

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ



$^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ ve $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ REAKSİYONLARININ
DENEYSEL VE TEORİK İNCELENMESİ

Suna FIRAT

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

TEMMUZ 2022

ANTALYA

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ



$^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ ve $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ REAKSİYONLARININ
DENEYSEL VE TEORİK İNCELENMESİ

Suna FIRAT

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

TEMMUZ 2022

ANTALYA

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

$^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ ve $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ REAKSİYONLARININ
DENEYSEL VE TEORİK İNCELENMESİ

Suna FIRAT

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

Bu tez Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu tarafından 1059B141700594
nolu proje ile desteklenmiştir.

TEMMUZ 2022

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

$^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ ve $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ REAKSİYONLARININ
DENEYSEL VE TEORİK İNCELENMESİ

Suna FIRAT

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

Bu tez 04/07/2022 tarihinde jüri tarafından oybirliği ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN (Danışman)

Prof. Dr. Orhan BAYRAK

Prof. Dr. Kaan MANİSA

Prof. Dr. Mehmet ERDOĞAN

Doç. Dr. Yılmaz AKSU

ÖZET

$^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ ve $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ REAKSİYONLARININ DENEYSEL VE TEORİK İNCELENMESİ

Suna FIRAT

Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof.Dr. İsmail BOZTOSUN

İkinci Danışman: Prof.Dr. Francesco CAPPUZZELLO

Temmuz 2022, 81 sayfa

Bu tez çalışması, NUMEN (Nötrinosuz Çift Beta Bozunması için Nükleer Matris Elemanları) projesi kapsamında 306 MeV gelen enerjide $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ ve $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ reaksiyonlarının elastik saçılma kanallarının incelenmesini sunmaktadır.

$^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ ve $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ gibi ağır iyon reaksiyonlarının anlaşılmasının önemli bir parçası elastik saçılmanın incelenmesinden geçer. İki ağır iyonun elastik saçılmasının tanımlanması için kullanılan en yaygın yaklaşım bir optik potansiyelin kullanılmasıdır. Optik potansiyelin belirlenmesi tüm reaksiyon kanallarının incelenmesi için kilit bir unsurdur.

$^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ ve $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ reaksiyonları için elastik kanal çalışması $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ$, 13° , 20° açı setleri incelenerek MAGNEX spektrometresi ile momentum analizinden geçirildi ve diferansiyel tesir kesit açısall dağılımları elde edildi. Optik model çerçevesinde mikroskobik yaklaşım kullanılarak gerçekleştirilen teorik hesaplamalar ile deneysel elastik saçılma tesir kesit açısall dağılımları karşılaştırıldı.

ANAHTAR KELİMELELER: Elastik Saçılma, Diferansiyel Tesir Kesit, MAGNEX Spektrometresi, NUMEN, Nötrinosuz Çift Beta Bozunumu, Optik Potansiyel

JÜRİ: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Prof. Dr. Orhan BAYRAK

Prof. Dr. Kaan MANİSA

Prof. Dr. Mehmet ERDOĞAN

Doç. Dr. Yılmaz AKSU



ABSTRACT

EXPERIMENTAL AND THEORETICAL INVESTIGATION OF $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ and $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ REACTIONS

Suna FIRAT

PhD Thesis in PHYSICS

Supervisor: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Second Supervisor: Prof.Dr. Francesco CAPPUZZELLO

July 2022, 81 pages

In this PhD thesis presents the investigation of elastic scattering channels of $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ and $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ reactions at 306 MeV incident energy within the scope of NUMEN (Nuclear Matrix Elements for Neutrinoless double beta decay) project.

An important part of an overall understanding heavy-ion reactions such as $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ and $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ is understanding elastic scattering. The most widespread approach used to describe of the elastic scattering of two heavy ions is use of an optical potential. Determining the optical potential is a key element for the study of all reaction channels.

Elastic channel for $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ and $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ reactions at $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ, 13^\circ, 20^\circ$ angle sets were studied and momentum analysis with MAGNEX spectrometer was performed and differential cross section angular distributions were obtained. The experimental elastic scattering cross section angular distributions were compared with the theoretical calculations performed using the microscopic approach within the framework of the optical model.

KEYWORDS: Elastic Scattering, Differential Cross Section, MAGNEX Spectrometer, NUMEN, Neutrinoless Double Beta Decay, Optical Potential

COMMITTEE: Prof. Dr. İsmail BOZTOSUN

Prof. Dr. Orhan BAYRAK

Prof. Dr. Kaan MANİSA

Prof. Dr. Mehmet ERDOĞAN

Assoc. Prof. Dr. Yılmaz AKSU



ÖNSÖZ

Ağır mermiler tarafından indüklenen tek ve çift yük değişim (Single Charge Exchange-SCE ve Double Charge Exchange-DCE) reaksiyon tesir kesitlerinin incelenmesi, çift- β bozunması ile olası bağlantısı nedeniyle pek çok bilim insanının dikkatini üzerine çekmiştir. DCE ve SCE reaksiyonlarının laboratuvar koşullarında erişilebilmesi avantajıyla çift- β bozunması ile ilgili deneysel veri elde etmek için potansiyel olarak önemli bir kaynaktır. Özellikle INFN-LNS'deki NUMEN ve NURE projeleri, RIKEN ve RCNP'daki diğer tamamlayıcı çalışmalar son zamanlarda DCE reaksiyonları üzerine odaklanmıştır. Bu tez çalışmasında, $^{130}\text{Te}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{O})^{130}\text{Xe}$ ve $^{116}\text{Cd}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{O})^{116}\text{Sn}$ DCE reaksiyonunun tesir kesitini çıkarmak amacıyla NUMEN (Nuclear Matrix Elements for Neutrinoless double beta decay) projesi dahilinde LNS-INFN'de gerçekleştirilen aynı deneyde incelenen reaksiyonlar ağının bir parçası olan elastik kanal çalışması sunulmaktadır. Bu reaksiyonlar $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$ ve $^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$ çift- β bozunumları ile bağlantıları nedeniyle özellikle önemlidir.

Bu doktora tez çalışmamda beni bilgi ve tecrübeleriyle yönlendiren, akademik gelişim sürecime çok değerli katkılar sağlayan danışmanım Prof. Dr. İsmail Boztosun'a ve ikinci danışmanım Prof. Dr. Francesco Cappuzzello'ya her türlü desteklerinden ötürü sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Dr. Diana Carbone, Dr. Manuela Cavallaro ve tüm diğer MAGNEX araştırma grubu üyelerine sağladıkları katkıları, yardımları ve işbirlikleri için teşekkür ederim. Özellikle, benimle cömertçe bilgilerini paylaşan Dr. Alessandro Spatafora'ya göstermiş olduğu sabır, özveri ve her türlü desteğinden ötürü içtenlikle teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumuna 1059B141700594 nolu proje ile verdiği destekten dolayı teşekkür ederim.

Son olarak, tüm eğitim hayatım sürecinde her zaman yanımda olan ve desteğini hiçbir zaman benden esirgemeyen can yoldaşım sevgili annem Eşhan Sevim'e sonsuz teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖNSÖZ	v
AKADEMİK BEYAN	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xvi
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK TARAMASI	4
2.1. Nötrinosuz Çift Beta Bozunumu ($0\nu\beta\beta$) ve Nükleer Matris Elemanları . .	4
2.2. NUMEN Projesi	9
2.2.1. Teorik yönler	15
2.3. Elastik Saçılma için Optik Model	19
2.3.1. Elastik saçılma	20
2.3.2. Optik model	21
2.3.2.1. Optik potansiyel özellikleri ve fenomenolojik yaklaşım .	22
2.3.2.2. Mikroskobik yaklaşım	26
3. MATERYAL VE METOT	30
3.1. Deneysel Detaylar	30
3.1.1. MAGNEX spektrometresi	31
3.1.1.1. Matris formalizmi	33
3.1.2. Odak düzlemi detektörü (FPD)	35
3.1.2.1. FPD dizaynı	36
3.1.2.2. FPD çalışma prensibi	39
3.2. Veri Analizi	40
3.2.1. $^{20}\text{Ne}^{10+}$ tanımlaması	41
3.2.2. Son faz uzayı parametreleri	43
3.2.3. Yörünge yeniden yapılandırma tekniğinin uygulanması	45
3.2.3.1. Direkt taşınım haritasının oluşturulması	45
3.2.3.2. Direkt taşınım haritasının simülasyonu	46
3.2.3.3. Ters taşınım haritasının oluşturulması	51
3.2.4. Diferansiyel tesir kesit açısıl dağılımları	53

3.3. Optik Model Analizleri	55
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	57
5. SONUÇLAR	71
6. KAYNAKLAR	77
ÖZGEÇMİŞ	



AKADEMİK BEYAN

Doktora tezi olarak sunduğum " $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ ve $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ Reaksiyonlarının DeneySEL Ve Teorik İncelenmesi" adlı bu çalışmanın, akademik kurallar ve etik değerlere uygun olarak bulunduğunu belirtir, bu tez çalışmasında bana ait olmayan tüm bilgilerin kaynağını gösterdiğimi beyan ederim.

04/07/2022

Suna FIRAT



SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler:

ν	: Nötrino
$\bar{\nu}$	: Anti nötrino
$0\nu\beta\beta$	: Nötrinosuz çift beta bozunumu
$2\nu2\beta$	: İki nötrinolu çift beta bozunumu
$\hat{\sigma}_{\alpha}^{DCE}$	: DCE birim tesir kesiti
σ/σ_{Ruth}	: Tesir kesitinin Rutherford tesir kesitine oranı
x_i	: Başlangıç yatay koordinat
θ_i	: Başlangıç yatay açısı
y_i	: Başlangıç dikey koordinat
ϕ_i	: Başlangıç dikey açısı
x_f	: Son yatay koordinat
θ_f	: Son yatay açısı
y_f	: Son dikey koordinat
ϕ_f	: Son dikey açısı
X_{odak}	: Spektrometre odak düzleminde yatay konum
θ_{odak}	: Spektrometre odak düzleminde yatay açısı
Y_{odak}	: Spektrometre odak düzleminde dikey konum
ϕ_{odak}	: Spektrometre odak düzleminde dikey açısı
X_{odak_fit}	: 6 ayrı ölçümle elde edilen spektrometre odak düzleminde yatay konum
Y_{odak_fit}	: 6 ayrı ölçümle elde edilen spektrometre odak düzleminde dikey konum
E_x	: Uyarılma enerjisi
Te	: Tellür
Cd	: Kadmiyum
Ne	: Neon
Sn	: Kalay
Xe	: Ksenon

Kısaltmalar:

INFN-LNS	: Istituto Nazionale di Fisica Nucleare- Laboratori Nazionali del Sud
FPD	: Odak Düzlem Dedektörü (Focal Plane Detector)
NUMEN	: Nuclear Matrix Elements for Neutrinoless Double Beta Decay
NME	: Nükleer Matris Elemanları (Nuclear Matrix Elements)
DCE	: Çift Yük Değişimi (Double Charge Exchange)
SCE	: Tek Yük Değişimi (Single Charge Exchange)
SM	: Standart Model (Standard Model)
DWBA	: Bozunmuş Dalga Born Yaklaşımı (Distorted Wave Born Approximation)
DSCE	: Çift – Tekli Yük Değişimi (Double-single Charge Exchange)
DCC	: Çift Yük Değişimi (Double Charge Changing)
WS	: Wodds-Saxon
M3Y	: Michigan 3 Yukawa
SPP	: São Paulo Potansiyeli
DC _i	: Sürüklenme Odaları (Drift Chamber)
NSM	: Nükleer Kabuk Modeli (Nuclear Shell Model)
QRPA	: Quasiparticle Random Phase Approximation
EDF	: Enerji Yoğunluk Fonksiyoneli (Energy Density Functional)
IBM	: Etkileşen Bozon Modeli (Interacting Boson Model)
RIKEN	: Ulusal Fiziksel ve Kimyasal Araştırma Enstitüsü (RIkagaku KENkyusho)
RCNP	: Research Center for Nuclear Physics, Osaka University
NURE	: Nuclear Reactions for neutrinoless double- β decay
k.m.	: Kütle merkezi referans sistemi
Tm	: Teslametre
mrad	: Miliradyan
msr	: Milisteradyan

