

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**





**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ORCID :** - - -

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde**

**Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih :** / /

**Tezin Savunma Tarihi :** / /

**Tez Danışmanı :**

**ORCID :** - - -

**Trabzon**

## ÖNSÖZ

Bu tez çalışması, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Doktora Tezi olarak hazırlandı. Akademik yaşamımın geliştirici, öğretici ve keyifli süreçlerinden biri olduğunu düşündüğüm doktora sürecim boyunca destek olan herkese teşekkür etmek istiyorum.

Öncelikle, değerli bilgi ve tecrübelerini cömertçe paylaşarak doktora sürecimde bana yol gösteren, tüm eğitim sürecimi aktif, verimli ve yüksek motivasyonla geçirmemi sağlayan, karşılaştığım zorlukları aşmamda destek ve yardımlarını esirgemeyen, Danışmanım Prof. Dr. Uğur ÇEVİK'e, sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Doktora tez çalışma sürecimde akademik gelişimime önemli katkılar sağlayan İkinci tez danışmanım, Profesör Dr. Francesco CAPPUZZELLO'ya en içten teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca, INFN-LNS kurumundaki Magnex Laboratuvarı fırsatlarını bana sunup, bilgi ve birikimini cömertçe paylaşarak tez sürecimi verimli şekilde gerçekleştirmemi sağladığı için minnetarım.

Magnex araştırma grubu üyelerine sağladıkları katkıları ve işbirlikleri için teşekkürlerimi sunmak istiyorum. Magnex spektrometresi'nde veri alımı ve analizi tekniklerini bana öğreten, cömertçe bilgilerini paylaşan, yardımlarını ve sabrını esirgemeyen Dr. Diana CARBONE'ye sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Çalışmanın analizinde katkılarını esirgemeyen Dr. Vasilis SOUKERAS'a ve Dr. Akis SGOUROS'a işbirlikleri için teşekkür ederim.

Akademik gelişim sürecimde sağladığı olanaklar, bilgi ve tecrübeleriyle beni aydınlatan, tavsiyelerini ve desteğini esirgemeyen çok değerli Hocam Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

2214/A Doktora Tezi Araştırma Bursu Kapsamında, Yurt Dışı araştırmalarımda maddi destek sağlayan TÜBİTAK'a teşekkür ederim. Karadeniz Teknik Üniversitesi'ne, Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi'ne ve çalışma arkadaşım Burcu EROL'a, tez çalışmalarım boyunca desteklerinden dolayı teşekkürlerimi sunarım.

Hayatım ve akademik çalışmalarım süresince bana hep inanan, maddi ve manevi beni her zaman destekleyen AİLEME ve hayat arkadaşım Muammer Yasin HACISALİHOĞLU'na sonsuz teşekkür ederim.

## TEZ ETİK BEYANNAMESİ

Doktora Tezi olarak sunduğum ‘‘Alfa Parçacığının İzoskaler Monopol Rezonansının İncelenmesi’’ başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Prof. Dr. Uğur ÇEVİK’in ve ikinci danışmanım Prof. Dr. Francesco CAPPUZZELLO’nun sorumluluğunda tamamladığımı, verileri/örnekleri kendim topladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuarlarda yaptığımı/yaptırdığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 06/08/2020

Aylin HACISALİHOğLU

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ . . . . .	III
TEZ ETİK BEYANNAMESİ . . . . .	IV
İÇİNDEKİLER . . . . .	V
ÖZET . . . . .	VII
SUMMARY . . . . .	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ . . . . .	IX
TABLolar DİZİNİ . . . . .	XII
SEMBOLLER DİZİNİ . . . . .	XIII
1 GENEL BİLGİLER . . . . .	1
1.1 Giriş . . . . .	1
1.2 Nükleer Reaksiyonlar . . . . .	4
1.2.1 Nükleer Reaksiyon Çeşitleri . . . . .	6
1.2.2 Tesir Kesiti . . . . .	10
1.3 Nükleer Reaksiyonların Modelleri . . . . .	12
1.3.1 Elastik Saçılma için Optik Model . . . . .	12
1.3.2 Mikroskopik Potansiyeller . . . . .	15
2 YAPILAN ÇALIŞMALAR . . . . .	18
2.1 Deneysel Kurulum ve Prosedür . . . . .	18
2.1.1 Manyetik Spektrometrelerin Gelişimi ve Magnex Spektrometresi . . . . .	21
2.2 Odaksal Düzlem Algıçlı . . . . .	25
2.3 Oscar Algıçlı . . . . .	30
2.3.1 ODA Çalışma Prensibi ve Elektronik Kurulumu . . . . .	35
2.3.2 Spektrometre Referans Çerçevesi . . . . .	36
2.3.3 Yörünge Yeniden Yapılandırma Tekniği . . . . .	37
3 BULGULAR VE İRDELEME . . . . .	41
3.1 ( $^4\text{He}, ^4\text{He}$ ) Elastik Saçılma Veri İndirgeme Analizi . . . . .	42
3.1.1 MAGNEX Spektrometre Sistemi Kalibrasyonu . . . . .	42
3.1.1.1 Yatay Konum Kalibrasyonu . . . . .	42
3.1.2 Yatay Konumun Belirlenme Algoritması . . . . .	42

3.1.3	Dikey Konumda Kalibrasyon . . . . .	43
3.1.4	Dikey Konumun Belirlenme Algoritması . . . . .	44
3.1.5	Oscar Algııcı Kalibrasyonu . . . . .	45
3.1.6	$^4He$ İyonunun Parçacık Tanımlaması . . . . .	46
3.1.7	Son Faz Uzay Parametreleri . . . . .	49
3.1.8	Işın Yeniden Yapılandırma Tekniğinin Uygulaması . . . . .	53
3.1.8.1	Direk Geçiş Haritası $M$ . . . . .	53
3.1.8.2	Direk Geçiş Haritası $M^2$ 'nin Simülasyonu . . . . .	55
3.1.8.3	Ters Geçiş Haritası $M^{-1}$ . . . . .	60
3.1.9	Elastik Saçılma Tesir Kesiti Açısal Dağılımları . . . . .	62
3.2	$^4He+^4He^4He+^4He^*^3H+p$ İnelastik Saçılma ve Parçalanma Reaksiyonu Veri İndirgeme Analizi . . . . .	65
4	SONUÇLAR . . . . .	76
5	ÖNERİLER . . . . .	77
6	KAYNAKLAR . . . . .	78
7	EKLER . . . . .	85
	ÖZGEÇMİŞ	

Doktora Tezi

ÖZET

ALFA PARÇACIĞININ İZOSKALER MONOPOL REZONANSININ İNCELENMESİ

Aylin HACISALİHOĞLU

Karadeniz Teknik Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Uğur ÇEVİK

İkinci Danışman: Prof. Dr. Francesco CAPPUZZELLO

2020, 86 Sayfa

Bu tez çalışması, Magnex spektrometresi kullanılarak 53 MeV toplam gelen enerjisinde ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) inelastik saçılması ile  ${}^4\text{He}$ 'un 20,3 MeV enerjisindeki  $0^+$  rezonansının incelenmesini sunmaktadır. Rezonans pozisyonu, genişlik ve geçiş formu faktörü ölçülen tesir kesitinden çıkarılacaktır. Deney, son ab-initio form faktörü hesaplaması ile ( $e, e^*$ )'ın mevcut deneysel verileri arasındaki anlaşılamayan tutarsızlığa [1] ışık tutmak için yeni veri üretmeyi amaçlamıştır.

Bu çalışmada ilk olarak ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) elastik saçılma tesir kesiti açısal dağılımları  $\theta_{lab}^{opt} = (6, 6^\circ, 16^\circ, 22^\circ, 28^\circ, 34^\circ, 40^\circ)$  için elde edilmiştir. Her bir açısal tanımlanmış veri setlerinin, ortak kapsadığı açılarda çok iyi uyum olduğu görülmektedir, yani ardışık iki açısal ayar arasındaki bölgelerde tesir kesitleri örtüşmektedir. Ayrıca elastik deneysel tesir kesiti, Sao Paolo potansiyeli kullanılarak optik model ile hesaplanan teorik sonuçlar ile karşılaştırılmış ve uyumlu sonuçlar elde edilmiştir.

Birinci  $0^+$  uyarılmış durumu bölgesinde ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) inelastik saçılma tesir kesiti  $\theta_{lab}^{opt} = (6, 6^\circ)$  üzerinde incelenmiştir ve  $16,93 \mu b$  olarak elde edilmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** İzoskaler Monopol Rezonansı, İnelastik Saçılma, Ab-initio, Form Faktörü, Diferansiyel Tesir Kesiti

PhD. Thesis

SUMMARY

THE ISOSCALAR MONOPOLE RESONANCE OF THE ALPHA PARTICLE

Aylin HACISALIHOĞLU

Karadeniz Technical University  
The Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Physics Graduate Program

Supervisor : Prof. Dr. Uğur ÇEVİK  
Co-Supervisor: Prof. Dr. Francesco CAPPUZZELLO  
2020, 86 Page

This thesis work provides a study of  $0^+$  resonance at 20.3 MeV of the  ${}^4\text{He}$  via ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) inelastic scattering at 53 MeV total incident energy using the Magnex spectrometer. The resonance position, width and transition form factor will be extracted from the measured cross section. The experiment aimed at producing data of unprecedented quality necessary to shed light on the puzzling inconsistency between the recent ab-initio form factor calculation and existing experimental data from ( $e, e^*$ ) [1].

In this work we have studied the ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) elastic scattering cross section angular distribution at  $\theta_{lab}^{opt} = (6.6^\circ, 16^\circ, 22^\circ, 28^\circ, 34^\circ, 40^\circ)$ . The different data sets are in very good agreement, as visible in the regions are overlap between contiguous settings. The elastic data analysis were compared with theoretical results calculated with the optical model by using the Sao Paolo potential.

The first  $0^+$  excited state region, the inelastic scattering cross-section was determined on  $\theta_{lab}^{opt} = (6.6^\circ)$  and was obtained as  $16.93 \mu b$ .

**Key Words:** Isoscalar Monopole Resonance, Inelastic Scattering, Ab-initio, Form Factor, Differential Cross Section



## ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1. ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}+{}^4\text{He}+{}^3\text{H}+p$ parçalanma reaksiyonu şematik olarak tanımlanmıştır. . . . .	9
Şekil 2. Magnex spektrometresi saçılma odası gösterilmektedir. Saçılma odasında, Hedef merdiven, Oscar Si algıç ve Faraday kabı görülmektedir.	19
Şekil 3. Magnex Spektrometre Laboratuvarı görülmektedir. . . . .	23
Şekil 4. GEANT simülasyonundan elde edilmiş bir Magnex planı görülmektedir. Başlangıç faz uzayının heryerine dağılmış parçacıkların yatay zarfi gösterilmiştir. Farklı renkteki ışınların momentumu farklıdır: $\delta = 0, 1$ (yeşil); $\delta = 0, 05$ (sarı); $\delta = 0$ (kırmızı); $\delta = -0, 05$ (mavi); $\delta = -0, 1$ (siyah). Simetri düzlemindeki dipol ve kuadrupol alanların şekillerinin konturları gösterilmiştir[11]. . . . .	25
Şekil 5. Magnex Spektrometresinin şematik yerleşimi gösterilmektedir [11]. . .	26
Şekil 6. Odaksal düzlem algıç şematik gösterimi [11]. . . . .	27
Şekil 7. Yeni anodun şematik görünümü gösterilmektedir. $\theta_{eğim} = 59, 2^\circ$ eğimli pedlerin yapısı belirgindir, teller arasındaki mesafe yeşil olarak tanımlanır. Her ölçüm mm olarak ifade edilir [66]. . . . .	29
Şekil 8. Oscar teleskopunun geometrik şeması gösterilmektedir. Burada her bir pedin aktif alanı kırmızı kareler ile temsil edilmektedir. Mavi çizgiler ise her bir şeridin aktif alanlarının sınırlarını göstermektedir [43]. . . .	33
Şekil 9. Oscar teleskopunun $\Delta E$ ve $E_{kalan}$ temsili görülmektedir [43]. . . . .	34
Şekil 10. Yüklü parçacık optiği için sağ koordinat sistemi çizimi [40]. . . . .	37
Şekil 11. Olay seçimi olmayan tipik $y_i$ spektrumu. Kırmızı kesik çizgilerle gösterilen minimumlar, Mylar penceresini desteklemek için kullanılan yatay silikon kaplı tellere karşılık gelir (fotoğrafta görülebilir) [69]. . . . .	44
Şekil 12. Spektrum, ${}^{228}\text{Th}$ ve ${}^{224}\text{Ra}$ izotoplarının bir karışımını içeren $\alpha$ -kaynak verileri için iki aşamanın kalibre edilmiş enerji sinyallerini ( $E_\alpha \simeq 5, 3$ MeV, 5,4 MeV, 5,6 MeV) göstermektedir. . . . .	45
Şekil 13. $\Delta E_{düzeltilmiş} - E_{kalan}$ grafiği, $\theta_{opt}^{lab} = 16^\circ$ 'de elastik saçılmasında, 20 numaralı Si algıç için, kırmızı çerçeve ile belirlenmiş ${}^4\text{He}$ iyonu gösterilmiştir. . . . .	47

Şekil 14. $x_{odak}-E_{kalan}$ grafiği, ( ${}^4He, {}^4He$ ) 53 MeV enerjili, $\Theta_{opt}^{lab} = 16^\circ$ açısında gerçekleşen elastik saçılmasında, Şekil 13 grafik koşuluyla seçilen ${}^4He$ iyonu, mavi çerçeve ile 20 numaralı Si algıç için gösterilmiştir. . . . .	47
Şekil 15. $\Delta E_{duzelttilmis} - E_{kalan}$ matrisi, $\Theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ 'de elastik saçılmasında, 20 numaralı Si algıç için kırmızı çerçeve ile belirlenmiş ${}^4He$ iyonu gösterilmiştir . . . . .	48
Şekil 16. $x_{odak2}-E_{kalan}$ grafiği, 53 MeV enerjideki ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasında Şekil 15 grafik koşuluyla seçilen iyonlar için $\Theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ 'de 20 numaralı Si algıç için gösterilmiştir. . . . .	49
Şekil 17. Tipik $y_{odakfit}-x_{odakfit}$ grafiği, ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasında seçilen iyonlar için ve $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ açısında gösterilmektedir. . . . .	50
Şekil 18. $\theta_{odak}-x_{odakfit}$ grafiği $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ açısında, ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasına ait seçilen olaylar için gösterilmektedir. . . . .	51
Şekil 19. Tipik $y_{odakfit}-x_{odakfit}$ grafiği, ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasında seçilen iyonlar için ve $\theta_{opt}^{lab} = 16^\circ$ açısında gösterilmektedir. . . . .	52
Şekil 20. $\theta_{odak}-x_{odakfit}$ grafiği $\theta_{opt}^{lab} = 16^\circ$ açısında, ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasına ait seçilen olaylar için gösterilmektedir. . . . .	52
Şekil 21. Etkin ışın hesaplama şeması gösterilmektedir. . . . .	55
Şekil 22. Deneysel (Siyah noktalar) ve simülasyonu yapılmış (kırmızı artılar) veriler arasındaki karşılaştırma $\theta_{odak}-x_{odakfit}$ (üst panel) ve $y_{odakfit}-x_{odakfit}$ (alt panel) $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ açısal koşulunda ${}^4He$ iyonu için gösterilmiştir. . . . .	57
Şekil 23. Deneysel (Siyah noktalar) ve simülasyonu yapılmış (kırmızı artılar) veriler arasındaki karşılaştırma $\theta_{odak}-x_{odakfit}$ (üst panel) ve $y_{odakfit}-x_{odakfit}$ (alt panel) $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ açısal koşulunda ${}^{27}Al$ iyonları için gösterilmiştir. . . . .	58
Şekil 24. Deneysel (Siyah noktalar) ve simülasyonu yapılmış (kırmızı artılar) veriler arasındaki karşılaştırma $\theta_{odak}-x_{odakfit}$ (üst panel) ve $y_{odakfit}-x_{odakfit}$ (alt panel) $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ açısal koşulunda proton iyonu için gösterilmiştir. . . . .	59
Şekil 25. $\phi_i-\theta_i$ grafiği, seçilen ${}^4He$ için $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ açısal koşulunda ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasında ${}^4He$ iyonu için gösterilmiştir. . . . .	61
Şekil 26. $\theta_{lab}$ vs $E^*$ grafiğinde olayların yeniden yapılandırılmış dağılımları 13 MeV/akb' da gerçekleştirilen elastik veri için gösterilmiştir. . . . .	62
Şekil 27. Diferansiyel katı açı hesaplaması $\theta_{lab}^{opt}=6,6^\circ$ açısı için gösterilmektedir. Etkin spektrometre açıklığı (aynı $(\phi_i - \theta_i)$ tarafından belirlenen Şekil 26 çerçevesi ve spektrometre açıklığı mavi çerçeve olarak belirtilmiştir. Tek bir açısal aralığın diferansiyel katı açısı, $(\theta_{lab}, \theta_{lab} + \Delta\theta_{lab})$ aralığındaki dairesel halka ile $(\phi_i - \theta_i)$ kırmızı taranan bölge ile gösterilmektedir. . . . .	64
Şekil 28. Tesir kesiti açısal dağılımı 53 MeV enerjide elastik saçılma için gösterilmiştir. . . . .	65

Şekil 29. Hedef tutucu, $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ açısında elastik ve inelastik saçılma için kullanılmıştır. . . . .	66
Şekil 30. $\Delta E_{düzeltilmiş} - E_{kalan}$ matrisi elastik saçılmada 20 numaralı Si algıçta $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ açısında tespit edilen ${}^4He$ iyonu için görülür. Kırmızı çerçeveli tanımlanan ${}^4He$ iyonunu göstermektedir. . . . .	67
Şekil 31. $x_{odak2} - E_{kalan}$ matrisi, Şekil 30 grafik koşulu tarafından 20 numaralı Si algıç için inelastik saçılımda $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ açısında ${}^4He$ iyonu tespit edilmiştir. . . . .	67
Şekil 32. ${}^3H$ tanımlaması Oscar algıç de2 pedi ve e5 şeridi için yeşil çerçeveli olarak gösterilmiştir. . . . .	68
Şekil 33. $\theta_{odak} - x_{odakfit}$ grafiği seçilen ${}^4He$ iyonları için 53 MeV ışın enerjisinde ${}^4He$ hedefi kullanılarak Magnex sisteminde belirlenmiştir. . . . .	69
Şekil 34. $\theta_{odak} - x_{odakfit}$ grafiği Magnex ve Oscar tarafından seçilen ${}^4He$ iyonu, ${}^4He+{}^{27}Al$ hedefi kullanılarak belirlenmiştir. . . . .	70
Şekil 35. $y_{odakfit} - x_{odakfit}$ grafiği Magnex ve Oscar tarafından seçilen ${}^4He$ için ${}^4He+{}^{27}Al$ hedefi kullanılarak belirlenmiştir. . . . .	71
Şekil 36. $\theta_{odak} - E_x$ grafiği, Magnex ve Oscar tarafından seçilen ${}^4He$ için ${}^4He+{}^{27}Al$ hedefi kullanılarak belirlenmiştir. . . . .	71
Şekil 37. $\phi_i - \theta_i$ grafiği, Magnex ve Oscar tarafından seçilen ${}^4He$ için açısız kabulü belirlenmiştir. . . . .	72
Şekil 38. $\theta_{odak} - x_{odakfit}$ matrisi Magnex ve Oscar tanımlı ${}^4He$ için siyah noktalar ( ${}^4He, {}^4He$ ) ve kırmızı artı işaretleri ( ${}^{27}Al, {}^4He$ ) saçılması karşılaştırılarak gösterilmiştir. . . . .	73
Şekil 39. $y_{odakfit} - x_{odakfit}$ matrisi Magnex ve Oscar tanımlı ${}^4He$ için siyah noktalar ( ${}^4He, {}^4He$ ) ve kırmızı artı işaretleri ( ${}^{27}Al, {}^4He$ ) saçılması karşılaştırılarak gösterilmiştir. . . . .	73
Şekil 40. $\theta_{lab} - E^*$ grafiği, Magnex ve Oscar tanımlı ${}^4He$ için siyah noktalar ( ${}^4He, {}^4He$ ) ve kırmızı artı işaretleri ( ${}^{27}Al, {}^4He$ ) saçılması karşılaştırılarak gösterilmiştir. . . . .	74
Şekil 41. Ölçekli- $E^*$ grafiği, helyum ve aliminyum verilerinin karşılaştırılmasını gösterir. Kırmızı spektrum aliminyum verisini, mavi spektrum helyum verisini ve yeşil spektrum, helyum-normalize aliminyum farkını gösterir. . . . .	75
Şekil 42. ( ${}^4He, {}^4He$ ) inelastik saçılması tesir kesiti açısız dağılımı gösterilmektedir. $0^+$ birinci uyarılmış durumu tesir kesiti 1 MeV aralığında $\delta = 16,93 \mu b$ olarak elde edilmiştir. . . . .	75
Şekil 43. Normalizasyon katsayıları . . . . .	85

## TABLolar DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1. Oscar algıcının Magnex saçılma çemberi içindeki açısai ayarları verilmektedir. . . . .	21
Tablo 2. Magnex spektrometresi optik karakteristikleri verilmektedir [11]. . . .	23
Tablo 3. Dipol ve kuadropol parametreleri verilmektedir [11]. . . . .	24
Tablo 4. Her bir açi değeri için Magnex kuadropol ve dipol manyetik alan ayarları . . . . .	54
Tablo 5. ( $^{27}Al, ^4He$ ) inelastik saçılmasında $^{27}Al$ seviyeleri gösterilmektedir. . . .	56

## SEMBOLLER DİZİNİ

<b>ADC</b>	: Analog Dijital Dönüştürücü
<b>CC</b>	: Çiftlenmiş Kanal
<b>CFD</b>	: Sabit Kesir Ayrıştırıcısı
<b>C-RAMS</b>	: Analog Çoklamalı Sinyaller
<b>DC<sub>i</sub></b>	: Tel Tabanlı Sürüklenme Odaları
<b>DWBA</b>	: Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı
<b>EOS</b>	: Durum Denklemi
<b>GMR</b>	: Dev Monopol Rezonans
<b>INFN-LNS</b>	: Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Laboratori Nazionali del Sud
<b>ISGMR</b>	: İzoskaler Dev Monopol Rezonans
<b>NIM</b>	: Nükleer Enstrümantasyon Modülü
<b>NMR</b>	: Nükleer Manyetik Rezonans
<b>ODA</b>	: Odak Düzlem Algıç
<b>OR</b>	: Veya
<b>Oscar</b>	: Korelasyon ve Reaksiyonların Analizi İçin Silikon Hodoskopu
<b>QT</b>	: Yarı kararlı hedef
<b>Si</b>	: Silikon
<b>SPP</b>	: Sao Paolo Potansiyeli
<b>TAC</b>	: Zaman Genlik Dönüştürücü
<b>TOF</b>	: Uçuş Zamanı
<b>TTŞŞA</b>	: Tek Taraflı Silikon Şerit Algıç
<b>VME</b>	: Veri Toplama Sistemi Modülü

## 1. GENEL BİLGİLER

### 1.1. Giriş

Dev rezonansların hem nükleer yapı hem de nükleer madde hakkında değerli bir bilgi kaynağı olduğu bilinmektedir. Özellikle, çekirdeklerin gevşeme modu olarak da adlandırılan izoskalar Dev Monopol Rezonansı (GMR), özellikleri nükleer madde sıkıştırılamazlığı  $K_{\infty}$  ile ilişkili olduğu için çok önemlidir. Bu parametre, nükleer madde için durum denkleminin (EOS) tanımlanmasında temel bir bileşendir ve nötron yıldızları ve süpernovanın açıklanmasında temel bir parametredir [2].

Nükleer sıkıştırılamazlığın uygun değeri hala açık bir sorudur. Çünkü  $K_{\infty}$  'daki mevcut belirsizliğin bir kısmı, simetri enerjisi ile ilgili bilgi yetersizliğidir [3]. Nükleer sıkıştırılamazlığın genişlemesindeki  $K_{\tau}$  asimetri teriminin iyi bir şekilde belirlenmesi için geniş bir  $T = (N - Z)/A$  değer aralığında bir izotopik zincirde sıkıştırma modlarının çalışılması gerekmektedir. Bu son zamanlarda kararlı Sn izotopları için yapılmıştır ve  $K_{\tau} = 550 - 100 \text{ MeV}$  değeri elde edilmiştir [4].  $K_{\tau}$  'yu daha hassas bir şekilde belirlemek ve simetri enerjisinin nükleer sıkıştırılamazlıktaki rolünü araştırmak için GMR ölçümünün kararsız çekirdeklere genişletilmesi gerekir. Her ne kadar cezbedici olsa da, kararsız çekirdeklere GMR ölçümü, düşük radyoaktif ışın yoğunluğu ve ters kinematikteki olumsuz koşullar nedeniyle büyük bir deneysel zorluklar hala devam etmektedir. Gerçekten de, GMR kesiti, kütle referans çerçevesinin ortasındaki  $0^{\circ}$ 'de pik yapar, bu da döteronlar ve alfa parçacıkları gibi hafif izoskalar problemleri için çok düşük geri tepme hızlarına neden olur. Geri tepmelerin küçük kinetik enerjisi, ince hedeflerin kullanılması gerekliliğini ifade eder.

Avrupa Antiproton ve İyon Araştırma Merkezi (FAIR-GSI)'nde önerilen yenilikçi teknik, bir depolama halkasında helyum gaz jet hedefinin kullanılmasına dayanır [5]. Böylece ince bir hedefin dezavantajı, bir depolama halkasında iyonların devir frekansı ile telafi edilebilir.

Japonya Araştırma Merkezi (RIKEN)'nde  $120 \text{ mg/cm}^2$  kalınlıkta sıvı helyum hedef geliştirildi ve ters kinematikte  $60 \text{ A MeV}$  ışın enerjisinde ve bir  $50 \text{ kHz}$  ışın yoğunluğunda  $^{14}\text{O}$  uyarılması için kullanıldı [6]. Böylece İzoskalar monopol ve dipol sıkıştırma kuvveti

elde edildi, ancak net bir rezonans piki gözlemlenemedi. Araştırmacılar, olası bir açıklama olarak, hafif kararlı çekirdeklerin tipik sıkışma dayanımı dağılımının parçalanmış yapısını önermişlerdir.  $^{56}\text{Ni}$ 'in döteron saçılımını ölçmek için Egzotik ışınlarla ikili reaksiyonlar için aktif hedef dedektörü (MAYA) kullanılarak GANIL (Fransa Büyük Ağır İyon Ulusal Hızlandırıcı)'da başka bir yaklaşım uygulandı [7]. Bununla birlikte, uyarma enerji spektrumunda, monopol ve dört kutuplu rezonanslar arasında net bir şekilde ayrılması mümkün değildi. Gerçekten de, MAYA aktif hedefinin geri tepmeyi  $0^\circ$  seviyesinde ölçmesinin imkansızlığı GMR'nin gözlemini daha az netleştirdi. Yakın zamanlarda, aynı teknikle, ters kinematikte 50 AMeV'de inelastik alfa saçılması kullanılarak, kararsız çekirdek  $^{68}\text{Ni}$ 'de izoskaler monopol tepkisi ölçülmüştür [8].

1960'ların sonlarında gerçekleştirilen elektron saçılma deneyleri sonucu olarak Walcher ve arkadaşları [9], Frosch ve arkadaşları [10],  $^4\text{He}$  spektrumunda dar bir pikin varlığına dair kanıtlar ortaya koydular. Bu, sadece bir izoskaler monopol rezonans uyarmasına ( $0^+$  rezonans) atfedilmiştir ve bu rezonans durumuna geçiş form faktörü,  $2 \text{ fm}^{-1}$ 'e kadar aktarılan farklı momentum değerleri için ölçülmüştür. Bununla birlikte, tüm izoskaler monopol spektrumunun ölçümü yoktur fakat  $^4\text{He}$  için bu mümkündür. Daha büyük sistemler söz konusu olduğunda, bu tür spektrumlar hem deneysel hem de teorik açıdan önemli çalışmaların parçası olmuştur. Bu çekirdeklerin izoskaler monopol spektrumları, izoskaler dev monopol rezonansı (ISGMR) olarak adlandırılan görünür "tümsekler" sergiler. GMR'lerin düşük momentum transferindeki deneylerde görülebildiği ve spektrumun düşük enerji kısmının sıkıştırılabilirliğe ana katkıyı sağladığı bilinmektedir. Tabii ki, hedefi inceleyen düşük momentum için dalga boyu büyük olduğundan, spektrum temel olarak tüm bileşenleri içeren özellikleri gösterecektir ve böylece kolektif davranışları ortaya koyacaktır. Bu nedenle GMR'ler "gevşeme modları"nın belirleyicisi olarak yorumlanmıştır [1].

Yakın zamanda yapılan ab-initio hesaplamaları,  $^4\text{He}$ 'un [1] monopol geçiş form faktörünün kullanılan farklı gerçekçi potansiyellere güçlü bir bağlılığı olduğunu işaret etmektedir. Ayrıca chiral pertürbasyon teorisinden modern üç-cisim Hamiltonyenleri kullanarak yapılan hesaplamalarda, mevcut elektron saçılması verileri ile büyük bir uyumsuzluk (yaklaşık iki kat) ortaya çıkmıştır. Deneysel çalışmalar esas olarak  $(e, e)$  saçılması üzerine odaklanmıştır, fakat bu da form faktörlerinin çıkarımının nihai olması için yeterli hassasiyeti sağlamamıştır. Bu bağlamda sunulan tezin amacı Magnex spektrometresinde ( $^4\text{He}, ^4\text{He}$ ) inelastik saçılması tesir kesitinin  $0^+$  birinci uyarılmış durum bölgesinde 20,3 MeV enerjide ölçülmesidir.

( ${}^4He, {}^4He$ ) ölçümü, ( $e, e$ ) ile karşılaştırıldığında iki temel avantaj sunmaktadır, tesir kesiti farkedilir ölçüde büyüktür ve saf izoskaler ( $T = 0$ ), spin skaler ( $S = 0$ ) modları nükleer etkileşimlerden uyarılmışlardır. Coulomb etkileşimi, sadece elektron saçılmasını belirleyen tek etkileşimdir ve spektrumda  $0^+$  rezonansı altında alakalı bir arka plan üreten, ( $T=1$ ) izovektöründen izoskaler modları filtrelemez. ( ${}^4He, {}^4He$ ) saçılması için, izovektör nükleer etkileşimi ve Coulomb etkileşimi  $10-20 MeV/akb$  enerjilerde ihmal edilebilir olduğundan, saf izoskaler geçişlerin çalışılması için oldukça uygundur. Güçlü etkileşimin nükleer izovektörü ( $T=1$ ) bileşeni genel olarak ihmal edilemez. Ancak, izospin simetrisi nedeniyle burada yastaktır.  ${}^4He$  çarpışması için  $T=0$  var olduğundan giriş kanalında  $T=0$  vardır. Çıkış kanalında da iki adet  ${}^4He$  olmakla birlikte  ${}^4He$  saçılan iyonunun  $T=0$  değeri olmaktadır, bu yüzden kalan çekirdeğin içindeki nüfusların da  $T=0$  olması gerekir. Aksi takdirde izospin korunmaz. Diğer taraftan ( ${}^4He, {}^4He$ ) tesir kesitinin, geçiş genliği integrallerinde bozulmuş dalgalarla (distorted waves) katlı olması nedeniyle form faktörüne dolaylı bir şekilde ulaşılabilir. Ancak nükleer reaksiyon mekanizmasının modern teknikleri, çift katlı (Double Folding) optik potansiyeller kullanılarak, ölçülen tesir kesitlerinden form faktörlerinin güvenilir bir biçimde ortaya çıkarılmasını sağlayan, bozulmuş dalgalar formalizmi (Distorted Waves Formalism) üzerine kurulmuştur [11].

Bu çalışmada  ${}^4He$  saçılan iyonlarının tespit edilmesi için kullanılan Magnex Geniş Kabul Spektrometresi sayesinde önceki çalışmalardan enerji, açısal çözünürlük ve de sinyal gürültü oranı bakımından daha kaliteli veriler üretilmesi planlanmıştır. Tesir kesitleri, mutlak değerde ölçülmüş ve bir optik model analizinden, form faktörlerinin hesaplanması için kullanılacaktır. Form faktörleri bozulmuş dalgalar çift katlı Sao Paulo potansiyeli [12, 13] kullanılarak elde edilecektir. Nükleer etkileşim için Sao Paulo potansiyeli [12], bu enerji bağımlılığının Pauli'nin yerelliksizliği ile ilişkili olduğu teorik bir modeldir. Sao Paulo potansiyeli, birçok reaksiyon kanalının, birçok ağır iyon sistemi için ve çok geniş bir enerji aralığında veri analizlerinde başarıyla uygulanmıştır. Ağır iyon elastik saçılma verileri, geniş bir enerji aralığında birçok sistem için Schrödinger denklemi bağlamında analiz edilmiştir. Bu analizlerde elde edilen fenomenolojik potansiyel kuvvetler, güçlü bir enerji bağımlılığı içerir. Bu bağımlılığı hesaba katan birkaç model geliştirilmiştir. Özellikle, ( ${}^4He, {}^4He$ ) sisteminde olduğu gibi, ağır iyon reaksiyonlarıyla ilgili olarak, farklı özelliklere sahip olduğundan, daha önceki bir çalışmada [14], Sao Paulo potansiyeli ( ${}^4He, {}^4He$ ) için elastik saçılma veri analizleri için test edilmiştir. Çiftlenmiş kanal (CC) hesaplamaları ile hesaplanan form faktörünün



ab-initio monopol hesaplamaları ile karşılaştırılmasını sağlayacak yeterlilikte ve doğrulukta elde edilmesini sağlamaktadır. Buna karşılık, hesaplanan ab-initio monopol form faktörü, diferansiyel tesir kesitinin CC hesaplamaları için dışardan bir veri girişi olarak kullanılabilir. Böylece deneysel açısal dağılımın şeklinin analizi, 20,3 MeV rezonans bölgesinde, monopol olmayan katkıların varlığını gösterebilir. Bu çalışma ile  $0^+$  rezonansının pozisyonu ve genişliğinin önceki ( $^4He, ^4He$ ) ölçümlerine göre [15, 16] daha doğru bir şekilde elde edilmesi ve ( $e, e$ ) verilerinden [9] açığa çıkan uyuşmazlığın çözülmesi beklenilmektedir. Bu çalışmada elde edilen hassas veri üretimi, Nükleer Hamiltonyenlerin daha iyi sınırlanması ve daha iyi anlaşılabilirliği açısından, ab-initio teorik çalışmaları için kullanışlı olacaktır [11].

## 1.2. Nükleer Reaksiyonlar

Nükleer reaksiyonlar, nükleer spektroskopi ile incelenerek çekirdeklerin karakteristik ve ortak özelliklerinin belirlenmesini sağlamaktadır. Nükleer reaksiyonlar, nükleer kuvvetlerin etkisini araştırmak için iyi bir araçtır. Modern nükleer spektroskopi ile artık kararlı çekirdeklerden uzaklaşarak, yüksek açısal momentum ile yüksek uyarılmış deforme olmuş durumlardan, yüksek nötron fazlalığı, nötron eksikliği veya yeni elementler bölgesi, süper ağır çekirdekler ile mevcut çekirdeklerin sınırlarına yakın bölgelerde bulunan çekirdeklere kadar araştırmalar yapılabilmektedir. Çekirdeklerin izospinleri  $T = (N - Z)/A$  ile karakterize edilebilirler. Son zamanlarda nükleer çerçevenin sınırlarını belirleyen egzotik çekirdek reaksiyonlarını araştıran radyoaktif iyon-demeti tesisleri (RIB), hızlı nötron yakalama süreci (r-süreci) gibi astrofizik reaksiyon zincirleri araştırmaları ve değişen izospinli kabuk modeli gibi nükleer modellerin değişmesi gibi pek çok nükleer fizik konuları çalışılmaktadır.

Nükleer reaksiyonlar, protonlar, döteronlar, alfa parçacıkları veya ağır iyonlar olarak adlandırılan daha ağır çekirdekler bir parçacık demetinin istenen bir enerjiye hızlandırılarak bilinen izotopik bileşimin bir hedefi ile çarpıştırılacak şekilde saptırılarak gerçekleştirilmektedir. Nükleer saçılma veya reaksiyonun sonucunda oluşan ürünlerin bazılarının kinetik enerjisi ve saçılma açısı ölçülür.

Ayrıca nükleer reaksiyonlar, atmosferin üst tabakalarında veya uzayda kozmik ışınlardan gelen yüksek hızlı parçacıklar tarafından da üretilebilir. Nötron demetleri, yüklü bir parçacık ışını, bir hedef çekirdekten zayıf bağlanmış nötronları naklederken nükleer reaktörlerden veya ikincil ürünler olarak elde edilebilir. Fotonlar, mezonlar, müonlar ve nötrinoların

ışınları da nükleer reaksiyonlar üretebilir. Bir nükleer reaksiyonun meydana gelmesi için, gelen ışın parçacığının nükleonlarının hedefteki nükleonlarla etkileşime girmesi gerekir. Bu nedenle enerji, protonlar arasındaki doğal elektromanyetik iticiliğin üstesinden gelebilecek kadar yüksek olmalıdır. Bu enerji bariyerine, Coulomb bariyeri denir. Enerji bariyerin altında, çekirdekler birbirinden geri saçılır. Gelen ışın parçacığı ve bir hedef çekirdek arasında bir çarpışma meydana geldiğinde, ışın parçacığı, hedef çekirdeği temel durumunda bırakarak elastik olarak saçılır veya çekirdek içsel olarak uyarılır ve daha sonra radyasyon veya nükleonlar yayarak bozunur. Rutherford tarafından yapılan deneyde, radyoaktif materyalden doğal olarak elde edilen düşük enerjili alfa parçacıkları, hedef atomlardan geri saçılması incelenerek hedef çekirdeklerin boyutunu ölçmek için kullanılmıştır.

Nükleer bir reaksiyon, gelen parçacığın, hedef çekirdeğin ve reaksiyonunun tanımlanmasıyla ifade edilir. Herhangi bir reaksiyon denklemi için bir dizi korunum koşulu uygulanır. Bir reaksiyon denkleminde kütle numarası  $A$  ve  $Z$  yükü, reaksiyon öncesi ve sonrası dengelenmelidir. Ayrıca reaksiyondan önceki toplam enerji, reaksiyondan sonraki toplam enerjiye eşit olmalıdır. Toplam enerji, parçacık kinetik enerjilerini ve kalan parçacık kütlelerinin enerji eşdeğerini, ( $E = mc^2$ ) içerir. Reaksiyondan önce ve sonra doğrusal momentum eşit olmalıdır. İki parçacık son durumları için bu, bir parçacığın momentumunun ölçülmesinin diğer parçacığın momentumunu belirlediği anlamına gelir. Kuantum kuralları, nükleer seviyelerin açısal momentumu, paritesi ve izospinin dengelenmesini yönetir. Reaksiyon ürünlerinin açıları ve kinetik enerjileri (kinematik değişkenler) ölçülerek bir reaksiyon incelenir. Her bir ürünün beklenen yükü ve enerjisine göre tasarlanan parçacık ve radyasyon dedektörleri hedef etrafında düzenlenir. Belirli bir kinematik değişkenler kümesi için en önemli ilgi alanı, reaksiyonun tesir kesitidir. Tesir kesiti, belirli bir reaksiyonun meydana gelme olasılığının bir ölçüsüdür. Alan boyutunda olan bu büyüklük,  $\sigma$ , deneysel oran ile ölçülmektedir. Tesir kesiti, parçacık demetinin hedef ile reaksiyona girme olasılığını vermektedir böylece oluşacak farklı reaksiyonların gerçekleşmesi için gerekli koşulların bilinmesini sağlamaktadır.