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 $\beta\beta$ bozunumu için ilgilenen $^{116}\text{Cd}-^{116}\text{Sn}$ durumunda incelenen geçiş süreçlerin şeması (Cappuzzello vd. 2018)	13
Şekil 2.2 DCE sürecinin hadronik etkileşimin aracılık ettiği Çift SCE olarak temsili gösterimi. Reaksiyon, güçlü etkileşimin aracılık ettiği çift yük değişimin olayının (yükli mezonların değiş tokuşu) sıralı fakat bağımsız hareketiyle ilerler. Her etkileşim, merminin ve hedefin bir nükleonuna etki eden tek-cisim operatörü tarafından tanımlanabilir (Cappuzzello vd. 2018)	17
Şekil 2.3 Majorana-DCE reaksiyon şeması. Güçlü etkileşim alanındaki $0\nu\beta\beta$ bozunumunun benzeridir. Sanal $nn\rightarrow pp\pi^-\pi^-$ saçılma süreci $A\rightarrow B$ geçişi için hedefte $\Delta Z = +2$ dönüşümünü belirler. Bu sürece, mermide yüklü mezonların absorplanmasıyla nötron olarak bozunan iki protonun çift CC uyarılması eşlik eder (Cappuzzello vd. 2018)	18
Şekil 2.4 $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}\rightarrow ^{20}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ reaksiyonu için aynı çıkış kanalına giden rakip süreçler $2n - 2p$ ve $2p - 2n$ tranfer adımlarının şematik gösterimi (Cappuzzello vd. 2018)	19
Şekil 2.5 Double Folding potansiyelin şematik gösterimi (Satchler 1983)	26
Şekil 3.1 MAGNEX spektrometresinin genel görünümü. Soldan sağa, saçılma odası, kuadrupol (kırmızı) ve dipol (mavi) mıknatıslar ve Odak Düzlemi Detektörü (FPD) görülebilir (Cappuzzello vd. 2016)	32
Şekil 3.2 MAGNEX spektrometresinin şematik gösterimi (Cappuzzello vd. 2016)	32
Şekil 3.3 Odak Düzlemi Detektörünün (FPD) şematik gösterimi: (a) yandan görünüm (b) yukarıdan görünüm (Cappuzzello vd. 2018)	37
Şekil 3.4 Silikon detektör duvar (Carbone 2012)	39
Şekil 3.5 306 MeV'de $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ için tipik iki boyutlu $\Delta E_{\text{toplam}}^{\text{düzeltilmiş}} - E_{\text{kalan}}$ grafiği. Farklı iyon türleri ve kaba bir grafik kontur içinde Ne iyon bölgesi belirtilmiştir	41

Şekil 3.6 Tipik iki boyutlu $X_{odak} - E_{kalan}$ grafiği Şekil 3.5’de $\Delta E_{toplam}^{düzeltilmiş} - E_{kalan}$ grafik koşulu altındaki veriler üzerinden elde edilmiştir. Farklı Neon izotoplarının net ayrımı açık şekilde görülmektedir ve çizilen yeşil kontur da $^{20}Ne^{10+}$ iyonları belirtilmiştir	43
Şekil 3.7 $\theta_{lab}^{opt} = 13^\circ$ için 306 MeV’de $^{20}Ne(^{130}Te, ^{130}Te)^{20}Ne$ reaksiyonuna ait seçilmiş $^{20}Ne^{10+}$ iyonları için tipik X_{odak_fit} ’a karşı Y_{odak_fit} matrisi	44
Şekil 3.8 $\theta_{lab}^{opt} = 13^\circ$ için 306 MeV’de $^{20}Ne(^{130}Te, ^{130}Te)^{20}Ne$ reaksiyonuna ait seçilmiş $^{20}Ne^{10+}$ iyonları için tipik θ_{odak} ’a karşı X_{odak_fit} matrisi	45
Şekil 3.9 Üstte, ^{130}Te hedefinin ve katmanlarının her birinde kalan enerji değerlerinin şeması. Aşağıda, ^{130}Te hedefinin ideal şemasında (sıfır kalınlık) başlangıçtaki E_{etkin} ve son E_{son} enerjisi	47
Şekil 3.10 Üstte, ^{116}Cd hedefinin ve katmanlarının her birinde kalan enerji değerlerinin şeması. Aşağıda, ^{116}Cd hedefinin ideal şemasında (sıfır kalınlık) başlangıçtaki E_{etkin} ve son E_{son} enerjisi	48
Şekil 3.11 $\theta_{lab}^{opt} = 13^\circ$ için $Y_{odak_fit} - X_{odak_fit}$ ve $\theta_{odak} - X_{odak_fit}$ matrisinde simülasyon (kırmızı noktalar) ve deneysel verilerin (siyah noktalar) karşılaştırılması. Yeşille gösterilen simülasyon verileri karbon desteğin neden olmuş olduğu karbonun uyarılmış durumlarını temsil etmektedir. Kırmızı noktalar, yalnızca $^{130}Te + ^{20}Ne$ elastik saçılma simülasyonunu gösterir	50
Şekil 3.12 $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ (\theta_i = 1.16^\circ)$ için $Y_{odak_fit} - X_{odak_fit}$ ve $\theta_{odak} - X_{odak_fit}$ matrisinde simülasyon (kırmızı noktalar) ve deneysel verilerin (siyah noktalar) karşılaştırılması. Kırmızı noktalar, yalnızca $^{116}Cd + ^{20}Ne$ elastik saçılma simülasyonunu gösterir	51
Şekil 3.13 Başlangıç dikey açının başlangıç yataya açıya göre $(\phi_i - \theta_i)$ grafiği	53
Şekil 3.14 a) Spektrometre katı açı kabulünü temsil eden kırmızı kontura sahip ilk yatay açıya karşı ilk dikey açının $(\phi_i - \theta_i)$ bir grafiği gösterilmektedir; b) Taban durumdan taban durumuna geçişi temsil eden kırmızı kontura sahip $\theta_{lab} - E_x$ grafiği gösterilmektedir	55

Şekil 4.1 Deneysel düzenek ve deney sonrası odak düzlemi detektöründe ölçülen parametrelere yörünge-rekonstrüksiyon tekniğinin uygulanmasının şematik gösterimi	57
Şekil 4.2 $\theta_{lab}^{opt} = 13^\circ$ 'de $^{130}Te + ^{20}Ne$ için a) Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açısı kabulünü temsil eder); b) $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)	58
Şekil 4.3 $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ$ 'de $^{130}Te + ^{20}Ne$ için a) Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açısı kabulünü temsil eder); b) $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)	59
Şekil 4.4 $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ (\theta_i = 1.16^\circ)$ 'de $^{130}Te + ^{20}Ne$ için a) Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açısı kabulünü temsil eder); b) $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)	60
Şekil 4.5 $\theta_{lab}^{opt} = 20^\circ$ 'de $^{130}Te + ^{20}Ne$ için a) Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açısı kabulünü temsil eder); b) $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)	61
Şekil 4.6 $\theta_{lab}^{opt} = 13^\circ$ 'de $^{116}Cd + ^{20}Ne$ için a) Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açısı kabulünü temsil eder); b) $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)	62
Şekil 4.7 $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ$ 'de $^{116}Cd + ^{20}Ne$ için a) Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açısı kabulünü temsil eder); b) $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)	63

Şekil 4.8 $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ (\theta_i = 1.16^\circ)$ 'de $^{116}Cd + ^{20}Ne$ için **a)** Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açısı kabulünü temsil eder); **b)** $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir) 64

Şekil 4.9 $\theta_{lab}^{opt} = 20^\circ$ 'de $^{116}Cd + ^{20}Ne$ için **a)** Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açısı kabulünü temsil eder); **b)** $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir) 65

Şekil 4.10 306 MeV 'de $^{20}Ne + ^{130}Te$ reaksiyonunun elastik saçılması için diferansiyel kesit açısal dağılımı. Farklı renkler, belirtildiği gibi spektrometrenin farklı açılardaki ölçümleri temsil eder. Eğri, Rutherford kesitini temsil eder . . 67

Şekil 4.11 306 MeV 'de $^{20}Ne + ^{116}Cd$ reaksiyonunun elastik saçılması için diferansiyel kesit açısal dağılımı. Farklı renkler, belirtildiği gibi spektrometrenin farklı açılardaki ölçümleri temsil eder. Eğri, Rutherford kesitini temsil eder . . 68

Şekil 4.12 306 MeV 'de $^{20}Ne + ^{130}Te$ reaksiyonunun elastik saçılması için diferansiyel kesit açısal dağılımı ve elastik saçılım için hesaplanan teorik açısal dağılımla karşılaştırma 69

Şekil 4.13 306 MeV 'de $^{20}Ne + ^{116}Cd$ reaksiyonunun elastik saçılması için diferansiyel kesit açısal dağılımı ve elastik saçılım için hesaplanan teorik açısal dağılımla karşılaştırma 70

Şekil 5.1 306 MeV gelen enerjide $^{130}Te(^{20}Ne, ^{20}Ne)^{130}Te$ saçılması için $16.8^\circ < \theta_{lab} < 17.2^\circ$ aralığında uyarma enerjisi spektrumu. En uygun fit prosedürlerden elde edilen çizgiler, göstergede etiketlendiği gibi mermi ve hedef durumlarının üst üste binmesine karşılık gelen pikleri tanımlar. Yarı maksimumda tam genişlikte (FWHM) $\approx 1 \text{ MeV}$ elde edilen enerji çözünürlüğü, 0.839 MeV 'de ^{130}Te 'lik ilk uyarılmış duruma geçişi izole etmek için yeterli değildir. Spektrumda, $^{20}Ne_{1.633}(2^+) + ^{130}Te_{g.s.}(0^+)$, $^{20}Ne_{g.s.}(0^+) + ^{130}Te_{1.632}(4^+)$ ve diğer geçişlerin popülasyonuna karşılık gelen $\approx 1.6 \text{ MeV}$ 'de spektrumda görünür. Aynı zamanda 2.5 MeV 'de üçüncü bir pik görülür ($^{130}Te_{0.839}(2^+) + ^{20}Ne_{1.633}(2^+)$ geçişinin katkısı) (Carbone vd. 2021) . 73

Şekil 5.2 306 MeV’de $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ sisteminde elastik saçılımın Rutherford kesiti (σ_{Ruth}) ile oran bakımından tesir kesit açısai dağılımı. 0.839 MeV’de 2_1^+ uyarılmış ^{130}Te durumundan katkılar mevcuttur. OM ve CC yaklaşımları için elastik geçiş hesaplamaları, sırasıyla mor noktalı ve sürekli çizgi ile gösterilmiştir. 1-adım DWBA ve CC yaklaşımları için 2_1^+ ^{130}Te durumunun katkısı, sırasıyla turuncu noktalı ve sürekli çizgi ile temsil edilir. Elastik kanal için OM sonucunun ve 0.839 MeV için DWBA sonucunun toplamı noktalı mavi çizgi olarak gösterilir. İki CC hesaplamasının toplamı, sürekli mavi çizgi ile gösterilir (Carbone vd. 2021) 74

Şekil 5.3 306 MeV gelen enerjide $^{116}\text{Cd}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})^{116}\text{Cd}$ saçılması için $8.7^\circ < \theta_{lab} < 9.0^\circ$ açısai aralığında 4 MeV’e kadar elastik saçılma kanalının uyarma enerjisi spektrumu. Mor eğri, enerjisel olarak çözülmemiş taban ve hedefin ilk uyarılmış durumunu temsil eder. Turuncu ve mavi Gauss fonksiyonları, ^{116}Cd ve ^{20}Ne ’nin ilk düşük seviyeli durumlarının çözölmemiş uyarılmasıyla ilişkili küçük tümseği yeniden oluşturmak için tanıtılmıştır. Kırmızı eğri, 2.5 MeV’in üzerindeki uyarma enerjisi bölgesindeki sürekli spektrumu yeniden üretir (Burello vd. 2022) 75

Şekil 5.4 306 MeV gelen enerjide $^{116}\text{Cd}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})^{116}\text{Cd}$ saçılması için DFOL (kırmızı çizgiler) ve SPP (mavi çizgiler) potansiyelleri için σ/σ_{Ruth} temsilinde diferansiyel elastik saçılma kesitinin DWBA (kesikli çizgiler) ve CC (dolu çizgiler) olmak üzere iki farklı reaksiyon şeması içinde açısai dağılımı. Hem deneysel değerler hem de teorik hesaplamalar, inelastik saçılımın ilk 2^+ hedef durumuna katkısını da içerir. İç kısım, sırasıyla DFOL (kırmızı) ve SPP (mavi) için reel V (tam çizgiler) ve imajiner W (kesikli çizgiler) bölümünün radyal bağımlılığını gösterir (Burello vd. 2022) 76

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 $^{20}\text{Ne}^{10+}$ ve $^{18}\text{Ne}^{8+}$ ışın demetleri ile her izotop hedefi için incelenen reaksiyon kanalları	13
Çizelge 2.2 NUMEN 4. Etap deneysel kampanyalarında yer alan izotopların listesi (Cappuzzello vd. 2018)	15
Çizelge 3.1 Her izotop hedef için çalışılan reaksiyon kanalları	31
Çizelge 3.2 MAGNEX spektrometrenin temel optik özellikleri (Cappuzzello vd. 2016)	33
Çizelge 3.3 Analiz edilen veriler için ^{130}Te etkin demet enerjisi hesaplaması. Şekil 3.9'daki şemaya takiben farklı hedef katmanlardaki kalan enerji değerleri verilmiştir. Enerjilerin hepsi MeV cinsindendir	48
Çizelge 3.4 Analiz edilen veriler için ^{116}Cd etkin demet enerjisi hesaplaması. Şekil 3.10'daki şemaya takiben farklı hedef katmanlardaki kalan enerji değerleri verilmiştir. Enerjilerin hepsi MeV cinsindendir	49

1. GİRİŞ

Standart Modelin ötesinde en önemli araştırmalardan biri olan nötrinosuz çift beta bozunumunu keşfetmek için günümüzde deneysel ve teorik geniş çaplı işbirlikleri ve kapsamlı çalışmalar yapılmaktadır. Nötrinosuz çift beta bozunumu ($0\nu\beta\beta$), nötrinonun Majorana veya Dirac doğasını araştırmak, etkin kütlelerini, nötrino (ν) kütle spektrumunu, mutlak ν -kütle ölçeğini, Majorana CP fazlarını ve nötrinoların diğer temel özelliklerini incelemek için potansiyel olarak en iyi kaynaktır (Zuber 2005; Cappuzzello vd. 2015). Dahası eğer $0\nu\beta\beta$ gözlemlenirse toplam lepton sayısının korunmadığını gösterecektir. Ayrıca Leptogenezi denilen model çerçevesinde evrendeki maddenin anti-maddeye baskın olmasının bu bozunum sürecinin mekanizmasıyla bağlantılı olduğu ileri sürülmektedir (GERDA 2017). Leptogenezi, maddenin hakimiyetini nötrinoların doğasına ve lepton sayısının ihlaline bağlamaktadır.

Tüm bu önemli bilgilere ulaşmak bir yarı ömür ölçümünden sonra yapılacak olan bir dönüştürmeye dayanır ve dolayısıyla bunların kesin doğruluğu, yapılan yarı ömür ölçümüne ve yarı ömür ifadesinde yer alan nükleer matris elemanlarının (NME) hassaslığına bağlıdır. En büyük belirsizlik, modele bağımlı NME hesaplamasından gelir. NME'lerin değerlendirilmesi farklı yöntemlere dayanan hesaplamalar ile sınırlıdır (Nükleer Kabuk Modeli (NSM), Kuazi Parçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA), Enerji Yoğunluğu Fonksiyoneli (EDF) ve Etkileşen Boson Modeli (IBM) vb.) ve modellerdeki belirsizlikler büyüktür (Cappuzzello vd. 2015, 2018). Bu bağlamda teorik hesaplamalarda mevcut olan belirsizliklerin bir kısmını azaltabilecek hatta ortadan kaldıracabilecek deneysel veri sağlamak çok önemlidir. INFN-LNS laboratuvarında yenilikçi bir teknik önerisiyle NUMEN projesi kapsamında Nükleer Matris Elemanları ve nötrinosuz çift beta bozunumunun ($0\nu\beta\beta$) fiziği hakkında önemli bilgiler elde etmek için çift yük değişimi (DCE) reaksiyonlarının incelenmesi amaçlanmıştır. DCE ve $0\nu\beta\beta$ bozunum süreçlerine farklı etkileşimler aracılık etse de, aralarındaki önemli benzerlikler sayesinde $0\nu\beta\beta$ bozunum süreci ile ilgili bilgi edinebilmek için alternatif önemli bir kaynak niteliğindedir. Temel nokta, $0\nu\beta\beta$ ve DCE süreçlerinin ilk ve son durum dalga fonksiyonlarının çakışması ve geçiş operatörlerinin benzerliğidir. NME'lere deneysel bir yaklaşımla erişim, projenin temel amacıdır.

$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$ ve $^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$ çift- β bozunumları ile bağlantıları nedeniyle $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ ve $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ reaksiyonları NUMEN projesi kapsamına LNS-INFN'de Mayıs 2017'de yapılan deneyle gerçekleştirilmiştir. Deneylerde her bir hedef için elastik, inelastik, DCE, SCE, 2p transfer, 2n transfer, 1p transfer, 1n transfer reaksiyon kanalları çalışılmıştır. Bu çalışmalar, reaksiyon mekanizmasını ayrıntılı bir şekilde anlamak için esastır. Bu tez çalışmasında bu deneylerde incelenen reaksiyonlar ağının bir parçası olan elastik saçılma kanalının incelenmesi sunulmaktadır. 306 MeV gelen enerjide $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ ve $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ reaksiyonlarının elastik saçılma kanalları incelenerek diferansiyel tesir kesitin açısal dağılımını tanımlayan optik potansiyellerin belirlenmesi amaçlanmıştır. Optik potansiyelin belirlenmesi tüm reaksiyon kanallarının incelenmesi için kilit bir unsurdur.

DCE ve SCE reaksiyonlarının tanımlanması için en gelişmiş reaksiyon teorisi yakın zamanda NUMEN işbirliği içinde geliştirilmiştir. DCE ve SCE reaksiyon mekanizmasının ayrıntılı bir mikroskobik tanımının, optik potansiyeller nedeniyle gelen ve giden dalgalarındaki bozulmaların bilgisini gerektirdiği tespit edilmiştir (Bellone 2020; Lenske vd. 2018; Lenske 2018). Bu, ilgilenilen mermi-hedef sistemlerinin ilk ve son durum etkileşimlerinin tam bir karakterizasyonunu gerektirir (Carbone vd. 2021).

$^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ ve $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ gibi ağır iyon reaksiyonlarının anlaşılmasının önemli bir parçası elastik ve elastik olmayan saçılmanın anlaşılmasından geçer (Satchler ve Love 1979). Kullanılan en yaygın yaklaşım, iki ağır iyonun elastik saçılmasının tanımlanması için bir optik potansiyelin kullanılmasıdır. Optik model yaklaşımı iki çekirdek arasında oluşan etkileşimin karmaşık ve zor matematiksel yapısını daha basite indirgeyerek, etkin bir potansiyel vasıtasıyla iki çekirdeğin etkileşimini karakterize eder. Optik model yaklaşımı ayrıca diğer reaksiyon süreçlerini hesaplamak için bozulmuş dalgaları (distorted wave (DW)) oluşturmak için bir yöntem sağlar ve ağır iyon reaksiyonların çiftlenmiş-kanal (coupled-channel CC) formülasyonu için uygundur (Satchler ve Love 1979). DCE reaksiyonları gibi nb mertebesinde mutlak tesir kesitlerine sahip süreçler üzerinde çalışıldığında reaksiyonun genel dinamiklerini tam olarak anlamak için optik potansiyeller üzerinde doğru bir çalışma yapmak esastır. Bu da elastik ve elastik olmayan saçılmanın anlaşılmasından geçer.

Tez çalışmasının genel hatları aşağıda sıralanmıştır:

Bölüm 2’de nötrinosuz çift beta bozunumunun ($0\nu\beta\beta$) fiziği ve NME’ler hakkında temel bilgiler verildikten sonra NUMEN projesi ve projenin teorik yönleri tanıtıldı. Tez kapsamında incelenen elastik saçılma kanalı hakkında temel teorik kavramlar ve teorik analiz için kullanılan Optik Model hakkında bilgilere yer verildi.

Bölüm 3’de ilk olarak deney ile ilgili detaylar sunuldu. Deneyde reaksiyon sonucunda saçılan parçacıkların açı ve momentum analizinin yapıldığı MAGNEX spektrometresi, odak düzlemi detektörü (FPD) ve ölçümlerin yapıldığı deney koşulları tanıtıldı. Ayrıca, MAGNEX büyük kabul spektrometresi için geniş momentum ve açı aralığında hassas çözünürlüklerin elde edilmesini sağlayan yörünge yeniden yapılandırma tekniği ile ilgili formalizm tanıtıldı.

Bölüm 3’ün ikinci kısmında reaksiyon sonrasında oluşan olası tüm süreçlerin içerisinden elastik saçılma kanalının seçilmesi yani $^{20}\text{Ne}^{10+}$ iyonlarının belirlenmesi için veri indirgeme prosedürü açıklanmaktadır. Ayrıca, bu çalışmanın temel deneysel amacı olan diferansiyel tesir kesitin açısal dağılımının çıkarılması için kullanılan teknik açıklandı. Bu bölümde son olarak da Optik model çerçevesinde elastik saçılma verilerinin teorik analiz yöntemi ve bu doğrultuda kullanılan programlar hakkında bilgi verildi.

Bölüm 4’de önceki bölümlerde detayları verilen yöntem ve tekniklerin (son faz uzayı parametreleri, veri ve simülasyon arasındaki karşılaştırma, yörünge yeniden yapılandırma tekniği vb.) tüm deneysel verilere uygulanmasıyla elde edilen sonuçlar verildi. Elde edilen sonuçlar doğrultusunda $^{130}\text{Te}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})^{130}\text{Te}$ ve $^{116}\text{Cd}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})^{116}\text{Cd}$ reaksiyonları için elastik saçılma diferansiyel tesir kesit açısal dağılımı elde edildi. Bu diferansiyel tesir kesit açısal dağılımını tanımlayan optik potansiyel sonuçları ile deneysel verilerin karşılaştırılması sunuldu.