Tesir kesit ayrıca, kuantum mekaniği kuralları uygulanarak çekirdeğin matematiksel bir modelinden de hesaplanabilir. Ölçülen ve hesaplanan değerlerinin karşılaştırılması birçok reaksiyon için nükleer model varsayımlarını doğrular. Bir proton, hedefi üzerindeki protonların ve nötronların elastik saçılma tesir kesitleri, nükleon-nükleonun yeniden yapılandırılması için gerekli verileri verir. Tam bir nükleer yapı ve dinamik teorisi bu temel etkileşim ile başlamalıdır. Nükleer boyutların, şekillerin, bağlanma enerjilerinin ve diğer nükleer özelliklerin

sistematığı, nükleer modellerin açıklamak zorunda olduğu verilerdir [17].

### 1.2.1. Nükleer Reaksiyon Çeşitleri

Nükleer reaksiyonlarda etkileşimin türüne göre farklı süreçler gerçekleşebilmektedir. Tipik bir nükleer reaksiyon şu şekilde yazılabilir:



buradaki  $X$  hedef çekirdeği,  $a$  gelen parçacığı temsil ederken,  $Y$  ve  $b$  artık çekirdeklerdir. Genellikle  $Y$ , hedefte duran ve doğrudan gözlenmeyen ağır bir ürün olurken,  $b$  hafif, saptanabilen ve ölçülen parçacıktır. Kısaca bu reaksiyon  $X(a, b)Y$  şeklinde yazılabilir. İzotoplar, kütle numaralarının kimyasal sembolün solunda bir üst simge olarak kullanılmasıyla belirtilir. Temel parçacıkları ve bazı hafif çekirdeklerini belirtmek için özel semboller kullanılır; örneğin, elektron için  $e$ ; proton için  $p$ ; nötron için  $n$ ; döteron için  $d$  veya  ${}^2H$ ; triton için  $t$  veya  ${}^3H$  veya alfa için  ${}^4He$ , foton veya gama ışını için  $\gamma$ , pion için  $\pi$ , müon için  $\mu$  vb. Bazen  $b$  veya  $Y$  uyarılmış bir durum içinde üretilebilmektedir. Bu durum  $Y^*$  işaretiyle gösterilir, Denklem 1 içindeki  $Q$  sembolü, bir reaksiyonda açığa çıkan enerjidir; hem  $b$  hem de  $Y$  temel durumda kalırsa, bu durum elastik saçılmadır ve toplam kinetik enerji korunmaktadır.  $Q = 0$  olduğu bu durum  $Q_0$  olarak ifade edilir.  $Q \neq 0$  ise, kinetik enerjinin bir kısmının uyarma enerjisine ve/veya yeni çekirdek türlerine harcandığı anlamına gelir. Eğer  $E_s$  ve  $E_i$  son ve ilk durumundaki toplam kinetik enerjiyse, o zaman reaksiyonda açığa çıkan enerji  $Q$  aşağıdaki gibi yazılır.

$$Q = E_s - E_i \quad (2)$$

$Q$  pozitifse, reaksiyonun ekzotermik olduğu söylenir ve  $Q$ 'nin negatif değeri ise reaksiyonun endotermik olduğunu gösterir. Bu durumda, gelen parçacığın reaksiyonu başlatması için eşik enerjisi olarak adlandırılan belirli bir minimum kinetik enerjisi olması gerekir. Kütle sisteminin merkezinde ihtiyaç duyulan eşik enerjisi  $-Q$  'ya eşittir.

Bombardıman parçacığı için yeterli enerji verildiğinde, bir çarpışma son durumda ikiden fazla parçacığa neden olabilir. Yeterince yüksek enerjide bir çarpışma, spallasyon (çekir-

dekten kopma) reaksiyonu adı verilen fazla sayıda reaksiyon ürününe neden olabilir, ancak bir çekirdeğin tüm bileşenlere ayrılması olası değildir. Birkaç ana reaksiyon türü vardır. Bunlar;

(i) **Elastik Saçılma**; gelen parçacık ile saçılan parçacığın değişmediği  $b = a$  ve  $Y = X$  durumundadır yani  $X$  taban durumundadır. Sonuç olarak iç durumlar değişmeden kalır, böylece  $Q = 0$  ve kütle merkezi sistemindeki parçacıkların kinetik enerjisi saçılmadan önce ve sonra değişmez. Genel olarak elastik saçılma durumu Denklem 3'te ifade edilmiştir ve Denklem 4'te bir örneği görülmektedir.



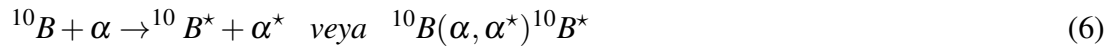
örneğin;



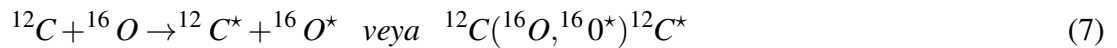
(ii) **İnelastik Saçılma** durumunda gelen parçacık ile saçılan parçacık değişmez yani  $b = a$ 'dır ,ancak 'X' uyarılmış bir duruma yükseltilir,  $Y = X^*$ , böylece  $Q = -E^*$  olur, burada  $E^*$  uyarılma durumu enerjisidir. İnelastik saçılma durumu Denklem 5'te ifade edilmiştir:



Aşağıdaki reaksiyon bir inelastik saçılma örneğidir.



"a" gelen parçacığının kendisi kompleks bir çekirdekse, hedef yerine uyarılabilir veya hem çekirdek hem gelen parçacık uyarılabilir. İkinci durumun bir örneği aşağıdaki gibidir.



(iii) **Nükleer Reaksiyon**  $b \neq a$  ve  $Y \neq X$  olduğu durumlarda, çarpışma çifti arasında dönüşüm olarak bilinen, çarpışan nükleonların yeniden düzenlenmesi gerçekleşir. Bir dizi olasılık mümkündür;  $X + a \rightarrow Y_1 + b_1 + Q_1$  veya  $\rightarrow Y_2 + b_2 + Q_2$

Aşağıda nükleer reaksiyonlara birkaç örnek verilmiştir.



Bu olasılıklar direk ve bileşik reaksiyonlar olmak üzere iki farklı sürece indirgenir. Gelen çekirdeğin ve hedef çekirdeğinin etkileştiği zaman, ( $10^{-15} - 10^{-16}s$ ) ise bir bileşik çekirdek, ( $10^{-21}s$ ) mertebesinde ise bileşik çekirdek oluşmadan devam eden reaksiyonlar, direk reaksiyonlar, inelastik saçılma, soyma ve ters toplama reaksiyonu, nakavt reaksiyonu ve ağır iyon reaksiyonu gibi çeşitli nükleer reaksiyonları içermektedir. Bu farktan ötürü, reaksiyon ürünleri, bileşik çekirdek reaksiyonlarında gözlenenenden tamamen farklı özelliklere sahiptir. Bu iki süreçte hangi mekanizmanın hangi enerjide çalışacağını belirtmek zordur. Kural olarak, düşük enerjilerde bileşik çekirdek oluşumu daha olasıdır, yüksek enerjilerde direk reaksiyon baskın olacaktır. Bileşik çekirdek reaksiyonu iki aşamalı bir işlemken, direk reaksiyon bir aşamalı tek işlemdir.

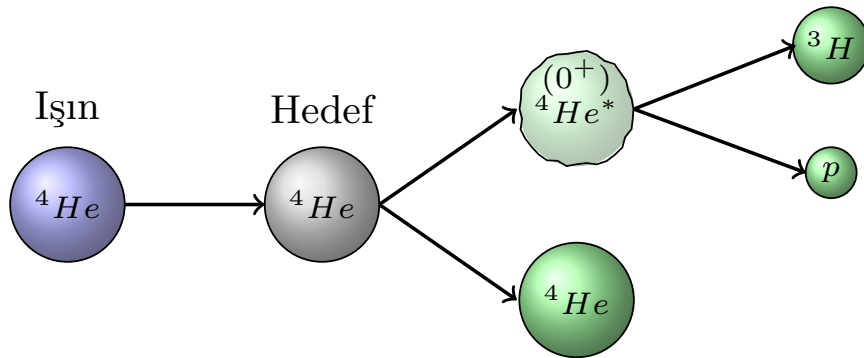
Direk reaksiyon olasılığı, ilk olarak düşük enerjili ( $d, p$ ) reaksiyonlar analiz edilirken Oppenheimer ve Phillips [18] tarafından tanınmıştır. Deneysel olarak ( $d, p$ ) reaksiyonlarının ( $d, n$ ) reaksiyonlarından daha sık olduğu gözlenmiştir. Bu, bileşik çekirdek reaksiyonu oluşumu sırasında, bu durumun tersi durum oluşmaktadır. Döteron çarpışmasında, bileşik reaksiyon olasılığında proton Coulomb kuvvetleri nedeniyle itilirken nötron hedef tarafından yakalanır ve bu durum ( $d, n$ ) reaksiyonlarının ( $d, p$ ) reaksiyonlarına göre daha baskın olmasına yol açar. Butler teorisi [19], açılma dağılımındaki ileri tepe noktasının,  $l$  düzeninin küresel Bessel fonksiyonunun karesi tarafından verildiğini göstermiştir; burada,  $l$ , nötronun ( $(d, p)$  reaksiyonu için) ve proton ( $(d, n)$  reaksiyonu için) yakalandığı durumun açılma momentumudur. Yakalanmayan nükleon, ileri tepe noktası vererek ilerlemeye devam eder. Bu reaksiyonlara "soyma" reaksiyonları denir. Daha sonra  ${}^{31}\text{P}({}^4\text{He}, p){}^{34}\text{S}$ ,  ${}^{13}\text{C}({}^3\text{He}, {}^4\text{He}){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{23}\text{Na}(d, p){}^{24}\text{Na}$ ,  ${}^7\text{Li}(p, d){}^6\text{Li}$  vb. gibi çok sayıda reaksiyonun "soyma özellikleri" gösterdiği bulunmuştur veya "yakalama" reaksiyonları ile ileri pik tarafından tanınır.

$(p, d)$  ve  $(n, d)$  reaksiyonları,  $(d, p)$  ve  $(d, n)$  reaksiyonlarının tersi olarak bilinir. Yaka-

lama reaksiyonu sürecinde, hedef çekirdeğe yaklaşmakta olan gelen proton, güçlü bir şekilde bir dış nötron ile etkileşir ve yayınlanan bir döteron oluşturur.  $(n, d)$  reaksiyonu için benzer bir açıklama yapılır.  $({}^4He, p)$  reaksiyonunda ileri pik, bir tritonun alfa parçacığından soyulması olarak açıklanmaktadır. Öte yandan,  $(p, {}^4He)$  reaksiyonu, bir tritonun, bir alfa-parçacığı oluşturmak üzere hedef çekirdekten proton tarafından yakalanmasıdır.  $({}^4He, p)$  ve  $(n, p)$  tipi reaksiyonlar, gelen parçacığın bir nükleon veya bir nükleon kümesini vurduğu ve onu çıkardığı nakavt reaksiyonları olarak bilinir. Belirtilen soyma veya yakalama reaksiyonları, transfer reaksiyonları veya yeniden düzenleme çarpışmaları olarak bilinen genel bir direk reaksiyon sınıfının özel durumlarıdır. İnelastik saçılmaya karşılık gelen reaksiyonlar  $(p, p)$ ,  $({}^4He, {}^4He)$  ve  $(d, d)$  de direk reaksiyon kategorisine girebilir ve benzer şekilde analiz edilebilir.

Direk reaksiyonlar nükleer yapı için değerli bilgiler sağlamıştır. Düzlem-dalga yaklaşımına dayanan Born yaklaşımı, doğrudan yaklaşımı açıklamak için tatmin edici sonuçlar vermez. Gelen dalga nükleer reaksiyon nedeniyle bozulduğundan, bozulmuş dalga Born yaklaşımına (DWBA) başvurulur.

Birçok hafif çekirdeğin, bir parçacık gibi kuvvetle bağlı nükleonların alt gruplarından oluştuğu düşünülebilir. Bazı çekirdeklerde bu alt gruplar sadece birbirine zayıf bir şekilde bağlanır, böylece bu çekirdeklerin alt grupları yayılarak tek tek nükleonları atmaktan daha fazla parçalanmaları daha olasıdır [20]. Bu çekirdekler arasındaki çarpışmalar iki, üç veya daha fazla parçacık üretebilir ve sistemin alfa parçacıklarına kısmi veya tamamen parçalanmasından kaynaklanır. Bu tez çalışmasında,  ${}^4He+{}^4He+{}^4He+{}^4He+{}^3H+p$  reaksiyonunun deneysel bir incelemesi ele alınmaktadır.



Şekil 1.  ${}^4He+{}^4He+{}^4He+{}^4He+{}^3H+p$  parçalanma reaksiyonu şematik olarak tanımlanmıştır.

Bu reaksiyonunun temel mekanizması, ( ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$ ) inelastik saçılması sonucu uyarılan  ${}^4\text{He}^*$  saçılan iyonunun parçalanma reaksiyonu gerçekleştirilmesi esasına dayanır ve Şekil 1’de basit bir modeli gösterilerek açıklanmaktadır. Saçılan iyon  ${}^4\text{He}^*$  uyarılmış durumu kararsız bir yapıda olduğundan,  ${}^4\text{He}$  hedefi ile etkileşerek  ${}^3\text{H}$  ve  $p$  olarak parçalanmaktadır.

### 1.2.2. Tesir Kesiti

Belirli bir nükleer reaksiyonun gerçekleşme olasılığını nicel olarak ölçmek için tesir kesiti kavramını ortaya konmaktadır.  $X(a,b)Y$  tipinde bir reaksiyon düşünelim. N sayıda X çekirdeği içeren bir hedefe, birim alan başına  $I_0$  akısı ile bir  $a$  parçacık demeti gelirse, birim zamanda  $I$  başına yayılan  $b$  parçacıklarının sayısı, hem  $I_0$  hem de N ile orantılı olacaktır. Bu orantı sabiti  $\sigma$  tesir kesiti olarak bilinir.

$$I = I_0 N \sigma \quad (11)$$

veya

$$\sigma = I / I_0 N \quad (12)$$

daha açık bir ifadesi aşağıdaki gibidir:

$$\text{Tesir kesiti} = \frac{b \text{ parçacıkların sayısı (yayınlanan/s)}}{(a \text{ parçacıklarının sayısı (birim yüzeyden geçen/s)) (hedef çekirdek sayısı)} \quad (13)$$

Nükleer fizikte tesir kesiti birimi barn (b) olarak kullanılmaktadır ( $1b = 10^{-24} \text{cm}^2 = 10^{-28} \text{m}^2 = 100 \text{fm}^2$ , ye karşılık gelmektedir). Alt birimler ise millibarn, ( $1mb = 10^3 b$ ), mikrobarn, ( $1\mu b = 10^{-6} b$ ), nanobarn, ( $1nb = 10^{-9} b$ ) olarak kullanılmaktadır.

Birim zaman başına yayılan  $b$  parçacıklarının sayısı, gelen demete göre  $(\theta, \phi)$  kutupsal açıları doğrultusundaki bir  $d\Omega$  katı açısı ile de orantılıdır. Orantı sabiti ise  $d\sigma(\theta, \phi)/d\Omega$  diferansiyel kesiti olarak tanımlanır ve  $(d\sigma/d\Omega)$  veya  $\sigma(\theta, \phi)$  olarak ta yazılabilir. Böylece diferansiyel tesir kesiti bu şekilde tanımlanır:

$$d\sigma/d\Omega = \frac{I}{I_0 N d\Omega} \quad (14)$$

$d\sigma/d\Omega$  birimi *barn/steradyan* ( $b/sr$ ) dir. Parçacıklar kutuplanmadıkça, saçılan parçacıklar  $\phi$  azimutal açısına bağlı olmayacak ve saçılma ışın eksenini etrafında simetrik olacaktır. Bu durumda, diferansiyel tesir kesiti yalnızca  $\theta$  kutupsal açısına bağlı olacak ve  $d\sigma(\theta)/d\Omega$  veya  $\sigma(\theta)$  olarak yazılacaktır.  $\sigma$  ve  $d\sigma(\theta)/d\Omega$  toplam elastik tesir kesitleri aşağıdaki ifadelerle ilişkilidir:

$$\sigma = \int_0^{4\pi} (d\sigma/d\Omega)d\Omega \quad (15)$$

Ama  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$  olduğundan Denklem 15 düzenlenirse şu şekilde yazılır:

$$\sigma = \int_0^\pi (\sin\theta d\theta) \int_0^{2\pi} (d\phi) \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (16)$$

Spin kutuplanması yokluğunda,  $d\sigma/d\Omega$ ,  $\phi$ 'den bağımsızdır:

$$\sigma = (2\pi) \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} (\sin\theta d\theta) \quad (17)$$

Nükleer reaksiyonlarda aynı giriş kanalı için, belirli bir enerjide elastik ve inelastik saçılma gibi farklı reaksiyon ürünlerine karşılık gelen bir dizi çıkış kanalı açılır. Çıkış kanalları birbirinden bağımsız olduğu için herhangi bir kuantum girişimi olmaz ve farklı reaksiyon kanallarının tesir kesiti eklenebilir. İnelastik kanal tesir kesiti toplamına soğurulma tesir kesiti denir ve  $\sigma_{soğ}$  ile gösterilir. Ayrıca elastik kanalın tesir kesiti eklendiğinde, toplam tesir kesiti elde edilir.

$$\sigma_{toplam} = \sigma_{soğ} + \sigma_{el} \quad (18)$$

Açıkçası, tesir kesitinin hesaplanmasında gelen ışın parçacığının sonlu boyutları da dikkate alınmalıdır.  $R_2$  yarıçaplı küre  $R_1$  yarıçapındaki bir kürenin üzerine,  $b$  etki parametresi ile ilerler, İki küre sadece etki parametresi  $b \leq R_1 + R_2$  olduğu durumda çarpışacaktır. Etki, bir nokta parçacığının yarıçapı  $R_1 + R_2$  olan bir diskle çarpışması ile aynıdır; disk, kürelerin merkezlerini birleştiren eksene diktir. Diskin birbirine temas eden iki kürenin tahmini alanı olan alanı  $\pi(R_1 + R_2)^2$  'a eşittir. Bu, çarpışma için bir tesir kesitidir ve hedef çekirdeğin yarıçapı belirlenecekse, bombardıman parçacığının yarıçapının dikkate alınması gerektiği anlamına gelir [20].



### 1.3. Nükleer Reaksiyonların Modelleri

#### 1.3.1. Elastik Saçılma için Optik Model

Optik model, nükleer reaksiyonların tanımlanmasında önemli bir rol oynar. Elastik saçılmayı bir potansiyel parametresi ile iki çekirdeğin etkileşimi olarak tanımlayarak başarılı bir şekilde açıklayan bu model, ayrıca çarpışan çiftin görelî hareketi için ilgili dalga fonksiyonunu da sağlar. Bu dalga fonksiyonları daha sonra Bozulmuş Dalgalar yönteminde olduğu gibi diğer reaksiyon teorilerinde bileşenler olarak kullanılabilir. Bu bağlamda optik model, kabuk modeli ve kollektif model tarafından nükleer yapı teorileri için sağlanan temellere benzer bir temel sağlamak için kullanılmaktadır. Optik bir potansiyelin bir başka önemli kullanımı, özellikle katlı modeller veya modelden bağımsız analiz bağlamında, saçılma verilerinden nükleer madde dağılımları hakkında bilgi edinmeyi sağlar.

Optik model, elastik saçılmayı soğurma etkilerinin varlığında genel bir şekilde açıklamak için kullanılan basit bir model olarak yapılandırılmıştır. Bu sebeple hesaplama, nükleer reaksiyonları bir ortamdan geçerken kısmen soğurulan ışığın yayınımına benzeterek optik model olarak adlandırılır. Optik model, saçılmayı kompleks bir potansiyel  $U(r)$  olarak tanımlamaktadır.

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (19)$$

burada tanımlanan  $V(r)$  ve  $W(r)$  fonksiyonları, potansiyele uygun radyal bağımlılığı verecek şekilde seçilmektedir. Elastik saçılmadan sorumlu potansiyelin gerçek kısım  $V(r)$ , hedef ve gelen ışın parçacığı arasındaki olağan nükleer etkileşimi tanımlar ve kabuk modeli potansiyeline oldukça benzemektedir. Soğurulmadan sorumlu sanal kısım ise  $W(r)$  olarak gösterilir [21].

Gelen ışın parçacığı yüklü ise, Coulomb potansiyeli  $V_{Coulomb}(r)$  de optik potansiyele dahil edilmelidir. Coulomb terimi genellikle bir nokta yükünün,  $R_{Coulomb}$  yarıçapının düzgün yük dağılımına sahip bir küre ile etkileşimi olarak kabul edilmektedir ve aşağıdaki gibi ifade

edilir.

$$\begin{cases} V_{Coulomb}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{ışın}Z_{hedef}e^2r}{r} & r \geq R_{Coulomb} \\ V_{Coulomb}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{ışın}Z_{hedef}e^2r}{2R_{Coulomb}} \left(3 - \frac{r^2}{R_{Coulomb}^2}\right) & r < R_{Coulomb} \end{cases} \quad (20)$$

burada  $Z_{ışın}$  ve  $Z_{hedef}$  sırasıyla gelen ışın parçacığının ve hedefin yükü olarak tanımlanır. Bu potansiyel nükleer yük dağılımının yüzey yayınığını ihmal etse de, hafif parçacıkların çekirdekten saçılması durumunda makul bir yaklaşımdır. Bir nükleer reaksiyonun gerçekleşebilmesi için  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{ışın}Z_{hedef}e^2}{r}$  Coulomb bariyerinin aşılması gerekmektedir.

Nükleer potansiyel, iki çekirdek arasındaki güçlü etkileşimin tanımlanmasından sorumludur ve bir merkezi potansiyeli de gerçek kısımda ele alır ancak nükleer potansiyel, inelastik etkileşim kanalını etkileyebildiği için elastik olmayan kanallar (inelastik saçılma, parçacık soğurma veya transfer reaksiyonları) açıldığında sanal bir kısma ihtiyaç duyar. Nükleer potansiyelin her gerçek ve sanal bileşeni için genellikle farklı parametrelendirmeler dikkate alınır. Fenomolojik bir yaklaşımla yapılan hesaplamalarda kullanılan bazı potansiyeller ve farklı parametrelendirmeleri aşağıda verilmiştir [22].

- Kare Kuyu:

$$V(r) = \begin{cases} 0 & r < 0, r > L \\ -V(0) & 0 \leq r \leq L \end{cases} \quad (21)$$

- Gauss:

$$V(r) = V(0)e^{-\frac{r^2}{R^2}} \quad (22)$$

- Fourier-Bessel:

$$V(r) = \sum a_k e^{-\frac{\sin\left(\frac{k/\pi r}{R}\right)}{\frac{k/\pi r}{R}}} \quad (23)$$

Yukarıda tanımlanan bütün potansiyel denklemlerinde  $R$  yarıçapı, potansiyelin genel kapsamını ölçer ve çekirdeğinkine benzer olması beklenir.  $R$  yarıçapı, çekirdeğin büyüklüğüne bağlıdır ve çekirdek kütle numarası  $A$  ile orantılı olarak  $R = r_0A^{1/3}$  şeklinde ifade edilir.

Nükleer potansiyeller için pek çok model kullanılsa da en fazla önerilen form, Wood-Saxon tipi potansiyeldir. Wood-Saxon potansiyeli, hacim ve yüzey potansiyelleri olmak üzere aşağıdaki formda tanımlanmaktadır.

- Hacim Woods-Saxon: 1

$$V(r) = V(0)f_h(r) = V(0) \left( 1 + e^{\left(\frac{r-R_h}{a_h}\right)} \right)^{(-1)} \quad (24)$$

- Yüzey Woods-Saxon: 2

$$V(r) = a_y V(0) \frac{df_y(r)}{dr} = V(0) \left[ e^{\left(\frac{r-R_y}{a_y}\right)} \left( 1 + e^{\left(\frac{r-R_y}{a_y}\right)} \right) \right]^{(-2)} \quad (25)$$

Wood-Saxon optik potansiyelinde tanımlanan  $f(r)$ ,  $V_0$  gerçek kısmının derinliğinin radyal form faktörüdür.  $a$  yayılım parametresidir.

$$f(r) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{r-R}{a}\right)}} \quad (26)$$

Wood-Saxon potansiyeli şeklinde bir potansiyelin kullanmanın ağır iyonlar için geçerli olup olmadığı açık değildir. Wood-Saxon formuna sahip sistemler, güçlü soğurmalı saçılmalar sergilemeleri ve yüzey bölgesine duyarlı olmaları sebebiyle daha basit modeller kullanmak genellikle daha elverişli olmaktadır.

Fenomenolojik yaklaşımda kullanılan bu potansiyeller, deneysel verilerle optimum uyum sağlanana kadar potansiyelin sistematik olarak ayarlanmasına dayanır. Fenomolojik yaklaşım genellikle verilere çok iyi uyum sağlar, ancak tek başına tatmin edici değildir, çünkü bu şekilde verilerle kabul edilebilir uyumlar sağlayan birçok farklı potansiyel elde edilebilir. Bu yaklaşımları birleştirerek ve potansiyelin genel biçimini vermek için temel teorileri kullanarak tatmin edici bir optik potansiyel bulunabilir, ve daha sonra fenomenolojik yöntem kullanarak ,bu formun potansiyelinin optimum parametreleri belirlenir. Fenomolojik optik potansiyel aşağıdaki gibi tanımlanabilir. Bu potansiyel parçacıkların yüklü olma durumuna göre Coulomb, reaksiyonun nükleer ve iç yapısından dolayı merkezi potansiyel ve spine bağlılığından dolayı bir spin-yörünge terimi bileşenlerinden oluşmaktadır [17]. Buna

göre toplam potansiyel aşağıda görülen formdadır:

$$U_{(optik)} = V_{coulomb} + V_{nükleer} + V_{merkezcil} \quad (27)$$

### 1.3.2. Mikroskopik Potansiyeller

Optik potansiyel, nükleer reaksiyonlar teorisinin temel bir bileşenidir. Optik potansiyeli tanımlamak için, çoğunlukla gerçek kısmı için, yakınlık potansiyeli [23, 24], Satchler ve Love'nın çift katlı potansiyeli (Double Folding) [25], yoğunluk ve enerjiye bağımlı etkileşimler (örneğin [26, 27]), parametresiz Sao Paulo potansiyeli [12] gibi çeşitli modeller geliştirilmiştir. Birkaç temel teorik modelin (ör. [28–30]) dışında, optik potansiyel, genellikle deneysel veri analizi hesaplamalarında, bazı fenomenolojik yaklaşımlarla düzenlenir. Bu bağlamda, optik potansiyel için çeşitli sistemler önerilmiştir (çekirdek-çekirdek, alfa-çekirdek ve ağır iyon sistemleri parametre değerleri için bkz. [31, 32]). Öte yandan, direk kanalların tüm önemli durumları dikkate alındığında çiftlenmiş denklemlerde, ilgili polarizasyon terimi ihmal edilebilir. Bu durumda, optik potansiyelin sanal kısmı sadece füzyon işlemiyle akının soğurulmasını simüle etmelidir, gerçek kısım ise çekirdekler arasındaki çıplak nükleer kuvvetle ilişkilendirilebilir. Mikroskopik yaklaşımda birbiriyle etkileşen iki çekirdek arasındaki etkileşimi açıklayan çekirdek-çekirdek nükleer potansiyeli kullanılmaktadır. Bu nükleer potansiyel coulomb etkileşimine benzer olarak  $e^2/r$  teriminin yerine etkileşen çekirdeklerin yükleri ve  $r$  yerine taban durumdaki nükleon yük yoğunluğu konularak tanımlanır. Bu yaklaşım katlı model olarak aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır [33].

$$V_F(R) = \int \rho_1(\vec{r}_1)\rho_2(\vec{r}_2)V_0\sigma(\vec{R} - \vec{r}_1 - \vec{r}_2)d\vec{r}_1d\vec{r}_2 \quad (28)$$

Bu yaklaşımda, gelen ışın ile hedef çekirdeğin etkileşimini tanımlayan çekirdek çekirdek terimi, hedef ve gelen ışın çekirdeklerinin yoğunluk dağılımları üzerinden integre edilerek çift katlı form oluşturulmaktadır [25]. Ayrıca  $r$ , iki çekirdeğin merkezleri arasındaki mesafe olmak üzere  $R = r - r_1 + r_2$ , gelen ışın parçacığı ve hedef çekirdek arasındaki mesafe olarak tanımlanmaktadır. Alfa-çekirdek ve ağır-iyon saçılmaları için alınan deneysel sonuçlar, potansiyelin bu yaklaşımla başarılı bir yaklaşıklık sağladığını göstermektedir.

En hafif ağır çekirdek olan alfa parçacığının düşük seviyeli durumları yüksek uyarma

enerjileri gösterir ve bu çekirdek, komşu çekirdeklere kıyasla büyük bir bağlanma enerjisine sahiptir. Bu nedenden dolayı, alfa parçacığı, nükleer çarpışmada neredeyse etkisizdir. Bu özellik,  ${}^4He$ 'u bombardıman parçacığı olarak içeren sistemlerin saçılmasını özellikle ilginç kılmaktadır. Aslında, az sayıda reaksiyon kanalı olması nedeniyle, bu sistemler için optik potansiyelin sanal kısmı küçük bir rol oynamaktadır. Bu nedenle, gerçek kısmın çalışması ağır iyon sistemlerinden çok daha doğru bir şekilde gerçekleştirilebilir. Bu davranışın açık bir örneği ( ${}^4He, {}^4He$ ) sistemine karşılık gelir [20].

Sao Paulo potansiyeli, Coulomb bariyeri altı değerden  $200 MeV/akb$ 'ye kadar çok geniş bir enerji bölgesinde çok sayıda ağır iyon sistemi için elastik saçılma ve elastik olmayan kanalların tanımlanmasında başarılı olmuştur [34, 35]. Aynı zamanda yüzlerce sistem için toplam reaksiyon ve füzyon tesir kesitlerini tanımlamıştır [36, 37]. Örneğin 34,6 MeV altındaki enerjileri bombardıman etmek için, tek açık reaksiyon kanalı çok küçük bir tesir kesite sahip olan  ${}^4He$  ( ${}^4He, \gamma$ )  ${}^8Be$  reaksiyonun, başarılı bir şekilde elde edilmiştir.

Sao Paulo potansiyelinin optik modelde kullanımı, nükleer etkileşim katlı potansiyeli ile bağlantılıdır [12].

$$V_N(R, E) = V_f(R)e^{(-4v^2/c^2)} \quad (29)$$

burada  $c$  ışık hızı,  $v$  iki çekirdek arasındaki yerel görelî hızdır.

$$V^2(R, E) = \frac{2}{\mu} [E - V_{coulomb}(R) - V_N(R, E)] \quad (30)$$

Burada Potansiyelin hız-bağımlılığı Pauli prensibi etkilerinden kaynaklanmaktadır[34, 38]. ( ${}^4He, {}^4He$ ) için veri analizleri çok düşük enerjilerde bile göreliliğin etkilerine karşı oldukça hassas olduğu için, görelilik etkileri Sao Paulo potansiyeli sayesinde başarılı bir şekilde açıklanmıştır [14]. Bu analizlerde elde edilen fenomenolojik potansiyel güçler, güçlü bir enerji bağımlılığı göstermektedir. Sao Paulo potansiyeli [12], bu bağımlılığı hesaplamak için iyi bir model olarak geliştirilmiştir. Bu enerji bağımlılığının Pauli serbestliği ilişkili olduğu nükleer etkileşim için teorik bir modeldir. Bölüm 3.1.9' da Şekil 28'de gösterilen ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılması için tesir kesiti açısall dağılımı teorik hesaplamaları Prof. Chamon tarafından Sao Paulo potansiyeli kullanılarak başarılı bir şekilde hesaplanmıştır.

Direk nükleer reaksiyonlara, her bir geçiş için iki kanal arasında zayıf bir etkileşimin

neden olduğu gör÷lmektedir, bu görelî hareket optik bir potansiyel tarafından tanımlanmaktadır. Geçiş genliğinin elde edildiği bozulmuş-dalga Born yaklaşımı (DWBA) olarak bilinen ve direk nükleer reaksiyon teorisinde en yararlı yaklaşım olan bu method, reaksiyon yeterince zayıf olduğu süreçlerde oldukça iyi sonuç verir. Özellikle, ( ${}^4He, {}^4He$ ) sisteminde olduğu gibi, farklı özelliklere sahip olduğundan, daha önceki bir çalışmada [14], Sao Paulo potansiyeli ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılma veri analizleri için test edilmiştir. Çiftlenmiş kanal (CC) hesaplamaları ile hesaplanan form faktörünün ab-initio monopol hesaplamaları ile karşılaştırılmasını sağlayacak yeterlilikte ve doğrulukta elde edilmesini sağlamaktadır [17, 39].



## 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

### 2.1. Deneysel Kurulum ve Prosedür

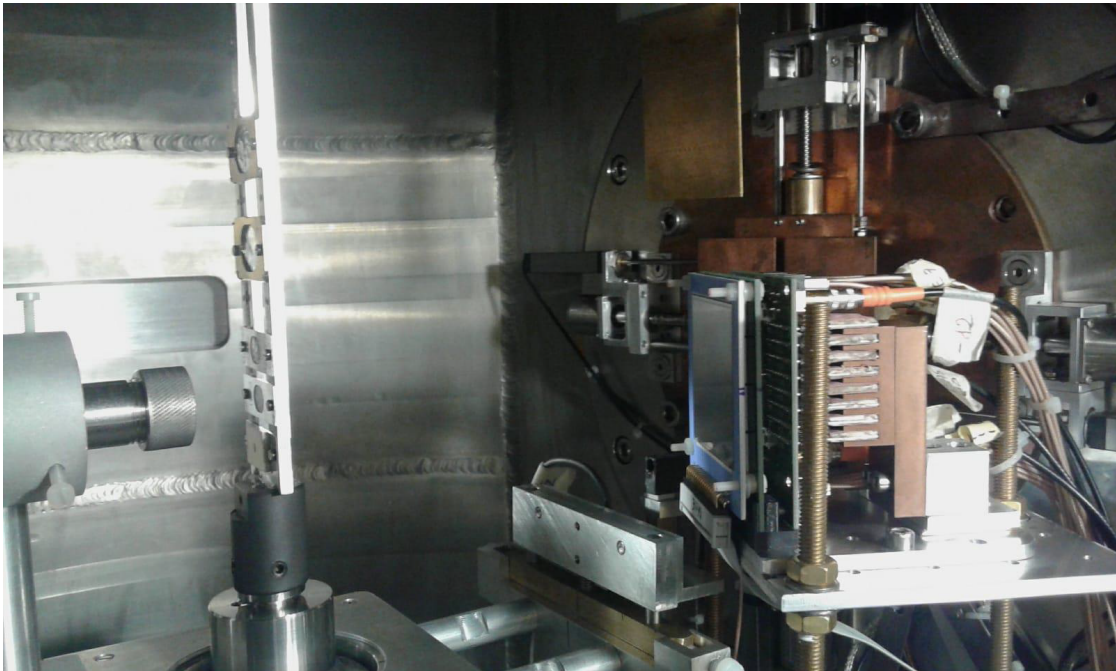
Bu tez çalışmasına ait ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) elastik saçılma deneyi, Kasım 2015'te, Katanya'daki INFN-LNS laboratuvarında gerçekleştirildi. Deneyde kullanılan  ${}^4\text{He}$  ışın demeti, LNS K800 Süperiletken Siklotron Hızlandırıcısı tarafından üretildi ve hızlandırıldı. Işın demeti, hedef üzerinde ışın nokta boyutu, yaklaşık 2 mm yatay ve 3 mm dikey boyutlarında olacak şekilde bir kolimasyon sistemi kullanılarak Magnex saçılma çemberine taşındı. Bu da spektrometrenin optik özellikleriyle iyi bir uyum sağlamaktadır. Kolimasyon sistemi, saçılma çemberinin içindeki hedef merdiveninin önünde sistem girişine monte edilen dikdörtgen bir açıklıktan oluşmaktadır. Ayrıca hedef merdivenin 10 cm uzağında, 5 mm'lik bir delik açıklığı antisaçılma olarak kullanıldı. Işının spektrometrenin odak noktasında hedefe çarpmasını sağlamak için hedef merdivenin, kolimasyon sistemi ve ışın hattı ile doğru bir optik hizalaması (0.1 mm içinde), teodolit ve su terazisi kullanılarak yapıldı. 53 MeV gelen enerjisinde  ${}^4\text{He}$  tarafından ışınlanmak üzere, hedef basamakta farklı pozisyonlara dört hedef yerleştirildi. Bu hedeflerden  ${}^4\text{He}$  hedefi,  $3,12 \times 10^{18} \text{ atom/cm}^2$ 'lik  ${}^{181}\text{Ta}$  hedefine aşılaraq  $0,49 \times 10^{18} \text{ atom/cm}^2$  kalınlığında bir hedef olarak elde edildi. Bir diğer hedef olarak  $3,12 \times 10^{18} \text{ atom/cm}^2$  kalınlığında  ${}^{181}\text{Ta}$  kullanıldı.  ${}^{12}\text{C}$  ve  ${}^{23}\text{W}$ 'a nüfus edilmiş  ${}^{16}\text{O}$  hedefi olarak ( $\text{WO}_3$ ) hedefleri,  $77 \mu\text{g/cm}^2$  kalınlıklarında arka planda oluşan kontaminasyonları tahmin etmek için kullanıldı. Çarpışmalarda üretilen saçılan iyonların, Magnex geniş kabul spektrometresi tarafından momentumları analizi yapılmıştır ve odak düzlem algııcı (ODA) tarafından tespit edildi [40]. Deney boyunca yaklaşık  $6^\circ$ 'lik aralıklarla ( $\theta_{lab}^{opt} = 16^\circ, 22^\circ, 28^\circ, 34^\circ, 40^\circ$ ) beş açısız ayar için ölçüm alındı ve bu değerler için analizler yapıldı.

Ayrıca bu tez çalışmasına ait ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) elastik ve inelastik saçılma deneyi, 6,6°'lik açı için Ekim 2018'de, Katanya'daki INFN-LNS laboratuvarında gerçekleştirildi.  ${}^4\text{He}$  ışın demeti, 53 MeV gelen enerjisinde, LNS K800 Süperiletken Siklotron Hızlandırıcısı tarafından üretildi ve hızlandırıldı. Elastik ve inelastik saçılma ölçümü için,  ${}^4\text{He}$  ışın demeti, hale oluşmasını önlemek için herhangi bir kolimasyon sistemi, yarıklar veya açıklıklar kullanılmadan saçılma çemberine taşındı; Bu husus ileri derecede ölçüm için çok önemlidir, çünkü ODA

içindeki ışın halelerinin varlığı (ışın enerjisinden sıfıra ulaşana kadar, enerjinin sürekli bir dağılımı ile karakterize edilir) doğru sayım oranının elde edilmesini ve dolayısıyla kazanımın ölü zamanını engeller. Işın demetinin taşınımına başlamadan önce, ışının spektrometrenin odak noktasında hedefe çarpmasını sağlamak için su terazisi ve teodolitlerin kullanımı sayesinde 0,1 mm hassasiyetle, hassas bir optik hizalama gerçekleştirildi. Ön taşıma sırasında, ek olarak, ışın noktası, taşıma hattından ilerleyerek saçılma çemberinin içinde bulunan alümina (alüminyum oksit) hedefine ulaştırılarak periyodik olarak kontrol edilmiştir. Alümina hedefi, spektrometrenin odak noktasındaki ışın nokta büyüklüğünü tahmin etmek için veri edinme odasına bağlanan bir kamera sayesinde aynadan gözlemlendi.

7,4 mm çapında bir faraday kabı, saçılma çemberinde, hedef merdivenden sonra gelen ışın demeti doğrultusu boyunca yerleştirildi. Faraday kabının girişindeki elektron baskılayıcı, toplanan yüklerin verimliliğini artırmak için polarize edildi. Faraday kap tarafından ölçülen ışın akımı, bir Dijital Toplayıcı [41] ile toplandı ve bir VME veri toplama sistemi [42] belleğinde depolandı. Deneyde Faraday kap toplam yükü,  $0,995 \mu C$  olarak ölçtü. Ayrıca her bir veri edinmede genel değişikliğin bir ölçümünü verdi.