Bölüm 5’de $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ ve $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ reaksiyonlarının elastik saçılma kanallarının incelenmesinden elde edilen bulgulardan yola çıkılarak yapılan tartışmalar ve sonuçlar verildi. Ayrıca, NUMEN işbirliği tarafından yayınlanan ayrıntılı teorik hesaplamaları içeren iki ayrı makaledeki (Carbone vd. 2021 ve Burello vd. 2022) sonuçların bir kısmı sunuldu.

2. KAYNAK TARAMASI

2.1. Nötrinosuz Çift Beta Bozunumu ($0\nu\beta\beta$) ve Nükleer Matris Elemanları

Çift beta bozunumu doğada en nadir gerçekleşen nükleer olaylardan biridir. Öyle ki bu bozunum için yarı ömürler 10^{20} yıl mertebesinde veya daha uzun olabilir. Çift beta bozunumu ancak enerji açısından veya spin farkının büyük olmasından dolayı ara çekirdekler aracılığı ile ardışık tek β geçişleri mümkün olmadığında gerçekleşen bir olaydır. Çift beta bozunması, atomik kütle A değişmeden, iki birim nükleer yükün değişimiyle meydana gelen bir nükleer süreçle karakterizedir. Tüm çift beta bozunum yayıcıları çift-çift çekirdeklerdir. Çift-çift çekirdeklerin taban durumları spin 0 ve parite (+) sahiptir, bu nedenle geçişler ($0^+ \rightarrow 0^+$) olarak karakterize edilir (Zuber 2005).

2β bozunum problemi, Pauli'nin 1930'daki nötrinin varlığı üzerine hipotezinden ve 1933'de İtalyan fizikçi Fermi tarafından β bozunumu teorisinin geliştirilmesinden hemen sonra ortaya çıkar (Barabash 2011). Goepfert-Mayer (1935)'de ilk kez iki nötrinolu çift beta bozunum ($2\nu 2\beta$) sürecinin olasılığı üzerinde durdu.

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu} \quad (2.1)$$

(A, Z) çekirdeğinin iki elektron ve iki anti-nötrino emisyonuyla $(A, Z + 2)$ çekirdeğine dönüştüğü bu süreç eşzamanlı iki nötron bozunumu olarak görülebilir. Bu bozunum sürecinde lepton sayısı korunur ve nötrino doğasından bağımsız olarak Standart Model içerisinde izinlidir (Zuber 2005). Çift beta bozunumu için beklenen yarılanma ömrü β -bozunumuna kıyasla çok daha uzundur ve yaklaşık 10^{19-20} yıl veya daha yüksek bir mertebeye ulaşmaktadır. Bozunum hızı; $G_{2\nu}$ faz uzayı faktörü ve $|M_{2\nu}|^2$ nükleer matris elemanı olmak üzere aşağıdaki gibi verilir,

$$[T_{1/2}^{2\nu}]^{-1} = G_{2\nu} |M_{2\nu}|^2 \quad (2.2)$$

Bu geçiş nötrininin yapısına bağlı olmadığından, genel olarak nükleer yapı hakkında bilgi verir. İki nötrinolu çift beta bozunumu ($2\nu 2\beta$) farklı nükleer modelleri test etmek için kullanılır.

Majorana (1937) teorik olarak bozunum teorisinin sonuçlarını, anti-parçacığa sahip olmayan nötrino sadece tek tipinin var olduğu varsayımı altında değişmeden kaldığını gösterdi (yani $\nu \equiv \bar{\nu}$) (Majorana 1937; Barabash 2011). Böylece Majorana nötrino düşüncesi (Dirac nötrino ($\nu \neq \bar{\nu}$) aksine) ortaya çıktı. Aynı yıl Racah (1937) serbest nötrino akılarını kullanarak ters bozunma süreçlerinde Majorana ve Dirac nötrinolarını ayırt etme olasılığını analiz etti (Barabash 2011). Bu iki bileşenli bir nötrino tartışmasından kısa bir süre sonra, 1939'da Furry ilk kez nötrinosuz çift beta ($0\nu 2\beta$) bozunum modu üzerinde durdu ve bozunumu tanımlamak için aşağıdaki şemayı tanıttı (Furry 1939).

$$(A, z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \quad (2.3)$$

Toplam lepton sayısı korunumunu iki birim ihlal eden bu sürecin izinli olması için nötrino ve anti-nötrino özdeş olmak zorundadır, yani nötrinoların Majorana parçacıkları olmasını gerektirir. Bu bozunum süreci iki aşamalı olarak gerçekleşir: (i) Başlangıç (A, Z) çekirdeği bir elektron yayar ve sanal bir ara duruma ve sanal anti-nötrinoya geçiş yapar ve (ii) Nötrino olarak bu sanal anti-nötrino ($\nu \equiv \bar{\nu}$ olduğundan) ara çekirdek tarafından absorbe edilir ve ikinci elektronun emisyonu ile bozunum gerçekleşir (Barabash 2011). $0\nu\beta\beta$ bozunum hızı $[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1}$; bir faz uzayı faktörü $G_{0\nu}$, nükleer matris elemanı (NME) $|M_{0\nu}|^2$ ve m_i kütlesi ve nötrino türlerinin U_{ei} karışım katsayılarını içeren $f(m_i, U_{ei})$ terimi ile faktörize edilir:

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = G_{0\nu} |M_{0\nu}|^2 |f(m_i, U_{ei})|^2 \quad (2.4)$$

Burada nükleer matris elemanı (NME), $0\nu\beta\beta$ bozunum operatörü aracılığıyla $\beta\beta$ sürecinin başlangıç φ_i 'den son φ_f nükleer durumuna geçiş genliğidir:

$$|M_{0\nu}|^2 = \left| \langle \varphi_f | 0\nu\beta\beta | \varphi_i \rangle \right|^2 \quad (2.5)$$

Nötrinosuz çift beta bozunumu; lepton yükünün korunumu, nötrino Majorana

veya Dirac doğasını araştırmak, ν kütle spektrumunu, mutlak ν -kütle ölçeğini, Majorana CP fazları ve nötrinoların diğer temel özelliklerini incelemek için potansiyel olarak en iyi kaynaktır. Bu fizik problemi, temel etkileşimlerin Büyük Birleşik Teorisine doğru yol gösterebilir. Hala gözlenememiş olan bu bozunum süreci için deneysel araştırmalarda aranan işaret nükleer geçişin Q-değerinde bir piktir. Yarı ömür için geçerli sınır %90 güven seviyesinde 5.8×10^{25} 'tir (Spatafora 2018).

Tüm deneysel araştırmalar için önemli olan formül denklem (2.4) ile verilmektedir. Nötrino kütlelerinin (ve diğer $0\nu\beta\beta$ bozunumunun fizik parametrelerinin) denklem (2.4)'den çıkarılabilme hassasiyeti, $0\nu\beta\beta$ bozunumunun yarı-ömür ölçümüne ve yarı ömür ifadesinde yer alan nükleer matris elemanlarının (NME) hassaslığına bağlıdır. Büyük belirsizlik, modele bağımlı NME hesaplamasından gelir. NME'lerin değerlendirilmesi günümüzde, farklı yöntemlere dayanan gelişmiş model hesaplamaları ile sınırlıdır (QRPA, shell-model, IBM, EDF, vb.). Bununla birlikte, modellerdeki belirsizlikler halen çok büyüktür (Cappuzzello vd. 2015; Zuber 2005; NSAC Report 2014). Bu bağlamda, teorik hesaplamalarda mevcut olan belirsizliklerin bir kısmını azaltabilecek veya hatta ortadan kaldırabilecek deneysel veri sağlamak çok önemlidir (Cappuzzello vd. 2015; Spatafora 2018).

$0\nu\beta\beta$ bozunumuna benzer şekilde nükleer yükün, kütle numarası değişmeden iki birim değiştirildiği diğer nükleer geçişlerin deneysel çalışması önemli bilgiler verebilir. $\beta\beta$ -bozunum NME'lerini araştırmak için pion çift yük değişim reaksiyonlarını kullanmaya yönelik geçmiş girişimler, momentum transferlerinde ve operatörlerin doğasında büyük farklar nedeniyle bırakılmıştır (NSAC Report 2014). Fakat ağır iyonla indüklenmiş çift yük değişim reaksiyonları (DCE) tam olarak incelenip araştırılmamış bir kesinliğe bağlanmamıştır (Cappuzzello vd. 2015,2018; NUMEN 2020). Bu yüzden DCE reaksiyonlarının incelenmesi Nötrinosuz Çift Beta bozunumunun NME'si için yeni bir yaklaşım ve alternatif bir yolun geliştirilmesini sağlayabilir (F. Cappuzzello vd. 2015; C. Agodi vd. 2016; NUMEN 2020).

Bu bilgiler doğrultusunda INFN-LNS laboratuvarında NUMEN projesi kapsamında yenilikçi bir teknik önerisiyle nükleer matris elemanları ve nötrinosuz çift beta bozunumunun ($0\nu\beta\beta$) fiziği hakkında önemli bilgiler elde etmek için çift yük değişim (DCE) reaksiyonlarının incelenmesi amaçlanmıştır. Temel nokta, $0\nu\beta\beta$ ve DCE

süreçlerinin ilk ve son durum dalga fonksiyonlarının çakışması ve geçiş operatörlerinin benzerliğidir. NME'lere deneysel bir yaklaşımla erişim, projenin temel amacıdır.

DCE ve $0\nu\beta\beta$ bozunma süreçlerine farklı etkileşimler aracılık etse de, aralarında önemli benzerlikler vardır :

- $0\nu\beta\beta$ bozunumunun ana-kız çekirdek durumları, DCE'deki hedef-kalan çekirdeklerle aynıdır.
- Fermi, Gamow-Teller ve rank-2 tensör bileşenleri her iki geçiş operatöründe de mevcuttur.
- Her iki süreçte sanal ara kanalda büyük bir lineer momentum ($\sim 100MeV/c$) mevcuttur. Bu çok önemli bir benzerliktir çünkü diğer süreçlerde bu özellik araştırılamaz.
- İki süreçte lokalize değildir ve değerlik nükleonlarının bir çiftinde lokalize edilmiş iki vektör ile karakterizedir.
- Her iki süreç de aynı nükleer ortam içinde gerçekleşir, bu nedenle söndürme olaylarının benzer olması beklenir.

Tek β -bozunum kuvvetleri, belirli koşullar altında ve lineer momentum aktarımı $q \sim 0$ için CE reaksiyon tesir kesitleri ile orantılıdır (Cappuzzello vd. 2015, 2018; Agodi vd. 2016; NUMEN 2020).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(q, E_x) = \hat{\sigma}_\alpha F_\alpha(q, E_x) B_T(\alpha) B_p(\alpha) \quad (2.6)$$

Burada $B_T(\alpha)$ ve $B_p(\alpha)$, $\alpha = \text{Fermi (F) veya Gamow Teller (GT) operatörleri için hedef ve mermi } \beta\text{-bozunum indirgenmiş geçiş kuvvetleridir. Bu } \beta\text{-bozunum indirgenmiş geçiş kuvvetleri } B(\alpha) = \frac{1}{2j_i+1} |M(\alpha)|^2 \text{ bağıntısı ile matris elemanları } M(\alpha) \text{ ilişkilidir, burada } j_i \text{ başlangıç durumun açıl momentumudur. } F_\alpha(q, E_x) \text{ faktörü lineer momentum transferi } q \text{ ve uyarılma enerjisi } E_x \text{'in bir fonksiyonu olarak tesir kesit dağılımının şeklini tanımlar (Cappuzzello vd. 2015, 2018; NUMEN 2020). } \sigma_\alpha \text{ miktarı "Birim tesir kesit" olarak adlandırılır ve nükleer tepkinin kapsamlı bir özelliği olarak davrandığından}$

özellikle önemlidir. Mermi enerjisi E_p 'ye ve hedef kütle numarası A 'ya bağımlılık aslında nükleer kart boyunca oldukça düzgün ve hesaplanabilir. Taddeucci ve arkadaşları tarafından önerilen bozunmuş dalga yaklaşımında (Taddeucci vd. 1987), tek yük değişim (CE) süreci için birim tesir kesit şu şekilde faktörize edilmiştir,

$$\hat{\sigma}_\alpha(E_p, A) = K(E_p, 0) |J_\alpha|^2 N_\alpha^D \quad (2.7)$$

$K(E_p, E_x)$ kinematik bir faktördür, J_α etkin izovektör nükleon-nükleon etkileşiminin hacim integralidir, N_α^D saçılmada gelen ve giden dalgaların bozulmasını ifade eder. (2.6) ve (2.7) denklemleri hafif-iyonla indüklenen reaksiyonlarda B kuvvetlerinin belirlenmesi için rutin olarak kullanılır.

Benzer bir bozulmuş dalga yaklaşımı ile çift yük değişim (DCE) için denklem (2.6)'nın genelleştirilmiş bir versiyonu (Cappuzzello vd. 2015, 2018; NUMEN 2020);

$$\frac{d\sigma^{DCE}}{d\Omega}(q, E_x) = \hat{\sigma}_\alpha^{DCE}(E_p, A) F_\alpha^{DCE}(q, E_x) B_T^{DCE}(\alpha) B_P^{DCE}(\alpha) \quad (2.8)$$

$B_{T,P}^{DCE}(\alpha)$, $\beta\beta$ bozunumunun nükleer matris elemanları ile bağlantılıdır. DCE “birim tesir kesiti” aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\hat{\sigma}_\alpha^{DCE}(E_p, A) = K(E_p, 0) |J_\alpha^{DCE}|^2 N_\alpha^D \quad (2.9)$$

Burada J_α^{DCE} DCE etkileşiminin hacim integralidir. Denklem (2.9)'un ve (2.7)'nin daha yakından incelenmesi, tek veya çift yük değişim birim tesir kesitlerinin özgüllüğünün, potansiyellerin hacim integralleri aracılığıyla ifade edildiğini, diğer faktörlerin de saçılmanın genel özellikleri olduğunu ortaya koymaktadır.

Birim tesir kesitin E_p ve A 'nın düzgün ve kontrol edilebilir bir fonksiyonu olduğu gösterilirse $0\nu\beta\beta$ bozunum nükleer matris elemanlarına deneysel bir yaklaşım sağlanmış olacaktır. Bu, denklem (2.8) ve (2.9) nın çarpanlara ayrılmış bir reaksiyon kısmı ve bir nükleer yapı kısmı (mermi ve hedef nükleer matris elemanı çarpanlarına ayrılmış şekilde) olarak reaksiyon mekanizmasının doğru bir tarifini verdiğini doğrular. Tek yük

değişim reaksiyonlarında bu yaklaşımın uygun koşullar altında geçerli olduğu kanıtlanmıştır (Cappuzzello vd. 2015, 2018; C. Agodi vd. 2016; NUMEN 2020; Spatafora 2018).

2.2. NUMEN Projesi

NUMEN projesi çift yük değişim reaksiyonlarının tesir kesitleri ile çift beta bozunumunun ömür ifadesine giren nükleer matris elemanlarına erişmek için önerilen yenilikçi bir teknik ile deneysel olarak NME'leri elde etmeyi amaçlamaktadır. Proje, INFN-LNS'de gerçekleştirilen $^{40}\text{Ca}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{Ne})^{40}\text{Ar}$ DCE reaksiyonunun başarılı öncü araştırmasıyla beraber ortaya çıkmaktadır (Cappuzzello vd. 2018).

Ağır iyonların neden olduğu DCE reaksiyonları üzerine yapılan ilk deneyler, DCE reaksiyonlarının nb mertebesinde mutlak tesir kesitleri ile son derece nadir bir süreç olması ve küçük açılardaki veri eksikliğinden dolayı tam olarak incelenip bir kesinliğe bağlanmamıştır (Cappuzzello vd. 2015, 2018; Agodi vd. 2016). Önemli deneysel zorluklar içeren DCE reaksiyonları incelemek için bu bağlamda INFN-LNS kurulumu bugün dünya çapında bu araştırma için idealdir. Projenin başarısının anahtar özelliği, gerekli yüksek çözünürlük ve düşük emisyonlu ağır iyon demetlerinin hızlandırılması için K800 Süperiletken Siklotron'un ve saçılan parçacıkların tespiti için MAGNEX büyük kabul manyetik spektrometre kullanılmasıdır. Ayrıca MAGNEX'te uygulanan parçacık tanımlama ve yüksek mertebeden yörünge yeniden yapılandırma için güçlü tekniklerin kullanılması, diğer reaksiyon kanallarından gelen büyük bir arka plan üzerinde çok düşük tesir kesitlerle karakterize edilen DCE reaksiyonlarını ölçmek için gerekli çözünürlük ve hassasiyete ulaşılmasını sağlar (Cappuzzello vd. 2018).

DCE nükleer süreçlerinin nadirliği göz önüne alındığında, incelenecek tüm durumlar için doğru nükleer yapı bilgisini sistematik olarak sağlamak için kullanılan ışın demeti akımı ve MAGNEX odak düzlemi detektörü tarafından kabul edilen maksimum hıza ilişkin ana sınırlamanın duyarlı bir şekilde yükseltilmesi gereklidir. Bu bakış açısından INFN-LNS tesislerinin yükseltilmesi bu projenin bir parçasıdır.

$0\nu\beta\beta$ bozunumunun NME'lerine deneysel bir yaklaşımla erişim, projenin temel amacıdır. Bunun için, ölçülen DCE tesir kesitleri ve DCE matris elemanlarının, mermi enerji E_p 'ye ve hedefin A kütle sinin düzgün ve dolayısıyla kontrol edilebilir bir

fonksiyonu olarak $0\nu\beta\beta$ bozunum NME'lerine bağılı olup olmadığını test etmek önemlidir (Cappuzzello vd. 2018; NUMEN 2020). Eğer başarılı olunursa, $0\nu\beta\beta$ sürecinin NME'lerinin tahmini için yeni bir deneysel yaklaşım sağlanacaktır. Bu amaçla NUMEN projesi kapsamında $0\nu\beta\beta$ bozunum deneyleri alanındaki tüm ilgili çekirdekler için gelen ışın demetinin farklı enerjilerinde DCE reaksiyon tesir kesit ölçümlerinden başlayarak NME'ler hakkında bilgi çıkarmayı amaçlamaktadır.

Bununla birlikte, NUMEN projesinin kısmi hedefleri de belirlemiştir. NUMEN projesinin sağlamak istediği DCE mutlak tesir kesitlerinin ölçümü, $0\nu\beta\beta$ bozunum NME'lerinin nükleer yapı teorilerini ayarlama büyük bir etkiye sahip olabilir. Hem laboratuvarındaki DCE reaksiyonları hem de $0\nu\beta\beta$ bozunum için nükleer matris elemanları, benzer yapıya sahip geçiş operatörlerinin aynı ilk ve son dalga fonksiyonlarına uygulanmasıyla tanımlanır. Sonuç olarak, ölçülen DCE mutlak tesir kesitleri, çok-cisim dalga fonksiyonlarının model uzayına bağılı kesmeler için yapılan varsayımların geçerliliğini test etmeyi sağlar. Nükleer dalga fonksiyonları DCE tesir kesitleri tarafından test edildikten sonra, aynı model uzay seçimi $0\nu\beta\beta$ bozunum NME'leri için kullanılabilir. Bu anlamda, tesir kesitin reaksiyon bileşeni üzerinde tam kontrol sahibi olmak esastır (Cappuzzello vd. 2018). Bu nedenle mutlak tesir kesitlerinin ölçümü, $0\nu\beta\beta$ -NME'lerin çeşitli hesaplama yöntemleri (QRPA, shell-model, IBM, EDF, vb.) tarafından çalışılan model uzayına yapılan kesmelerin geçerliliğini belirlemek için faydalı bilgiler sağlayacaktır.

Son olarak, bir diğer amaç $0\nu\beta\beta$ bozunumuna aday olarak gösterilen farklı izotoplar hakkında görece NME bilgisi sağlamaktır. Ölçülen tesir kesitlerinin oranı, farklı yarı-ömür deneylerinin hassasiyetini karşılaştırmak için modelden bağımsız bir yol verebilir (Cappuzzello vd. 2018). DCE deneylerinde ölçülen mutlak tesir kesitler arasındaki oran, farklı izotoplarda $0\nu\beta\beta$ bozunum sürecinin ne kadar muhtemel olduğuna dair bir tahmin vermektedir. Daha büyük tesir kesitlerde NME ve dolayısıyla daha büyük bozunma oranları söz konusudur. Bu prosedür elde edilen NME'lerde sistematik hataların etkisini en aza indirir, çünkü tesir kesitlerin arasındaki ilişkide bu katkılar ortadan kalkar. Farklı izotoplardaki DCE reaksiyonlarının tesir kesitleri arasındaki karşılaştırma, aynı izotoplarla $0\nu\beta\beta$ bozunumunun araştırılmasında elde edilen duyarlılıkları karşılaştırmak için bir yöntem sağlayabilir. Bu karşılaştırmalı

analizler, özellikle $0\nu\beta\beta$ bozunumu için en iyi izotop adaylarının temel seçimlerinin yapılması başta olmak üzere, alanın gelecekteki gelişmeleri üzerinde güçlü bir etkiye sahip olabilir (Cappuzzello vd. 2018).

NUMEN projesi dört aşamada yapılandırılmıştır. Projenin ilk aşaması, 2013 yılında $^{40}\text{Ca}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{Ne})^{40}\text{Ar}$ DCE reaksiyonu üzerine gerçekleştirilen ilk pilot deneyi içermektedir (Cappuzzello vd. 2015). Bu pilot deneyde ilk defa, çok geniş bir transfer momentumu aralığında ağır iyon çift yük değişim reaksiyonları hakkında yüksek çözünürlüklü ve istatistiksel olarak anlamlı deneysel veriler ve NME tayinine yönelik değerli bilgilere ulaşılabileceği gösterilmiştir (Cappuzzello vd. 2016).