$6,6^\circ$  açısında, ( $^4He, ^4He$ ) elastik ve inelastik saçılma ölçümü sırasında kullanılan, saçılma odasını hedef merdivenini, Si detektörü Oscar'ı ve Faraday kabını içeren bir resim Şekil 2'de gösterilmiştir.



Şekil 2. Magnex spektrometresi saçılma odası gösterilmektedir. Saçılma odasında, Hedef merdiven, Oscar Si algıcısı ve Faraday kabı görülmektedir.



Deney sırasında  $1,92 \times 10^{17} \text{ atom/cm}^2$  kalınlığında bir  ${}^4\text{He}$  hedefi kullanıldı. Ayrıca bir  $5 \times 10^{18} \text{ atom/cm}^2$ 'lik  ${}^{27}\text{Al}$  ile farklı kalınlıklarda iki hedef olarak  $364 \mu\text{g/cm}^2$ 'lik  $\text{WO}_3 + \text{C}$   $56 \mu\text{g/cm}^2$  ve  $305 \mu\text{g/cm}^2$   $\text{WO}_3 + 56 \mu\text{g/cm}^2$ 'lik  ${}^{12}\text{C}$  arka planı tahmin etmek için hedefler kullanıldı.  ${}^4\text{He}$  saçılan iyonunun momentum ölçümü Magnex spektrometresi tarafından yapılmıştır. Spektrometrenin temel özellikleri Bölüm 2.1.1'de anlatılmaktadır. Bu çalışmada analiz edilen veriler  ${}^4\text{He}$  hedefi kullanılarak gerçekleşen elastik saçılma ölçümü için veri analizi yapılmıştır. İnelastik saçılma verileri ise  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  hedefleri için analiz edilmiştir.  ${}^{16}\text{O}$  hedefin kullanıldığı inelastik saçılma için, hedef kalınlıkları farklı iki hedef kullanılmıştır ve ayrıca analiz edilmişlerdir. Spektrometre optik eksenini, laboratuvar referans çerçevesinde  $\theta_{lab}^{opt} = 6,6^\circ$  açısında konumlandırılmıştır. Açılı belirlenmesindeki doğruluk  $0,01^\circ$  'den daha iyidir. Magnex'in geniş açısal kabulü sayesinde (spektrometre kabulü yatay ekseninde  $-5,16^\circ$  ile  $+6,3^\circ$  aralığında ve dikey ekseninde  $-7,16^\circ$  ile  $+7,16^\circ$  aralığında değerleri kapsamaktadır), bu açısal ayarlar laboratuvar referans çerçevesinde toplam  $1,44^\circ < \Theta_{lab} < 12,9^\circ$  saçılma açısal aralığına karşılık gelir.

( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) inelastik saçılma deneyinde  ${}^4\text{He}$  saçılan iyonunun iyi bir tanımlamasını elde etmek için,  ${}^3\text{H} + p$  parçalanma reaksiyon ürünlerinin olası bir çakışma ölçümü dikkate alınmıştır. Bu çakışmayı gözlemlemek için, bir  $\Delta E$ -E Si teleskop algıç olan Oscar algıcısı [43] Magnex sistemine eklenmiştir. Oscar algıcısı, hedef merdiveninin 15 cm ilerisinde ve teleskopun hedeften  $19,1^\circ$  açısal açıklığı olacak şekilde saçılma çemberinin içine monte edilmiştir. Şekil 2'de saçılma çemberine monte edilmiş Oscar algıcısı gösterilmektedir Şekil 9 'da gösterilen Silikon algıcısı Oscar'ın, Magnex sistemi saçılma çemberi içindeki konumlandırma ve açısal ayarları Tablo 1'de gösterilmektedir. Ayrıca Oscar algıcısı temel özellikleri Bölüm 2.3'te açıklanmaktadır.

Tablo 1. Oscar algıcının Magnex saçılma çemberi içindeki açısal ayarları verilmektedir.

Teleskop-hedef mesafesi	15 cm
Teleskop merkez açısı	28,5°
Teleskop genişliği	5 cm
Teleskopun toplam açısal açıklığı	19,1°
Teleskop minimum açısı	18,95°
Teleskop maksimum açısı	38,05°
Teleskopun alfa şeridinin açısal açıklığı (1/16)	~ 1,19°
Teleskopun ilk şeridinin merkezi (1/16)	19,55°

### 2.1.1. Manyetik Spektrometrelerin Gelişimi ve Magnex Spektrometresi

Yüklü parçacıkların manyetik bir alandaki hareketinin incelenmesi, maddenin mikroskopik yapısını keşfetmek için iyi yapılandırılmış bir tekniktir. Bu bağlamda nükleer fizik, bir nükleer reaksiyonda yayınlanan yüklü parçacıkları seçmek ve tespit etmek için mıknatıslardan yararlanmaktadır. Bu şekilde manyetik spektrometreler başlangıçta nükleer reaksiyon deneylerinin enerji ölçümleri için tasarlanmıştır. Bununla birlikte, bu tür cihazların, reaksiyon ürünlerinin sıfır derece de dahil olmak üzere çok ileri açılarda tespit edilmesi veya reaksiyon tesir kesitlerinin doğru ölçümü ve/veya hızlı ağır iyonların tanımlanması için tasarlanabileceği gösterilmiştir. Sonuç olarak, manyetik spektrometreler hızla nükleer fizik laboratuvarlarında gerekli araçlar haline gelmiştir. Yukarıda belirtilen fonksiyonlardan birinin optimizasyonuna bağlı olarak farklı tasarımlar oluşturulmuştur. Aşağıda esas olarak momentum spektrometrelerine odaklanacağız.

Nükleer reaksiyon çalışmaları için kullanılan ilk spektrometre (MIT Spektrometresi), Van de Graaff ve Massachusetts Teknoloji Enstitüsü (MIT)'nde çalışan çalışma arkadaşları tarafından kırklı yılların başlarında tasarlandı [44, 45]. Bu spektrometre, ışına göre 90° açıda olan Van de Graaff hızlandırıcısından 2 MeV'de yayınlanan düşük enerjili döteronlar veya protonlarla bombardımana tutulan hedeflerin yayılan reaksiyon ürünlerinin enerjilerini ölçmek için kullanıldı. Dairesel bir geometriye sahip olan mıknatıs, alfa bozunumu çalışmaları için Rutherford tarafından kullanılan 180° tek odaklı spektrometresinin bir kopyasıydı [46].

MIT spektrometresi küçük momentum aralığına ( $p_{maks}/p_{min} = 1,04$ ) ve küçük katı açığa (0,5 msr) rağmen iyonların yörüngesinin eğrilik yarıçapının hassas bir şekilde ölçülmesine izin vermiştir. İyon momentumu, prensip olarak, herhangi bir kalibrasyon yapılmaksızın manyetik alanın ölçülmesinden elde edilebilir. Bununla birlikte, bu aygıt Nükleer Manyetik Rezonansa (NMR) dayalı hassas gaussmetrelerin ortaya çıkmasından önce aktifti. Sonuç olarak, manyetik spektrometrinin birbirini izleyen gelişmelerinde mutlak ölçüm sağlayan aygıtlar fikri sürdürülmemiştir. Bunun yerine, manyetik spektrometri standardı; sapmaları (esas olarak ikinci dereceden) ortadan kaldırmaya çalışmaktır, böylece iyon yörüngelerinin, dağılma yönü boyunca optimize edilmiş odaklanması amaçlanır. Yörüngelerin odak üzerindeki etki noktaları tipik olarak özel fotoğraf plakalarına kaydedildi ve bunlar daha sonra mikroskopi ile analiz edildi. Ayrıca bilinen reaksiyon kanallarına karşı kalibrasyon gerekliliği veya reaksiyon ürünlerinin enerji spektrumlarını analiz etmek için alfa kaynaklarının kullanılması tüm aygıtlar için ortaktır.

Bu çağın bir başka temsilci aygıtı, California Teknoloji Enstitüsü'nde, dağılmayan yönde de (enine odaklanma) bir odak koşulu gerektirerek, katı açığı artırmaya yönelik ilk denemeyi oluşturan, çift odaklı homojen olmayan alan spektrometresidir [47].

Geleneksel manyetik spektrometrelerin avantajlarını, geniş bir açısal (50 msr) ve momentum ( $\pm 14\%$ ,  $\pm 10,3\%$ ) kabullü bir algıç ile birleştiren yüksek performanslı Magnex spektrometresi, Katanya'daki INFN-LNS laboratuvarında kurulmuştur [11, 40]. Magnex Spektrometresi, Danfysik A/S firması tarafından üretilen, bir dört kutuplu (kuadrupol) [48] ve ardından  $55^\circ$  iki kutuplu (dipol) [49] olmak üzere iki büyük mıknatıstan oluşur. Bir odak düzlem algıç (ODA) ile yayınlanan iyonların tespiti için Büyük Ulusal Ağır İyon Hızlandırıcısı (GANIL) [50, 51] ile işbirliği yapılarak kurulmuştur. Magnex spektrometresi laboratuvarı Şekil 3'te gösterilmektedir. Magnex spektrometre optik karakteristikleri Tablo 2'te gösterilmektedir.



Şekil 3. Magnex Spektrometre Laboratuvarı görülmektedir.

Tablo 2. Magnex spektrometresi optik karakteristikleri verilmektedir [11].

<b>Optik Karakteristikler</b>	<b>Değerler</b>
Maksimum manyetik sertlik	1,8 $Tm$
Katı açısı	50 ( $msr$ )
Yatay açısal kabul	-90, +110 $mrad$
Dikey açısal kabul	-125, +125 $mrad$
Momentum kabulü	-14, +10 %
Merkezi yol uzunluğu	596 $cm$
Momentum Dağılımı	3,68 $cm/\%$
Birinci derece momentum çözünürlüğü	5400
Odaksal düzlem algııcı dönme açısı	59,2 °
Odaksal düzlem uzunluğu	92 $cm$
Odaksal düzlem yüksekliği	20 $cm$

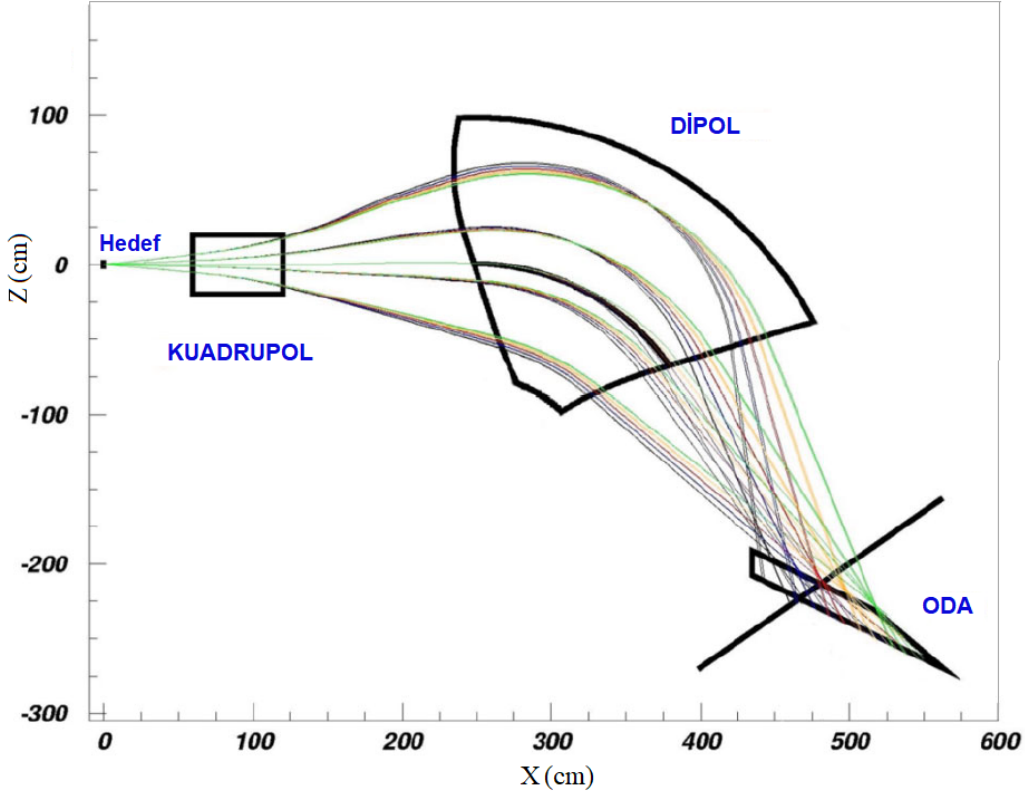
Kuadrupol mıknatıs, dağılmayan (dikey) yöne odaklanırken, dipol mıknatıs, dağılma yönünde (yatay) dağılım ve odaklanma gücü sağlar. Yatay odak, hem giriş hem de çıkış dipol sınırlarınının 18°'lik açısı eğimi ile elde edilir. Dipol kutupları ile vakum kabı arasına iki set yüzey bobini yerleştirilir. Bu bobinler; ayarlanabilir kuadrupol ( $\alpha$  bobin) ve sextupol ( $\beta$  bobin) gücü üretir. Kabul edilen manyetik sertlikler ( $B\rho$ ),  $B\rho \sim 0,2 Tm$  ile  $B\rho \sim 1,8$

$T_m$  arasında değişmektedir ve tespit edilen iyonların, kütlelerine ve yüklerine bağlı olarak  $E \sim 0,2$  AMeV ile  $E \sim 40$  AMeV arasında değişen enerjilere karşılık gelmektedir. Magnex spektrometresinde kullanılan dipol ve kuadrupol mıknatıslarının parametreleri Tablo 3'te gösterilmektedir.

Tablo 3. Dipol ve kuadrupol parametreleri verilmektedir [11].

<b>Dipol</b>	
Maksimum alan	1,15 T
Bükülme açısı	55 °
Bükülme yarıçapı ( $\rho$ )	1,60 m
( $\rho_{min}$ )-( $\rho_{maks}$ )	0,95-2,35 m
Kutup boşluğu	18 cm
Giriş ve çıkış kutup yüzü dönme açısı	-18 °
<b>Yüzey bobinleri</b>	
$\alpha$ için maksimum değer (1,15T)	0,03
$\beta$ için maksimum değer (1,15T)	0,03
<b>Kuadrupol</b>	
Maksimum alan şiddeti	5 Tm <sup>-1</sup>
Açıklık yarıçapı	20 cm
Etkin uzunluk	58 cm

(<sup>4</sup>He,<sup>4</sup>He) elastik ve inelastik saçılma ölçümlerinde, farklı açısal koşullar için kullanılan optik parametreler ise Bölüm 3 Tablo 2'de listelenmiştir. Şekil 4'te spektrometre boyunca simüle edilmiş yatay ışın zarfı ve simülasyonu [52] bir simülasyon programı olan GEANT programı tarafından üretilmiştir. Başlangıç koşulları spektrometre tarafından kabul edilen faz uzayı boyunca dağıtılan bir dizi yörünge gösterilmiştir [53].

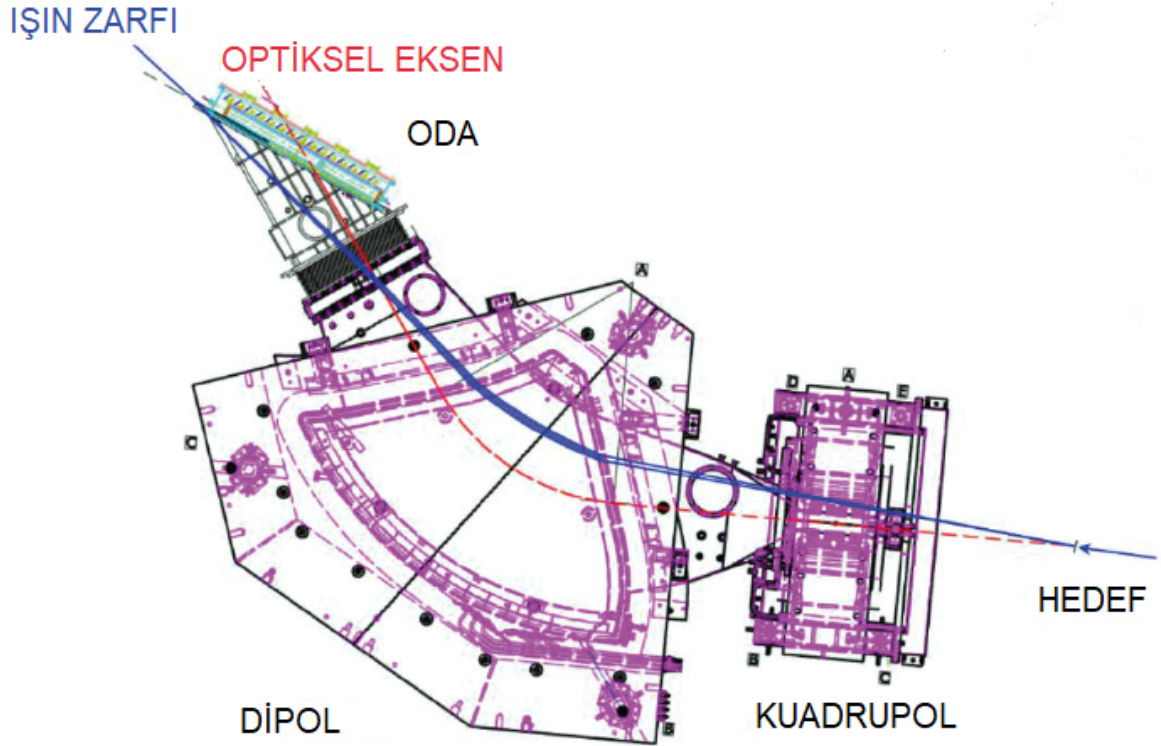


Şekil 4. GEANT simülasyonundan elde edilmiş bir Magnex planı görülmektedir. Başlangıç faz uzayının her yerine dağılmış parçacıkların yatay zarfı gösterilmiştir. Farklı renkteki ışınların momentumu farklıdır:  $\delta = 0,1$  (yeşil);  $\delta = 0,05$  (sarı);  $\delta = 0$  (kırmızı);  $\delta = -0,05$  (mavi);  $\delta = -0,1$  (siyah). Simetri düzlemindeki dipol ve kuadrupol alanların şekillerinin konturları gösterilmiştir[11].

## 2.2. Odaksal Düzlem Algıcı

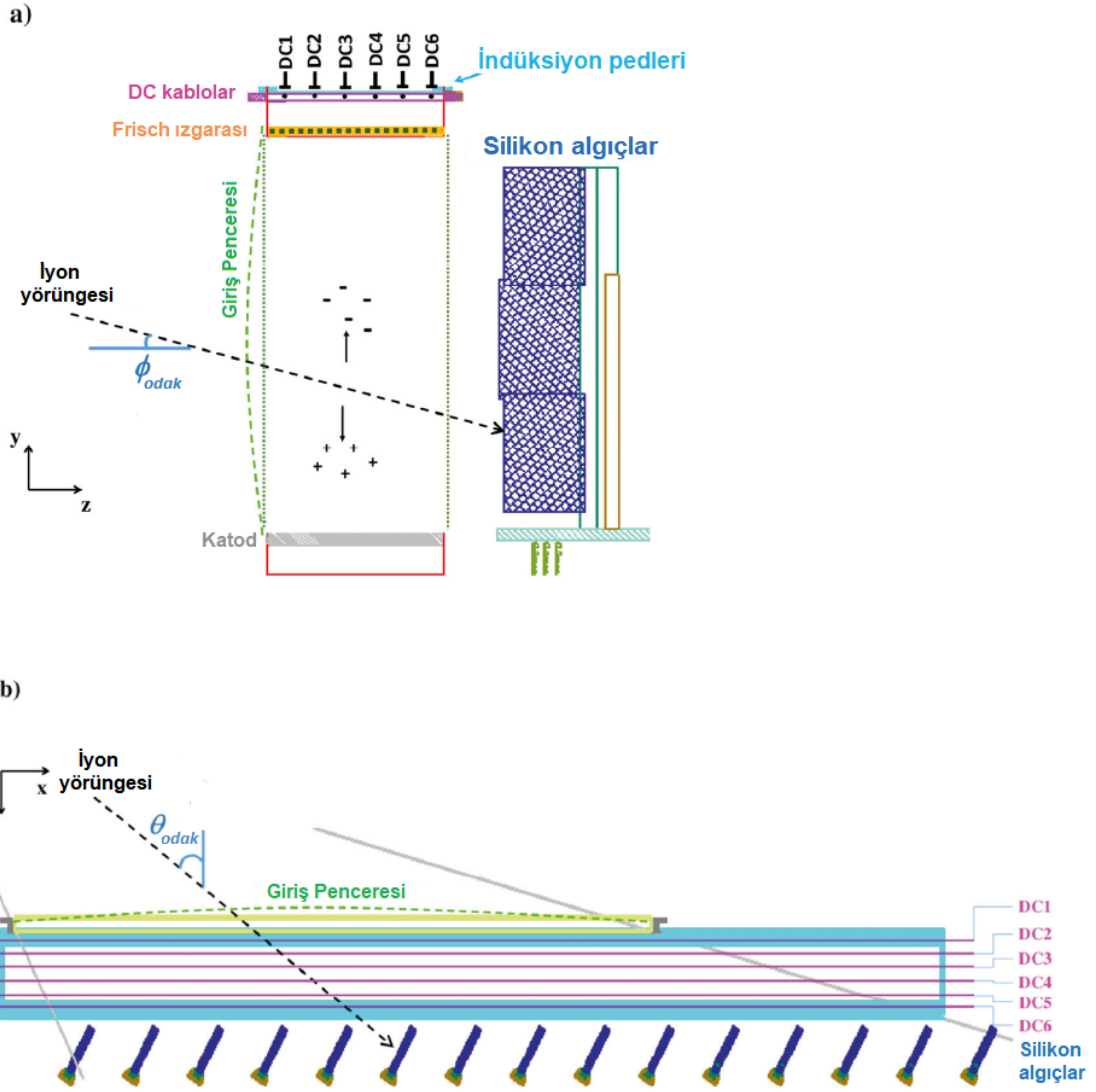
Odaksal düzlem algıçları (ODA) manyetik spektrometreler için, iletilen parçacıkların tanımlanmasına ve iyon koordinatlarının, momentumlarıyla bağlantılı olan dağılım yönü boyunca ölçülmesine izin veren temel araçlardır. Milimetrealtı aralıkta pozisyon çözünürlükleri elde etme imkanı, manyetik spektrometrinin nükleer fizikteki başarısına katkıda bulunmuştur [54]. Odaksal düzlem algıçlarının yüksek oranda dağıtıcı optik sistemlerle bağlantısı, 1/10000 ve daha da yüksek [55, 56] bir momentum çözünürlüğü sağlayarak, on yıllardır nükleer araştırmalarda öncü bir teknik olarak kullanılmaktadır. Özellikle, düşük manyetik sertlikteki parçacıklarda bile spektrometreyi kullanma imkanı, odak düzleminde, düşük enerji eşiğine sahip ve dağınıklık etkilerini en aza indirecek şekilde tasarlanmış bir tespit sistemi

gerektirir. Magnex spektrometresinin şematik bir yerleşimi, Şekil 5'te gösterilmiştir.



Şekil 5. Magnex Spektrometresinin şematik yerleşimi gösterilmektedir [11].

Magnex'in en önemli özelliklerinden biri, 50 msr katı açıda ve %14,3, % + 10,3 momentum kesitindeki güçlü sapmaların üstesinden gelebilmektedir. Bu iyon yörüngesini belirlemek tamamen cebirsel bir yaklaşım sayesinde mümkündür [57, 58]. Teknik, spektrometrenin [59, 60] geometrik ve manyetik yapılarının hassas bir şekilde bilinmesini, yüksek dereceli geçiş denklemlerini [61] çözmek için güçlü algoritmaların kullanılmasını ve odaktaki iyon pozisyonlarının ve yönlerinin uygun bir odaksal düzlem algılayıcı (ODA) ile hassas bir şekilde ölçülmesini gerektirir. Odak düzleminde ölçülen parametrelerin, geçiş denklemlerinin tanımlandığı spektrometre referans çerçevesinde belirlenmesi gerektiğini belirtmeliyiz. Bu da ODA'nın mutlak hizalanmasına ince kısıtlamalar getirmektedir.



Şekil 6. Odaksal düzlem algıci şematik gösterimi [11].

Magnex odaksal düzlemi algıci (ODA) temel olarak, pozisyona duyarlı altı orantılı sürüklenme odasından ve arkada silikon algıciyi durduran bir duvardan oluşmaktadır. ODA, Magnex dipolünün çıkış kutup yüzeyinin 1,91 m aşağısına yerleştirilir, burada spektrometrenin odak düzlemi tanımlanır. ODA'nın aktif hacmi, ön yuvada ince bir Mylar penceresi bulunan kendine has bir açıklığa sahip, paslanmaz çelik bir kap ile sınırlandırılmıştır. Bölümler hiçbir ara folyo ile ayrılmaz ve yaklaşık  $0,5 \text{ MeV}/akb'$ ye kadar düşük enerjilerde ağır iyonların algılanmasını sağlar.

ODA kabı, algıci pozisyonunu farklı odak koşullarına uyarlamak için algıci spektrometre optik eksenini boyunca 0,08m çeviren hareketli bir taşıyıcıya monte edilir. ODA, kromatik sapmaların etkisini azaltmak için giriş yüzeyi, merkezi yörüngeye göre  $\theta_{eğim} = 59,2^\circ$  döndürülerek yerleştirilmiştir [59]. Algıci gazının aktif hacmi, aşağıda bir katod plakası ve

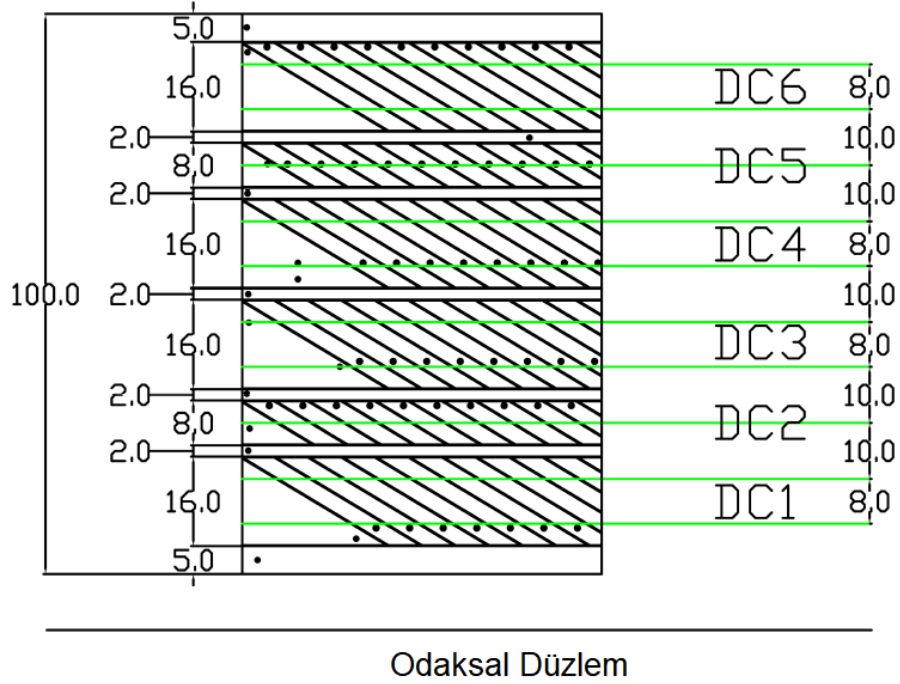


yukarıda bir Frisch ızgarası olmak üzere 1360 mm genişliğinde, 200 mm yüksekliğinde ve 96 mm derinliğindedir. Algıcın şematik çizimi Şekil 6'da gösterilmiştir. Mylar giriş penceresi, 920 mm genişliğinde ve 220 mm yüksekliğindedir ve ihtiyaca bağlı olarak 1,5  $\mu\text{m}$  ile 6  $\mu\text{m}$  arasında değişen tipik bir kalınlığa sahiptir. Yatay olarak yerleştirilmiş ve birbirlerinden 10 mm aralıklarla ayrılmış, 0,5 mm çapında yirmi kaplamalı metal tel, onu destekler. Normalde kullanılan gaz, 10 mbar'da  $C_4H_{10}$  (izobütan)dır (% 99,95 saf), 5 ila 100 mbar arasında değişen çeşitli basınçlar kullanılabilir ve  $C_3F_8$  (oktofluropropan) veya gaz karışımları gibi diğer gazlarda kabul edilebilir. Saf izobütan seçimi, çığın lokalizasyonu, sabit kazanç ve hızlı kayma hızı arasında makul bir uzlaşmayı garanti eder. Bir gaz akış sistemi, sabit bir basınç sağlar ve gazın saflığını korur. Frisch ızgarası, merkezler arasında 5 mm aralıklarla, 50 mm çapında 10 altın kaplama tungsten telinden yapılmıştır. Izgaranın 20 mm üzerindeki anot tellerine göre hesaplanan koruma verimliliği yaklaşık %89'dur [62]. Bir bölme ızgarası, elektrik alanının katod 1100 V gerilimde ve Frisch ızgarası (toprağa bağlı) arasındaki sürüklenme bölgesindeki düzgün dağılımı sağlar. Bölme ızgarasının eşpotansiyel halkaları, ışın zarfını algıç için yaklaşık %1,4'lük toplam verimlilik kaybıyla, kısmen keser.

Magnex odak düzlemi algıcısı (ODA), geniş (aktif hacim 1360 mm x 200 mm x 96 mm), düşük basınçlı bir gaz dolgululu izden ve ardından parçacıkları durdurmak ve kazanç tetikleme sinyalini sağlamak için 60 silikon ped algıcısından oluşan bir duvardan oluşur. Mevcut ODA'nın şematik bir görüntüsü Şekil 6'da gösterilmektedir. Bir dizi tel tabanlı sürüklenme odaları ( $DC_i$ ), reaksiyon hafif ürününün (saçılan iyonlarının) dikey pozisyonlarını ( $Y_i$ ) ve açılarını ( $\phi_i$ ) ölçerken, bir grup bölümlü pedlerde indüklenmiş yük dağılımlarının yatay pozisyonlarını ( $X_i$ ) ve açılarını ( $\theta_i$ ) elde etmeyi sağlar. Çoğaltma telleri ile ölçülen enerji kaybı ve silikon algıçlardaki kalan enerji, iyonların atom numarası tanımlaması için kullanılır. Kütle ve yük tanımlaması, Bölüm 3.1.6'da açıklandığı gibi, dağılma yönünde ölçülen konum ve enerji arasındaki ilişki çıkarılarak gerçekleştirilir. Kalan enerjiyi ölçmek için silikon algıçların kullanılması, uçuş zamanı (TOF) ölçümlerinden kaçınılarak yüksek çözünürlüklü bir kütle ayırdediciliğine izin vermektedir [63].

Magnex spektrometresiyle birleştirilmiş olan ODA, hafif ila ağır iyonları, kütle ve yük olarak %0,6 çözünürlük ile atom numarası ise %2 çözünürlük ile ayırt etmek için uygun bir algıçtır. İz ölçüm hassasiyeti, yaklaşık 1/1000 [64] genel enerji çözünürlüğünü sağlamaktadır ki bu sınır kullanılan ışınlar için optiklerin sınırına oldukça yakındır [65]. Orantılı sayaç bölümü, sırasıyla  $DC_1$ ,  $DC_2$ ,  $DC_3$ ,  $DC_4$ ,  $DC_5$ ,  $DC_6$  olarak tanımlanan altı adet yükseltici

kablo seti, altı sürüklenme odası (DC) içerir (bkz. Şekil 6). Bunlar, Frisch ızgarasının 20 mm yukarısına ve 8 mm aralıklarla yerleştirilmiş altın kaplama tungsten telleridir. DC tellerinin çapı  $20 \mu\text{m}$ 'dir ve DC sayaçlarının her biri kendine has bir yükseltici telden yapılmıştır. Orantılı kablolara gelen 800 V'luk yüksek gerilim bir güç kaynağı tarafından sağlanır. Sürüklenme bölgesinde kullanılan benzer bir bölme ızgarası, orantılı bölümde elektrik alan düzgünlüğünü geliştirmek için kullanılır. Yükseltici tellerin düşük kapasitansı (yaklaşık 8 pF) ve yakınlıklarından dolayı, belirli bir miktar çapraz karışma ve çevresel seslere karşı yüksek hassasiyet beklenebilir. Bu etkileri azaltmak için kullanılan indüksiyon pedlerinin bir kısmı Şekil 7'de gösterilmiştir. Üst üste bindirilmiş olarak, DC<sub>1</sub>-DC<sub>6</sub> oransal tellerinin ve indüksiyon sinyali oluşumunun resimsel bir temsili görülmektedir.



Şekil 7. Yeni anodun şematik görünümü gösterilmektedir.  $\theta_{eğim} = 59,2^\circ$  eğimli pedlerin yapısı belirgindir, teller arasındaki mesafe yeşil olarak tanımlanır. Her ölçüm mm olarak ifade edilir [66].

DC sayaçlarının her biri için, Şekil 7'de gösterildiği gibi, spektrometre optik eksenini boyunca yönlendirilmiş, 5 mm yukarıda bir 224 bağımsız indüksiyon pedi seti bulunmaktadır. Tüm şerit desenli elektrot, altı katmanlı 6 mm kalınlığında bir baskı devre kartı üzerine oyulmuştur. Pedlerin farklı uzunlukları vardır: DC<sub>1</sub>, DC<sub>3</sub>, DC<sub>4</sub> ve DC<sub>6</sub> metre teller, 16 mm iken, DC<sub>2</sub> ve DC<sub>5</sub> ile ilgili olanlar 8 mm'dir. Uzun pedlerle ilgili olarak, bölgenin kenarından 8

mm uzaklıkta 4 mm'lik iki tel varken, kısa pedler bölgesinin merkezine tek bir tel yerleştirilmiştir. Pedlerin geometrisine ek olarak, yükseltici tellerinin her birinin üstünde, resimde yeşil olarak görülen konumu gösterilmektedir. Komşu tellerin, farklı  $DC_i$ 'yi ayıran düzlemlere göre eşit bir şekilde yerleştirildiğini görülmektedir. Bu düzlemlerde,  $V_{teller} = 800$  V gerilimdeki polarize teller tarafından üretilen elektrik alan, komşu bölgeler arasında açık bir ayırım oluşturacak şekildedir. Bu şekilde, daha uzun pedler için iki telin varlığı, yükün toplanmasını ve dolayısıyla sinyalin oluşumunu optimize hale getirmeyi sağlarken, düzenlenmiş oldukları simetri, daha uzun pedlerin de kendilerine karşılık gelmeyen teller tarafından indüklenen yükü hissetmemelerini sağlar. Öte yandan, bu, iki bitişik şeridin sinyalleri arasındaki çapraz karışmayı biraz arttırır. Bu etki, [51] referansında nicel olarak tanımlanmıştır.

Konum ölçümünde olası bir doğrusal olmama oranını azaltmak için,  $DC_2$ ,  $DC_4$  ve  $DC_6$  ile ilişkili şeritler, sırasıyla  $DC_1$ ,  $DC_3$  ve  $DC_5$  olanlardan yarım şerit genişliği kadar kaydırılır. Gaz algıcının arkasında, 20 sütun ve 3 sıra halinde düzenlenmiş 60 silikon ped algııcı "duvarı" bulunmaktadır. Her bir silikon algııcı 70 mm yükseklik ve 50 mm genişlikte aktif bir alana ve  $500 \mu m$  kalınlıktadır ve yaklaşık 1 nF kapasitansa sahiptir. Ayrıca  $1000 \mu m$  kalınlığında silikon algıçları da mevcuttur ve deneysel durum için gerektiğinde kullanılır. Silikon kolonlar, spektrometrenin optik eksenine dik olarak monte edilir. Aynı sütuna ait silikon algıçları, bitişik iki algıç arasındaki ölü alanları en aza indirmek için dikey olarak üst üste 1 mm bindirilmiştir. Algıçların kenarları  $DC_4$ 'ten 15 mm uzağa yerleştirilmiştir. Bu gibi kenarların ürettiği elektrik alanın sürüklenme alanının düzgün dağılımı üzerindeki etkisi sonlu elemanlar temelli elektrostatik hesaplamalar ile çalışılmıştır [67]. Sonuçlar 15 mm mesafenin güvenli bir çalışma koşulu olduğunu göstermektedir. Sütunlar mekanik olarak desteklenir ve 6 mm kalınlığında çift taraflı baskı devre üzerine inşa edilmiş bir ana kartla elektriksel olarak bağlanır [66].

### 2.3. Oscar Algııcı

Bazı nükleer fizik deneyleri [68], reaksiyonun ürünlerini incelemek ve tanımlamak için teleskop çözümünü benimsemiştir; bunlar temelde deneyin fiziksel kısıtlamalarından bağımsız olarak farklı konfigürasyonlardadır. Oscar algııcı, birincinin geçilip ikincisi ilgilenilen parçacıkları durduracak şekilde monte edilmiş en az iki algıçtan oluşmaktadır. İnce algıçtaki enerji kaybı sinyali ( $\Delta E$  aşaması) ile durdurulan birimde biriken kalan enerji ( $E_{kalan}$ )

arasındaki ilişki, Bethe-Bloch formülü aracılığıyla tespit edilen iyonun Z yüklü atomu ile orantılıdır. İyi enerji çözünürlüğü ve doğrusallık nedeniyle, ince Si algıçları tipik olarak  $\Delta E$  aşaması olarak kullanılır, ardından kalın bir Si algıç kullanılır. Bu yapılandırma kolayca iyi bir Z tanımlaması kabul edilebilir enerji çözünürlüğü ve başarılı bir durma verimi sağlar [68].

( $^4He, ^4He$ ) inelastik saçılma ve oluşan  $^3H + p$  parçalanma reaksiyonu için iyi bir tanımlama elde etmek için  $\Delta E-E$  Si teleskop algıçı Magnex sistemine eklenmiştir.  $\Delta E-E$  Si teleskop algıçı, çakışma olaylarında arka planı etkili bir şekilde baskılamak için trityum enerji kaybı, kinetik enerji ve zamanlama hakkında doğru bilgiler sağlayacaktır. Yüksek geometrik verim, sistemin mutlak tesir kesitinin doğru bir şekilde ölçülmesine ve kısmi yük toplama olaylarından gelen arka planın azaltılmasına izin vermektedir. Geometrik verimlilik sınırı [69] gerçekte  $^4He + ^4He + ^4He + ^4He + ^3H + p$  toplam hassasiyetini azaltabilir.

OSCAR (Korelasyon ve Reaksiyonların Analizi için Silikon hodoskopu), iki bölümlü silikon algılama aşaması (20  $\mu m$  Tek Taraflı Silikon Şerit Algıç (TTSSA) - 300  $\mu m$  Silikon Taraflı Silikon Şerit) olan yeni bir modüler hodoskop olarak geliştirilmiştir [43] ve yüksek enerji çözünürlüğü ile nükleer reaksiyonlarda yayınlanan düşük enerjili hafif parçacıkları tanımlamak için optimize edilmişlerdir. Bu algıçın ana özellikleri, 16 bağımsız silikon pedleri kullanımı sayesinde tak ve çalıştır bağlantıları yapılarak, dahili ön yükselteçler ve düşük tanımlama eşikleri tarafından verilen kompaktlık ve çok yönlülüktür, ve ilk aşamada ince silikon algıç kullanımı, yarı kararlı hedeften yayınlanan parçacıkların tespiti için gerekli olan düşük tanımlama eşiklerinin elde edilmesini sağlar.