Pilot deney ve sonrasında yapılan incelemeler DCE deneyleri için ışın demeti akımının artırılması gerektiğini göstermektedir. Bu hedef, ışın demetinin elde edilmesi ve transferinde kullanılan teknolojilerdeki önemli değişikliklerden başlayarak, saçılma odasında hedefler için radyasyon toleranslı soğutmalı sistemlerin geliştirilmesi ve saçılan parçacıkların tespitinde kullanılan MAGNEX spektrometresi ve Odak Düzlemi Detektörü (FPD) için önemli değişiklikleri gerçekleştirilerek sağlanabilir. Işın demeti yoğunluğunun yükseltilmesi göz önüne alındığında spektrometre için öngörülen yükseltmeler şunlardır:

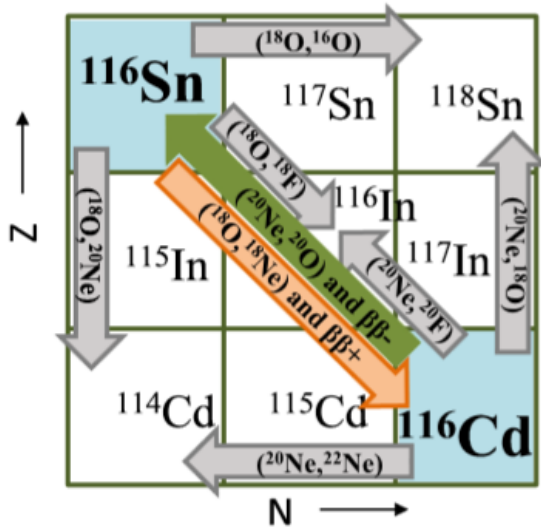
- Maksimum manyetik sertliğinin artırılması,
- Mevcut tel bazlı gaz izleme sisteminin MPGD (Mikro Desenli Gaz Detektörü) teknolojisine dayanan yeni bir izleme sistemi ile değiştirilmesi,
- Silikon ped durdurma detektör duvarlarının radyasyon sertliğine uyumlu teknolojilere dayanan daha küçük boyutlu detektör dizisi ile değiştirilmesi,
- İlgilenilen belirli izotoplarda, taban durum ve ilk uyarılmış durum arasındaki farkın, spektrometrenin mevcut çözünürlük özelliklerinden daha düşük olması nedeniyle bu durumlar için DCE reaksiyonlarında nüfuz edilen nükleer durumların bozunumunda yayılan fotonlarla çakışma (coincidence) ölçümleri gerçekleştirmek için hedefin etrafına yerleştirilecek detektör sistemi geliştirilmesi.

Yukarıda belirtilen yükseltmeler için gerekli Ar-Ge faaliyetleri mevcut tesise erişim olanakları devam ettirilerek, NUMEN projesinin ikinci aşamasında $0\nu\beta\beta$ bozunumu için

bazı aday çekirdeklerin deneysel incelemesi gerçekleştirilmiştir. Hedeflerin seçimi, bilimsel topluluğun belirli izotoplara ilgisi ile teknik gereksinimler arasındaki uzlaşmanın bir sonucudur. Bu teknik gereksinimler, mevcut deneysel koşullarda DCE için ölçülen enerji spektrumunda taban durumdan taban duruma geçişleri ayırma olasılığı ve ince, homojen zenginleştirilmiş hedefler bulma olasılığıdır. Ölçülen enerji spektrumları ve açısal dağılımlarında yeterli enerji ve açısal çözünürlük elde etmek için ince hedefler ($\sim 10^{18} \text{atom/cm}^2$) zorunludur. Bu çerçevede her iki yönde DCE mekanizmasını araştırmak amacıyla $\beta^+\beta^+$ benzeri geçişler için ($^{18}\text{O}, ^{18}\text{Ne}$) reaksiyonu, $\beta^-\beta^-$ benzeri geçişleri için ($^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{O}$) reaksiyonu bir araç olarak seçilmiştir. NME'ler zamansal olarak değişmez miktarlardır ve deneysel gözlemlenebilir tesir kesitlerin her iki yönündeki ölçümleri, $0\nu\beta\beta$ için NME çıkarımı prosedüründe yararlı bir kontrol aracı sağlar. Ayrıca, ikinci aşama boyunca deneysel duyarlılığı, çözünürlüğü ve sistematik hataları sınırlandıran temel özelliklerin daha derinden anlaşılması sağlanmıştır.

Çalışma, MAGNEX spektrometresinin ($^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{O}$) ve ($^{18}\text{O}, ^{18}\text{Ne}$) her iki reaksiyon için ilk uyarılmış halleri çözebildiği $^{116}\text{Cd} - ^{116}\text{Sn}$ ve $^{76}\text{Ge} - ^{76}\text{Se}$ sistemleriyle başladı. Bu ince hedeflerin üretimi INFN-LNS'de mevcuttur. Ardından $^{130}\text{Te}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{O})^{130}\text{Xe}$ reaksiyonu ve $^{106}\text{Cd}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{Ne})^{106}\text{Pd}$ reaksiyonu araştırması ile devam etmiştir.

Doğrudan kanalı belirlemek ve izole etmek için çok adımlı süreçlerle DCE'ye katkıda bulunan reaksiyon kanalları için ölçüm yapılması önemlidir. Ölçülen her bir sistem için, Şekil 2.1'de gösterildiği gibi aynı başlangıç ve son çekirdekler ile karakterize edilen çok aşamalı transfer işlemlerini içeren reaksiyonların tamamı aynı deney koşulları altında incelenir. $^{20}\text{Ne}^{10+}$ ve $^{18}\text{Ne}^{8+}$ ışın demetleri ile her izotop hedefi için incelenen reaksiyon kanalları Çizelge 2.1'de gösterilmiştir



Şekil 2.1. $\beta\beta$ bozunumu için ilgilenen $^{116}\text{Cd} - ^{116}\text{Sn}$ durumunda incelenen geçiş süreçlerin şeması (Cappuzzello vd. 2018)

Çizelge 2.1. $^{20}\text{Ne}^{10+}$ ve $^{18}\text{Ne}^{8+}$ ışın demetleri ile her izotop hedefi için incelenen reaksiyon kanalları

Reaksiyon Kanalları	$^{20}\text{Ne}^{10+}$ Işın Demeti	$^{18}\text{O}^{8+}$ Işın Demeti
Elastik ve inelastik Saçılma	$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$	$(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})$
DCE	$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{O})$	$(^{18}\text{O}, ^{18}\text{Ne})$
SCE	$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{F})$	$(^{18}\text{O}, ^{18}\text{F})$
2p transfer	$(^{20}\text{Ne}, ^{18}\text{O})$	$(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})$
2n transfer	$(^{20}\text{Ne}, ^{22}\text{Ne})$	$(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$
1p transfer	$(^{20}\text{Ne}, ^{19}\text{F})$	$(^{18}\text{O}, ^{19}\text{F})$
1n transfer	$(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})$	$(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})$

Projenin 3. aşaması, yukarda belirtilen AR-GE çalışmalarının sonucu sadece MAGNEX deney odasını değil LNS altyapısını da içerecek olan yenilenme sürecini içermektedir. Bu süreçte, NUMEN 2. aşama deneylerinin veri analizleri devam edecektir. Buna ek olarak, araştırılan reaksiyonlar ağında hala eksik bilgi parçaları sağlamak için diğer laboratuvarlarda ve INFN-LNS’de bulunan Tandem Van de Graaff hızlandırıcısı ile yeni detektörlerin testleri ve seçilen deneyler yapılacaktır (Cappuzzello vd. 2018).

Projenin 4. aşaması tüm yenilenme sürecinden sonra hedef etrafına yerleştirilmiş γ detektörleri ile çakışım ölçümlerinin gerekli olduğu yüksek ışıın demeti yoğunluğu koşullarında bir dizi deney sürecinden oluşmaktadır. Çizelge 2.2’de projenin 4. aşamasında deneysel süreçte incelenecek olan izotopların tam şemasını göstermektedir. Çizelge 2.2’de "*" ile işaretlenmiş izotoplar kendiliğinden $0\nu\beta\beta$ bozunumuna adaydır.



Çizelge 2.2. NUMEN 4. Etap deneysel kampanyalarında yer alan izotopların listesi (Cappuzzello vd. 2018)

Hedef $\beta^-\beta^-$	$E^*(2+) (keV)$	Hedef $\beta^+\beta^+$	$E^*(2+) (keV)$
$^{48}Ca^*$	3832	^{48}Ti	983
$^{76}Ge^*$	563	^{76}Se	559
^{78}Se	614	^{78}Kr	445
$^{82}Se^*$	655	^{82}Kr	776
^{92}Zr	934	$^{92}Mo^*$	1509
$^{96}Zr^*$	1582	^{96}Mo	778
^{96}Mo	778	$^{96}Ru^*$	833
$^{100}Mo^*$	563	^{100}Ru	539
^{106}Pd	512	$^{106}Cd^*$	633
$^{110}Pd^*$	374	^{110}Cd	658
$^{116}Cd^*$	513	^{116}Sn	1294
$^{124}Sn^*$	1132	^{124}Te	603
^{124}Te	603	$^{124}Xe^*$	354
$^{128}Te^*$	743	^{128}Xe	443
^{130}Te	840	^{130}Xe	536
$^{130}Xe^*$	536	$^{130}Ba^*$	357
$^{136}Xe^*$	1313	^{136}Ba	818
^{136}Ba	818	$^{136}Ce^*$	552
$^{148}Nd^*$	302	^{148}Sm	550
$^{150}Nd^*$	130	^{150}Sm	334
$^{154}Sm^*$	82	^{154}Gd	123
$^{160}Gd^*$	75	^{160}Dy	87
$^{198}Pt^*$	407	^{198}Hg	412

2.2.1. Teorik yönler

NUMEN projesi kapsamında teorik gelişmeler, aynı sonuca yol açabilecek rekabet eden kanallar da dahil olmak üzere, DCE reaksiyon tesir kesitinin tam bir tanımına

ulaşmayı ve çift beta bozunumu ile olası analogilerin araştırılmasını amaçlamaktadır. Böylece mikroskobik nükleer yapı yöntemleriyle birlikte, DCE reaksiyonlarının bir spektroskopik araştırma aracı olarak tanımlanması sağlanabilir.

Giriş kanalı $\alpha = a + A$ ile çıkış kanalı $\beta = b + B$ arasındaki güçlü etkileşimin aracılık ettiği nükleer geçişin reaksiyon matris elemanı bozulmuş-dalga Born yaklaşımında (Distorted Wave Born Approximation (DWBA)) ikinci mertebede genlik olarak aşağıdaki tanım ile verilir (Cappuzzello vd. 2018):

$$M_{\alpha\beta}^{DCE}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{k}_\alpha) = \left\langle \chi_\beta^{(-)} \left| \hat{O}^{(DCE)} \right| \chi_\alpha^{(+)} \right\rangle \quad (2.10)$$

$\chi_\alpha^{(+)}$ ve $\chi_\beta^{(-)}$ sırasıyla α ve β kanallarında optik potansiyel tarafından bozulan ve bozulmuş-dalga Born yaklaşımında (DWBA) yaklaşımı ile elde edilen dalga fonksiyonlarıdır. $\mathbf{k}_\beta, \mathbf{k}_\alpha$ giriş ve çıkış kanallarında relatif momentumu tanımlar. DCE süreci, denklem tarafından ifade edilen saçılma genliğinde güçlü etkileşimin pertürbatif gelişiminde ikinci dereceden bir terimdir. Bozulmuş dalgaları (DW) izlemenin mümkün olduğu prosedür bu incelemenin ana teorik konusudur (Spatafora 2018).

İki nükleer durum arasındaki çiftlenmeyi tanımlayan DCE operatörü 2 senaryo altında incelenmektedir.

i) DSCE (Double-Single Charge Exchange) senaryosu

DCE mekanizmasının en geleneksel açıklaması, süreci iki aşamalı düşünmektir. Bu korelasyonsuz ve ardışık iki tek yük değişimin (Double-SCE) olayı ile verilir. SCE süreçlerinin her biri, mermi ve hedef çekirdek üzerinde tek-cisim operatörlerinin etkisi ile gerçekleşir. Dolayısıyla bu olay iki-adımlı bir tek-cisim DCE reaksiyonu olarak düşünülebilir. İki aşamalı DCE süreci şematik olarak Şekil 2.3'de gösterilmektedir. Bu senaryoda $\hat{O}^{(DCE)}$ operatörü $\hat{O}^{(DSCE)}$ olarak denklem (2.11) ile verilir.

$$\hat{O}^{(DSCE)} = T_{NN} \mathcal{G}^+(\omega) T_{NN} \quad (2.11)$$

$\mathcal{G}^+(\omega)$ terimi, ara durumlara erişim olasılığını tanımlayan ve tek bir SCE reaksiyonu ile ulaşılan $|\gamma\rangle = |C_\gamma, c_\gamma\rangle$ nükleer öz durumlarının komple seti açısından yeniden yazılabilen nükleer yayıcıdır.