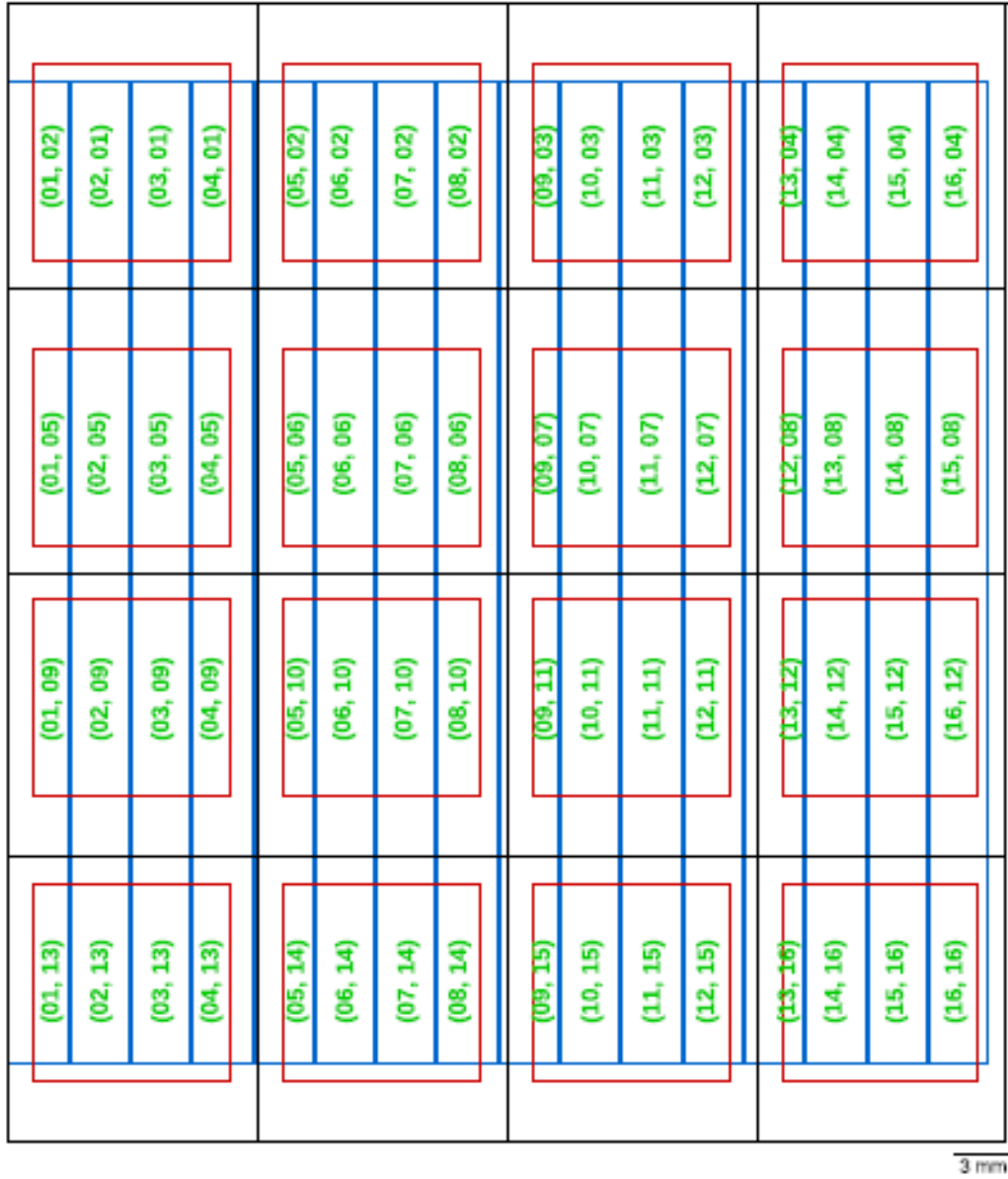
İlk tespit aşaması olan 20  $\mu m$  Tek Taraflı Silikon Şerit Algıç (TTSSA) -Micron Semiconductor tarafından üretilen kalın tip 2M algıç- 2,5 V tükenme geriliminde çalıştırılır. Ön tarafta, alüminyum bir metalizasyon, silikon yüzeyini, şeritler arası 3,125 mm yüksekliği 0,125 mm'lik bir değerde aralık olan 16 şeride böler. Algıçın optik mikroskopta incelenmesi, bu değerleri yüzde birkaçlık hatayla doğrular. Arka taraf ise homojen bir alüminyum metalizasyon tabakasına sahip tek bir yüzeyden oluşur., Bir bağlayıcı aparat(konnektör), sayacın ön tarafından 16 elektrik hattı toplar. Bu şeritler, çapraz karışmayı % 1'den daha düşük seviyelerle seramik çerçevede yeri değiştirilir ve yüzey topraklanır. Elektronik gürültüyü en aza indirmek için, şerit algıçı, kısa düz bir kablo vasıtasıyla, Net Instruments firması tarafından üretilen ve vakum odasının içine yerleştirilmiş, NPA-16FE modelli yüke duyarlı bir ön yükseltece bağlanır. Bu ön yükselteç 45  $mV/MeV$  hassasiyete ve düşük güç tüketimine (<900  $mW$ ) sahiptir ve soğutucu olarak alüminyum bir kutu ile özellikle vakumda çalışmak üzere

tasarlanmıştır. Deney sırasında silikonu polarize etmek için aşırı tükenme rejiminde çalışan 3,0 V'luk bir ön gerilim kullanılmaktadır. Bu koşullarda, tüm şeritler aynı anda eşikliyken, 10 nA'i geçmeyen toplam kaçak akımları gözlemlenmiştir. Ön yükselticinin çıkış sinyalleri daha sonra, 2 grup koruma kontrollü empedans (SCI) koaksiyel kablo vasıtasıyla, bir NIM ön uç elektroniğinin 16 tekrarına bir spektroskopi yükseltici ile bağlanır. İkinci tespit aşaması, Hamamatsu şirketi tarafından  $1 \text{ cm}^2$ 'lik aktif alandan ve seramik bir pakete sahip 16 bağımsız silikon ped algıcından oluşur. Seramik çerçevenin genişliği alt kısım hariç 1,4 mm'dir ve bağlantı pimlerini barındırmak için 3,2 mm çerçeve gereklidir .

Silikon pedler, Si-ped bağlantıları için elektronik çizgiler içeren INFN-Sezione di Napoli grubu tarafından üretilen, baskı devre kartı üzerine (Şekil 6'ün birinci katı) yaklaşık 0.1 mm'lik bir toleransla kaynaklanır. Oscar algıcının geometrisi, şeritler ve pedler arasındaki olası geçişler ile belirlenir. Özellikle, bir pedin olası tüm örtüşmeleri ve karşılık gelen şeritler 64 adet  $\Delta E-E$  sözde-teleskopları tanımlar.

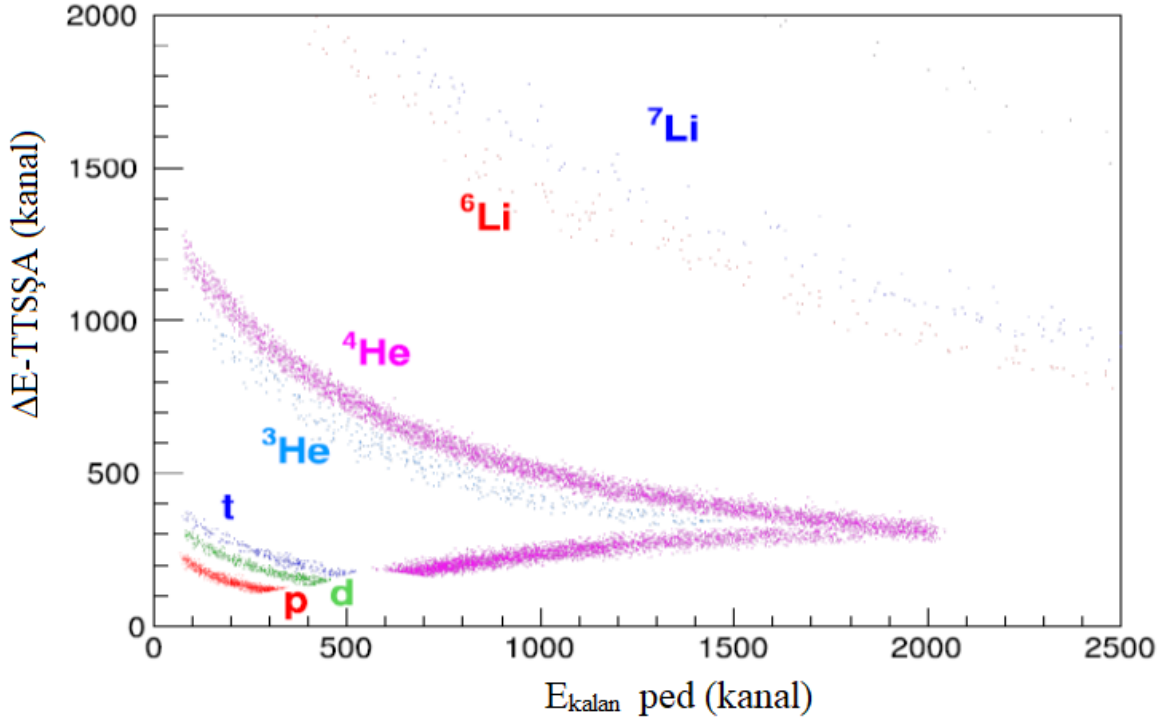
Şekilden görülebileceği gibi, şeritler ve pedler tam olarak geometrik eşleşmede değildir. Örneğin, ikinci tespit aşamasının üst ve alt kısımları birinci aşama tarafından tamamen kaplanmamıştır. Şekil 7'de görüldüğü gibi, pedlerin seramik çerçevesi ile üst üste binmesi nedeniyle, belirli bir ped ve 4 ardışık şerit tarafından oluşturulan her dördünün birinci ve son sözde-teleskoplarına ait aktif algılama alanlarında azalma beklenmektedir.

Enerji çözünürlüğünü belirlemeyi ve silikon pedlerin genel özelliklerini araştırmayı amaçlayan ilk test ikinci tespit aşaması için üç tepe noktalı  $\alpha$ -kaynağı ile bağımsız olarak yapılmıştır. 5,5 MeV enerjili alfa parçacıkları, aslında  $300 \mu\text{m}$  silikonda durdurulur ve bunların toplam enerjisinin ölçümünü mümkün kılar. Spektroskopi yükselticileri tarafından işlenen sinyallerin dijital osiloskopa yapılan bir darbe şekli incelemesi, sinyal/gürültü oranını ve ayrıca bağlantı hatları arasındaki çapraz karışma seviyesini tahmin etmeye izin verir.



Şekil 8. Oscar teleskopunun geometrik şeması gösterilmektedir. Burada her bir pedin aktif alanı kırmızı kareler ile temsil edilmektedir. Mavi çizgiler ise her bir şeridin aktif alanlarının sınırlarını göstermektedir [43].

( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) inelastik saçılma deneyi için bir Oscar sözde teleskopu için ( $E_{kalan}$ , Siped’de ölçülen kalan enerjidir) elde edilen tipik bir  $\Delta E$ - $E_{kalan}$  grafiği, Şekil 9’ da gösterilmiştir. Açıkça görülebildiği gibi, hafif çekirdeklere karşılık gelen çizgiler yoğun nüfusluken, temel olarak kinematik nedeniyle, daha ağır iyonlar için istatistikler daha düşüktür. Farklı Z değerlerine sahip parçacıklar, delme noktalarına kadar açık bir şekilde tanımlanır (çizgileri delme noktalarından önce alfanın delme çizgisi ile üst üste gelen  $\Delta E$  ve  $E_{kalan}$  ile  $Z = 1$  izotopları hariç), ve iyi bir izotopik ayrılma da belirgindir.



Şekil 9. Oscar teleskopunun  $\Delta E$  ve  $E_{kalan}$  temsili görülmektedir [43].

Tanımlanan parçacık terimi Oscar algıcısı içinde yeniden yapılandırmanın mümkün olduğu belirli bir yolun bir çift (" $\Delta E$  ve  $E_{kalan}$ ") sinyali ile gösterilir. İzlerin yapılandırılması, belirli bir geometrik tutarlılık algoritmasına dayanır ve kullanılan her sinyal ile yapılandırılması mümkün olan tek yol olduğu zaman kesin olmayan bir iz tanımlarız.

Sözde-teleskop analizinden elde edilen  $300 \mu\text{m}$  kalınlıklı Si-ped algıçlarının kalınlıklarının toplamı ve  $20 \mu\text{m}$  'lik TTSSA'nın ölçülen kalınlığı toplamının toplam kalınlığı verdiği varsayılarak, her şerit ve ped için enerji kalibrasyonları, çeşitli izotopların delme noktalarından elde edilmiştir. Bir önceki paragrafta belirtilen ölü katmanı da dikkate alarak 3-tepe kaynağı kullanılarak kalibrasyonlar tamamlanmıştır. Bu parçacıklar TTSSA aşamasında ( $20 \mu\text{m}$  kalınlıklı ilk aşama) delme noktalarına yakındır ve bu nedenle ilk tespit aşamasında enerjilerinin büyük bir kısmını serbest bırakırken, ikinci aşamada ( $300 \mu\text{m}$  kalınlıklı Si-ped algıçları) yalnızca zayıf sinyaller üretilir; bu, ikinci aşamadaki kalibrasyonun daha düşük enerjilere uzatılmasını sağlar. Oscar algıcısı kalibrasyonu Bölüm 3.1.5.'te anlatılmaktadır.

### 2.3.1. ODA Çalışma Prensipleri ve Elektronik Kurulumu

Dipolden gelen iyonlar, ODA Mylar penceresini geçer ve Şekil 6'da şematik olarak gösterildiği gibi, katod ve Frisch ızgarası arasındaki gazda iyonize atomların ve birincil elektronların bir izini bırakır. Yaklaşık 50 V/cm'lik düzgün bir elektrik alanı altında, elektronlar gerçek gerilim ve gaz basıncına bağlı olarak 3-5 cm/ $\mu$ s'lik tipik hızlarda Frisch ızgarasına doğru sürüklenir [70]. Izgaradan sonra, elektronlar, DC kablolarına yaklaştıkça çok daha güçlenen bir elektrik alanda hızlandırılır (yaklaşık 100-200 kat). Çığ, her bölümdeki iyonlar tarafından kaybedilen enerjiyle orantılı bir sinyal üretir, böylece her bir olay için altı enerji kaybının ( $\Delta E_1, \Delta E_2, \Delta E_3, \Delta E_4, \Delta E_5, \Delta E_6$ ) ardışık ölçümlerini sağlar. Yaklaşık 150 ns'lik bir yükselme süresine sahip olan sinyaller, yaklaşık 200 mV/MeV hassasiyete sahip yüke duyarlı ön yükselticiler [71] tarafından şekillendirilir ve yükseltilir. Daha sonra yükseltilmiş sinyaller ayrıştırılarak, şekillendirici bir yükseltecinin ve 200 ns'lik gecikme çizgisine sahip bir sabit kesir ayrıştırıcısına (CFD) dağıtıldığı 16 kanallı NIM modülüne gönderilir. Parçacık tanımlaması için, enerji kaybıyla orantılı şekillendirilmiş çıkış sinyali (6  $\mu$ s şekillendirme süresi) kullanılır. Sadece DC kablolar için çıkarılan mantık çıkışları, aşağıda açıklandığı gibi elektronların sürüklenme süresinin ölçümü için bir mantık çıkışı STOP (bitiş) kullanılır.

Tellerin yakınındaki elektron çığları, en yakın indüksiyon pedleri üzerinde yük indükler. Bu sinyaller daha sonra gaz ortamında levhanın üst tarafına monte edilmiş 16 kanallı Gassiplex yongalarından [72] dayanan analog çoğullamalı bir okuma sistemi ile ön yükseltilir ve şekillendirilir [50]. Altı DC zincirinin her birinden gelen çoklanmış sinyaller okunur ve analog çoklamalı sinyallerin (C-RAMS) okuma modülleri [73] tarafından dijital olarak dönüştürülür. Her DC kesitinde yük dağılımının ağırlık merkezi daha sonra Bölüm 3.1.2'de açıklanan algoritma kullanılarak elde edilmiştir. Şerit elektrotun standart yapısı kullanılarak ölçülen, ağırlık merkezi değerini yüksek hassasiyetle metre cinsinden  $X_1, X_2, X_3, X_4, X_5, X_6$  yatay pozisyonlarına dönüştürmek mümkündür. Ölçülen bu miktarların ışın yeniden yapılandırması için kullanılacak spektrometre optik eksenlerine ( $X_{odak}$  and  $\theta_{odak}$ ) karşılık gelmektedir. Bu şekilde altı pozisyon bağımsız bir şekilde belirlenir, böylece yatay pozisyonun ve iyon izinin açısının spektrometre odak düzleminde elde edilmesini sağlar. Bu nedenle, optik eksenin şerit anot üzerindeki izdüşümü, her DC kablo kesiti için, doğrudan optik hizalamalar vasıtasıyla, 0,1 mm hassasiyette belirlendi. Gaz bölümünü geçen yüklü parçacıklar silikon



algıç duvarına ulaşır. Kablo sinyallerinde kullanılanlara benzer yük ön yükselticileri [71], tipik olarak deneysel ihtiyaçlara bağlı olarak ve gaz ortamında çalışarak hassasiyetleri 5 ila 90  $mV/MeV$  arasındadır. Çıkışlar, şekillendirilmiş ( $0,25 \mu m$  şekillendirme zamanı) ve zamanlama çıkışları sağlayan 16 kanallı şekillendirme yükselticilerine gönderilir. Yükselticiden çıkan sinyallerin CFD'lere gönderilir ve Magnex'in çok amaçlı zamanlama sinyallerini verir. Mantık OR(veya), elektronların sürüklenme zamanı ölçümleri için mantık START (başlat) sinyali olarak kullanılır ve ayrıca veri alımını tetiklemek ve  $\Delta E$  ve sürüklenme zamanı ölçümleri için bir kapı (gate) oluşturmak için kullanılır.

Gaz içerisinde altı elektron sürüklenme süresi, altı standart TAC + ADC okuma zinciri kullanılarak, silikon algıçları START ve DC kabloları STOP mantık çıkışları tarafından üretilen sinyal arasındaki gecikme ile ölçülür. Gazdaki elektronların neredeyse sabit hızları sayesinde, bu zamanlar, iyon izlerinin, z konumundaki DC tellere karşılık gelen  $Y_1, Y_2, Y_3, Y_4, Y_5, Y_6$  dikey pozisyonlarını ve daha sonra dikey açılarını belirlemek için kullanılır. Dikey koordinatların, Bölüm 3.1.3'te açıklandığı gibi optik referans çerçevesinde doğru şekilde dönüştürülmesi için, harici bir mutlak kalibrasyona ihtiyacı vardır. Bu şekilde, odak düzlemindeki iyon izinin dikey pozisyonu  $Y_{odak}$  ve  $\theta_{odak}$  belirlenir [74].

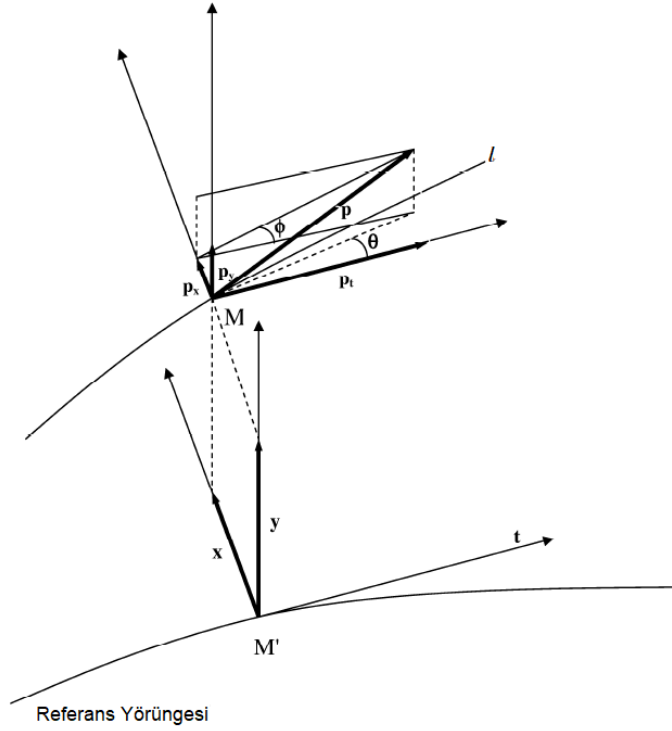
### 2.3.2. Spektrometre Referans Çerçevesi

Bir ışın demetindeki yüklü parçacıkların hareketini tanımlamanın standart yolu, bunlardan birinin hareketinin referans olarak seçilmesine dayanır (bkz, Ref. [75]).

Manyetik elemanlar arasındaki momentum ve yolu, sırasıyla referans momentumu  $p_0$  ve yörüngesidir.  $p_0$  bükme mıknatıslarının manyetik kuvvetini ayarlamak için kullanılır. Diğer parçacıkların pozisyonları ve momentumları referans olanlara göre tanımlanır. Referans yörünge boyunca herhangi bir noktada, referans momentum yönünde uzanan bir uzunlamasına veya t yörünge eksenini tanımlanır, bununla birlikte iki çapraz eksen x ve y genellikle ona dik olarak seçilir. Bir parçacığın momentumunu belirtmek için üç büyüklük kullanılır:  $p_x, p_y$ , x ve y yönleri boyunca momentum bileşenleridir ve yönler ve referans momentumdan kesirli sapması  $\delta = (p - p_0)/p_0$  olarak tanımlanır.  $x' = p_x/p_t$  ve  $y' = p_y/p_t$  büyüklüklerini dikkate almak daha uygundur, burada  $p_t$  referans yörüngesi boyunca momentum boyuna bileşenidir.  $p_t$  ve  $p_y$   $p_x$  ile karşılaştırıldığında küçük olduğundan,  $x'$  ve  $y'$  referans yörüngesine göre yatay  $\theta$  ve dikey  $\phi$  açıları ile yaklaşık olarak tahmin edilebilir.

Merkezi yörüngedeki iki çapraz parçacık mesafesi  $x$  ve  $y$  parametreleri ve belirli bir yörünge ile referans olan arasındaki yol uzunluğu farkı  $l$  parametresi olmak üzere faz-uzay koordinat setini tamamlamak için üç parametreye daha ihtiyaç duyulmaktadır.

Yol uzunluğu  $l$ , parçacık yörüngesi boyunca, ışın çizgisinin başlangıç noktası (magnetik spektrometri için hedef konum) ve yörünge ile sabit bir  $y$  için merkezi yörüngenin normal düzlemi kesişimi arasındaki mesafe olarak tanımlanır. Özetle, her bir parçacık gözlemlenebilir  $x$ ,  $\theta$ ,  $y$ ,  $\phi$ ,  $l$  ve  $\delta$  gibi parametrelerle karakterize edilir. Bir parçacık için tam faz uzay koordinatı  $P(x; y; l; \theta; \phi; \delta)$  olarak yazılabilir. Yukarıda tanımlanan optik referans parametreleri içeren bir koordinat sistemi Şekil 10'da gösterilmektedir.



Şekil 10. Yüklü parçacık optiği için sağ koordinat sistemi çizimi [40].

### 2.3.3. Yörünge Yeniden Yapılandırma Tekniği

Magnex sisteminde elde edilen verilerin doğru analizi için çok önemli bir adım, yörünge yeniden yapılandırma tekniğidir. Özellikle, parçacıkların başlangıç koordinatları ile odak düzleminde ölçülen son koordinatlar arasında bir ilişki bulunması gerekir. Geçiş matrislerinin ve dolayısıyla ters geçiş matrislerinin hesaplanması ile, ilk parçacık koordinatları,

ODA ile son koordinatların ölçülmesinden yararlanılarak yeniden yapılandırabilir. Bu bağlamda, Magnex grubu, bu hedefi yeterli hassasiyetle ve geniş kabul spektrometresiyle gerçekleştirmek için uygun ışın yeniden yapılandırma algoritmalarını geliştirmiştir. Bu algoritmaların genel özellikleri aşağıda verilmiştir. Verilen yörüngeler takip edilerek [11, 58] bir manyetik kuvvet etkisi altındaki iyon ışınının hareketi  $P_s$  son konumunu,  $P_i$  ilk konumuna bağlayan bir genel faz uzay haritası olarak aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$M : P_i(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, l_i, \delta_i) \rightarrow P_s(x_s, \theta_s, y_s, \phi_s, l_s, \delta_s) \quad (31)$$

Bu denklemde,  $l$  yörünge uzunluğu,  $x$  ve  $y$  sırasıyla yatay ve dikey koordinatlar,  $\theta$  ve  $\phi$  sırasıyla yatay ve dikey açılarıdır.  $\delta = (p - p_0)/p_0$  parametresi,  $p$  ve  $p_0$  değerlerinin sırasıyla gerçek ve referans momentum olduğu, kesirli momentum olarak adlandırılır.  $M$  haritası, bir matris olarak temsil edilir ve manyetik alanların genel uzaysal dağılımına bağlıdır. Denklem 31 aşağıdaki gibi daha açık bir şekilde yazılabilir:

$$\begin{aligned} x_s &= M1(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, l_i, \delta_i) \\ \theta_s &= M2(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, l_i, \delta_i) \\ y_s &= M3(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, l_i, \delta_i) \\ \phi_s &= M4(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, l_i, \delta_i) \\ l_s &= M5(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, l_i, \delta_i) \\ \delta_s &= \delta_i \end{aligned} \quad (32)$$

Enerji ayırıştırıcı materyallerin yokluğunda statik manyetik alanlar için momentum mutlak değerinin korunmasından dolayı,  $\delta$  parametresinin değişmez olduğu belirtilmelidir. Ayrıca,  $l_i$  parametresi ince hedefler için sabit olarak kabul edilir. Ayrıca Denklem 31 veya eşdeğer şekilde, Denklem 32 başlangıç parametrelerine göre dönüştürülürse, momentum vektörünü hedef konumda elde edebiliriz. Bu tersleme Denklem 33' deki gibi ifade edilir.

$$M^{-1} : P_s \rightarrow P_i \quad (33)$$

Yörünge yeniden yapılandırma problemini çözenin en uygun yolu, ölçülen paramet-

reler cinsinden formüle etmektir. Daha önce de belirtildiği gibi,  $\delta_s = \delta_i = \delta$  ve ayrıca  $l_i$ , sabit bir değişkendir. Dolayısıyla, yukarıdaki denklemlerde yer alan toplam parametre sayısı  $Q(x_i, x_s, \theta_i, \theta_s, y_i, y_s, \phi_i, \phi_s, l_s, \delta)$ ' dir. Bunlardan beşi ölçülmüş büyüklükler, geri kalanı yeniden yapılandırılmış büyüklüklerdir. Ölçülen parametre kümesi  $Q_s = (x_s, x_i, \theta_s, y_s, \phi_s)$  olarak, yeniden yapılandırılmış parametreler kümesi ise  $Q_i = (\theta_i, y_i, \phi_i, l_s, \delta)$  olarak yazılabilir.  $x_i$  parametresi, başlangıçtaki yatay pozisyonudur, hedef ve hedefe yatay olarak odaklanmış bir iyon ışını varsayılarak ihmal edilebilir. Son olarak, odak düzlemi algıci dizisi tarafından  $x_s, \theta_s, y_s, \phi_s$  ölçülür. Buradan, Denklem 33 aşağıdaki hale gelir:

$$G^{-1} : Q_s \rightarrow Q_i \quad (34)$$

Enerji veya saçılma açısı gibi yaygın olarak kullanılan diğer parametreler, deneysel veya yeniden yapılandırılmış parametreler cinsinden ifade edilebilir. Örnek olarak, laboratuvar çerçevesindeki saçılma açısı, temel geometrik bağıntılara göre yatay ve düşey açı ile yeniden yapılandırılabilir. Ne yazık ki, Magnex'in geniş kabulü nedeniyle, Denklem 34' nin doğru bir çözümü için yüksek dereceli Taylor açılımı gerekir. Bu denklemi çözmek için Michigan State Üniversitesi'nde başka bir spektrometre (S800) için, kesin bir teknik geliştirilmiştir [76]. Teknik diferansiyel cebir formalizmine dayanır ve uzun ışın izleme süreçlerinden kaçınarak yüksek dereceli geçiş matrislerinin güvenilir olarak hesaplanmasına izin verir. Teknik, Cosy Infinity [77] adlı bir bilgisayar programına dahil edilmiştir. Bu program, kullanıcının deneylerle ilgili bazı bilgileri eklemesini sağlar. Manyetik alanların dahil edilmesi, yüksek mertebeden türevlerin hesaplanmasında problemleri önlemek için, pozisyon koordinatlarının düzenli fonksiyonlarla temsil edilmesini gerektirir. Uygun manyetik alan fonksiyonlarını belirlemek için, matematiksel interpolasyonlar gerekebilir. Bu nedenle, özellikle manyetik alanın hızla değişebileceği mıknatıs saçaklarında özel dikkat gereklidir [48, 49, 60, 78]. İnterpolasyonlu manyetik alan fonksiyonu, bariz şekilde, Maxwell denklemleriyle uyumlu olmalıdır. Magnex grubu üyeleri, oradaki yapının doğruluğunu kontrol etmek için bir simülasyon kodu geliştirmişlerdir. Bu simülasyon Magnex geometrisini hesaba katarken 2 cisimli reaksiyon kinematiğine dayanmaktadır. Tanımlanmış bir reaksiyon süreci için deneysel verilerin simülasyonu ile karşılaştırılması yolu ile, yeniden yapılandırmanın güvenilirliği doğrulanabilir. Yetersiz sonuç durumunda, yeniden yapılandırmayı iyileştirmek için manyetik alan değerlerinde veya geometri parametrelerinde küçük ayarlamalar

yapılabilir. Bir sonraki adım, Cosy programı ile manyetik alanların yanı sıra kuadrupol, dipol mıknatısların ve ODA'nın geometrileri dikkate alınarak uygun matrislerin hesaplanmasıdır [11, 51, 63]. Bu matrisler ve diğer deneysel detaylar Magnex grubu tarafından geliştirilen algoritmalar ile birlikte, yeniden yapılandırılmış verileri üretmek için Chimeracq programı ile beslenir. Son olarak ise hem ölçülmüş hem de yeniden yapılandırılmış parametreleri içerir. Bu verilerin analizi, Paw [79] veya Root [80, 81] veri analizi paket programları ile yapılabilir.

Magnex gibi geniş bir kabul spektrometresinde yörünge yeniden yapılandırılmasının karmaşık bir prosedür olduğu açıktır. Manyetik alanların güvenilir tanımı, Magnex geometrisinin kesin bilgisi ve son olarak  $Q_s$  vektörünün odak düzlemi algıcısı tarafından hassas olarak ölçülmesi doğru bir yörünge yeniden yapılandırması için gereklidir. Magnex grubunun geliştirdiği ilgili algoritmalar ve simülasyonlar sayesinde, yaygın olarak kullanılan parametreler kullanılarak veri analizi mümkündür.

### 3. BULGULAR VE İRDELEME

Hem elastik hem de inelastik saçılma ve parçalanma reaksiyonu için veri indirgeme prosedürü ve sonuçları bu bölümde açıklanmaktadır. Elastik saçılma için veri indirgeme analizinin ilk adımı, Bölüm 3.1’ de açıklandığı gibi, Magnex spektrometresinde yatay ve dikey konumların doğru kalibrasyonunun gerçekleştirilmesidir. Çünkü bu parametreler 10. dereceden ışın yeniden yapılandırma prosedürü için girdi olarak kullanılır.

Aynı prosedür, Bölüm 3.2’de açıklanan inelastik saçılma için de uygulanmıştır. Buna ek olarak, geçiş denklemlerinin, parçalanma reaksiyonu ölçümü için kullanılan Oscar algıcının Bölüm 3.1.5’te anlatıldığı gibi enerji kalibrasyonunun tanımlandığı spektrometre referans çerçevesinde belirlenmesi de gerekmektedir.

Veri indirgeme prosedürünün ikinci kısmında parçacık tanımlaması yapılmaktadır. Bu tanımlama tekniği, iki tekniği birleştirerek gerçekleştirilen  ${}^4He$  saçılan iyonunun tanımlamasını içerir. İlk parçacık tanımlaması standart  $\Delta E-E$  tekniği ile atom numarası ( $Z$  parametresi) tanımlamasıdır. Diğer tanımlama ise yenilikçi bir kütle tanımlaması ( $A$  parametresi) tekniği ile yapılmaktadır ve yüklü bir parçacığın momentumuna göre normal bir manyetik alanda etkiyen Lorentz kuvvetinin özelliğinden faydalanır.

Bir sonraki aşama, son faz uzay parametrelerine bakılarak spektrometre boyunca geçiş haritasının 10. dereceye kadar yapılandırılmasıdır. Tüm prosedür ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik ve inelastik saçılması için uygulanmıştır. Bu teknik  $\theta_{lab}^{opt} = 16^\circ$  açılı koşulunda gerçekleşen bir elastik saçılma uygulaması için Bölüm 3.1.7’de açıklanmıştır. Bu prosedür tüm  $\theta_{lab}^{opt} = (6, 6^\circ, 16^\circ, 22^\circ, 28^\circ, 34^\circ, 40^\circ)$  optik laboratuvar açılarında elastik saçılma ve  $\theta_{lab}^{opt} = 6, 6^\circ$  açılı koşulunda inelastik saçılma ve parçalanma reaksiyonu ile ilgili veriler için gerçekleştirilmiştir.

Prosedür, saçılan iyonların yeniden yapılandırılmış kinetik enerjisini ve laboratuvar çerçevesinde saçılma açısını verdiği için, ışın yeniden yapılandırma tekniğinin odak düzlemindeki tanımlanmış verilere uygulanmasından sonra, uyarma enerjisi spektrumları ve tesir kesiti açısal dağılımları elde edilebilir.

### 3.1. ( $^4\text{He}, ^4\text{He}$ ) Elastik Saçılma Veri İndirgeme Analizi

#### 3.1.1. MAGNEX Spektrometre Sistemi Kalibrasyonu

##### 3.1.1.1. Yatay Konum Kalibrasyonu

Veri indirgeme analizinin ilk adımı, odak düzlemi algııcı (bkz. şekil 6) [63] ile ölçülmüş  $x$  ve  $y$  parametrelerinin kalibrasyonudur, bunlar MAGNEX Spektrometresi'nde uygulanan ışın yeniden yapılandırma tekniğinin uygulanması için temel koordinatlardır [58].

Odak düzlemindeki  $x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6$  yatay pozisyon parametreleri elde etmek için, hassas bir üretici (pulser) tarafından oluşturulan dört farklı genlik darbesi (2, 5, 8,10 V) doğrudan, verilen her bir DC kablosuna gönderilmiştir. Bu şekilde, darbe genliğinin her bir değeri için DC'nin her bir pedinin önünde aynı yük, anlık olarak üretilmiş ve bağlı GASSIP-LEX histogramları oluşturulmuştur. Her bir kanal için sinyalin genlik darbesini referansı ile ilişkilendirilen doğrusal korelasyon elde edilmiştir. Bu şekilde, ped indüksiyon elektrotunun farklı elektronik kanallarının göreceli bir kalibrasyonu elde edilmiştir.

Ardından, tipik bir olay çığ konumu, ayrık dağılımın ağırlık merkezi çıkarımı ile belirlenebilir. Bu amaçla, pedlerin çoğaltıcı tellerine göre özel geometrik konfigürasyonunu hesaba katan uygun bir ağırlık merkezi bulma algoritması geliştirilmiştir [51].

#### 3.1.2. Yatay Konumun Belirlenme Algoritması

Elektron çığı yatay konumu, ayrık yük dağılımının ağırlık merkezinin ekstrapolasyonundan başlayarak tanımlanır. Bu amaçla,  $DC_i$  çoğaltma tellerine göre pedlerin özel geometrik konfigürasyonunu dikkate alan bir algoritma kullanmak gereklidir. Pedlerde indüklenen yük dağılımları odak düzlemi üzerinde iyonların görülme açısına bağlıdır. Bu, dağılımların biçimine göre önceden belirlenmiş modellere dayanan algoritmaların kullanılmasını sağlar. Ağırlık merkezi algoritmasına dayalı değişken formun bu dağılımlarının analizine izin veren özel bir teknik geliştirilmiştir.

Dağılımın ağırlık merkezi, her katın üzerinde indüklenen yüklerin ağırlıklı ortalama-

sıyla tahmin edilir:

$$\bar{n} = \sum_i q_i - bn_i/\hat{Q} \quad (35)$$

Burada  $b$  bir eşik değeridir ve  $\hat{Q} = \sum_i q_i - b$ ,  $q_i > b$  olduğu durumda bir sıra pedde oluşturulan, tüm yükün toplamıdır.  $b$  değeri ölçülen toplam yükle orantılı olarak seçilir:

$$b = k \sum_i q_i \quad (36)$$

Bu ifadede  $k$ ,  $5 \times 10^{-3}$  ile  $2,5 \times 10^{-2}$  arasında tipik değerler alır. Bu değer, bir optimizasyon işlemi ile seçilir: Minimum bir değerden başlayarak  $k$ , yük dağılımının standart sapması  $\sigma$ 'yı kabul edilebilir değerler içerisinde tutmak için küçük bir miktar artırılır. Anotun düzenli geometrisi, aşağıda tanımlanan bağıntıdan başlayarak her bir merkezin metre cinsinden konumunu tanımlamayı sağlar:

$$x_{odak} = l_{ped} - \bar{n} \quad (37)$$

Burada  $x_{odak}$ , mutlak referans sistemindeki ağırlık merkezinin metre cinsinden konumunu ifade eder, her pedin bilinen genişliği  $l_{ped}$  6 mm'dir. Ofset, optik eksenden geçen belirli bir DC kablosu için x koordinatlarıdır ve algıç montaj aşaması sırasında milimetre altı hassasiyette ölçülmüştür [51, 66].

### 3.1.3. Dikey Konumda Kalibrasyon

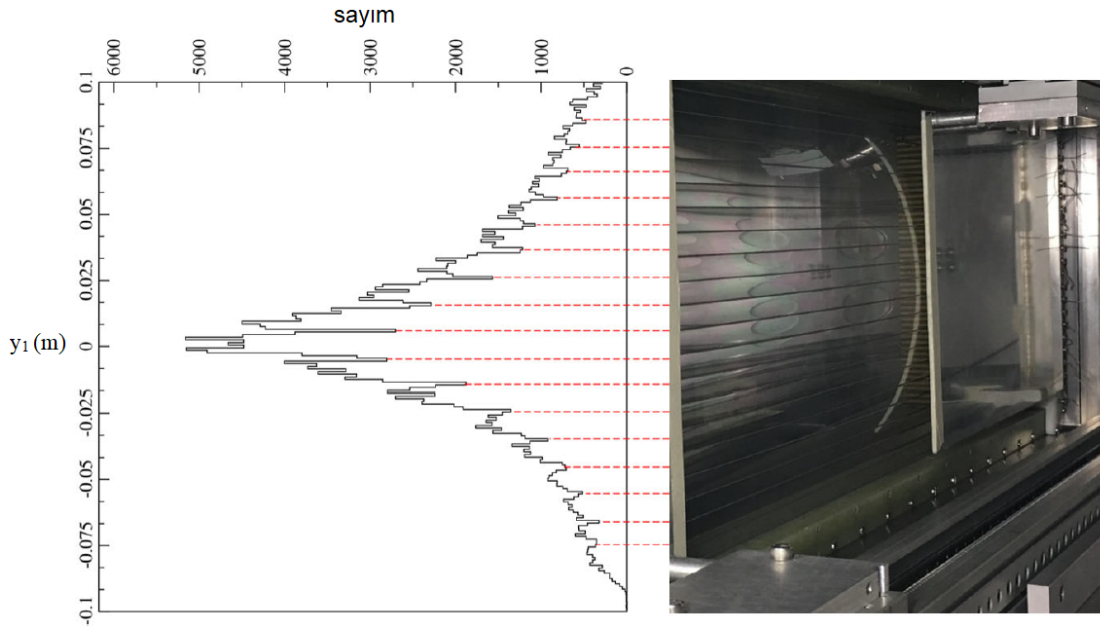
ODA'daki iyonların dikey pozisyonları, altı çoğaltıcı tele doğru hareket eden elektronların sürüklenme zamanlarının ölçülmesiyle altı farklı z konumunda belirlenir.

Dikey pozisyonun mutlak kalibrasyonu, Mylar penceresini desteklemek için kullanılan yatay silikon kaplı tellerin gölgeleri referans alınarak elde edilir.  $yi$  spektrumunda düzenli olarak aralıklandırılan minimum değerler olarak görünür (bkz. Şekil 11). Bu tür tellerin mutlak konumu, laboratuvar çerçevesinde optik ölçümlerle belirlenir.



### 3.1.4. Dikey Konumun Belirlenme Algoritması

Bölüm 3.1.3'te anlatıldığı gibi, iyonların ODA'daki dikey pozisyonları altı DC teline doğru hareket eden elektronların sürüklenme zamanlarının ölçülmesiyle altı farklı Z pozisyonunda belirlenir. Dikey mutlak kalibrasyon için harici bir hizalama gereklidir. Yatay silikon kaplı tellere sahip bir açıklıktan oluşan sistem, ODA algıcının önündeki bir kola monte edilmiştir. Tüm sistem, spektrometrenin optik eksenine paralel olarak monte edilmiştir. Bu yapılandırılmada, spektrometre referans çerçevesinde tanımlanan bir dizi ışın, algıcı aydınlatır.



Şekil 11. Olay seçimi olmayan tipik  $y_i$  spektrumu. Kırmızı kesik çizgilerle gösterilen minimumlar, Mylar penceresini desteklemek için kullanılan yatay silikon kaplı tellere karşılık gelir (fotoğrafta görülebilir) [69].

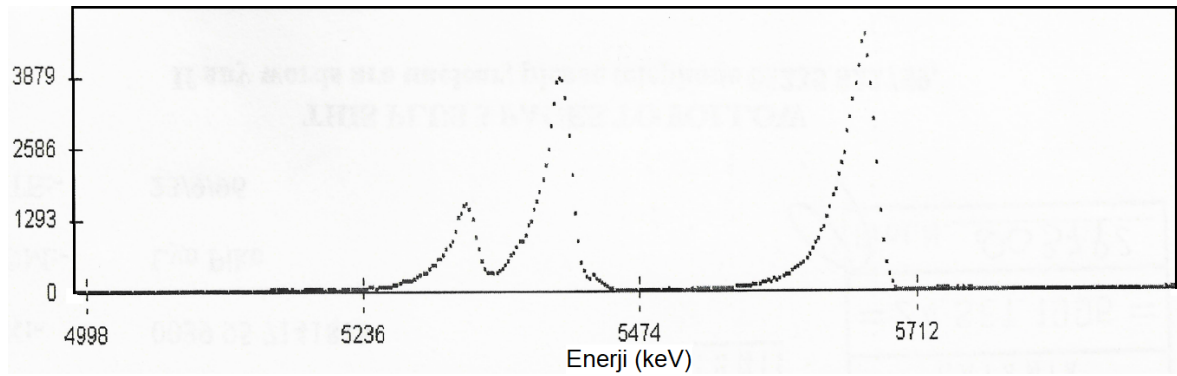
Şekil 11,  $y_{odak1}$  değişkenindeki olayların tipik bir dağılımını göstermektedir. Burada, pencerenin destek telleri tarafından kesilen iyonların eksikliğinden kaynaklanan minimumların varlığı belirgindir.

Teller arasındaki bağıl mesafeler (10 mm) dikkate alınmalıdır ve bir seviyenin kullanılmasıyla laboratuvarın referans sisteminde bunlardan birinin dikey konumunu belirledikten sonra, doğrudan bir (pozisyon)/(kanal) kalibrasyonu ile devam etmek mümkündür.

### 3.1.5. Oscar Algıcı Kalibrasyonu

Oscar algıcı için her şerit ve ped için enerji kalibrasyonları, sözde-teleskop analizinden elde edilen 300  $\mu\text{m}$  kalınlıklı Si-ped algıçlarının kalınlıklarının toplamı ve 20  $\mu\text{m}$  'lik TTSSA'nın ölçülen kalınlığı toplamının, toplam kalınlığa karşılık geldiği kabul edilerek çeşitli izotopların delme noktalarından elde edilmiştir. 3-tepe kaynağı kullanılarak da kalibrasyonlar yapılmıştır. Tanımlanan parçacıklar TTSSA tabakasında delme noktalarına yakındır ve bu nedenle ilk tespit aşamasında (20  $\mu\text{m}$  kalınlıklı ilk aşama) enerjilerinin büyük bir kısmını serbest bırakırken, ikinci aşamada yalnızca zayıf sinyaller üretilir; bu, ikinci aşamadaki kalibrasyonun daha düşük enerjilere uzatılmasını sağlar.

Enerji kalibrasyonunu yapmak için 3-pik alfa kaynağı ve puls üretici kullanıldı. Puls üretici, alfa kaynağı üzerinden kalibre edildi ve Oscar algıcı  $Enerji = A * (Kanal) + B$  formülü ile büyük bir enerji aralığında puls üretici aracılığıyla kalibre edildi. A ve B parametreleri, fit edilerek elde edilen parametrelerdir. Şekil 12'de  ${}^4\text{He}$  çekirdeğinin tespitinin, 3 pik alfa kalibrasyonu yapılarak elde edilen sonucunu görülmektedir. Oscar'ın  ${}^{228}\text{Th}$  ve  ${}^{224}\text{Ra}$  izotoplarını içeren 3-pik  $\alpha$ -kaynak ile ışınlanır. Şekil 12'de görülen ilk iki pik  ${}^{228}\text{Th}$ 'a ait  $E_\alpha \simeq 5,3$  MeV ve 5,4 MeV enerjilere sahiptir. 3. pik ise  ${}^{224}\text{Ra}$ 'a ait  $E_\alpha \simeq 5,6$  MeV enerjilidir. Görüldüğü gibi,  $\alpha$  parçacıkları 8 MeV enerjilik  ${}^{228}\text{Th}$  kaynağının üç farklı enerjisini yansıtır.



Şekil 12. Spektrum,  ${}^{228}\text{Th}$  ve  ${}^{224}\text{Ra}$  izotoplarının bir karışımını içeren  $\alpha$ -kaynak verileri için iki aşamanın kalibre edilmiş enerji sinyallerini ( $E_\alpha \simeq 5,3$  MeV, 5,4 MeV, 5,6 MeV) göstermektedir.

### 3.1.6. $^4He$ İyonunun Parçacık Tanımlaması

Veri indirgeme prosedürünün ikinci aşaması  $^4He$  iyonlarının ODA tarafından tespit edilen diğer tüm saçılan iyonlar arasında tanımlanmasıdır. Elastik saçılma, inelastik saçılma ve parçalanma reaksiyonu ölçümleri için spektrometrede tespit edilen geri tepmeler için iyon tanımlaması parçacık tanımlama tekniği uygulanmaktadır ve standart  $\Delta E$ -E tekniğini temel almaktadır.  $\Delta E$ -E tekniği odak düzlemi detektörü tarafından enerji kaybı  $\Delta E$  ve ( $E_{kalan}$ ) kalan enerjinin ölçülmesine dayalıdır. Bu teknik Bethe-Bloch formülüne dayanır. Şekil13'de elastik saçılma için tek bir silikon algıç için  $\Delta E$ -E grafiği gösterilmektedir. Burada  $^4He$  saçılan iyonu çerçeve içine alınmıştır.

Çizilen parametreler, her iyon için silikon algıçlar tarafından ölçülen kalan enerjidir ( $E_{kalan}$ ) ve bilgisayar sayacı tarafından ölçülen gazdaki  $\Delta E$  enerji kaybı, farklı ölçülen yatay açılarla ilişkili farklı yol uzunlukları için düzeltilmiştir. ODA  $\theta_{eğim} = 59,2^\circ$  açıyla  $\theta_{odak}$  döndürüldüğünden, gerekli düzeltme Denklem 38'de görüldüğü gibidir.

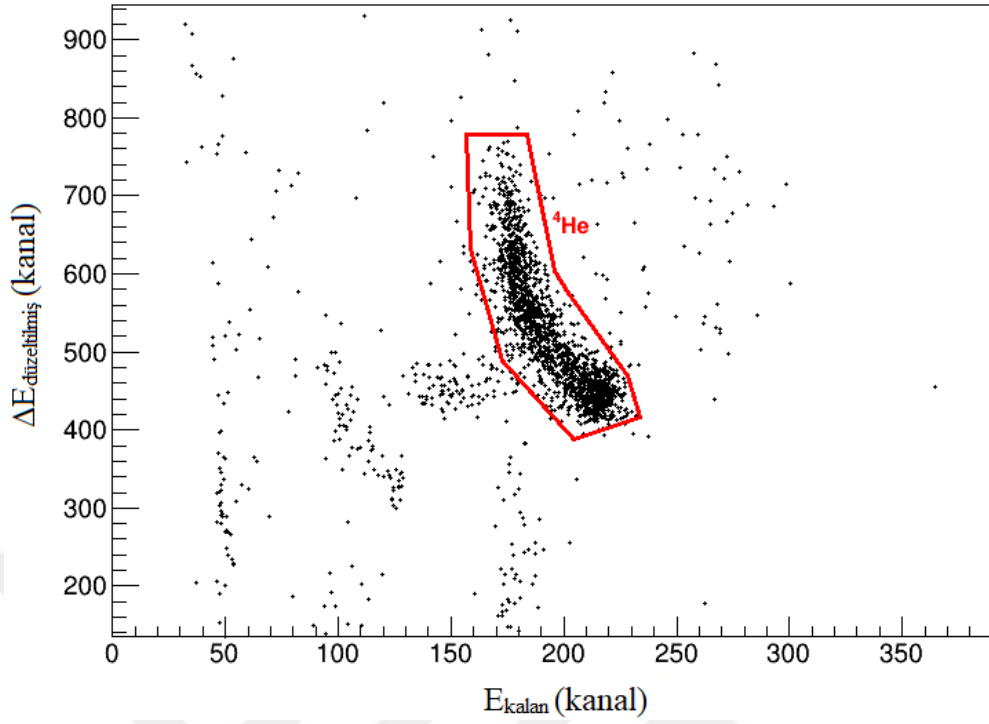
$$\Delta E_{düzeltilmiş} = \Delta E \frac{\cos\theta_{eğim}}{\cos\theta_{odak}} \quad (38)$$

Bu açı düzeltmesi, odaktaki  $\theta_{odak}$  farklı gelen son açılarının sonucu olarak aynı enerjiye sahip özdeş parçacıkların gaz içindeki farklı yol uzunlukları nedeniyle maruz kaldığı farklı enerji kaybını hesaba katmak için gereklidir.

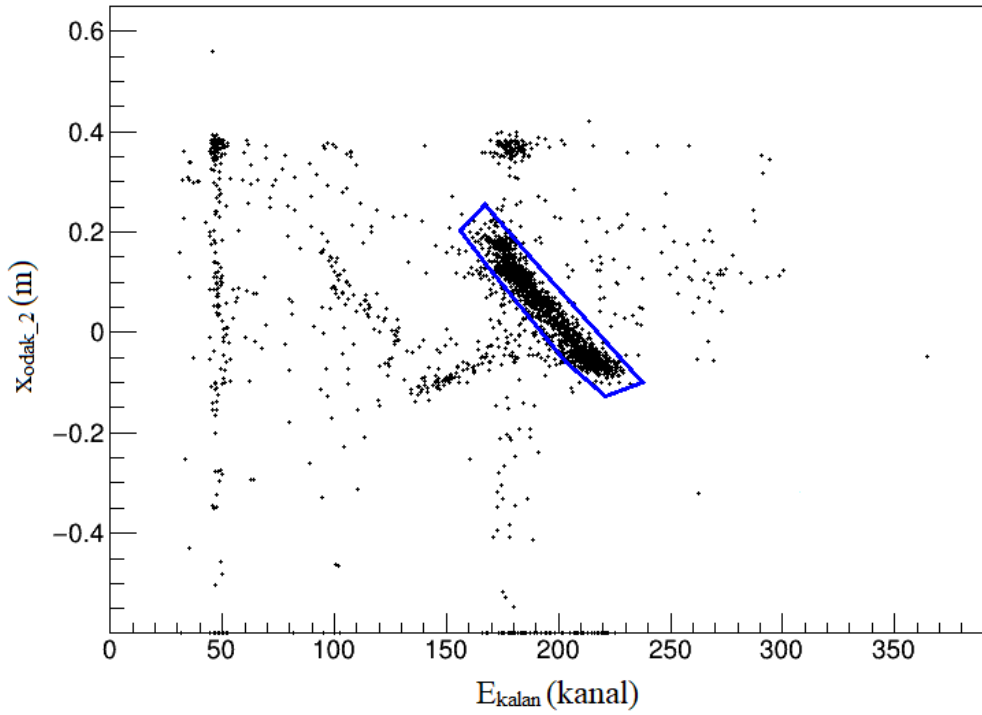
$\Delta E$ -E grafiğindeki  $^4He$  bölgesi, tek bir algıç için elastik saçılma ölçümleri ile tanımlanmıştır. Geniş kabul spektrometreleri için yenilikçi bir parçacık tanımlama tekniği referans [82]'de anlatılmaktadır. Bu teknik Lorentz kuvvetinin özelliğini kullanır ve yüklü bir parçacığın momentumuna dik bir manyetik alandaki yörüngesini belirler.

$$B\rho = \frac{p}{q} \quad (39)$$

Denklem 39'da ifade edilen alan indüksiyonu B'ye sahip bir dağıtıcı elemanda (bükme miknatısı), iyon yörünge eğriliğinin yarıçapı  $\rho$  olarak tanımlanır.  $p$ , doğrusal momentum ve  $q$ , iyonun elektrik yüküdür. Relativistik olmayan bir yaklaşımda,  $p$  momentumu  $E$  kinetik enerjisiyle ve  $E_{kalan}$  silikon algıçları tarafından ölçülen kalan enerjiyle yaklaşık olarak, ikinci dereceden  $p = \sqrt{2mE}$  ile ilişkilidir, burada iyon kütlesi  $m$  olarak ifade edilmiştir.



Şekil 13.  $\Delta E_{\text{düzeltilmiş}} - E_{\text{kalan}}$  grafiği,  $\theta_{\text{opt}}^{\text{lab}} = 16^\circ$  'de elastik saçılmasında, 20 numaralı Si algıç için, kırmızı çerçeve ile belirlenmiş  ${}^4\text{He}$  iyonu gösterilmiştir.

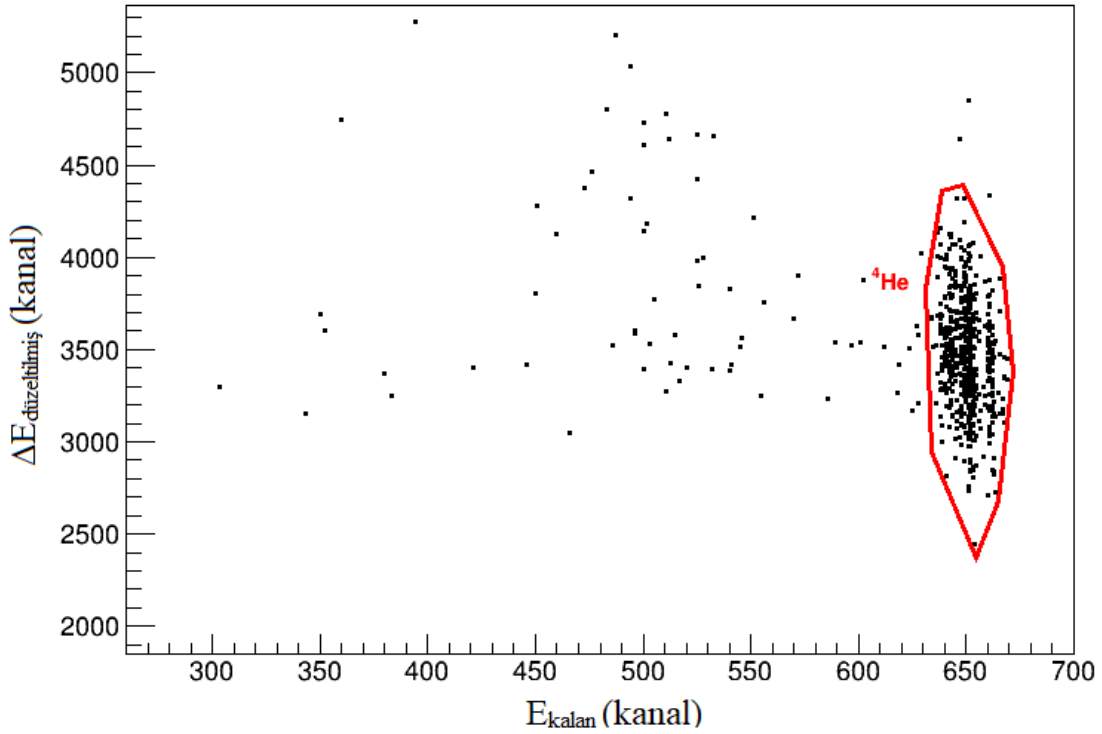


Şekil 14.  $x_{\text{odak}} - E_{\text{kalan}}$  grafiği, ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) 53 MeV enerjili,  $\theta_{\text{opt}}^{\text{lab}} = 16^\circ$  açısında gerçekleşen elastik saçılmasında, Şekil 13 grafik koşuluyla seçilen  ${}^4\text{He}$  iyonu, mavi çerçeve ile 20 numaralı Si algıç için gösterilmiştir.

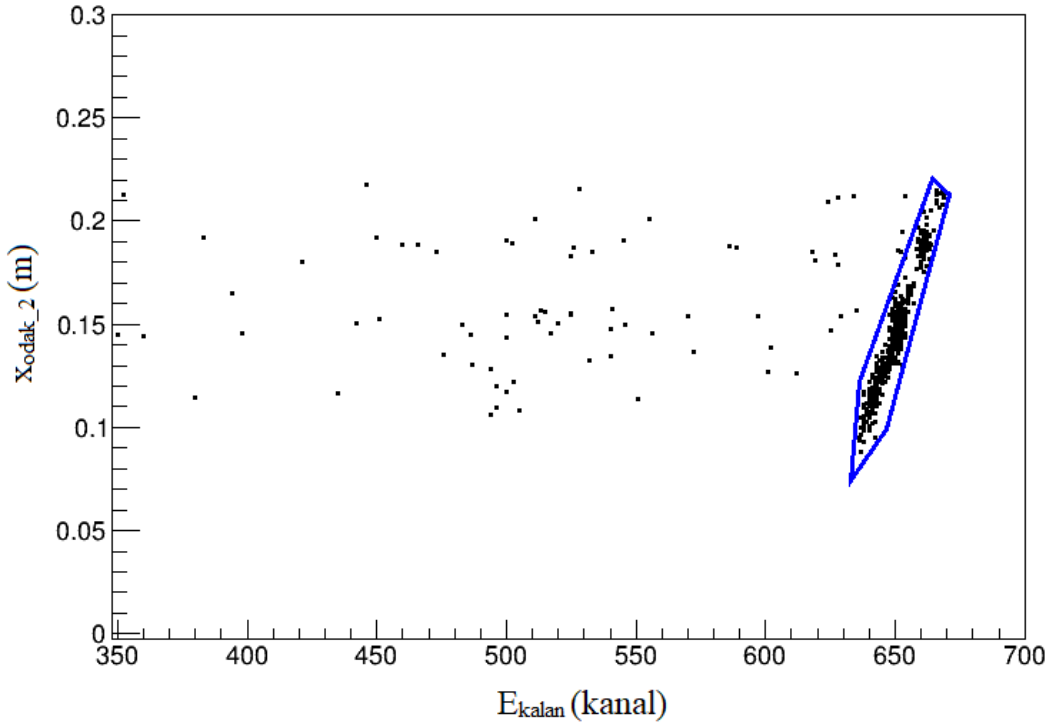
$$x_{odak}^2 \propto \frac{p}{q} E_{kalan} \quad (40)$$

Bu nedenle,  $x_{odak2}-E_{kalan}$  grafiğinde iyonlar  $m/q^2$  oranına göre farklı eğrilere dağıtılır.  ${}^4He$  iyonunun açıkça ayrılması Şekil 14'te gösterilmektedir. Burada  $\Delta E_{düzeltmiş} - E_{kalan}$  grafiği olan Şekil 13 üzerinde gösterilen grafik koşulu ile seçilen veriler için  $x_{odak2}-E_{kalan}$  grafiği gösterilmektedir. Bu iki parçacık tanımlama tekniği kombinasyonu sayesinde, her bir silikon algıcı tarafından elastik saçılma için  ${}^4He$  tanımlaması başarıyla gerçekleştirilmiştir.

Deneyin inelastik saçılmasının incelemek üzere yapılan  $\Theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  ölçümünde, elastik saçılma ve inelastik saçılma sonucu  ${}^4He$  saçılan iyonunun tanımlanması, aynı parçacık tanımlama tekniği kullanılarak başarılı bir şekilde belirlenmiştir. Şekil 15'te  $\Delta E_{düzeltmiş} - E_{kalan}$  ve Şekil 16'da  $x_{odak2} - E_{kalan}$  grafikleri,  $\Theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$ 'de elastik saçılma deneyinde 20 numaralı Si algıç için  ${}^4He$  tanımlama örneği olarak gösterilmektedir. İnelastik saçılma için yapılan  ${}^4He$  tanımlaması Bölüm 3.2'de gösterilmektedir.



Şekil 15.  $\Delta E_{düzeltmiş} - E_{kalan}$  matrisi,  $\Theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  'de elastik saçılmasında, 20 numaralı Si algıç için kırmızı çerçeve ile belirlenmiş  ${}^4He$  iyonu gösterilmiştir



Şekil 16.  $x_{odak2}-E_{kalan}$  grafiği, 53 MeV enerjideki ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasında Şekil 15 grafik koşuluyla seçilen iyonlar için  $\Theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  de 20 numaralı Si algıç için gösterilmiştir.

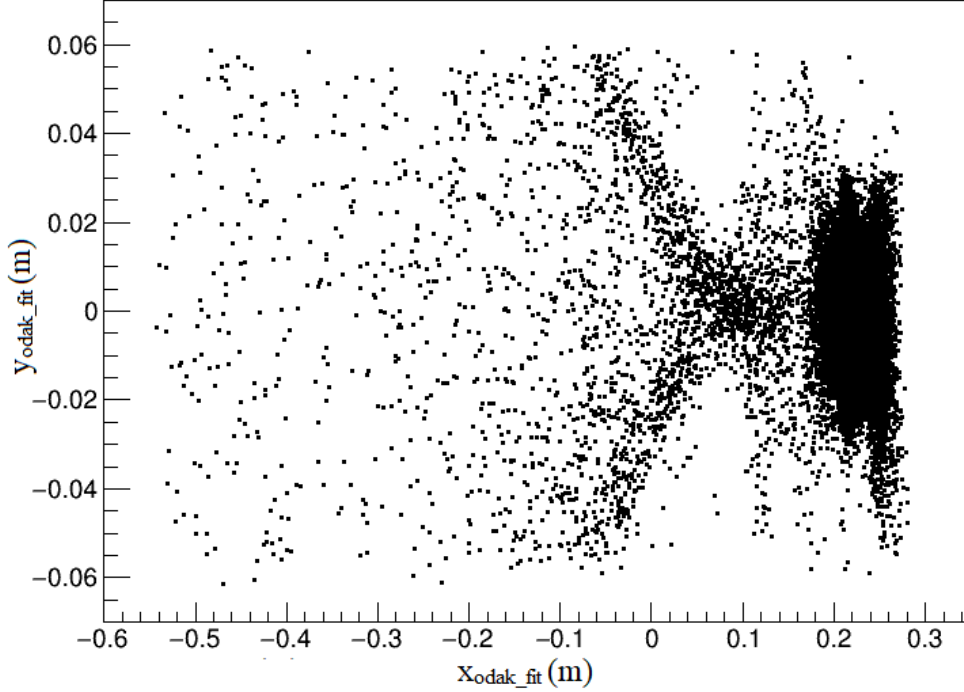
Parçalanma reaksiyon kanalı  ${}^3H$  (triton) parçacık tanımlaması Oscar algıcı için  $\Delta E-E$  tekniği kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Buna ek olarak, Oscar algıcı için  ${}^4He$  ve  ${}^3He$  tanımlaması yapılmıştır. Bölüm 3.2’de inelastik saçılma ve parçalanma reaksiyonu veri indirgeme analizi anlatılarak, Şekil 32’de 2. ped ve 5. şerit için bir  ${}^3H$  parçacık tanımlama örneği gösterilmiştir. Parçacık tanımlaması 16 ped ve 16 şerit algıç kombinasyonları için toplam 64 parçacık tanımlaması uygulanmıştır.

### 3.1.7. Son Faz Uzay Parametreleri

Tanımlama prosedürü uygulandıktan sonra, seçilen  ${}^4He$  olayları için son faz uzay parametreleri ( $x_{odak}, \theta_{odak}, y_{odak}$  ve  $\phi_{odak}$ ) analiz edildi. Bu parametreler, elde edilen yatay ve dikey odaklama ve sapmalar hakkında bilgi sağlamaktadır.

( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılması için  $\Theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  açısız koşulu ölçümünde, iki boyutlu matrizen oluşan  $y_{odak}-x_{odak}$  grafiği, Şekil 17’de gösterilmektedir. Şekil 17, tipik bir kelebek şeklini göstermektedir ve son dikey faz uzayının karakteristiğidir. Yörüngeler, ayarlanan kuantal alanlarına bağlı olarak, yalnızca  $\delta^*$  iyon momentumunun belirli bir değeri

için dikey olarak odaklandığı gözlemlenmektedir. Bu, Magnex gibi geniş kabullü bir kuadropol ve dipol (QD) spektrometresi için tipiktir çünkü kromatik sapmalar, momentum sapması  $\delta \neq \delta^*$  olan iyonların odaklanmasını önler [83].

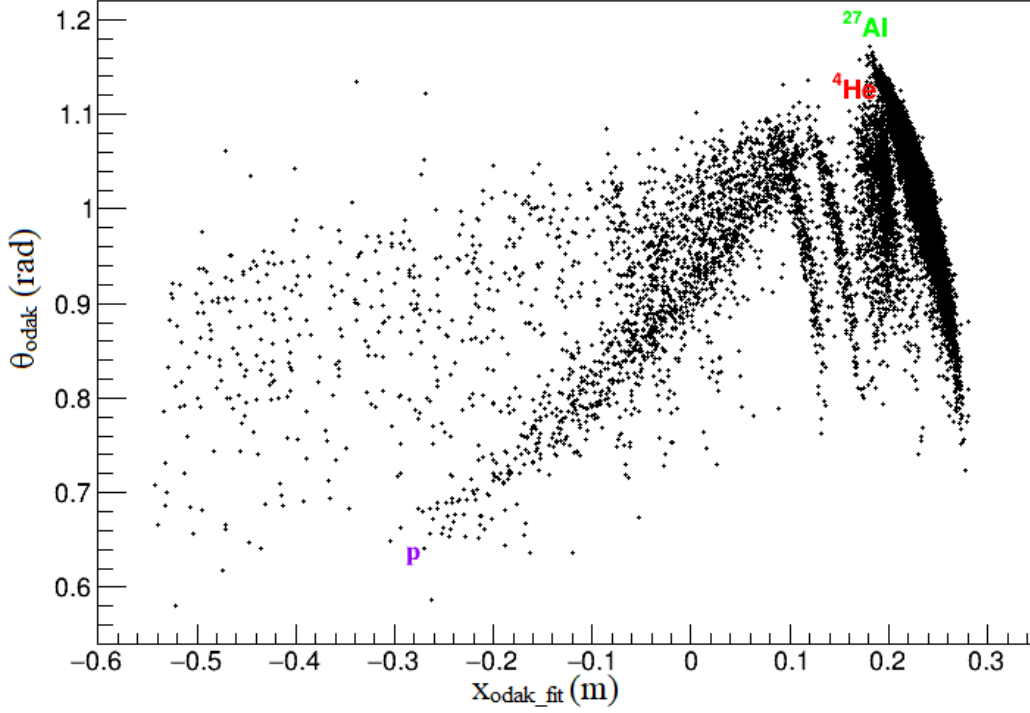


Şekil 17. Tipik  $y_{odak\_fit}$ - $x_{odak\_fit}$  grafiği, ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasında seçilen iyonlar için ve  $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  açısında gösterilmektedir.

$x_{odak} = 0$ , apsiste, optik eksendeki yörüngelere karşılık gelir. Bununla birlikte, Şekil 17'de gösterilen grafikte odaklanma  $x_{odak} = 0,08$  m'de görünür, bu da seçilen kuadropol alanının sadece referans olandan daha fazla  $B\rho$  manyetik sertliği olan parçacığa odaklandığını gösterir ( $\delta = 0$ ). Şekil 17'nin sağ tarafında, hemen hemen dikey çizgiler şeklinde iyi ilişkilendirilmiş bazı bölgeler bulunur. Bunlar, ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasındaki  ${}^4He$  durumundaki popülasyona karşılık gelmektedir. Bunlar, seçilen manyetik alan ayarından beklendiği gibi  $\delta = 0,08$ 'lik görelî bir momentuma karşılık gelen odak düzlemi bölgesinde görülür. Dikey faz uzayında, özellikle optik eksen uzak odak düzlemi bölgelerinde, 3. ve daha yüksek mertebeden sapmaların ihmal edilemediği durumlarda çizgiler mutlak dikey olmaktadır.

$\theta_{odak}$  ile  $x_{odak}$  yatay konumuna karşı ölçülen yatay açı, Şekil 17 ile aynı olaylar için Şekil 18'de gösterilmektedir. ODA optik eksene dik düzleme göre  $59,2^\circ$  (1,033 rad) eğimli olduğundan, ölçülen  $\theta_{odak}$  grafiğindeki bu açı etrafında dağıtılır. ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılma-

sında yer alan durumlara karşılık gelen bağlantılı farklı olaylar bu grafikte de açıkça görülmektedir. Bölgelerin dikey çizgilerden sapması hem kinematik etkiye [59] hem de ikinci dereceden sapmalara bağlıdır. Bölgelerin, özellikle sınırların yakınında görülebilen eğriliği, yatay faz uzayındaki yüksek dereceli sapmaların güçlü etkisinden kaynaklanmaktadır.

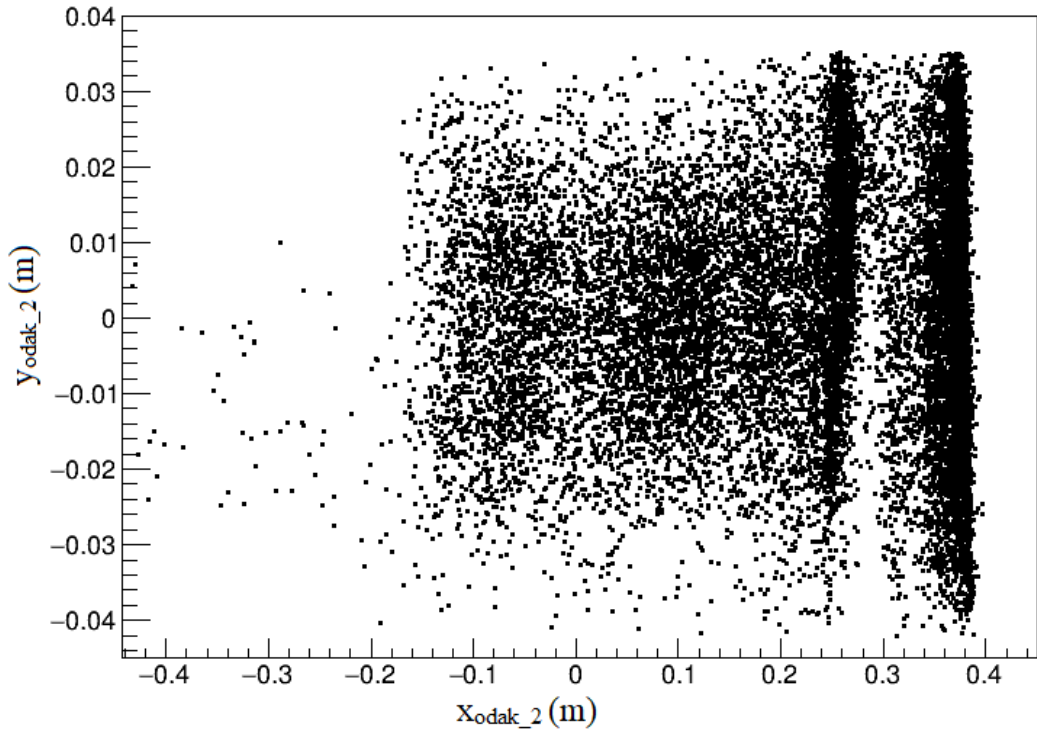


Şekil 18.  $\theta_{odak}$ - $x_{odak\ fit}$  grafiği  $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  açısında,  $({}^4He, {}^4He)$  elastik saçılmasına ait seçilen olaylar için gösterilmektedir.

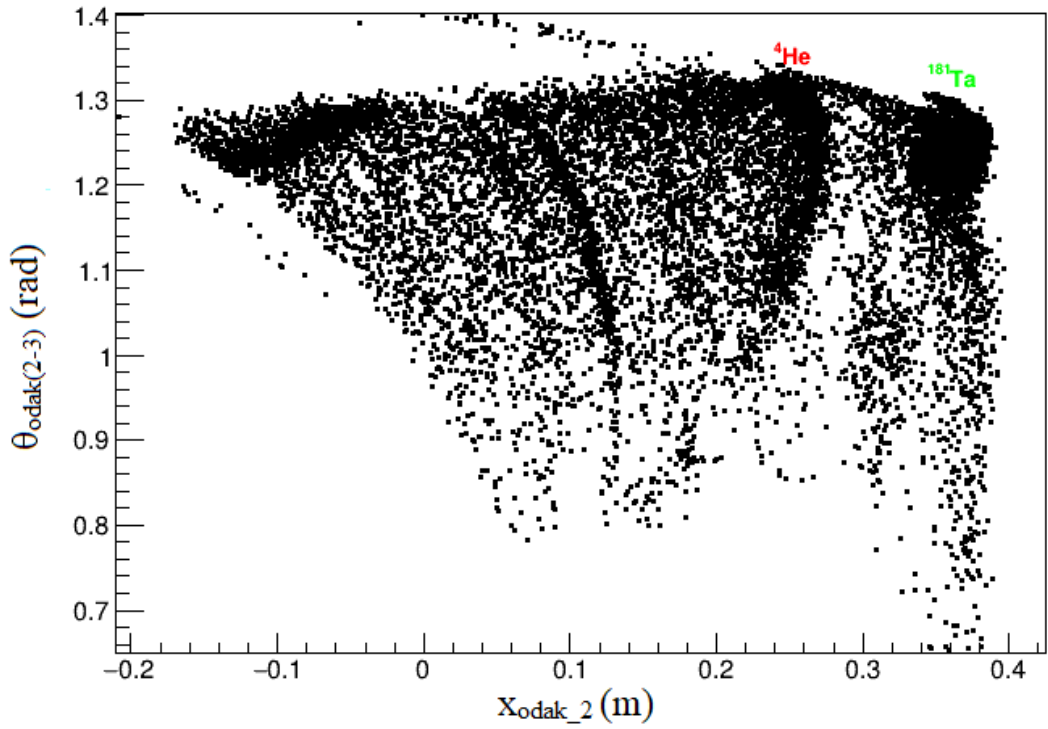
Burada  $x_{odak\ fit} = 0,28$  m'de görülen baskın olarak koyu renkli olay  $({}^{27}Al, {}^4He)$  elastik saçılması için saçılan  ${}^{27}Al$  iyonu taban seviyesidir. Aynı açı eğiminde ve  ${}^{27}Al$  iyonunun paralellerinde,  $x_{odak\ fit} = 0,24$  m,  $x_{odak\ fit} = 0,18$  m,  $x_{odak\ fit} = 0,14$  m'ye karşılık gelen görülen bölgeler ise,  ${}^{27}Al$  iyonun uyarılmış seviyeleridir.  ${}^{27}Al$  taban seviyesi ile  $\theta_{foc} = 1,1$  radyan noktasında bitişik görünen farklı eğimdeki oluşan olay ise  $({}^4He, {}^4He)$  elastik saçılması ile oluşan  ${}^4He$  saçılan iyonudur. En sonda oluşan bölge ise proton ( $p$ ) olarak görülmektedir.

$({}^4He, {}^4He)$  elastik saçılması için  $\Theta_{opt}^{lab} = 16^\circ$  açısal koşulu ölçümünde, iki boyutlu matristen oluşan  $Y_{odak}$ - $x_{odak}$  grafiğinde, odaklanma  $x_{odak} = 0,08$  m'de görünür, bu da seçilen alanın sadece  $B\rho$  ile referans olandan daha fazla parçacığa odaklandığını gösterir.





Şekil 19. Tipik  $y_{odak\_2}$ - $x_{odak\_2}$  grafiği, ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasında seçilen iyonlar için ve  $\theta_{opt}^{lab} = 16^\circ$  açısında gösterilmektedir.



Şekil 20.  $\theta_{odak}$ - $x_{odak}$  grafiği  $\theta_{opt}^{lab} = 16^\circ$  açısında, ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasına ait seçilen olaylar için gösterilmektedir.

Şekil 20,  $\theta_{odak}$  ile  $x_{odak}$  yatay konumuna karşı ölçülen parçacık tanımlamalarını göstermektedir. Burada  $x_{odak,fit} = 0,38$  m’de görülen baskın olarak koyu renkli olay ( $^{181}Ta, ^4He$ ) elastik saçılması için saçılan  $^{181}Ta$  iyonu taban seviyesidir.  $^{181}Ta$  taban seviyesi paralelinde farklı eğimdeki oluşan olay ise ( $^4He, ^4He$ ) elastik saçılması ile oluşan,  $x_{odak,fit} = 0,24$  m’de görülen baskın olarak koyu renkli olay  $^4He$  saçılan iyonudur.

### 3.1.8. Işın Yeniden Yapılandırma Tekniğinin Uygulaması

Yörüngelerin yeniden yapılandırılması, her bir açısal tanımlanmış veri seti için, uyarma enerjisindeki spektrumu ve diferansiyel tesir kesitinin açısal dağılımını elde etmek için uygulanmaktadır. Teknik, açısal olarak tanımlanmış her bir veri seti için, Şekil 22’ da gösterildiği gibi son faz uzayı üzerindeki ölçümleri ile manyetik spektrometrenin, seçilen bir reaksiyonu açıklayabilen, tepki modeline karşılık gelen simülasyonu karşılaştırılarak uygulanır. Bu adımda, simüle edilen tasvir, ölçülene ne kadar yakınsa, geçiş operatörünün modeli o kadar iyi olan bir geçiş matrisi oluşturmaktadır.

#### 3.1.8.1. Direk Geçiş Haritası $M$

Yeniden yapılandırma prosedürü, faz-uzay parametrelerinin hedef noktadan (başlangıç koordinatı) odak düzlemine (son koordinat) evrimini açıklayan bir geçiş haritası oluşturmaktadır. Bu ilişki Bölüm 2.3.3’te Denklem 31 ile verilmiştir ve Magnex spektrometresi için, Denklem 31 Cosy Infinity programı [84] tarafından uygulanan diferansiyel cebir formalizmine dayanan bir cebirsel teknik ile çözülmüştür [61, 85]. Böyle bir teknik, uzun ışın izleme işlemleri olmadan yüksek dereceli geçiş haritasının ( $M$ ) güvenilir bir şekilde hesaplanmasını sağlar.

Cosy Infinity giriş parametreleri, spektrometre geometrisi (manyetik elementler arasındaki mesafeler, sürüklenme uzaylarının uzunluğu ve katı açığı tanımlayan yarıklar) ve ODA’nın boyutu ve pozisyonu deneysel olarak belirlenmiştir. Faz uzay parametreleri olarak kullanılan bu büyüklükler, milimetre altı hassasiyet dahilinde optik gereçler tarafından doğru bir şekilde ölçülmüştür. Bu dönüşüm matrisi ve odaksal düzlem algıcında (ODA) ölçülmüş faz uzay vektörü arasında matematiksel uygunluğu sağlar. Her ölçüm için ayarlanan spektrometre parametreleri Tablo 4’de listelenmiştir. Simülasyonda, deneysel olarak ölçülen  $^4He$

saçılan iyon bölgesini oluşturmak için istenen odaklama koşullarını elde etmek için manyetik alan değerleri Cosy programı kullanılarak hesaplanmıştır [86].