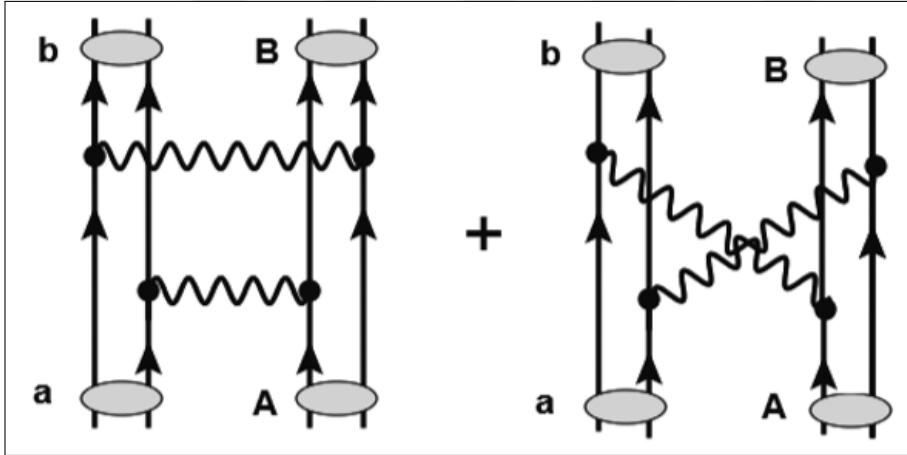
$$\mathcal{G}(\omega) = \sum_{\gamma=c,C} |\gamma\rangle G_{\gamma}(\omega_{\gamma}, \omega_{\alpha}) \langle \gamma| \quad (2.12)$$

Burada indirgenmiş Green fonksiyonu $G_{\gamma} = \frac{1}{\omega_{\alpha} - \omega_{\gamma} + i\eta}$ ara durum saçılma durumlarının yayılımını tarif eder. $\omega_{\alpha, \gamma}$ giriş (α) ve ara (γ) kanallardaki kinetik enerji ve durgun kütle aracılığıyla tanımlanan toplam kütle merkezi enerjisidir.

Birinci veya ikinci reaksiyon adımları, nükleon-nükleon T matrisinin yük değişim kısmı ile tanımlanır:

$$T_{NN} = \left(t_{01} + t_{11} \boldsymbol{\sigma}_{\alpha} \cdot \boldsymbol{\sigma}_A + t_{T1} S_{12}(\sigma_a, \sigma_A) \right) \left(\tau_{+}^{(a)} \tau_{-}^{(A)} + \tau_{-}^{(a)} \tau_{+}^{(A)} \right) \quad (2.13)$$

Denklem (2.13), spin-skaler (t_{01}) ve spin-vektör (t_{11}) merkezi etkileşimleri ve rank-2 tensör operatörü S_{12} ve form faktörü (t_{T1}) ile verilen rank-2 tensör etkileşimleri içerir.



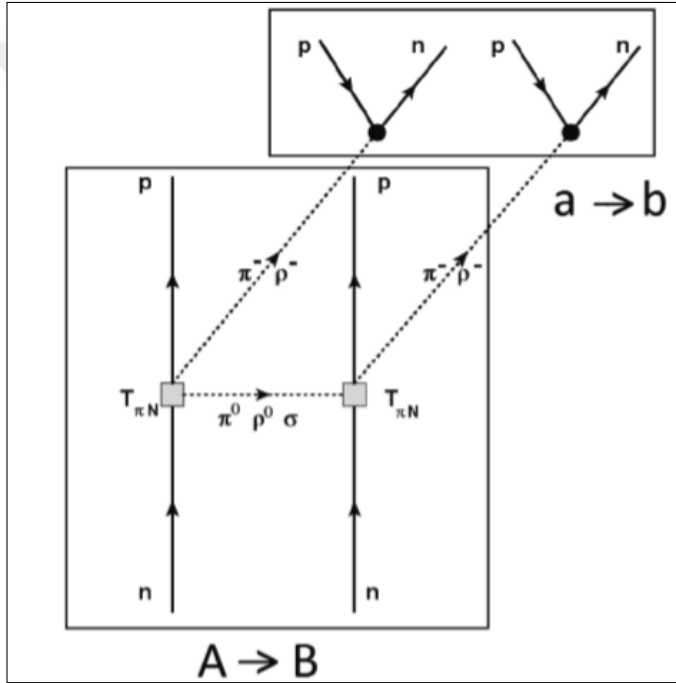
Şekil 2.2. DCE sürecinin hadronik etkileşimin aracılık ettiği Çift SCE olarak temsili gösterimi. Reaksiyon, güçlü etkileşimin aracılık ettiği çift yük değişimin olayının (yükli mezonların değiş tokuşu) sıralı fakat bağımsız hareketiyle ilerler. Her etkileşim, merminin ve hedefin bir nükleonuna etki eden tek-cisim operatörü tarafından tanımlanabilir (Cappuzzello vd. 2018)

Tepkime mekanizması söz konusu olduğunda bu DSCE yaklaşımı nükleer $2\nu\beta\beta$ bozunumu ile benzer analogiler sergiler. Bu nedenle, DCE reaksiyonlarının

çalışmasından $2\nu\beta\beta$ bozunum nükleer matris elemanları hakkında muhtemelen bilgi alınabilir ve çift-beta bozunum olaylarıyla ilgili gözlemlerle bir karşılaştırma yapılabilir.

ii) DCC (Double Charge Changing) Senaryosu

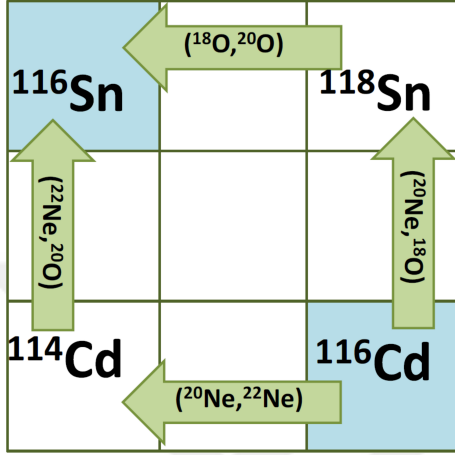
$0\nu\beta\beta$ bozunumuna yakın yapısal benzerlik gösteren bir DCE sürecini formüle etme olasılığını göz önüne alır. Bu durumda korelasyonlu bir nükleon çifti nötr bir mezonun değişimi yoluyla sanal yüklü mezon çifti salınımına sebep olur ve bu yüklü mezon çifti ikinci iyon tarafından absorbe edilerek toplam yük iki birim kadar değişir. Bu süreç tek-adımlı bir reaksiyon olarak ilerler. Majorana-DCE olarak da adlandırılan reaksiyon şeması Şekil 2.3’de verilmiştir.



Şekil 2.3. Majorana-DCE reaksiyon şeması. Güçlü etkileşim alanındaki $0\nu\beta\beta$ bozunumunun benzeridir. Sanal $nn \rightarrow pp\pi^-\pi^-$ saçılma süreci $A \rightarrow B$ geçişi için hedefte $\Delta Z = +2$ dönüşümünü belirler. Bu sürece, mermide yüklü mezonların absorplanmasıyla nötron olarak bozunan iki protonun çift CC uyarılması eşlik eder (Cappuzzello vd. 2018)

İki aşamalı (DSCE) ve tek aşamalı (DCC) DCE süreçlerinin özünde farklı olan doğası gereği, toplam deneysel DCE tesir kesitinden nihai olarak ayrılabilen iki mekanizma için farklı tesir kesitler ve açısal dağılımlar beklenir. Bu yönde çalışmalar devam etmektedir (Cappuzzello vd. 2018). Ayrıca deneysel tesir kesitleri yorumlamak ve DCE katkısını uygun şekilde izole etmek için, aynı çıkış kanalına giden rakip süreçlerin

açıklanması zorunludur. Bunlar esas olarak çoklu nükleon transfer reaksiyonlarıdır. Şekil 2.4, $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{20}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ reaksiyonu için aynı çıkış kanalına giden rakip süreçler gösterilmektedir. Bu reaksiyonların teorik açıklaması, genel olarak DWBA yaklaşımı dahilinde sağlanmakla birlikte, çiftlenmiş kanal (coupled channel) hesaplamaları da mümkündür (FRESCO koduna dayanarak) (Cappuzzello vd. 2018)



Şekil 2.4. $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{20}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ reaksiyonu için aynı çıkış kanalına giden rakip süreçler $2n - 2p$ ve $2p - 2n$ tranfer adımlarının şematik gösterimi (Cappuzzello vd. 2018)

2.3. Elastik Saçılma için Optik Model

Yeterli enerjiye sahip bir parçacık hedefte bulunan bir çekirdek üzerine gönderildiğinde bu iki parçacık arasında farklı türden reaksiyonlar meydana gelecektir. Bu etkileşmeler gelen parçacığın enerjisine ve gelen parçacığın veya hedefteki parçacığın diğer özelliklerine bağlı olarak değişecektir (Aygün 2011). İki çekirdek arasında oluşabilecek reaksiyonları saçılma reaksiyonları (elastik ve inelastik saçılma), birleşik çekirdek reaksiyonları, direk reaksiyonlar ve rezonans reaksiyonları olarak kategorize edebiliriz.

Nükleer çarpışma sonucunda oluşan farklı reaksiyon türleri arasında elastik saçılma her zaman mevcut olan temel reaksiyondur. Elastik saçılma, reaksiyon öncesi ve sonrasında gelen ve giden parçacıklarının ve hedef çekirdeğin aynı kaldığı herhangi bir enerji, momentum veya kütle değişiminin olmadığı süreçlerdir. Elastik saçılma çalışması, diğer yönlerin yanı sıra elastik olmayan süreçlerin doğru teorik hesaplamalarını yapmak için gerekli olan mermi-hedef çekirdek potansiyeli hakkında

bilgi sağladığı için önemlidir (Sgouros 2017).

$^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ ve $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ gibi ağır iyon reaksiyonlarının anlaşılmasının önemli bir parçası elastik ve elastik olmayan saçılmanın anlaşılmasından geçer (Satchler and Love 1979). Kullanılan en yaygın yaklaşım, iki ağır iyonun elastik saçılmasının tanımlanması için bir optik potansiyelin kullanılmasıdır. Optik model yaklaşımı iki çekirdek arasında oluşan etkileşimin karmaşık yapısını daha basite indirgeyerek, etkin bir potansiyel vasıtasıyla iki çekirdeğin etkileşimini karakterize eder. Optik model yaklaşımı ayrıca diğer reaksiyon süreçlerini hesaplamak için bozulmuş dalgaları (distorted wave) oluşturmak için bir yöntem sağlar ve ağır iyon reaksiyonların çiftlenmiş-kanallar (coupled-channel) formülasyonu için uygundur (Satchler and Love 1979).