Tablo 4. Her bir açı değeri için Magnex kuadrupol ve dipol manyetik alan ayarları

Hedef	Saçılma	$\theta_{lab}^{opt} (^{\circ})$	$B\rho$	BQ	ODA kayması(m)
${}^4He$	elastik	16,01	0,9515	-0,530063	-0,08
${}^4He$	elastik	22	0,9389	-0,525118	-0,08
${}^4He$	elastik	28	0,8970	-0,496718	-0,08
${}^4He$	elastik	34	0,8440	-0,46563	-0,08
${}^4He$	elastik	40	0,80816	-0,41420	-0,11
${}^4He+{}^{27}Al$	elastik	6,6	0,9932	-0,55241	-0,08
${}^4He+{}^{27}Al$	inelastik	6,6	0,768064	-0,413918	-0,08

3 boyutta manyetik alan şekilleri, ölçülmüş verilerin interpolasyonundan ortaya çıkan Enge fonksiyonları olarak tanımlanmıştır. Dönüşüm matrislerinin yaratımı için giriş parametreleri dipol magnetin Etkili Alan Sınırları (EFB), matematiksel olarak Cosy Infinity dilinin 5. derece polinomları olarak temsil edilmiştir. Burada girişin şekli ve manyetik alan kuvvetleri EFB'nin çıkışında zayıf bir bağ vardır ve böylece onlar dönüşüm simülasyonları sonuçlarına bakılarak her bir manyetik ayar için optimize edilmiştir [87].

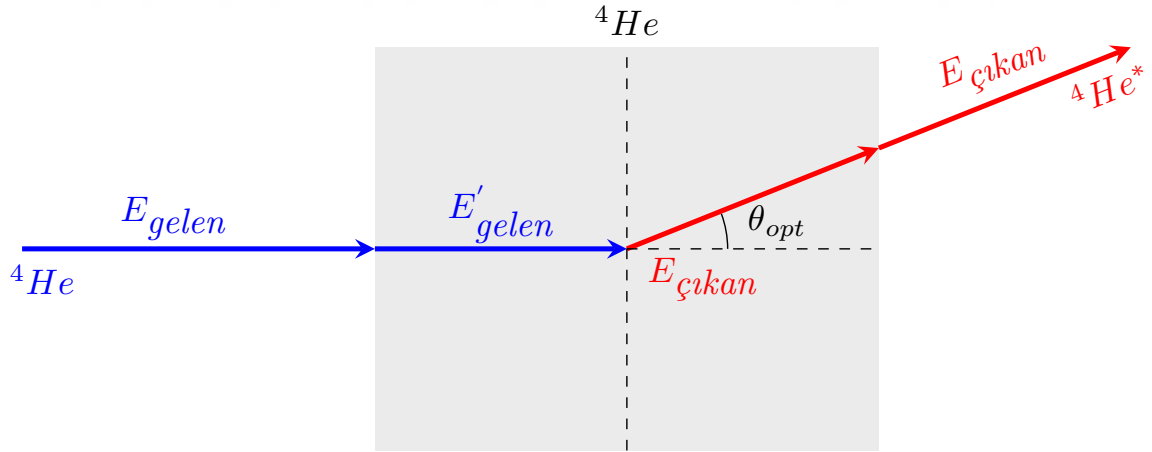
Magnex kuadrupol ve dipolün manyetik alanları, her bir laboratuvar açısına karşılık gelen  ${}^4He$  saçılan iyonlarını odaklamak için ayarlanmıştır. Dipol alanı, mıknatıs vakum haznesinin bir soketine yerleştirilen bir NMR probu ile ölçülmektedir. Işın zarfının her bir noktasında manyetik alanı, üretici tarafından sağlanan mıknatısın ayrıntılı bir haritasından çıkarmak mümkündür. Dipol alanının belirlenmesinde tahmini hata %0,1'dir [49]. Kuadrupol alanı ise, verilen akımın yüksek hassasiyetli ( $3 \times 10^5$ ) ölçümünden belirlenir. Uzun süreli sapmalar ve olası histerezis etkileri, kuadrupol simetri ekseninden kalıcı olarak 0,1815 m'de bulunan dört Hall probunun ölçülen değerlerinin ortalaması alınarak izlenir. ODA kayması, tüm çalışmalar için  $\delta = 0,08$  m'de sabitlenmiştir. Reaksiyonun kinematik parametrelerini ve istenen  $\delta$  değerini girdikten sonra Cosy programı ile, odaklanan koşullar hesaplanarak Direk geçiş haritası  $M'$ 'nin simülasyonu oluşturulmuştur.

### 3.1.8.2. Direk Geçiş Haritası $M'$ 'nin Simülasyonu

Belirlenen geçiş matrisini kontrol etmek için, Monte Carlo rutinleri tarafından ( ${}^4He$ ,  ${}^4He$ ) elastik ve inelastik saçılmalarına karşılık gelen yaratılan olayların simülasyonları üretildi ve olayların Cosy Infinity simülasyonu ile karşılaştırılması yapıldı. Simülasyon programı Magnex grubu tarafından geliştirilmiştir.

Simülasyon yapmak için  ${}^4He$  ışın etkin enerji hesaplaması bir diğer önemli parametredir. Işın değeri, spektrometreye girmeden önce hem  ${}^4He$  ışınının hem de  ${}^4He$  saçılan iyonunun maruz kaldığı hedefteki enerji kaybı nedeniyle gönderilen ışın enerjisine ( $E_{ışın}=53$  MeV) tam olarak eşit değildir. Simülasyon programı hedef içindeki enerji kaybını hesaba katmadığından, Catkin [88] ve Lise [89] programları kullanılarak kinematik ve enerji kaybı hesaplamaları yoluyla etkin ışın enerjisi tahmin edilmiştir.

Etkin ışın enerjisini ( $E_{etkin}$  ışını) hesaplamak için ilk adım, reaksiyonun hedefin ortasında gerçekleştiği varsayılarak reaksiyon enerjisinin ( $E_{reaksiyon}$ ) hesaplanmasıdır. Daha sonra, her saçılma açısı için hedef ( $E_{çıkan}$ ) sonrasındaki fırlatma enerjisi hesaplanmalıdır.



Şekil 21. Etkin ışın hesaplama şeması gösterilmektedir.

Kolaylık olması açısından, Magnex optik ekseninin ( $\theta_{opt}$ ) açısı saçılma açısı olarak kabul edilmektedir. Son olarak, etkin ışın enerjisi ( $E_{etkin}$  ışını), sıfır kalınlıktaki bir hedef varsayıldığında saçılma açısı,  $\theta_{opt}$ 'te fırlatılan çıkan enerjiye karşılık gelen ışın enerjisi olarak belirlenmiştir.

İnce hedeflerin kullanılması nedeniyle, etkin ışın enerjisi  $E_{etkin} = 52,96$  MeV değeri,

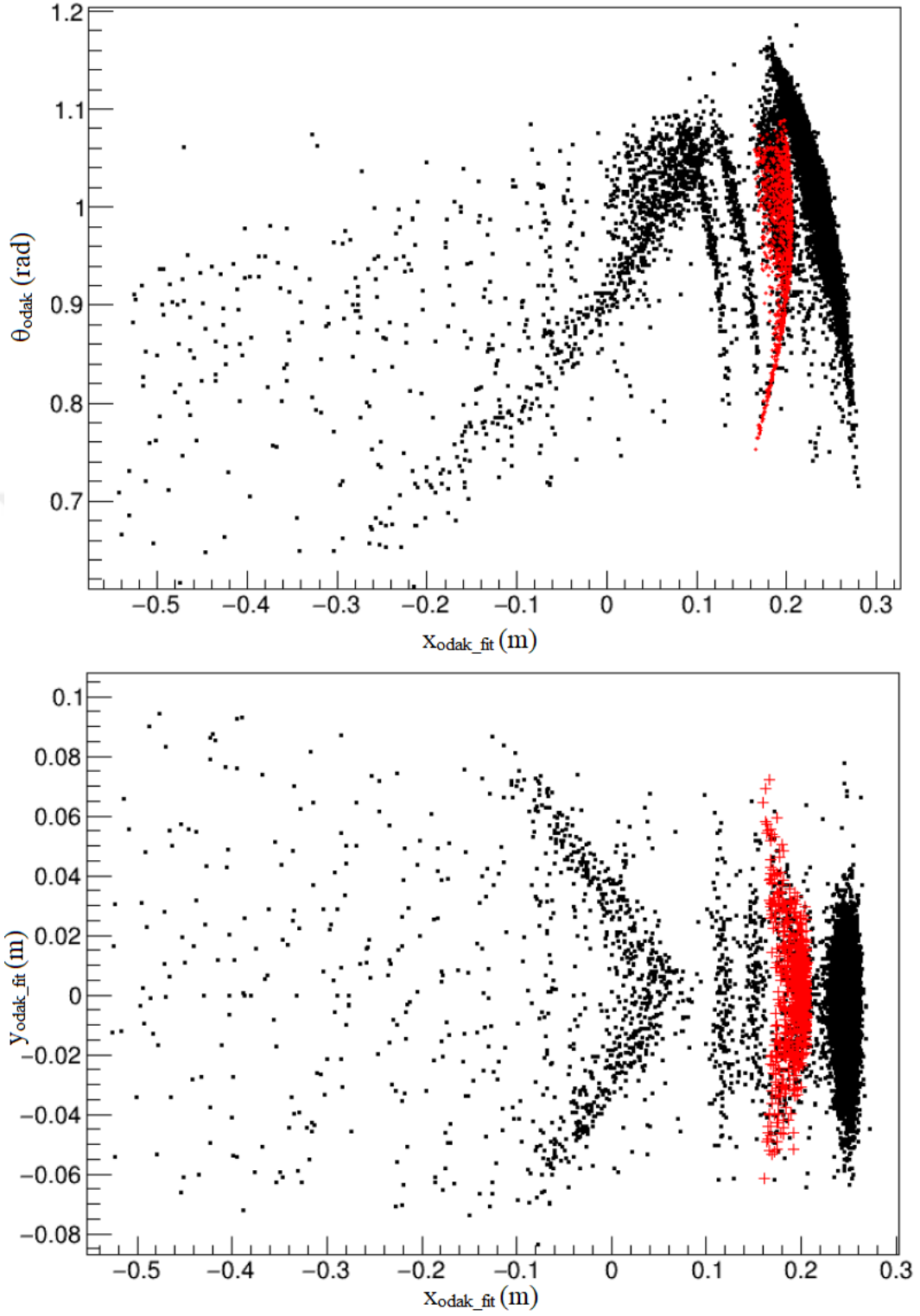
gelen ışın enerjisi 53 MeV'den çok az farklı olarak hesaplanmıştır. Etkin ışın hesaplaması şematik olarak Şekil 21'da gösterilmektedir.

$({}^4\text{He}, {}^4\text{He})$  elastik saçılması için  ${}^4\text{He}$  saçılan iyon simülasyonu Şekil 22'da,  $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  açısal koşulunda gösterilmektedir. Siyah noktalar deneysel, kırmızı artılar ise simülasyon verilerini ifade etmektedir. Simülasyon verilerinin deneysel verilerle iyi bir uyumla örtüştüğü görülmektedir.

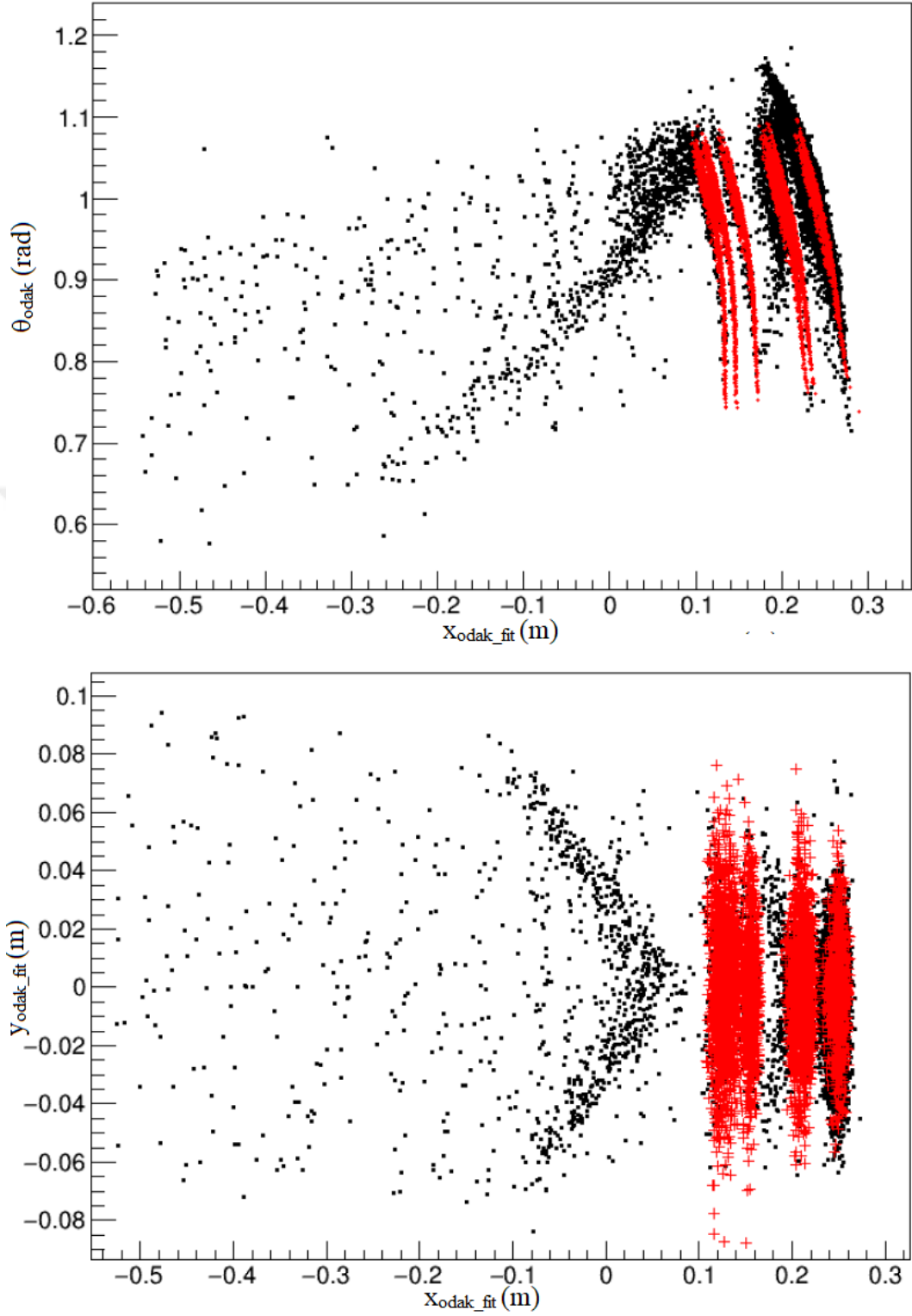
$({}^{27}\text{Al}, {}^4\text{He})$  elastik saçılması ise  $({}^4\text{He}, {}^4\text{He})$  elastik saçılması ile aynı açısal ve manyetik koşullarda gerçekleştiğinden ve  ${}^4\text{He}$  taban seviyesini baskıladığından saçılma ürünü  ${}^{27}\text{Al}$ 'un taban seviyesi ve uyarılmış seviyeleri Tablo 5'te belirtilen değerlerde kullanılarak simüle edilmiş ve Şekil 23'de gösterilmiştir. Daha sonra belirlenen  ${}^{27}\text{Al}$  iyonları  ${}^4\text{He}$  iyonundan çıkarılarak elastik saçılma için  ${}^4\text{He}$  iyonu bölgesi elde edilecektir. Ayrıca proton taban seviyesi için simülasyon Şekil 24'de aynı koşullarda elde edilmiştir.

Tablo 5.  $({}^{27}\text{Al}, {}^4\text{He})$  inelastik saçılmasında  ${}^{27}\text{Al}$  seviyeleri gösterilmektedir.

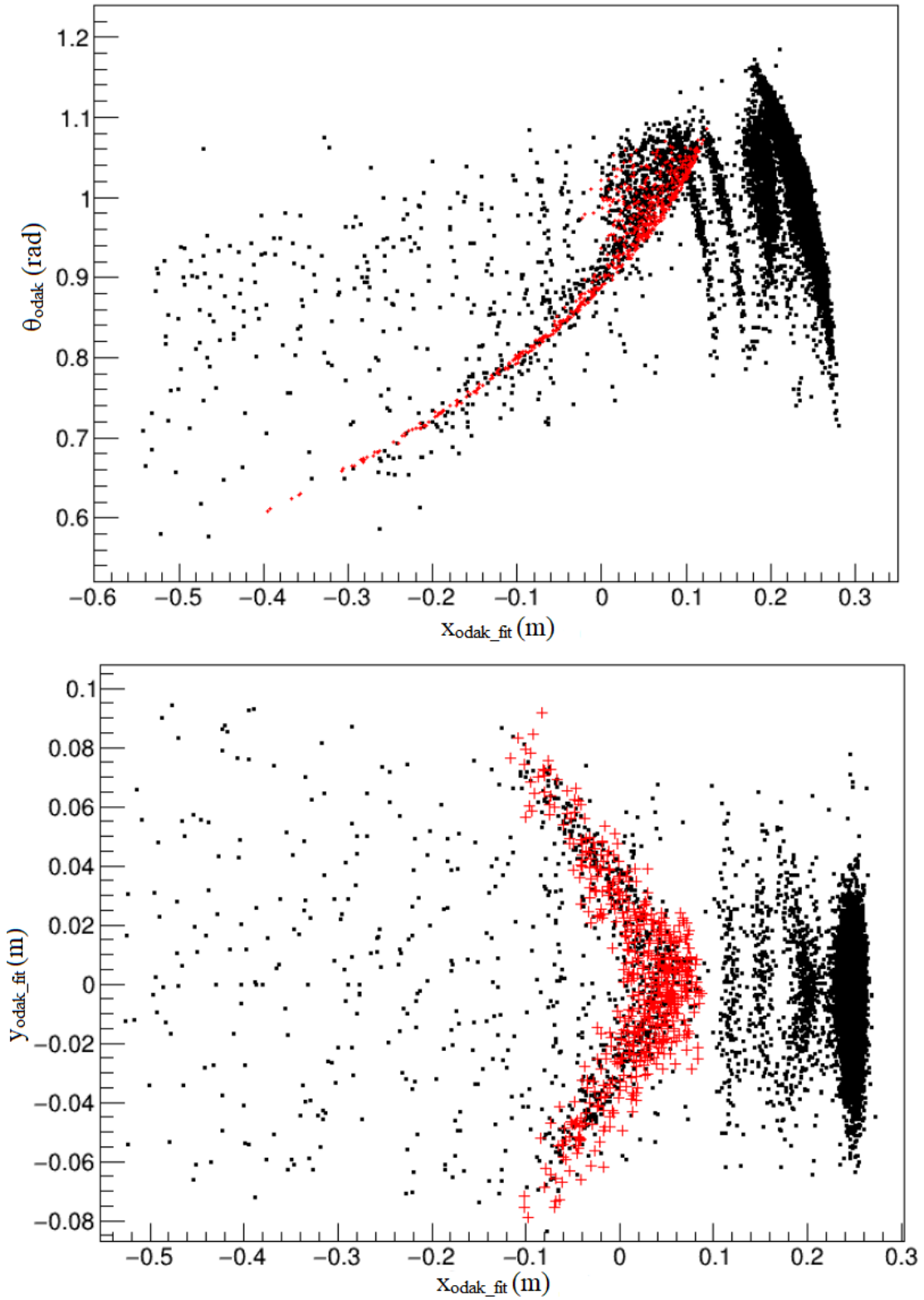
${}^{27}\text{Al}$	$E_{seviye}(\text{KeV})$	$J^\pi$
1	0,0	$5/2^+$
2	843,76	$1/2^+$
3	1014,56	$3/2^+$
4	2212,01	$7/2^+$
5	2734,9	$5/2^+$
6	2982	$3/2^+$
7	3004	$9/2^+$



Şekil 22. Deneysel (Siyah noktalar) ve simülasyonu yapılmış (kırmızı artılar) veriler arasındaki karşılaştırma  $\theta_{odak}$ - $x_{odak\_fit}$  (üst panel) ve  $y_{odak\_fit}$ - $x_{odak\_fit}$  (alt panel)  $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  açısız koşulunda  ${}^4He$  iyonu için gösterilmiştir.



Şekil 23. Deneysel (Siyah noktalar) ve simülasyonu yapılmış (kırmızı artılar) veriler arasındaki karşılaştırma  $\theta_{odak}-X_{odak\_fit}$  (üst panel) ve  $Y_{odak\_fit}-X_{odak\_fit}$  (alt panel)  $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  açısız koşulunda  $^{27}Al$  iyonları için gösterilmiştir.



Şekil 24. Deneysel (Siyah noktalar) ve simülasyonu yapılmış (kırmızı artılar) veriler arasındaki karşılaştırma  $\theta_{odak}-x_{odak\_fit}$  (üst panel) ve  $y_{odak\_fit}-x_{odak\_fit}$  (alt panel)  $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  açısız koşulunda proton iyonu için gösterilmiştir.



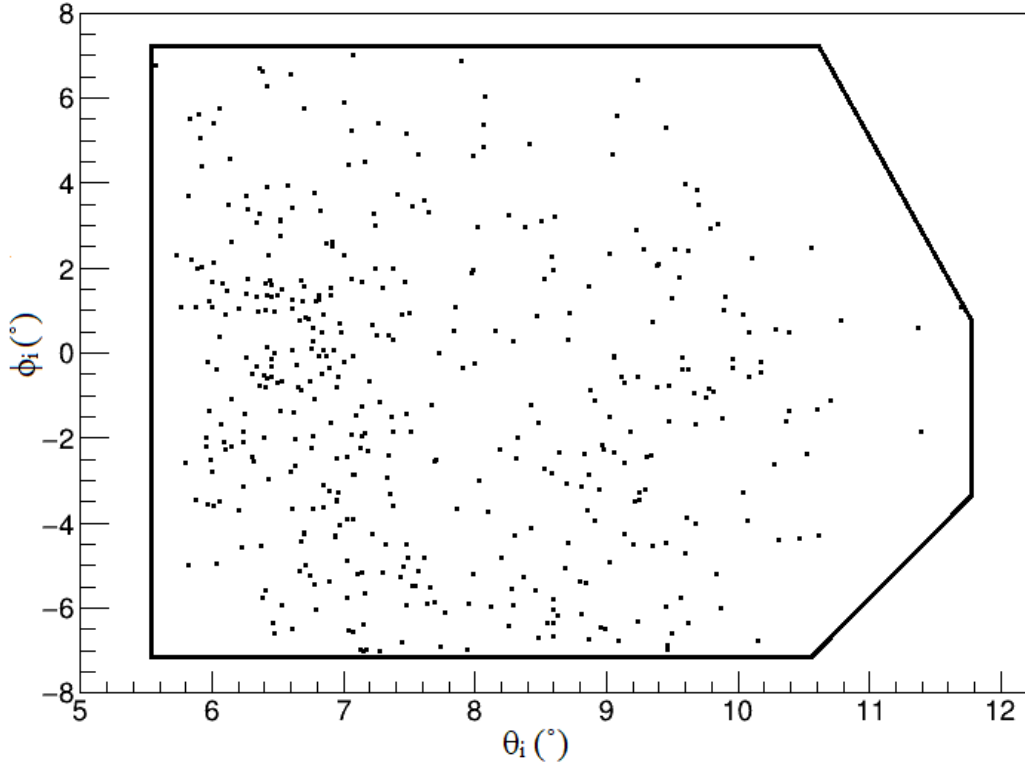
### 3.1.8.3. Ters Geçiş Haritası $M^{-1}$

Ölçülen son konum  $P_s$ 'den, başlangıç konumu  $P_i$ 'yi elde etmek için Cosy Infinity programı kullanılarak doğrudan geçiş haritası tersine çevrilmiştir. Basit bir yapıya sahip ters matris ( $M^{-1}$ ) aşağıda gösterilmiştir:

$$\begin{pmatrix} (\theta|x)(\theta|\theta)(\theta|y)(\theta|\phi) \\ (y|x)(y|\theta)(y|y)(y|\phi) \\ (\phi|x)(\phi|\theta)(\phi|y)(\phi|\phi) \\ (\delta|x)(\delta|\theta)(\delta|y)(\delta|\phi) \end{pmatrix} \quad (41)$$

Ters haritanın ölçülen son parametrelere uygulanması, spektrometreyi etkileyen yüksek dereceli sapmaların etkisini telafi etmesine izin verir çünkü bunlar yapılandırılmış operatörde bulunur. Yörünge yeniden yapılandırma tekniği, hedef noktasında başlangıç faz uzay parametrelerinin elde edilmesini sağlar. Başlangıç faz uzay parametreleri, saçılan iyon momentumunun modülü ve saçılma açısı gibi ilgilenilen fiziksel büyüklüklerle doğrudan ilişkilidir.

Başlangıç dikey açısının başlangıç yatay açısına ( $\phi_i - \theta_i$ ) karşı grafiği Şekil 25'te gösterilmiştir. Bu ifade, yeniden yapılandırılmış açısal kabulü tanımlamaktadır ve katı açının hesaplanmasını sağlamaktadır. Yeniden yapılandırılmış açısal kabul Magnex spektrometre ( $-7,6^\circ < \phi_i < +7,6^\circ$   $-5,16^\circ < \theta_i < +6.3^\circ$ ) kabulünün gerçek olanına karşılık gelir. Fakat, yapılandırılmış kabul ideal dikdörtgen şekle sahip değildir. Bu, özellikle faz uzayının sınırlarında diferansiyel katı açısının azalmasına neden olur. Bu tür verimlilik kayıpları referans [90]'de çalışılmış ve vakumlu kaplardan gelen ışın zarfının kesintisinden kaynaklandığı bulunmuştur. Bu nedenle bu etki iyi bilinmektedir ve ayrıca tesir kesiti açısal dağılımların çıkarılmasından önce Cosy Infinity programında dikkate alınmalıdır. Katı açı hesaplama prosedürü Bölüm 3.1.9 'da ayrıntılı olarak açıklanmaktadır.



Şekil 25.  $\phi_i$ - $\theta_i$  grafiği, seçilen  ${}^4He$  için  $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  açısıl koşulunda ( ${}^4He, {}^4He$ ) elastik saçılmasında  ${}^4He$  iyonu için gösterilmiştir.

$\phi_i$ - $\theta_i$  başlangıç açıları bilindikten sonra, geometrik dağılımlardan, laboratuvar saçılma açısı çıkarılabilir.

$$\theta_{lab} = \arccos \frac{\cos(\theta_{opt}) - \sin(\theta_{opt}) \tan(\theta_i)}{\sqrt{1 + \tan^2(\theta) + \tan^2(\phi)}} \quad (42)$$

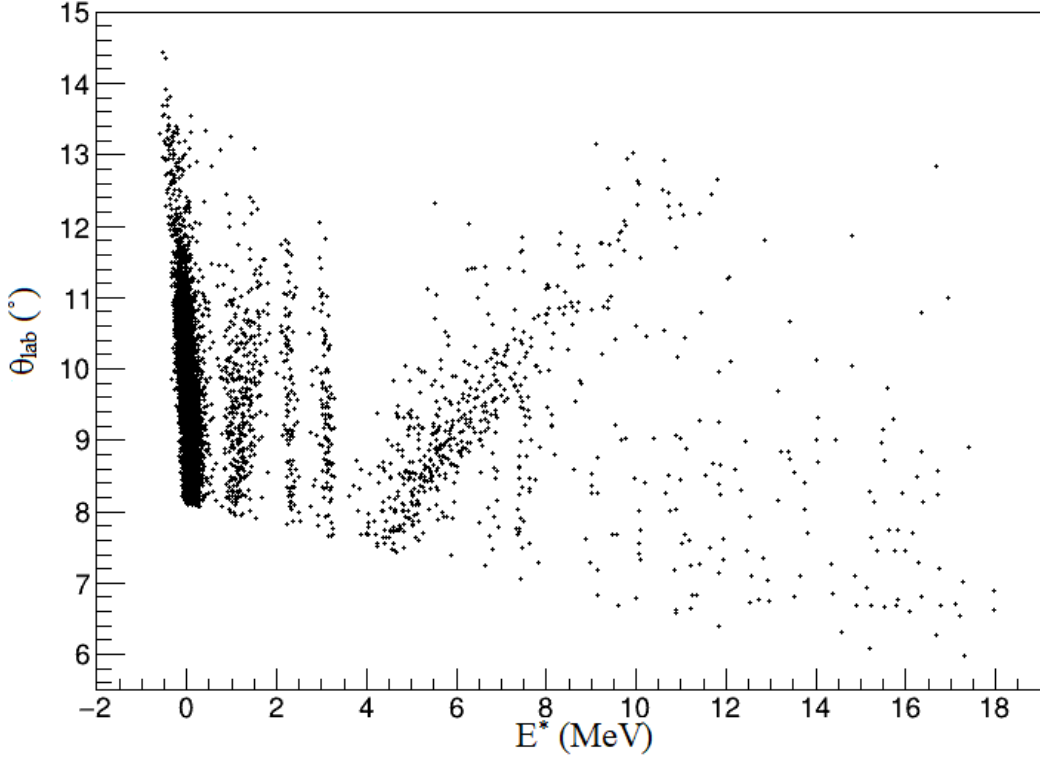
Daha sonra, yeniden yapılandırılmış görel momentumdan  $\delta$ , saçılan iyonların başlangıç kinetik enerjisi çıkarılır. Karşılık gelen  $Q$ -değerleri veya eşdeğer uyarılma enerjisi  $E^*$ , nihayetinde ikili bir reaksiyon olduğunu varsayarak, görel enerji ve momentum korunumu yasalarına dayanan kayıp bir kütle hesaplaması ile elde edilir. Böylece  $E^*$  aşağıdaki gibi bulunur.

$$E^* = Q_0 - Q = Q_0 - K \left(1 + \frac{M_i}{M_k}\right) + E_{ışın} \left(1 - \frac{M_i}{M_k}\right) + 2 \sqrt{\frac{(M_{ışın})(M_i)}{M_k}} \sqrt{E_{ışın} K \cos(\theta_{lab})} \quad (43)$$

Formülde gösterilen  $M_i$ ,  $M_k$ ,  $M_{ışın}$  sırasıyla saçılan iyon, kalan ve ışın kütleleridir.  $K$  saçılan iyonun kinetik enerjisi ( $\delta$  parametresi ile ilişkili) ve  $Q_0$  taban durumdur.

$\theta_{lab}$ - $E^*$  grafiği, şekil 26'te gösterilmiştir. Burada  $E^*$  parametresi kalan durumların geçişleri için saçılma açısına bağlı olmadığı için kalan çekirdeğin taban ve uyarılmış durumları

görülmektedir. Verim kesiti, spektrometrenin kabulü nedeniyle 18 MeV uyarılma enerjisi civarındadır [90].



Şekil 26.  $\theta_{lab}$  vs  $E^*$  grafiğinde olayların yeniden yapılandırılmış dağılımları 13 MeV/akb' da gerçekleştirilen elastik veri için gösterilmiştir.

### 3.1.9. Elastik Saçılma Tesir Kesiti Açısal Dağılımları

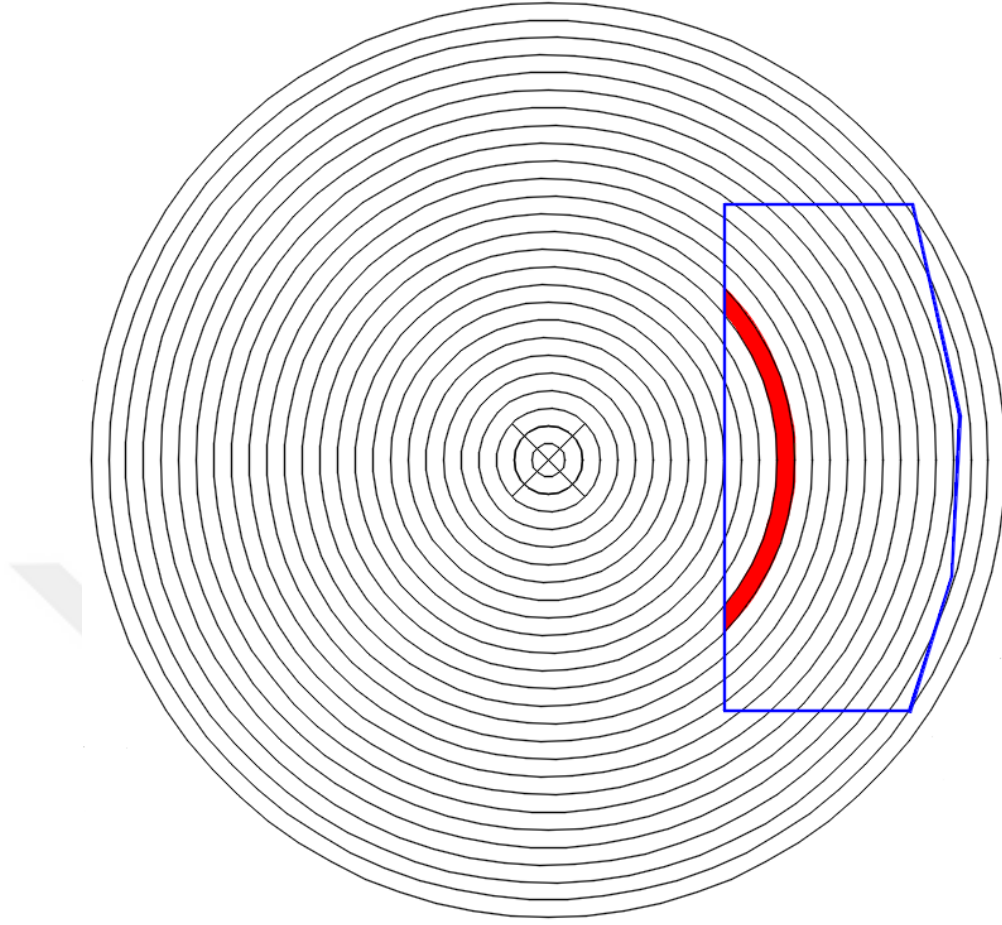
Tanımlanan  ${}^4He$  için gözlenen elastik ve inelastik geçiş için mutlak tesir kesiti açısal dağılımları elde edilmiştir. Geniş bir kabul spektrometresi ile çalışılması sayesinde, aynı deney koşulları altında bir dizi ölçüm, geniş saçılma açı aralığını kapsamaktadır. Sonuç olarak, tesir kesiti açısal dağılımını bir açısal bölgesi, aynı deneysel koşullarda tek bir veri setinde ölçülebilir, bu da farklı açılardaki ölçümlerin normalizasyonundan kaynaklanan belirsizliğin azalmasına neden olur. Tek bir açısal ayarda, spektrometre laboratuvar referans çerçevesinde yaklaşık  $\pm 6^\circ$  arasındaki olayları kabul eder. Deneyin altı açısal ayarı  $\theta_{lab}^{opt} = (6, 6^\circ, 16^\circ, 22^\circ, 28^\circ, 34^\circ, 40^\circ)$  göz önünde bulundurulduğunda, toplam kapsanan açısal aralık iki ardışık ayar için  $\theta_{lab}^{opt} = 6^\circ$ 'lık bir çakışma ile yaklaşık  $3,6^\circ < \theta_{lab} < 46^\circ$  olarak belirlenmiştir. Açısal aralık  $0^\circ$  ile başlamaz çünkü  $\theta_{lab}^{opt} = 6,6^\circ$  ölçümünde ışın halelerinden kaçınmak için giriş yarığı küçük açılarda  $3^\circ$ 'de kapatılmıştır. Genel olarak, belirli bir nükleer geçiş için, diferansiyel tesir

kesiti şu şekilde tanımlanır:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N(\theta)}{N_{ışın}N_{hedef}\Delta\Omega t_{\text{ömür}}\epsilon} \quad (44)$$

Denklemden  $N(\theta)$ ,  $\theta$  açısında ölçülen sayım sayısıdır.  $N_{ışın}$  ise gelen iyonların sayılarıdır ve her deneysel çalışma sırasında Faraday kaptan ( $Q_f$ ) toplanan yük ile ilişkilidir. Deneyin 53 MeV gelen ışın enerjisinde, hedeften saçılan  ${}^4He$  iyonları tamamen şerit şeklindedir, ( $Q_f$ ) ve  $N_{ışın}$  arasında  $N_{ışın} = \frac{Q_f}{qe}$  ( $e$  elektronun yüküdür) bir ilişkiyle gelen iyon sayısı belirlenmektedir. Böylece  ${}^4He$  ışını değeri,  $N_{ışın}^{4He} = 7,78 \times 10^{11}$  iyon/s olarak belirlenmiştir.  $N_{hedef}$  birim yüzey için hedef çekirdeğin sayısıdır ve bilinen hedef yoğunluk ve kalınlıktan hesaplanır. Değer  $N_{hedef}^{4He} = 0,49 \times 10^{18}$  atom/cm<sup>2</sup> olarak elde edilmiştir.  $t_{\text{ömür}}$  ise ömür zamanı katsayısıdır, kaydedilen veriler ( $ODA_{\text{ömür}}$ ) ve toplam kazanç tetikleyicileri ( $ODA_{ham}$ ) arasındaki orana karşılık gelir; her ikisi de veri kazancı sırasında VME veri toplama sistem modüllerinde kaydedilir.

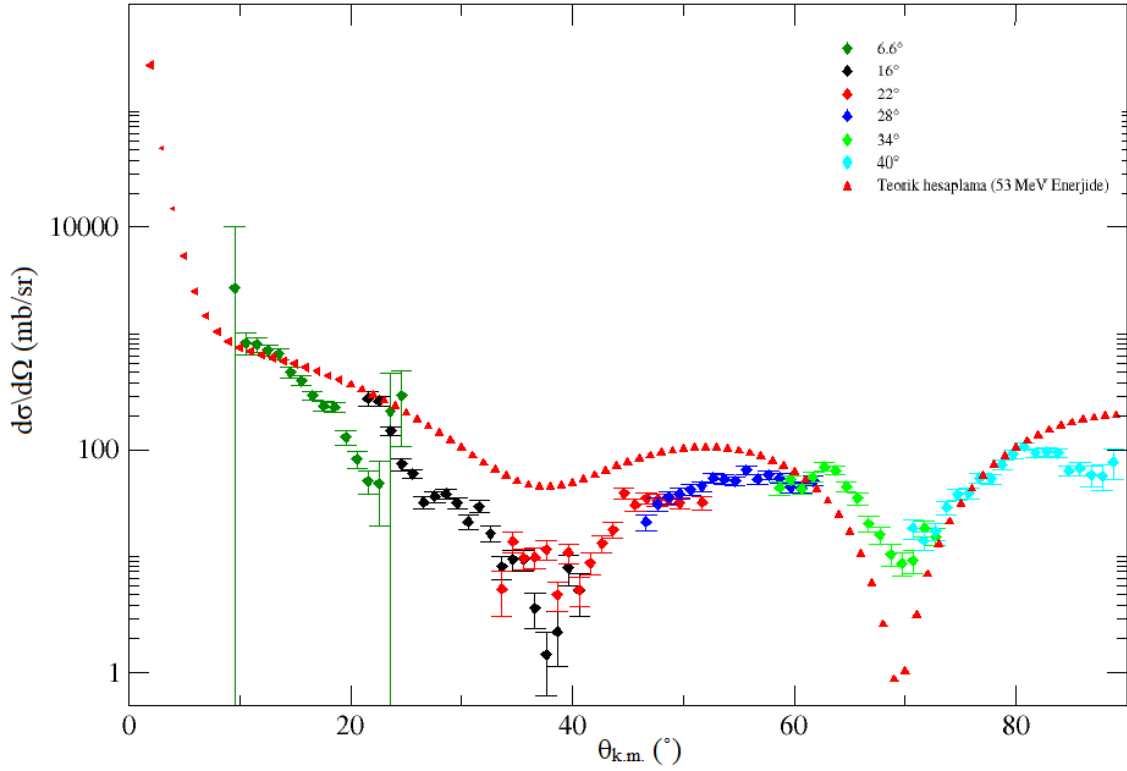
Denklemden tanımlanan  $\Delta\Omega$  algıç tarafından taranan katı açıdır. Katı açı  $\Delta\Omega$ 'nın belirlenmesi ile ilgili geometri Şekil 27'de gösterilmektedir. Prensip, spektrometre katı açı kabulü, hedeften 260 mm uzaklıkta ve kuadropol girişinden önce 2 yarık ile belirlenir. Gerçek katı açı kabulü, laboratuvar referans çerçevesindeki yeniden yapılandırılmış ( $\phi_i - \theta_i$ ) bölgesi çerçeve içine alınarak kabul ortaya çıkarılır. Teknik, diferansiyel katı açı  $\Delta\Omega$  değerlerini hesaplamak için kullanılmaktadır. Burada  $\theta_{lab}^{opt} = (6.6^\circ, 16^\circ, 22^\circ, 28^\circ, 34^\circ, 40^\circ)$  açısal değerleri için ( $\phi_i - \theta_i$ ) çerçevesi çizilmiştir. ( $\theta_{lab}, \theta_{lab} + \Delta\theta_{lab}$ ) aralığında çevrelenen dairesel halka ile ( $\Phi_i - \theta_i$ ) çerçevesinin kesişmesiyle tanımlanan alanın hesaplanması ile her bir dilim için gerçek diferansiyel katı açı elde edilir. Seçilen açısal dilim, laboratuvar çerçevesindeki yaklaşık  $0,5^\circ$  açısal aralığa karşılık gelir. Laboratuvar çerçevesindeki ölçülen saçılma açıları dönüşümün açıya ve uyarılma enerjisine bağlı olan Jacobian determinantı ile çarpılarak daha sonra kütle merkezi çerçevesine, CATKIN kinematik programı [88] kullanılarak dönüştürülmüştür. Bu teknik, bağlı durumlardaki sayım sayısını  $N(\theta)$  belirlemek için kullanılmıştır [87].



Şekil 27. Diferansiyel katı açısı hesaplaması  $\theta_{lab}^{opt}=6,6^\circ$  açısı için gösterilmektedir. Etkin spektrometre açıklığı (aynı  $(\phi_i - \theta_i)$  tarafından belirlenen Şekil 26 çerçevesi ve spektrometre açıklığı mavi çerçeve olarak belirtilmiştir. Tek bir açısal aralığın diferansiyel katı açısı,  $(\theta_{lab}, \theta_{lab} + \Delta\theta_{lab})$  aralığındaki dairesel halka ile  $(\phi_i - \theta_i)$  kırmızı taranan bölge ile gösterilmektedir.

$\varepsilon$  verimlilik faktörü, ODA algılama verimliliği ve ışın yeniden yapılandırma prosedüründeki olay kaybı dikkate alınarak tahmin edilir. İkincisi, iyi yapılandırılmış olaylar ile odak düzlemi tarafından tanımlanan toplam tanımlanmış olaylar arasındaki oranın hesaplanmasıyla bulunur.

Bölüm 3.1.9 'da açıklanan tekniği kullanarak, elastik saçılma ( $^4He;^4He$ ) için 53 MeV gelen enerjisinde tesir kesiti açısal dağılımı elde edilmiştir. Sonuçlar Şekil 28'de gösterilmiştir. Farklı açısal ayarlar için  $\theta_{lab}^{opt}=(6,6^\circ, 16^\circ, 22^\circ, 28^\circ, 34^\circ, 40^\circ)$  farklı veri setleri çok iyi uyum içindedir, görüldüğü üzere ardışık ayarlar arasında çakışma görülebilen bölgeler de örtüşmektedir. Hedef safsızlıklarından kaynaklanabilecek muhtemel kirlenmeler dikkate alınmış ve arkaplandan çıkarılmıştır.



Şekil 28. Tesir kesiti açısai dağılımı 53 MeV enerjide elastik saçılma için gösterilmiştir.

$^{181}Ta$ ,  $^{12}C$  and  $^{16}O$  hedef ölçümleri  $\theta_{lab}^{opt}=(16^\circ, 22^\circ, 28^\circ, 34^\circ, 40^\circ)$  açılarında hedefte bulunan safsızlıklardan meydana gelen olayları tahmin etmek için kullanılmıştır.

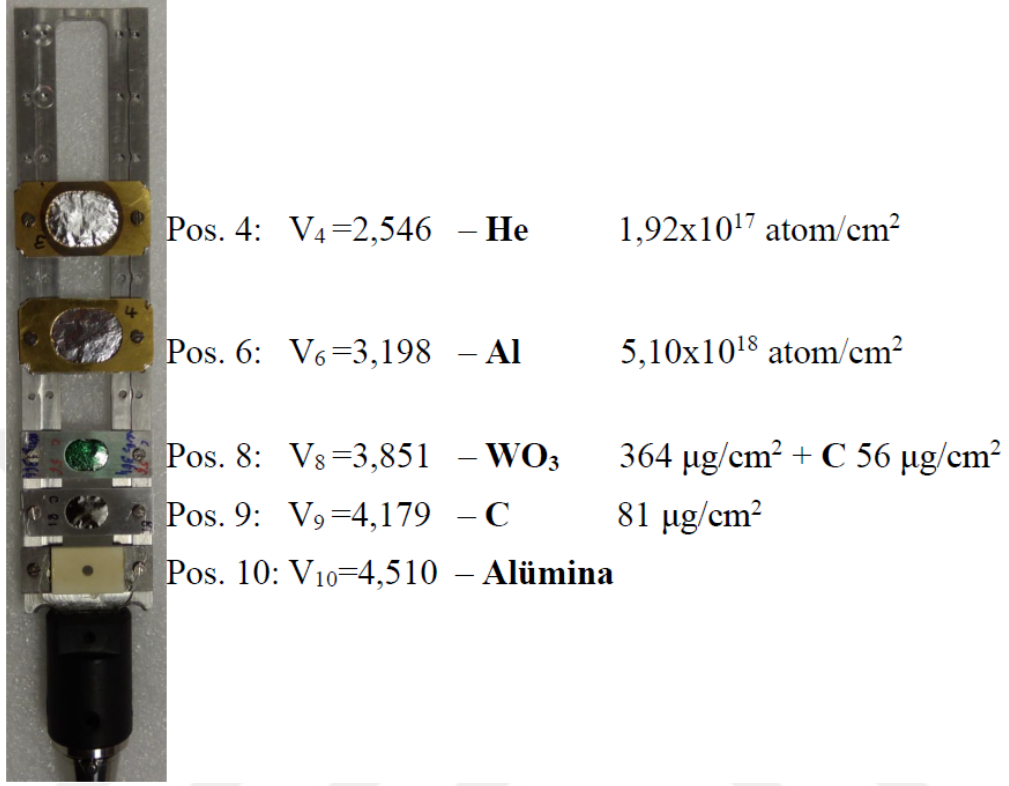
$^{27}Al$  hedefi ise  $\theta_{lab}^{opt}=(6,6^\circ)$  açı ölçümündeki hedefteki safsızlığı tahmin etmek için kullanılmış ve analizi yapılarak arkaplandan çıkarılmıştır.

Şekil 28'te, 53 MeV gelen enerjide elastik saçılma için çift katlı Sao Paulo potansiyelinin teorik tesir kesiti açısai dağılımıyla karşılaştırıldığında deneysel sonuçlarımızın uyum içinde olduğu görülmektedir. Teorik tesir kesiti açısai dağılımı, IFUSP (Sao Paulo Üniversitesi Fizik Enstitüsü)'nde çalışan Prof. Luiz Carlos Chamon tarafından hesaplanmıştır. Teorik hesaplamalarda kullanılan Sao Paulo potansiyel [14] makalesinden önerilmiştir.

### 3.2. $^4He+^4He+^4He+^3H+p$ İnelastik Saçılma ve Parçalanma Reaksiyonu Veri İndirgeme Analizi

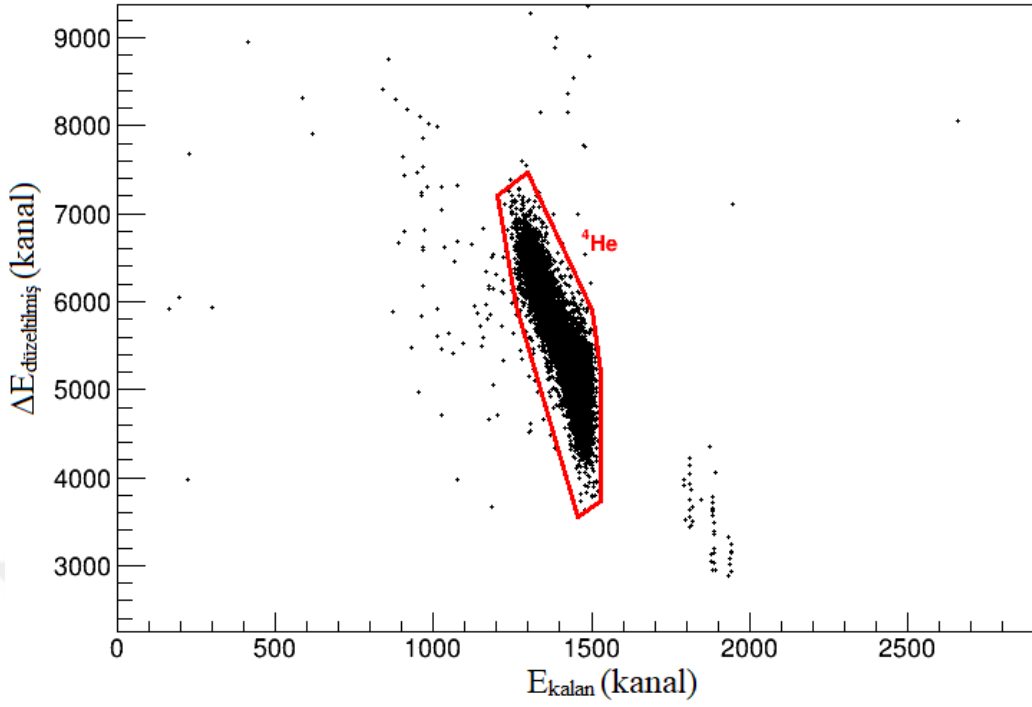
İnelastik saçılma ölçümü, 53 MeV gelen enerjili  $^4He$  ışını kullanılarak,  $^{27}Al$  ve  $^4He$ ,  $^{12}C$ ,  $^{16}O$  hedefleri üzerine uygulanmasıyla yapılmıştır. Veri indirgeme prosedürü, bu hedef-

lere karşılık gelen veri setine uygulanmıştır. Hedefler, hedef basamaklarının farklı pozisyonlarına Şekil 29’da gösterildiği gibi yerleştirilmiştir.

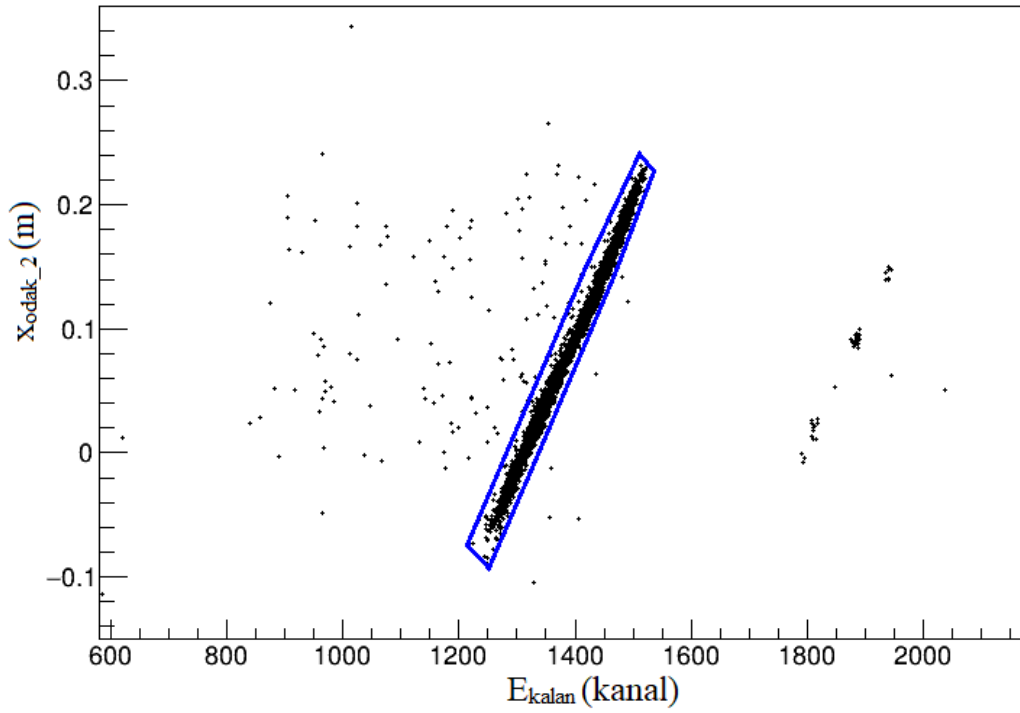


Şekil 29. Hedef tutucu,  $\theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  açısında elastik ve inelastik saçılma için kullanılmıştır.

(<sup>4</sup>He,<sup>4</sup>He) ’un inelastik saçılması <sup>27</sup>Al’a nüfus edilmiş <sup>4</sup>He ışın demeti Şekil 29’da görüldüğü gibi hedef tutucuda 4. pozisyonda bulunan <sup>4</sup>He hedefe ayarlanarak gerçekleştirilmiştir. Saçılan <sup>4</sup>He iyonları, parçacık tanımlama tekniği kullanılarak başarıyla belirlenmiştir. 6. pozisyona <sup>27</sup>Al hedefi yerleştirilmiştir. WO<sub>3</sub> hedefi, <sup>23</sup>W’a nüfus edilmiş <sup>16</sup>O hedefi olarak 8.pozisyondadır. 9. ve 10. pozisyonlarda ise sırasıyla <sup>12</sup>C hedefi ve ışın hizalaması için alümina yerleştirilmiştir. Parçacık tanımlamasının 20 numaralı Si algıç için örnekleri Şekil 30 ve Şekil 31 sırasıyla  $\Delta E_{düzeltilmiş} - E_{kalan}$  ve  $x_{odak} - E_{kalan}$  grafiklerini göstermektedir.



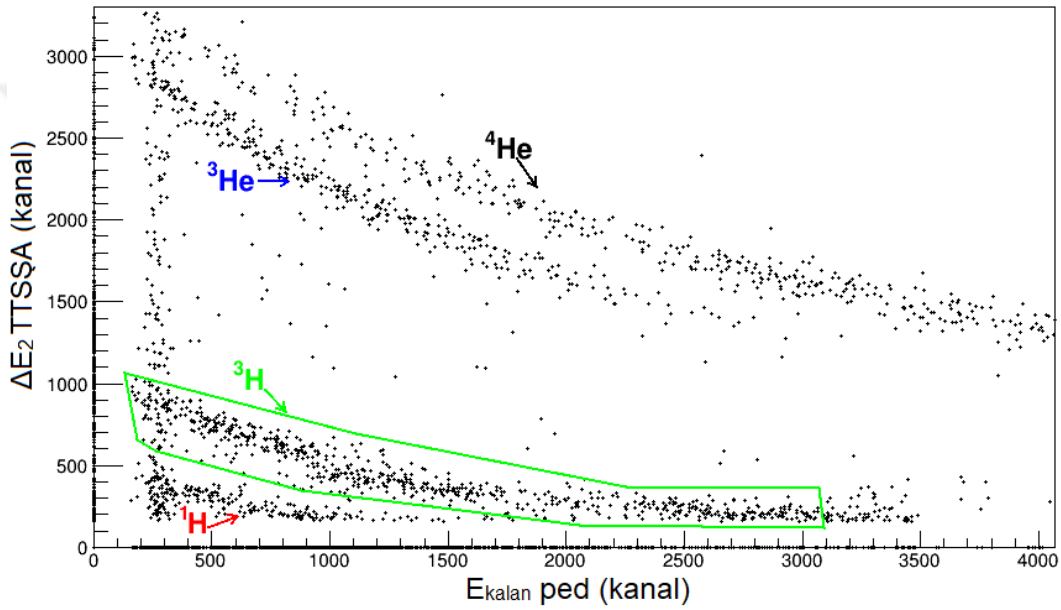
Şekil 30.  $\Delta E_{\text{düzeltilmiş}} - E_{\text{kalan}}$  matrisi elastik saçılmada 20 numaralı Si algıçta  $\theta_{\text{opt}}^{\text{lab}} = 6,6^\circ$  açısında tespit edilen  ${}^4\text{He}$  iyonu için görülür. Kırmızı çerçeveli tanımlanan  ${}^4\text{He}$  iyonunu göstermektedir.



Şekil 31.  $x_{\text{odak}_2} - E_{\text{kalan}}$  matrisi, Şekil 30 grafik koşulu tarafından 20 numaralı Si algıç için inelastik saçılımda  $\theta_{\text{opt}}^{\text{lab}} = 6,6^\circ$  açısında  ${}^4\text{He}$  iyonu tespit edilmiştir.

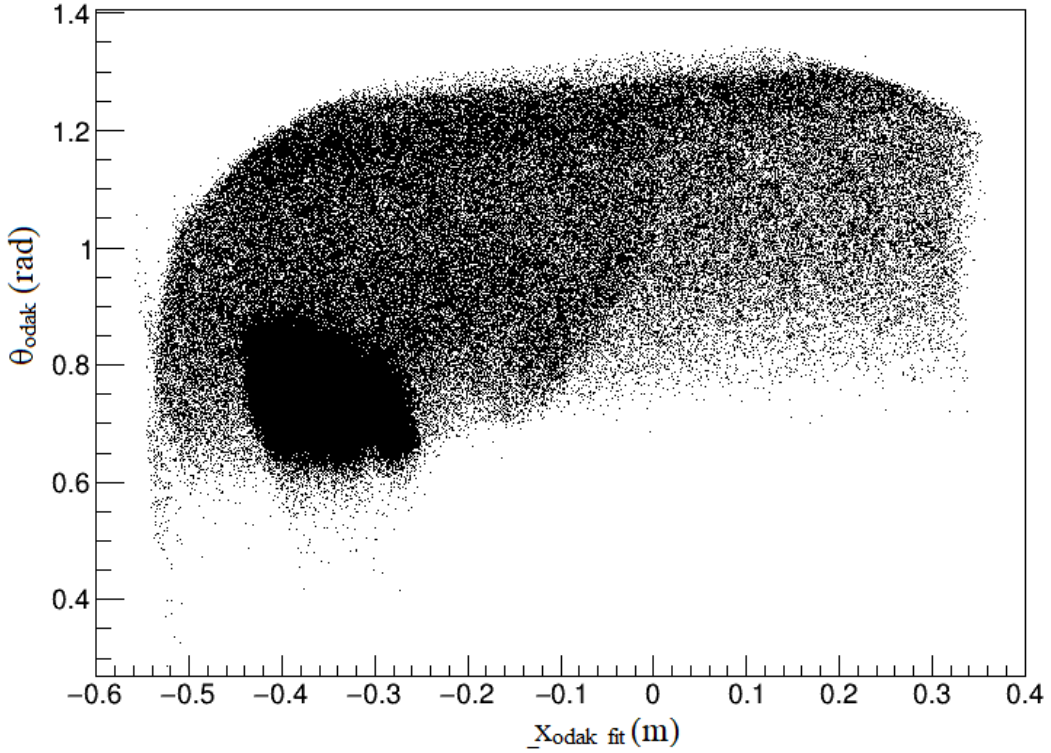


Magnex sisteminde inelastik saçılmadan oluşan  ${}^3H+p$  parçalanma reaksiyonu çakışması mevcuttur. Parçalanma reaksiyonu ürünleri  $\Delta E$ -E yüksek performanslı Si teleskop algıcısı (Oscar) sayesinde ayırılmıştır. Oscar teleskop algıcısı, çakışma olaylarında arka planı etkili bir şekilde bastırmak için  ${}^3H$  (triton) enerji kaybı, kinetik enerji ve zamanlama hakkında hassas bilgiler sağlamıştır. Yüksek geometrik verimlilik sayesinde sistem, mutlak tesir kesitinin hassas ölçümünün elde edilmesine ve kısmi yük koleksiyonları içeren olaylardan gelen arka planın azaltılmasına imkan sağlamıştır. Sınırlı bir geometrik verimlilik [69] altında  ${}^4He+{}^4He+{}^4He+{}^4He+{}^3H+p$  reaksiyonunun genel hassasiyetini azaltabilir.



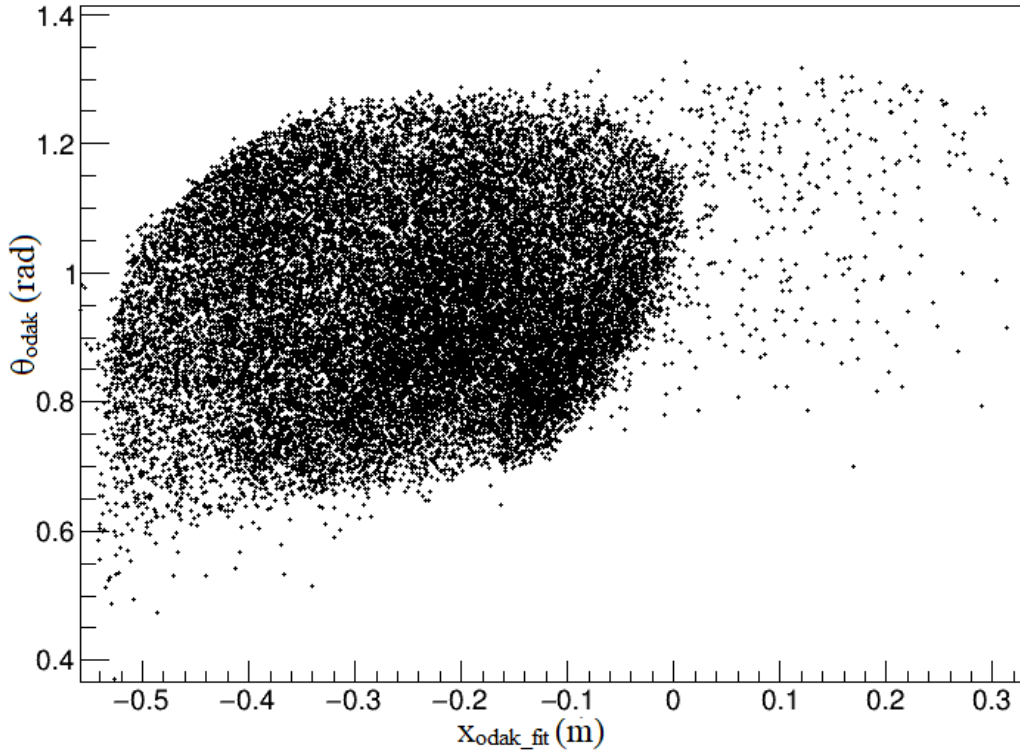
Şekil 32.  ${}^3H$  tanımlaması Oscar algıcısı de2 pedi ve e5 şeridi için yeşil çerçeveli olarak gösterilmiştir.

Parçacık tanımlama tekniği, parçalanma reaksiyonu ürünleri için Oscar algıcısı tarafından (triton)  ${}^3H$ ,  ${}^4He$  ve  ${}^3He$  iyonları için parçacık tanımlamaları  $\Delta E$ -E tekniği kullanılarak yapılmıştır. Şekil 32, 2 numaralı  $\Delta E$  pedi ve 5 numaralı E şeridi için bir triton tanımlama örneğini göstermektedir.  $\Delta E$ -E tekniği 16 ped ve 16 şerit algıç kombinasyonu için tekrarlanarak, parçacık tanımlama prosedürü gerçekleştirilmiştir.



Şekil 33.  $\theta_{odak} - x_{odakfit}$  grafiği seçilen  ${}^4He$  iyonları için 53 MeV ışın enerjisinde  ${}^4He$  hedefi kullanılarak Magnex sisteminde belirlenmiştir.

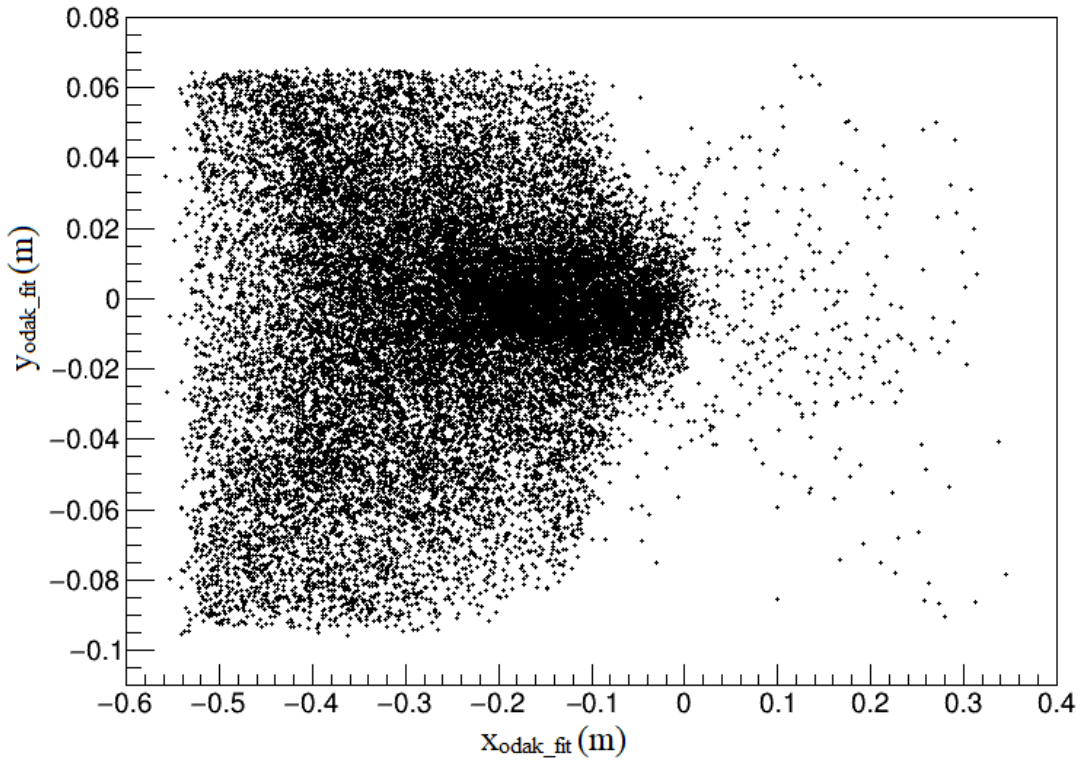
Magnex sisteminde tanımlanan parçacık tanımlaması grafiği Şekil 33’da görülmektedir.  ${}^4He$  tanımlama prosedürü Magnex sistemi için tamamlandıktan sonra, faz uzay parametreleri belirlenmiştir. İki boyutlu matriste  $\theta_{odak} - x_{odakfit}$  parçacık tanımlaması grafiği, Şekil 33’da gösterilmiştir. Burada  $x_{odakfit} = -0,18m$  ile  $x_{odakfit} = 0m$  arasında görülen bölge ( ${}^4He, {}^4He$ ) inelastik saçılması sonucu oluşan  ${}^4He$  saçılan iyonudur.  $x_{odakfit} = -0,44 m$  ile  $x_{odakfit} = -0,26 m$  arasında oluşan koyu bölge ise inelastik saçılmadan meydana gelen  ${}^3H+p$  parçalanma reaksiyon ürünü olan tritonu göstermektedir. İyi bir  ${}^4He$  saçılan iyonu tanımlaması yapabilmek için, Magnex sisteminde görülen tritonların çıkarılması gerekmektedir. Bunun için Oscar dedektöründe tanımlanan triton tanımlamaları Magnex sistemi tanımlamasının arkaplanından çıkarılmıştır ve  ${}^4He$  saçılan iyonu için tanımlaması Şekil 34’de gösterildiği gibi  ${}^4He$  parçacık tanımlaması elde edilmiştir.



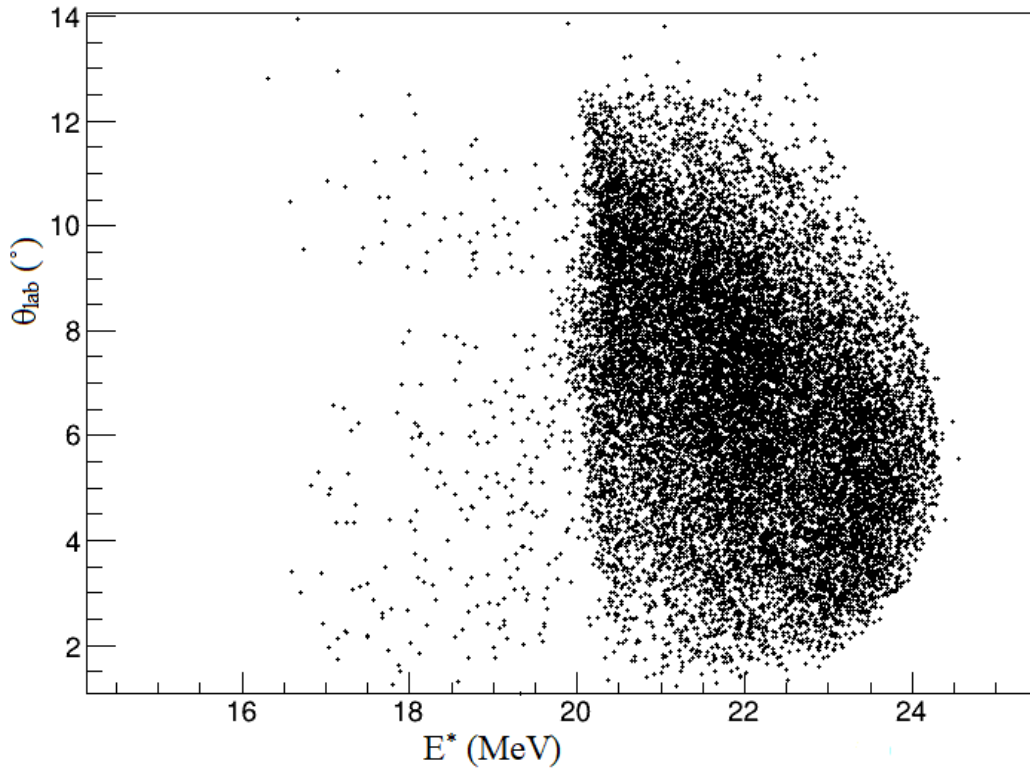
Şekil 34.  $\theta_{odak} - x_{odak\ fit}$  grafiği Magnex ve Oscar tarafından seçilen  ${}^4He$  iyonu,  ${}^4He+{}^{27}Al$  hedefi kullanılarak belirlenmiştir.

İki boyutlu grafikte  $y_{odak\ fit} - x_{odak\ fit}$ , Şekil 35’de gösterildiği gibi tipik kelebek şeklini görünmesi beklenmektedir ve şekil son dikey faz uzayının karakteristiğidir. İnelastik saçılma için oluşan ürünler, parçalanma reaksiyonu ürünü çakışmalarından kurtulduğu halde inelastik saçılmaya etkiyen diğer hedef katkıları sebebiyle bölgeleri belirli şekilde gözlemlenememiştir.

Yörüngelerin yeniden yapılandırılması tekniği,  $\Theta_{opt}^{lab} = 6,6^\circ$  açısında tanımlanmış verilere, uyarılma enerjisindeki spektrumu ve diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımını elde etmek için uygulanmıştır. Aynı şekilde, Şekil 36’te görüldüğü gibi, inelastik saçılma ürünü  ${}^4He^*$  birinci uyarılmış iyonunun bölgesi ve uyarılma enerjisi,  ${}^{27}Al$  arka planın baskılaması sebebiyle belirli bir şekilde gözlemlenememektedir.

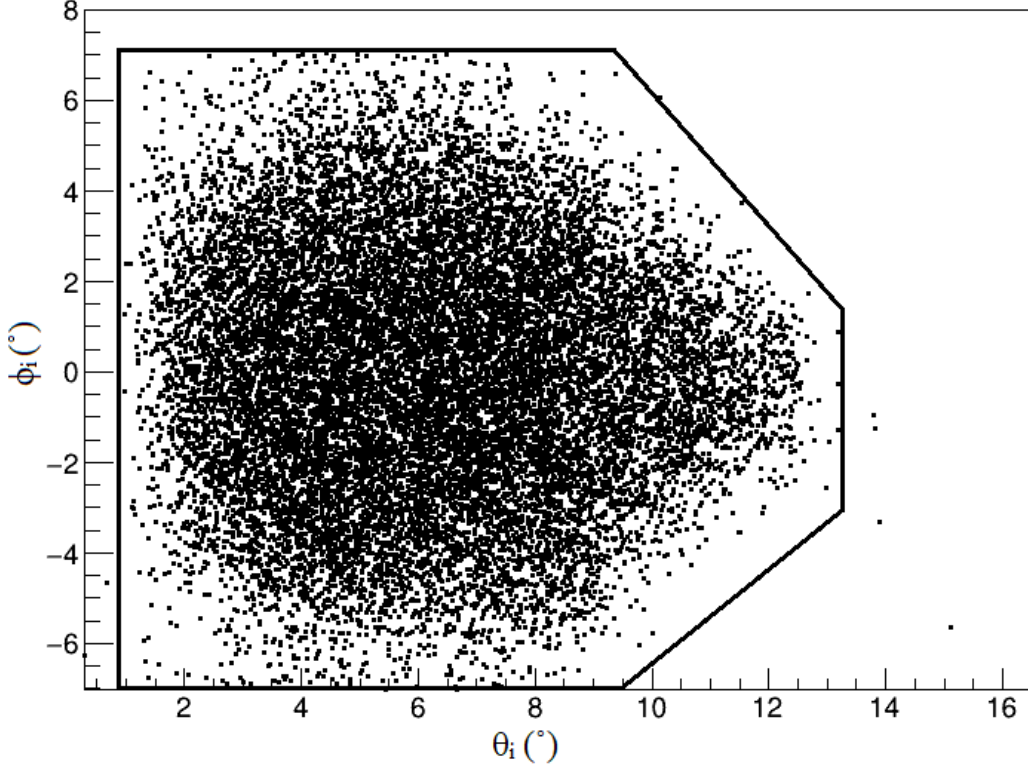


Şekil 35.  $y_{odak\_fit} - x_{odak\_fit}$  grafiği Magnex ve Oscar tarafından seçilen  ${}^4He$  için  ${}^4He+{}^{27}Al$  hedefi kullanılarak belirlenmiştir.



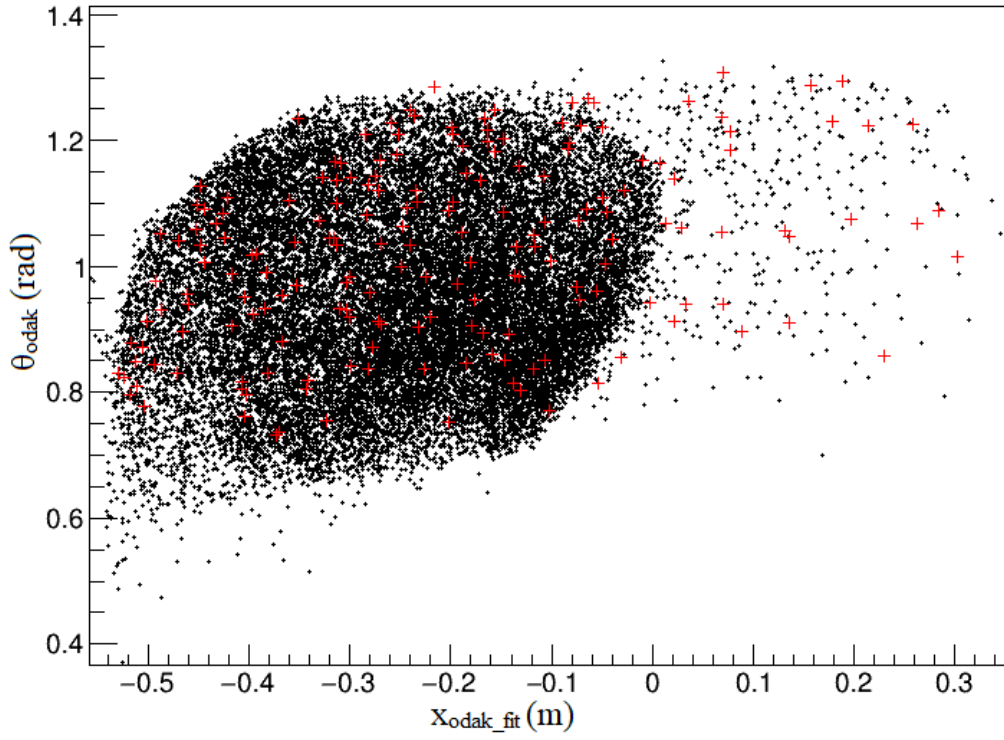
Şekil 36.  $\theta_{odak} - E_x$  grafiği, Magnex ve Oscar tarafından seçilen  ${}^4He$  için  ${}^4He+{}^{27}Al$  hedefi kullanılarak belirlenmiştir.

İnelastik saçılma veri analizi için yeniden yapılandırılan açısal kabul, şekil 37 'te görüldüğü gibi bir ideal dikdörtgen şekle sahip değildir. Bu verimlilik kayıpları vakum kaplarından gelen ışın zarfının kesilmesinden dolayı oluşmaktadır. Bu, özellikle faz uzayının sınırlarında diferansiyel katı açısının azalmasıyla sonuçlanır.

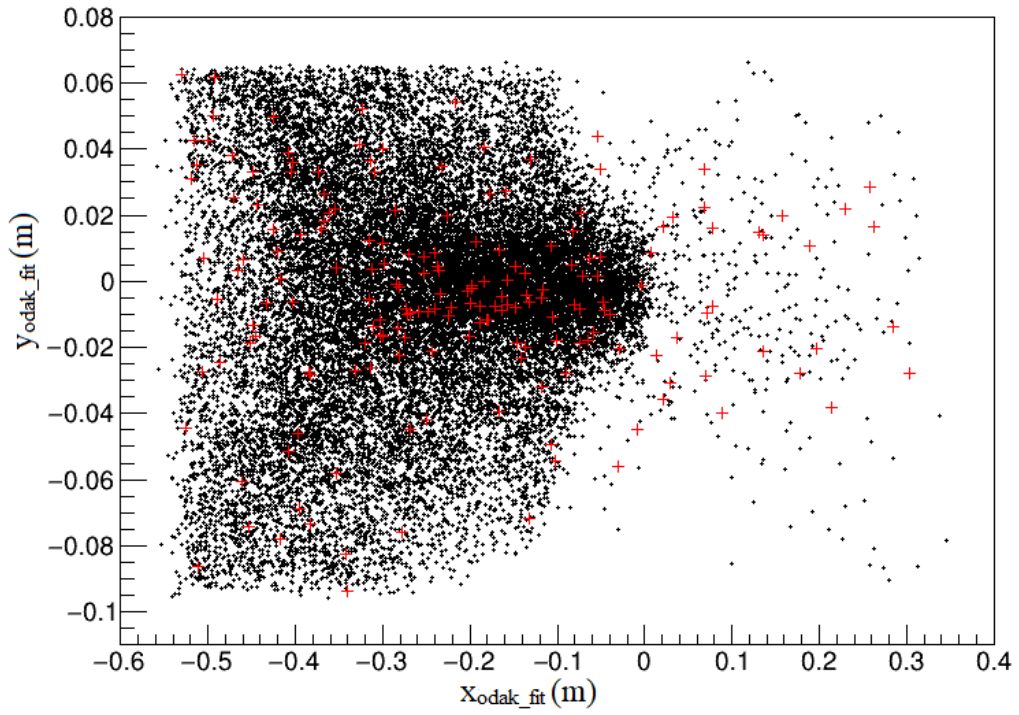


Şekil 37.  $\phi_i - \theta_i$  grafiği, Magnex ve Oscar tarafından seçilen  ${}^4\text{He}$  için açısal kabulü belirlenmiştir.

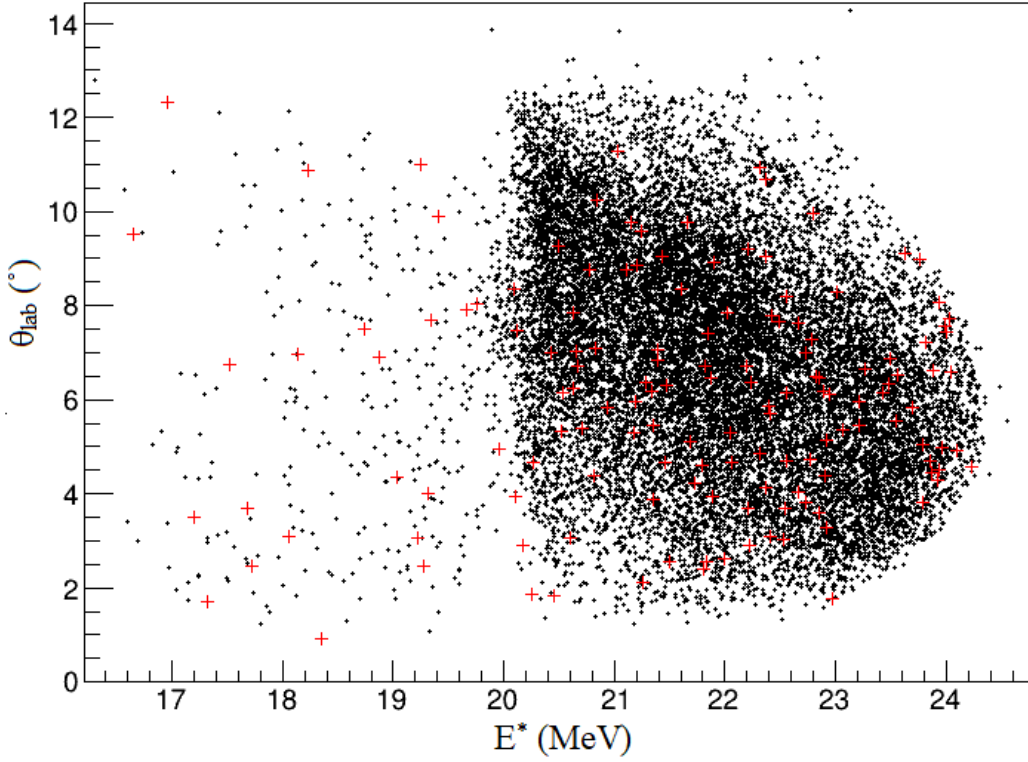
Alüminyum kirliliğine bağlı katkı,  ${}^4\text{He}$  birinci uyarılmış enerji seviyesi bölgesi olan 20 MeV enerjisinde çok daha belirgindir. Bu sebeple veriler normalize edilerek parçalanma tesir kesitinin arkaplan çıkarılması gerçekleştirilmiştir. Normalizasyon hesaplamaları Ek-1'de anlatılmaktadır. ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) inelastik saçılma birinci uyarılmış durumunu ölçmek istediğimiz için,  ${}^{27}\text{Al}$  ışın halesi ile kirlenmiş,  ${}^4\text{He}$  iyonu tespiti incelenmiştir. ( ${}^{27}\text{Al}, {}^4\text{He}$ ) inelastik saçılması son faz uzay parametreleri, ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) inelastik kanalı ile aynı manyetik ve açısal ayarlar kullanılarak belirlenmiştir. Bu arka planın varlığı  ${}^{27}\text{Al}$  hedef kullanılarak tanımlanmış  ${}^4\text{He}$  iyonları Şekil 38' de gösterilen  $\theta_{odak} - x_{odakfit}$  grafiğinde görülmektedir (kırmızı artı işaretleri ile). Işın halesi ileri açılarda  $\theta_{odak} > 1$  radyan bölgesinde daha belirgindir. ( ${}^{27}\text{Al}, {}^4\text{He}$ ) ve ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) inelastik saçılmaları arasında son faz uzay parametrelerinin karşılaştırılması Şekil 38, Şekil 39 ve Şekil 40'de gösterilmektedir.



Şekil 38.  $\theta_{odak} - x_{odak\,fit}$  matrisi Magnex ve Oscar tanımlı  ${}^4He$  için siyah noktalar ( ${}^4He, {}^4He$ ) ve kırmızı artı işaretleri ( ${}^{27}Al, {}^4He$ ) saçılması karşılaştırılarak gösterilmiştir.



Şekil 39.  $y_{odak\,fit} - x_{odak\,fit}$  matrisi Magnex ve Oscar tanımlı  ${}^4He$  için siyah noktalar ( ${}^4He, {}^4He$ ) ve kırmızı artı işaretleri ( ${}^{27}Al, {}^4He$ ) saçılması karşılaştırılarak gösterilmiştir.

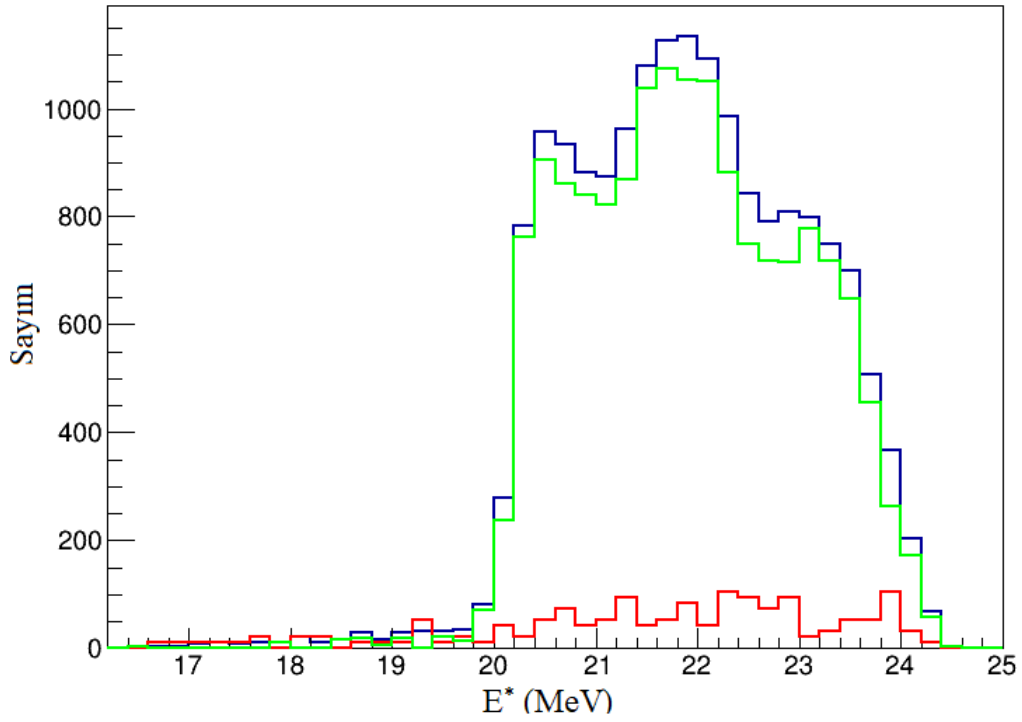


Şekil 40.  $\theta_{lab} - E^*$  grafiği, Magnex ve Oscar tanımlı  ${}^4He$  için siyah noktalar ( ${}^4He, {}^4He$ ) ve kırmızı artı işaretleri ( ${}^{27}Al, {}^4He$ ) saçılması karşılaştırılarak gösterilmiştir.

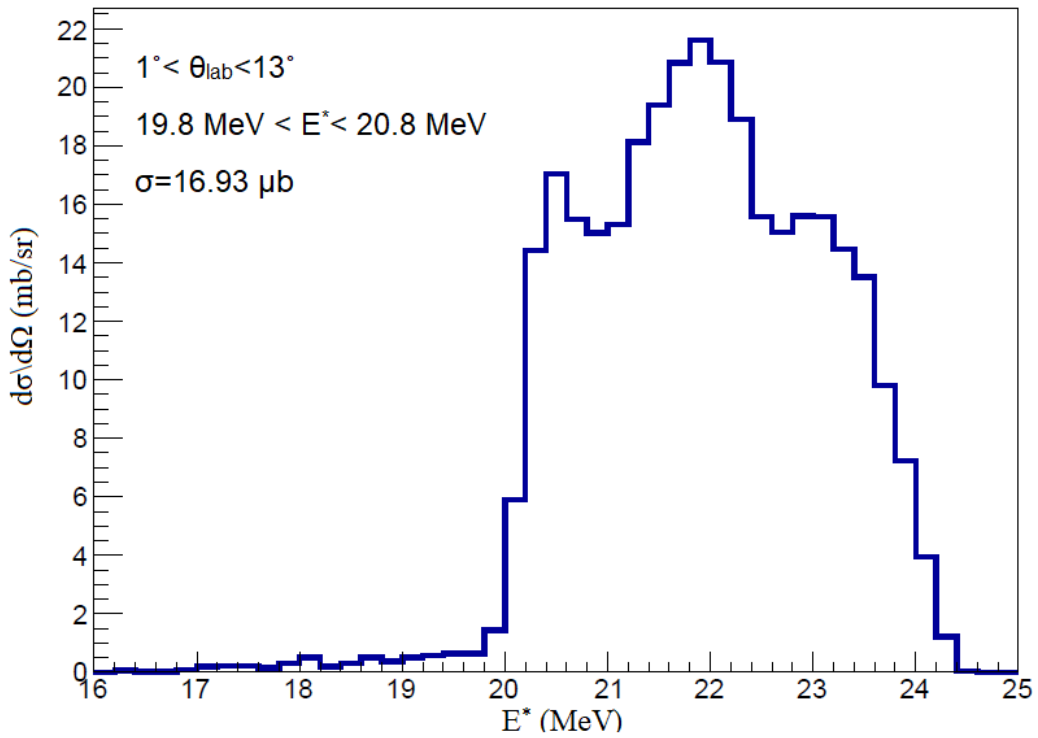
Bu ölçümün açisal kabulü  $0^\circ < \theta_{lab} < 13^\circ$  bölgesindeki ışın, manyetik alanlar tarafından ODA'nın bir Faraday kaba doğru yönlendirilir, ancak daha düşük kinetik enerjideki ışın haleleri ODA'ya ulaşır ve özellikle çok ileri açılarda sürekli ışın haleleri bir arka plana neden olur.

Şekil 41, tek boyutlu "ölçekli uyarılma" spektrumunda helyum ve alüminyum verileri arasındaki karşılaştırmada, kırmızı spektrum  ${}^{27}Al$  verilerinin Ek-1'de gösterilen Şekil 43'e göre akı ve saçılma merkezleri nedeniyle uygun şekilde normalize edildiğini gösterir. Mavi spektrum helyum verileridir. Aynı şekil üzerindeki yeşil spektrum ise helyum normalize alüminyum spektrumları arasındaki farktır.(ayrıntılar için Ek-1'e bakınız)

${}^{27}Al$  hedef kirliliği arkaplandan çıkarılarak ( ${}^4He, {}^4He$ ) inelastik saçılması  $0^+$  birinci uyarılmış durumu, Şekil 42'ta gösterildiği gibi tesir kesiti  $1^\circ < \theta_{lab} < 13^\circ$  bölgesindeki 1 MeV aralığında  $\delta = 16,93 \mu b$  olarak elde edilmiştir.



Şekil 41. Ölçekli- $E^*$  grafiği, helyum ve alüminyum verilerinin karşılaştırılmasını gösterir. Kırmızı spektrum alüminyum verisini, mavi spektrum helyum verisini ve yeşil spektrum, helyum-normalize alüminyum farkını gösterir.



Şekil 42. ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) inelastik saçılması tesir kesiti açsal dağılımı gösterilmektedir.  $0^+$  birinci uyarılmış durumu tesir kesiti 1 MeV aralığında  $\delta = 16,93 \mu\text{b}$  olarak elde edilmiştir.



#### 4. SONUÇLAR

Bu çalışmada ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) inelastik saçılma tesir kesitini, birinci  $0^+$  uyarılmış seviyesi bölgesinde, 20,29 MeV uyarma enerjisinde inceledik. Deney, 53 MeV'de LNS K800 Süper İletken Siklotronu tarafından hızlandırılmış bir  ${}^4\text{He}$  ışın demeti kullanılarak gerçekleştirilirken, Magnex geniş kabul manyetik spektrometresi ile saçılan iyonlar tespit edildi. ( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ ) elastik saçılması deneyi 6 farklı  $\theta_{lab}^{opt} = (6, 6^\circ, 16^\circ, 22^\circ, 28^\circ, 34^\circ, 40^\circ)$  açısız ayarları için gerçekleştirildi ve Magnex spektrometresi için parçacık tanımlama tekniği kullanılarak,  ${}^4\text{He}$ 'un taban seviyesi tanımlandı. Deneyde ölçülen toplam açısız aralık  $3.6^\circ < \theta_{lab} < 46^\circ$  arasındadır ve iki ardışık açısız ayar arasında yaklaşık  $6^\circ$ 'lik çakışma söz konusudur. Işın yeniden yapılandırma tekniği odak düzleminde tanımlanan  ${}^4\text{He}$  verisine uygulandı ve hedef kirliliklerden kaynaklanabilecek katkılar dikkate alınarak arkaplandan çıkarıldı. Böylece uyarılmış enerji spektrumu ve tesir kesiti açısız dağılımı elde edilmiştir. Farklı veri kümeleri tesir kesitleri iyi bir uyum içindedir, zira ardışık iki ayar arasındaki bölgelerde örtüşme olduğu görülmektedir. Elastik veri analizi mikroskobik yaklaşımla hesaplanan teorik sonuç ile karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak deneyin elastik saçılma kısmı başarıyla gerçekleştirilmiştir.

( ${}^4\text{He}, {}^4\text{He}$ )'un inelastik saçılma ölçümü  $\theta_{lab}^{opt} = (6, 6^\circ)$  açısız koşul için 53 MeV'de gerçekleştirildi. Tanımlanan  ${}^4\text{He}$  iyonuna ışın yeniden yapılandırma tekniği uygulanması sonucu, aynı zamanda  ${}^{27}\text{Al}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  ve  ${}^{16}\text{O}$  hedef kirliliklerine bağlı,  ${}^4\text{He}$ 'un birinci uyarılma seviyesinin net bir şekilde gözlemlenmesini engelleyen bu arkaplanla karşılaştırıldı. Arkaplanlar arasında ve etkisi baskın olan  ${}^{27}\text{Al}$  hedef kirliliği katkısı dikkate alınarak normalize (bakınız Ek 1) edilmiş ve  ${}^4\text{He}$  spektrumundan çıkarılmıştır. Ayrıca,  ${}^4\text{He}^*$  uyarılmış seviye bozunmasından kaynaklanan  ${}^3\text{H} + p$  parçalanma reaksiyonunun çakışma ölçümünün tüm arka planı büyük ölçüde bastırması sebebiyle deney, bir çakışma ölçümü yapmak için, Magnex spektrometresi saçılma odasına monte edilmiş Oscar teleskopu kullanılarak gerçekleştirildi. İnelastik saçılma ölçüm verisi analizi sonucunda,  ${}^4\text{He}^*$  tesir kesiti birinci uyarılmış seviyesi için elde edildi.

## 5. ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında inelastik saçılma  $\theta_{lab}^{opt} = (6,6^\circ)$  açısında elde edilen tesir kesitleri kullanılarak rezonans pozisyonu, 20,3 MeV uyarma enerjisinde  ${}^4He^*$  olan izoskalar monopol rezonansının rezonans pozisyonu, genişliği ve bir optik model analizinden, form faktörleri bozulmuş dalgalar çift katlı Sao Paulo potansiyeli [12, 13] kullanılarak elde edilecektir. Sao Paulo potansiyeli,  $({}^4He, {}^4He)$  sisteminde, ağır iyon reaksiyonlarıyla daha önceki bir çalışmada [14] elastik saçılma veri analizleri için test edilmiştir.

Çiftlenmiş kanal (CC) hesaplamaları ile açığa çıkarılan form faktörünün %20 yeterlikte ve doğrulukta elde edilmesi beklenmektedir. Buna karşılık, hesaplanan ab-initio monopol form faktörü, diferansiyel tesir kesitinin CC hesaplamaları için bir dışardan veri girişi olarak kullanılabilir. Böylece deneysel açılma dağılımının şeklinin analizi, 20,3 MeV rezonans bölgesinde, monopol olmayan katkıların varlığını gösterebilir. Bu önerilen çalışma ile  $0^+$  rezonansının pozisyonu ve genişliğinin önceki  $({}^4He, {}^4He)$  ölçümlerine göre [15, 16] daha doğru bir şekilde elde edilmesi ve  $(e, e)$  verilerinden [9] açığa çıkan uyuşmazlığın çözülmesi beklenilmektedir.

## 6. KAYNAKLAR

1. Bacca, S., Barnea, N., Leidemann, W., and Orlandini, G., Isoscalar monopole resonance of the alpha particle: a prism to nuclear hamiltonians, Physical Review Letters, 110, 4, (2013) 042503.
2. Glendenning, N. K., Equation of state from nuclear and astrophysical evidence, Physical Review C, 37, 6, (1988) 2733.
3. Colo, G., Van Giai, N., Meyer, J., Bennaceur, K., and Bonche, P., Microscopic determination of the nuclear incompressibility within the nonrelativistic framework, Physical Review C, 70, 2, (2004) 024307.
4. Li, T., Garg, U., Liu, Y., Marks, R., Nayak, B., Rao, P. M., Fujiwara, M., Hashimoto, H., Kawase, K., and Nakanishi, K., Isotopic Dependence of the Giant Monopole Resonance in the Even-A Sn 112?124 Isotopes and the Asymmetry Term in Nuclear Incompressibility, Physical Review Letters, 99, 16, (2007) 162503.
5. Aumann, T., Prospects of nuclear structure at the future GSI accelerators, Progress in Particle and Nuclear Physics, 59, 1, (2007) 3-21.
6. Baba, H., Shimoura, S., Minemura, T., Matsuyama, Y., Saito, A., Ryuto, H., Aoi, N., Gomi, T., Higurashi, Y., and Ieki, K., Isoscalar compressional strengths in 140, Nuclear Physics A, 788, 1-4, (2007) 188-193.
7. Monrozeau, C., Khan, E., Blumenfeld, Y., Demonchy, C., Mittig, W., Roussel-Chomaz, P., Beaumel, D., Caamano, M., Cortina-Gil, D., and Ebran, J., First Measurement of the Giant Monopole and Quadrupole Resonances in a Short-Lived Nucleus: Ni 56, Physical Review Letters, 100, 4, (2008) 042501.
8. Vandebrouck, M., Gibelin, J., Khan, E., Achouri, N., Baba, H., Beaumel, D., Blumenfeld, Y., Caamaño, M., Càceres, L., and Colò, G., Measurement of the isoscalar monopole response in the neutron-rich nucleus Ni 68, Physical Review Letters, 113, 3, (2014) 032504.
9. Walcher, T., Excitation of 4He by inelastic electron scattering at low momentum transfer, Physics Letters B, 31, 7, (1970) 442-444.
10. Frosch, R., Rand, R., Crannell, H., McCarthy, J., Suelzle, L., and Yearian, M., Inelastic electron scattering from 4He, Nuclear Physics A, 110, 3, (1968) 657-673.
11. Cappuzzello, F., Agodi, C., Carbone, D., and Cavallaro, M., The MAGNEX spectrometer: Results and perspectives, The European Physical Journal A, 52, 6, (2016) 167.
12. Chamon, L. C., Carlson, B. V., Gasques, L. R., Pereira, D., De Conti, C., Alvarez, M., Hussein, M. S., Ribeiro, M. C., Rossi Jr, E., and Silva, C. P., Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction, Physical Review C, 66, 1, (2002) 014610.

13. Pereira, D., Lubian, J., Oliveira, J. d., de Sousa, D., and Chamon, L. C., An imaginary potential with universal normalization for dissipative processes in heavy-ion reactions, Physics Letters B, 670, 4-5, (2009) 330-335.
14. Chamon, L., Gasques, L., and Carlson, B., Approximate treatment of relativistic effects in the low-energy  $\alpha + \alpha$  scattering, Physical Review C, 84, 4, (2011) 044607.
15. Gross, E., HUNGERFORD III, E., Malanify, J., Pugh, H., and Watson, J., Investigation of the Reaction He 4 (He 4, He 4) He 4\* at 64 MeV, Physical Review, 178, 4, (1969) 1584.
16. Baumgartner, M., Gubler, H., Heller, M., Plattner, G., Roser, W., and Sick, I., The  $\alpha^*$  and the neutron scattering lengths of  $^3\text{He}$ , Nuclear Physics A, 368, 2, (1981) 189-200.
17. Glendenning, N., Direct nuclear reactions, World Scientific, 2004.
18. Oppenheimer, J. R., Smith, A. K., and Weiner, C., Robert Oppenheimer, letters and recollections, Oxford University Press 1995.
19. Bethe, H. A., and Morrison, P., Elementary nuclear theory, Courier Corporation, 2006.
20. Satchler, G. R., Introduction to nuclear reactions, Oxford University Press, 1990.
21. Krane, K. S., and Halliday, D., Introductory nuclear physics, 1987.
22. Hodgson, P. E., Optical model of elastic scattering, 1963.
23. Blocki, J., Randrup, J., Swiatecki, W., and Tsang, C., Proximity forces, Annals of Physics, 105, 2, (1977) 427-462.
24. Brink, D., and Stancu, F., Microscopic and proximity nucleus-nucleus potentials, Nuclear Physics A, 299, (1978) 321-332.
25. Satchler, G. R., and Love, W. G., Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering, Physics Reports, 55, 3, (1979) 183-254.
26. Kobos, A., Brown, B., Hodgson, P., Satchler, G., and Budzanowski, A., Folding model analysis of  $\alpha$ -particle elastic scattering with a semirealistic density-dependent effective interaction, Nuclear Physics A, 384, 1-2, (1982) 65-87.
27. Kobos, A., Brown, B., Lindsay, R., and Satchler, G., Folding-model analysis of elastic and inelastic  $\alpha$ -particle scattering using a density-dependent force, Nuclear Physics A, 425, 2, (1984) 205-232.
28. Baltz, A., Kauffmann, S., Glendenning, N., and Pruess, K., Long-Range Absorption in the Heavy-Ion Optical Potential, Physical Review Letters, 40, 1, (1978) 20.
29. Hussein, M. S., Rego, R., and Bertulani, C. A., Microscopic theory of the total reaction cross section and application to stable and exotic nuclei, Physics Reports, 201, 5, (1991) 279-334.
30. Nobre, G., Dietrich, F., Escher, J., Thompson, I., Dupuis, M., Terasaki, J., and Engel, J., Coupled-channel calculation of nonelastic cross sections using a density-functional structure model, Physical Review Letters, 105, 20, (2010) 202502.

31. Koning, A., and Delaroche, J., Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV, Nuclear Physics A, 713, 3-4, (2003) 231-310.
32. Alvarez, M., Chamon, L. C., Hussein, M. S., Pereira, D., Gasques, L., Rossi Jr, E., and Silva, C., A parameter-free optical potential for the heavy-ion elastic scattering process, Nuclear Physics A, 723, 1-2, (2003) 93-103.
33. Chamon, L. C., Gasques, L. R., Nobre, G., Rossi Jr, E., deBoer, R. J., Seymour, C., Wiescher, M., and Kiss, G. G., Evidence of a slight nuclear transparency in the alpha-nucleus systems, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 42, 5, (2015) 055102.
34. Chamon, L. C., Pereira, D., Hussein, M. S., Ribeiro, M. C., and Galetti, D., Nonlocal description of the nucleus-nucleus interaction, Physical Review Letters, 79, 26, (1997) 5218.
35. Gomes, P., Padron, I., Crema, E., Capurro, O., Niello, J. F., Marti, G., Arazi, A., Trotta, M., Lubian, J., and Ortega, M., Disentangling the reaction mechanisms of weakly bound nuclei, Physics Letters B, 634, 4, (2006) 356-361.
36. Gasques, L., Chamon, L. C., Gomes, P., and Lubian, J., Comparison between heavy-ion reaction and fusion processes for hundreds of systems, Nuclear Physics A, 764, (2006) 135-148.
37. Chamon, L. C., Gasques, L. R., Pereira, D., and Carlson, B. V., A consistent description of the heavy-ion fusion and elastic scattering processes using a nonlocal model, Progress of Theoretical Physics Supplement, 154, (2004) 169-176.
38. Ribeiro, M. C., Chamon, L. C., Pereira, D., Hussein, M., and Galetti, D., Pauli nonlocality in heavy-ion rainbow scattering: A further test of the folding model, Physical Review Letters, 78, 17, (1997) 3270.
39. Yahiro, M., Ogata, K., Matsumoto, T., and Minomo, K., The continuum discretized coupled-channels method and its applications, Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2012, 1, (2012) 01A206.
40. Cappuzzello, F., Carbone, D., Cavallaro, M., and Cunsolo, A., MAGNEX: an innovative large acceptance spectrometer for nuclear reaction studies in: Magnets: Types, Uses and Safety, Nova, New York, 2011, 1-63.
41. Mod.439, Digital Current Integrator, Ortec, USA, 2008.
42. Mod. V820, 32 Channel Latching Scaler, CAEN S.p.A., Viareggio, Italy, 2015.
43. Dell'Aquila, D., Lombardo, I., Verde, G., Vigilante, M., Ausanio, G., Ordine, A., Miranda, M., De Luca, M., Alba, R., and Augey, L., OSCAR: A new modular device for the identification and correlation of low energy particles, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 877, (2018) 227-237.

44. Buechner, W., Strait, E., Stergiopoulos, C., and Sperduto, A., Excited Level in Li 7 from the Li 6 (d, p) Li 7 and Be 9 (d,  $\alpha$ ) Li 7 Reactions, Physical Review, 74, 11, (1948) 1569.
45. Strait, E., Stergiopoulos, C., Sperduto, A., and Buechner, W., Energy Relations in the Be-9 (d, $\alpha$ ) Li-7 Reaction Physical Review, 74, 9, (1948) 1226
46. Cockcroft, J., A magnet for  $\alpha$  -ray spectroscopy, Journal of Scientific Instruments, 10, 3, (1933) 71.
47. Snyder, L., Fowler, and Rubin, Physical Review, 74, (1948) 1564.
48. Lazzaro, A., Cappuzzello, F., Cunsolo, A., Cavallaro, M., Foti, A., Orrigo, S., Rodrigues, M., and Winfield, J., Field measurement for large quadrupole magnets, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 591, 2, (2008) 394-405.
49. Lazzaro, A., Cappuzzello, F., Cunsolo, A., Cavallaro, M., Foti, A., Orrigo, S., Rodrigues, M., and Winfield, J., Field measurement for large bending magnets, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 585, 3, (2008) 136-145.
50. Boiano, C., Cappuzzello, F., Cavallaro, M., Cunsolo, A., Foti, A., Guazzoni, P., Moser, S., Orrigo, S., Riccio, F., and Rodrigues, M., Digital Pulse Shape Acquisition From the Focal Plane Detector of MAGNEX Spectrometer, IEEE Transactions On Nuclear Science, 55, 6, (2008) 3563-3570.
51. Carbone, D., Cappuzzello, F., and Cavallaro, M., Universal algorithm for the analysis of charge distributions in segmented electrodes of gas detectors, The European Physical Journal A, 48, 5, (2012) 60.
52. GEANT: detector description and simulation tool (Version 3.21), CERN, Geneva, Switzerland, 1998.
53. Lazzaro, A., The large acceptance and high resolution ray-tracing magnetic spectrometer MAGNEX. Ph. D. Thesis, University of Catania, 2002.
54. Enge, H. A., Magnetic spectrographs for nuclear reaction studies, Nuclear Instruments and Methods, 162, 1-3, (1979) 161-180.
55. Levine M. J. , Enge H. A., Bull. Am. Phys. Soc., 15, (1970) 1688.
56. Uesaka, T., Shimoura, S., Sakai, H., Berg, G., Nakanishi, K., Sasamoto, Y., Saito, A., Michimasa, S., Kawabata, T., and Kubo, T., The high resolution SHARQA spectrometer, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 266, 19-20, (2008) 4218-4222.
57. Lazzaro, A., Cunsolo, A., Nociforo, C., Orrigo, S., Foti, A., Cappuzzello, F., Shchepunov, V., Winfield, J., and Allia, M., Computational aspects of the trajectory reconstruction in the MAGNEX large acceptance spectrometer, Computational Accelerator Physics, 15, (2003) 171-180.

58. Cappuzzello, F., Carbone, D., and Cavallaro, M., Measuring the ions momentum vector with a large acceptance magnetic spectrometer, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 638, 1, (2011) 74-82.
59. Cunsolo, A., Cappuzzello, F., Foti, A., Lazzaro, A., Melita, A., Nociforo, C., Shchepunov, V., and Winfield, J., Ion optics for large-acceptance magnetic spectrometers: application to the MAGNEX spectrometer, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 484, 1-3, (2002) 56-83.
60. Lazzaro, A., Cappuzzello, F., Cunsolo, A., Cavallaro, M., Foti, A., Orrigo, S., Rodrigues, M., Winfield, J., and Berz, M., Field reconstruction in large aperture quadrupole magnets, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 602, 2, (2009) 494-500.
61. Makino, K., and Berz, M., Cosy infinity version 8, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 427, 1-2, (1999) 338-343.
62. Bunemann, O., Cranshaw, T., and Harvey, J., Design of grid ionization chambers, Canadian journal of research, 27, 5, (1949) 191-206.
63. Cavallaro, M., Cappuzzello, F., Carbone, D., Cunsolo, A., Foti, A., Khouaja, A., Rodrigues, M., Winfield, J., and Bondi, M., The low-pressure focal plane detector of the MAGNEX spectrometer, The European Physical Journal A, 48, 5, (2012) 59.
64. Carbone, D., Bonaccorso, A., Cappuzzello, F., Agodi, C., Bondi, M., Cavallaro, M., Cunsolo, A., De Napoli, M., Foti, A., and Linares, R. (2014). New structures in the continuum of light nuclei populated by two-neutron transfer reactions. Paper presented at the EPJ Web of Conferences.
65. De Napoli, M., Cunsolo, A., Assie, M., Foti, A., Nicolosi, D., Cappuzzello, F., Franchoo, S., Tropea, S., Azaiez, F., and Cavallaro, M., High Excitation Energy Modes in  $^{118}\text{Sn}$  Populated by the  $^{120}\text{Sn}(p,t)^{118}\text{Sn}$  Reaction at 35 MeV, Acta Phys. Polon., 45, (2014) 437.
66. Spatafora, A., Studio dello scattering elastico  $^{20}\text{Ne}+^{76}\text{Ge}$  a 306 MeV nel contesto del progetto numen, Master Thesis, 2018.
67. Cavallaro, M., First application of the MAGNEX spectrometer: investigation of the  $^{19}\text{F}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{19}\text{O}$  reaction at 52.2 MeV, PhD. Thesis, 2008.
68. Pouthas, J., Borderie, B., Dayras, R., Plagnol, E., Rivet, M., Saint-Laurent, F., Steckmeyer, J., Auger, G., Bacri, C. O., and Barbey, S., INDRA, a 4 $\pi$  charged product detection array at GANIL, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 357, 2-3, (1995) 418-442.

69. Cappuzzello, F., Agodi, C., Cavallaro, M., Carbone, D., Tudisco, S., Presti, D. L., Oliveira, J., Finocchiaro, P., Colonna, M., and Rifuggiato, D., The NUCMEN project: NUClear Matrix Elements for Neutrinoless double beta decay, The European Physical Journal A, 54, 5, (2018) 72.
70. Schmidt, B., Drift properties of electrons in methane and methane noble gas mixtures, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 252, 2-3, (1986) 579-585.
71. Boiano, C., Bassini, R., Pullia, A., and Pagano, A., Wide-dynamic-range fast preamplifier for pulse shape analysis of signals from high-capacitance detectors, IEEE Transactions On Nuclear Science, 51, 5, (2004) 1931-1935.
72. Bordessoule, M., Bartol, F., Lemonnier, M., and Santiard, J.-C., A simplified read out for high-resolution linear gas detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 390, 1-2, (1997) 79-85.
73. MOD. V550, CAEN Readout for Analogue Multiplexed Signal - Technical Information Manual. Viareggio, Italy, Aug. 2002.
74. Carbone, D., First experimental evidence of the Giant Pairing Vibration in atomic nuclei, PhD. Thesis, 2013.
75. Carey, D., The Optics of Charged Particle Beams (chapter 8), Volume 6 of the Accelerators and Storage Rings series: published by Harwood Academic Publishers, 1987.
76. Berz, M., Joh, K., Nolen, J., Sherrill, B., and Zeller, A., Reconstructive correction of aberrations in nuclear particle spectrographs, Physical Review C, 47, 2, (1993) 537.
77. Makino, K., and Berz, M., Cosy infinity version 9, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 558, 1, (2006) 346-350.
78. Lazzaro, A., Cappuzzello, F., Cunsolo, A., Cavallaro, M., Foti, A., Khouaja, A., Orrigo, S., and Winfield, J., Field simulations for large dipole magnets, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 570, 1, (2007) 192-204.
79. PAW Physics Analysis Workstation, Application software group, Computer and Networks Division, CERN, Geneva, 1995.
80. ROOT Data Analysis Framework, Application software group (<https://root.cern.ch/>).
81. Brun, R., and Rademakers, F., ROOT an object oriented data analysis framework, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 389, 1-2, (1997) 81-86.
82. Cappuzzello, F., Cavallaro, M., Cunsolo, A., Foti, A., Carbone, D., Orrigo, S., and Rodrigues, M., A particle identification technique for large acceptance spectrometers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 621, 1-3, (2010) 419-423.



83. Cunsolo, A., Cappuzzello, F., Foti, A., Lazzaro, A., Melita, A., Nociforo, C., Shchepunov, V., and Winfield, J., Technique for 1st order design of a large-acceptance magnetic spectrometer, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 481, 1-3, (2002) 48-56.
84. Berz, M., Makino, K., and INFINITY, C., Department of Physics and Astronomy and NSCL, Michigan State University, East Lansing, USA, 2001.
85. Berz, M., Physics of particle accelerators, AIP Conference Proceeding, 249, (1991) 143.
86. COSYsetSOFT, [www.COSYsetSOFT.org](http://www.COSYsetSOFT.org), Şubat 11, 2020.
87. D. Carbone, Ph.D. Thesis, University of Catania, 2012.
88. Catkin [Sürüm: 2.03], <http://personal.ph.surrey.ac.uk/~phs1wc/kinematics/>, Şubat 11, 2020.
89. LISE<sup>++</sup> [Sürüm: 9.10.286], <http://lise.nscl.msu.edu/lise.html>, Şubat 11, 2020
90. Cavallaro, M., Cappuzzello, F., Carbone, D., Cunsolo, A., Foti, A., and Linares, R., Transport efficiency in large acceptance spectrometers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 637, 1, (2011) 77-87.
91. Chen, X., Lui, Y.-W., Clark, H., Tokimoto, Y., and Youngblood, D. H., Giant resonances in Sn 116 from 240 MeV Li 6 scattering, Physical Review C, 79, 2, (2009) 024320.
92. Raciti, G., Rapisarda, E., De Napoli, M., Amorini, F., Calabretta, L., Cardella, G., Cosentino, G., Sfienti, C., and Shchepunov, V., Intermediate energies tagged RIBs, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 266, 19-20, (2008) 4632-4636.
93. Raciti, G., Cardella, G., De Napoli, M., Rapisarda, E., Amorini, F., and Sfienti, C., Experimental Evidence of He 2 Decay from Ne 18 Excited States, Physical Review Letters, 100, 19, (2008) 192503.
94. Frosch, R., Rand, R. E., Yearian, M. R., Crannell, H. L., and Suelzle, L. R., Inelastic electron scattering from the alpha particle, Physics Letters, 19, 2, (1965) 155-157.
95. Cappuzzello, F., Cavallaro, M., Agodi, C., Bondi, M., Carbone, D., Cunsolo, A., and Foti, A., Heavy-ion double charge exchange reactions: A tool toward  $0\nu\beta\beta$  nuclear matrix elements, The European Physical Journal A, 51, 11, (2015) 145.
96. Schieck, H. P., Nuclear Reactions Lecture Notes, <https://www.ikp.uni-koeln.de/schieck/SKRIPT/nrpola.pdf> Şubat 11, 2020.

## 7. EKLER

### Ek 1. Arkaplan Çıkarılması

$^4He$  iyonunun tesir kesitinin hesaplamasında hedef safsızlıklarından kaynaklanabilecek kirlenmeler dikkate alınarak arkaplandan çıkarılmıştır. Şekil 43’de görüldüğü gibi hedefler ve toplam akıları görülmektedir. Şekil 41 grafiğinde görüldüğü gibi  $^{27}Al$ ,  $^{12}C$  ve  $^{16}O$  hedefleri, 4. pozisyondaki  $^4He$  hedefine göre normalize edilmişlerdir.  $^{12}C$  ve  $^{16}O$  hedeflerden kaynaklı saçılmalar  $^4He$  saçılan iyonlarını baskılayıcı bir kirlenme oluşturmamıştır. Yalnızca  $^{27}Al$  arkaplan kirlenmesi oluşturmuştur. Bu sebeple Şekil 43,  $^{27}Al$  hedefi için 10,3274 ile normalize edilerek arkaplandan çıkarılmıştır.

Ölçümler	Hedef-Pozisyon	Saçılma Merkezi (S)	Toplam $Q_{iive}$	Toplam Akı (A)	Faktör SA	Normalizasyon Faktörü	Normalize Değerler		
48-52	Poz. 4, Helyum Hedef	He	$1,92 \times 10^{17}$	1643420	$5,1357 \times 10^{14}$	$9,8605 \times 10^{31}$	1,0000		
55-64		Al	$4,64 \times 10^{18}$	1643421	$5,1357 \times 10^{14}$	$2,3830 \times 10^{33}$			
66-81		O	$1,00 \times 10^{17}$	1643422	$5,1357 \times 10^{14}$	$5,1357 \times 10^{31}$			
110-120		C	$1,20 \times 10^{16}$	1643423	$5,1357 \times 10^{14}$	$6,1628 \times 10^{30}$			
93-94	Poz. 6, Al Hedef	Al	$5,00 \times 10^{18}$	147675	$4,6148 \times 10^{13}$	$2,3074 \times 10^{32}$	10,3274	$2,3830 \times 10^{33}$	
		O	$4,80 \times 10^{16}$	147675	$4,6148 \times 10^{13}$	$2,2151 \times 10^{30}$		$2,2876 \times 10^{31}$	
		C	$1,50 \times 10^{16}$	147675	$4,6148 \times 10^{13}$	$6,9223 \times 10^{29}$		$7,1489 \times 10^{30}$	
95	Poz. 8, $WO_3 + C$ , Slit 1 Kapalı	W	$9,49 \times 10^{17}$	22310	$6,9719 \times 10^{12}$	$6,6163 \times 10^{30}$			
		O	$2,85 \times 10^{18}$	22310	$6,9719 \times 10^{12}$	$1,9870 \times 10^{31}$			
		C	$2,81 \times 10^{18}$	22310	$6,9719 \times 10^{12}$	$1,9591 \times 10^{31}$			
96	Poz. 10, $WO_3 + C$ , Slit 1 Açık	W	$7,95 \times 10^{17}$	8769	$2,7403 \times 10^{12}$	$2,1785 \times 10^{30}$	4,3486		
		O	$2,39 \times 10^{18}$	8769	$2,7403 \times 10^{12}$	$6,5493 \times 10^{30}$			$2,8480 \times 10^{31}$
		C	$2,81 \times 10^{18}$	8769	$2,7403 \times 10^{12}$	$7,7003 \times 10^{30}$			$3,3485 \times 10^{31}$

Şekil 43. Normalizasyon katsayıları

## ÖZGEÇMİŞ

1985 yılında Amasya ili Merkez ilçesinde doğdu. İlkokulu 1992-1997 yılları arasında Amasya ili Üçler İlkokulu'nda okudu. Ortaokulu 1997-1999 yılları arasında Amasya ili Zübeyde Hanım Üçler Ortaokulunda okudu. Lise eğitimini bir yılı yabancı dil olmak üzere Amasya Anadolu Lisesi'nde 1999-2003 yılları arasında tamamladı. Lisans öğrenimini Süleyman Demirel Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde 2005-2009 yılları arasında tamamladı. Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim dalında 2009-2013 yılları arasında yüksek lisans eğitimini aldı. 2013 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim dalında doktora eğitimine başladı.

Araştırmacı 2009 yılında Rize Üniversitesi'ne Araştırma Görevlisi olarak atandı. Halen bu görevine devam etmekte olan araştırmacı iyi derecede İngilizce bilmektedir.