Reaksiyon hakkında bilgi veren en önemli gözlenebilir olan diferansiyel tesir kesiti, reaksiyon mekanizmasını açıklamamızda mühim bir rol oynar ve genelde yapılan hesaplamalar bu gözlenebilirli elde etmek üzerinedir. Saçılma teorisi ve saçılma deneyi arasındaki temel ilişki, deneysel bir nicelik olan diferansiyel tesir kesiti ve ilgili sisteme ait Schrödinger denkleminin çözümü ile elde edilen saçılma genliği arasındaki ilişkidir. Deneycilerin ilgilendiği büyüklük olan diferansiyel tesir kesiti, saçılma genliğinin mutlak karesine eşittir. Bu temel ilişki doğrultusunda sistemi tanımlayan etkileşim potansiyeli elde edilir.

Deney gözlenebilirlerini teorik olarak hesaplamak için diferansiyel denklemleri sayısal yöntemlerle çözen birçok program kodu geliştirilmiştir. FRESCO (Thompson 1988) programı bunlardan biri olup yaygın bir şekilde literatürde kullanılmaktadır.

2.3.1. Elastik saçılma

Nükleer reaksiyonlar tipik olarak $a + X \rightarrow Y + b + Q$ biçiminde yazılır. Burada, a hızlandırılmış olan gelen parçacık (mermi çekirdek), X hedef çekirdek ve Y ile b reaksiyon ürünüdür. Genellikle Y hedefte duran ve doğrudan gözlenemeyen ağır iyon, b tespit edilen ve sayılabilen parçacık ve Q reaksiyon sırasında açığa çıkan enerji veya reaksiyonun gerçekleşmesi için gerekli olan enerjidir.

Elastik saçılma reaksiyona giren ve çıkan parçacıklarda hiçbir değişikliğin olmadığı yani mermi çekirdek ve hedef çekirdek arasında enerji, momentum veya kütle

transferinin olmadığı reaksiyonlardır. Enerji alışverişi olmadığı için Q değeri sıfırdır. Diğer bir değişle çekirdeklerin iç dinamiklerinde herhangi bir değişim gözlenmez. Genel olarak kısaca $X(a, a)X$ şeklinde gösterilir.

Gelen parçacığın enerjisi Coulomb bariyerinden düşükse hedef çekirdekle etkileşimi sonucu Rutherford saçılmasına uğrayacaktır. Gelen parçacığın enerjisi arttıkça nükleer kuvvet önemli olmaya başlar ve böylece gelen parçacıkların saçılması Coulomb ve nükleer saçılma arasındaki girişim tarafından belirlenir (Sgouros 2017).

Elastik saçılma çalışması, daha önce de belirtildiği gibi elastik olmayan süreçlerin doğru teorik hesaplamalarını yapmak için gerekli olan mermi-hedef çekirdek potansiyeli hakkında bilgi sağladığından dolayı ayrıca önemlidir.

2.3.2. Optik model

Optik model, nükleer saçılma problemlerinin tanımlanmasında kullanılan en basit ve en başarılı modellerden biridir. İki çekirdeğin etkileşimi (bunlardan biri tek bir nükleon olsa bile) karmaşık bir çok-cisim problemi olup çözümü matematiksel olarak zor ve karmaşıktır. Optik model etkin bir potansiyel vasıtasıyla iki çekirdeğin etkileşimini karakterize eder ve bu karmaşık çok-cisim problemine kullanışlı ve kolay bir çözüm sunar. Bununla birlikte iki çekirdeğin etkileşiminin bir potansiyel vasıtasıyla tanımlanması, Schrödinger denklemini çözerek dalga fonksiyonunu her yerde inşa etmemizi sağlar (Satchler 1980).

Optik model çerçevesinde etkileşim potansiyeli hem reel hem de imajiner kısımların enerjiye bağımlı olduğu kompleks bir potansiyel ile temsil edilir. Reel kısım elastik saçılmadan sorumludur. İmajiner kısım ise etkileşim sonucunda akı soğurmasıyla oluşabilecek diğer reaksiyon kanallarının işleme dahil edilmesini sağlar yani soğrulmadan sorumludur. Etkileşim potansiyeli reaksiyon sonucunda oluşabilecek tüm durumları içermelidir. Bununla birlikte Optik model akının hangi kanallara ne kadar miktarda gittiği ile ilgilenmez sadece uyarılmış kanallara giden net akı hakkında bilgi verir. Optik potansiyel $V(r)$ reel kısım, $W(r)$ imajiner kısım olmak üzere aşağıdaki şekilde tanımlanır;

$$V_{op} = V(r) + iW(r) \quad (2.14)$$

Elastik saçılma için optik potansiyelin kullanımıyla radyal Schrödinger denklem (2.15) ile verilir.

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - V_{op}(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l = 0 \quad (2.15)$$

Böylece etkileşen iki cisim arasında var olan etkileşim potansiyeli iyi belirlenirse bu, sisteme ait Schrödinger denkleminde yerine yazılıp denklem çözülerek saçılmaya ait mevcut özellikler iyi bir şekilde açıklanabilir (Aygün 2011).

Ayrıca çekirdek-çekirdek potansiyeli sadece elastik saçılmanın tanımlanması için değil, aynı zamanda iki çekirdek çarpıştığında meydana gelen tüm olayların tanımlanmasında bir bileşen olarak temel öneme sahiptir (Satchler and Love 1979).

2.3.2.1. Optik potansiyel özellikleri ve fenomenolojik yaklaşım

Optik potansiyelin özellikleri aşağıdaki gibi sıralanabilir:

- Optik potansiyel komplekstir yani soğrulma etkilerini dahil etmeyi sağlayan bir sanal potansiyel içermelidir.
- Gelen parçacığın enerjisi arttıkça reaksiyonda açılacak kanalların sayısı artacağından sanal potansiyel şiddeti artacaktır, dolayısıyla optik potansiyel enerjiye bağlıdır.
- Gelen parçacığın enerjisi uyarılmış durumların enerji seviyelerinden birinin değerine karşılık gelirse bu durumda rezonans durumu meydana gelebileceğinden, optik potansiyel aynı zamanda rezonanttır.
- Optik potansiyelin mermi çekirdek veya hedef çekirdeğin spine sahip olması durumunda bir spin-yörünge kuvvetinden dolayı bunu temsil eden bir potansiyel değeri içerecektir. Mermi ve hedef çekirdeğin her ikisi de spine sahip ise ayrıca bir spin-spin etkileşim potansiyeli olacaktır.

- Optik potansiyel, lokal değildir. Taban durumla uyarılmış durumlar arasında veya uyarılmış durumlar arasındaki çiftlenimden dolayı lokal olmama özelliğine sahiptir.
- Optik potansiyel elimine edilmiş kanalların etkisinden dolayı seçilen model uzayına da bağlıdır.

Optik model çerçevesinde tam etkileşim potansiyeli ifadesi aşağıdaki şekilde verilir (Satchler 1983);

$$U_{eff}(r) = U_N(r) + U_C(r) + U_{SO}(r) + U_l(r) \quad (2.16)$$

Burada $U_l(r)$ mermi ve hedef çekirdeğin bağlı açısal momentumundan ortaya çıkan merkezci potansiyeldir. Merkezci potansiyel μ indirgenmiş kütle, l açısal momentum kuantum sayısı olmak üzere denklem (2.17)'deki şekilde verilir.

$$U_l(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (2.17)$$

Açısal kuantum sayısına bağlı olan merkezci potansiyel çekirdeğin nükleer potansiyelinden dolayı kendi içine çökmesini önleyen şiddetli bir bariyerdir.

$U_{SO}(r)$ mermi çekirdeğin spine sahip olması durumunda oluşacak spin-yörünge etkileşiminden dolayı ortaya çıkan potansiyeldir ve aşağıdaki şekilde ifade edilir. Bu ifadede $f(r)$ eşitlik (2.20)'den görülebileceği üzere Woods-Saxon fonksiyonunu gösterirken, $\vec{l}$ ve $\vec{S}$ sırasıyla yörünge açısal momentumu ve spin açısal momentumunu belirtir.

$$U_{SO}(r) = -(V_{SO} + iW_{SO}) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df_S(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{S} \quad (2.18)$$

$U_C(r)$ Coulomb potansiyeli olup mermi çekirdeğin yüklü olması durumunda etkileşim potansiyeline dahil edilmesi gerekmektedir. Z_{Me} gelen mermi çekirdeğin yükü ve Z_{He} hedef çekirdeğin yükü olmak üzere Coulomb potansiyeli

$$U_C = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_M Z_H e^2}{r}, & r \geq R_C \\ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_M Z_H e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right), & r \leq R_C \end{cases} \quad (2.19)$$

denklemleriyle ifade edilir. Burada R_C Coulomb yarıçapıdır ve $R_C = r_{oc} \left(A_M^{1/3} + A_H^{1/3} \right)$ ile iki çekirdeğin yarıçaplarının toplamını ifade eder.

$U_N(r)$ nükleer potansiyel olup OM (optik model) çerçevesinde hem makroskobik (fenomenolojik) hem de mikroskobik potansiyellerle tanımlanabilir. Mikroskobik yaklaşımda potansiyelin reel kısmı bir nükleon-nükleon efektif etkileşimi varsayılarak elde edilir. Mikroskobik yaklaşımla ilgili detaylı bilgi bir sonraki bölümde verilecektir. Makroskobik yaklaşımda ise çekirdek farklı nükleonların bir sistemi olarak ele alınmaz, mermi ve hedef arasındaki etkileşim bir ortalama potansiyel olarak tanımlanır. Makroskobik yaklaşımda potansiyelin reel ve sanal kısımları için literatürde genellikle Woods-Saxon ya da Woods-Saxon kare potansiyellerinin uygun olan formu seçilerek tanımlanır. Genel Woods-Saxon tipi potansiyel ile nükleer potansiyel;

$$U_N(r) = -V_0 f_V(r) - iW_0 f_W(r) \\ f_i^n(r) = \frac{1}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right)\right]^n} ; i = V, W \quad (2.20)$$

eşitliğiyle verilmektedir. Burada V_0 ve W_0 sırasıyla reel ve sanal potansiyel derinliğidir, $f_i^n(r)$ form faktörü olup $i = V$ durumu reel potansiyeli $i = W$ durumu sanal potansiyeli ifade etmektedir. Buna göre $n = 1$ değeri potansiyelin Woods-Saxon (WS) formunu ve $n = 2$ ise potansiyelin Woods-Saxon kare (WS²) formunu ifade etmektedir. R_i yarıçapı ifade ederken a_i difüzyon parametresi olup potansiyel derinliğin %90'dan %10'a düştüğü mesafedir.

Nükleer potansiyelin soğrulmadan sorumlu olan sanal kısmı düşük enerjilerde soğrulmanın yüzeye yakın baskın olmasından potansiyel yüzey yakınında pik yapar. Bu yüzden sanal potansiyel denklem (2.20) ile verilen WS form faktörünün türevi olarak alınır ve buna yüzey soğrulma terimi denir. Ancak yüksek enerjilerde soğrulma çekirdeğin tüm hacmi boyunca gerçekleşeceğinden hacim soğrulma terimi olarak adlandırılan denklem (2.20)'deki potansiyel formu seçilir. Böylece Nükleer potansiyelin

sanal kısmı yüzey ve hacim olmak üzere iki forma sahiptir.

Fenomenolojik hesaplamalarda, gelen ve hedef çekirdek arasında meydana gelen etkileşimi tanımlayan potansiyel değeri belirlendikten sonra bu potansiyele ait parametreler fenomenolojik olarak incelenen sisteme ait deneysel verilerle en uygun sonuçlar elde edilinceye kadar değiştirilir (Aygün 2011).

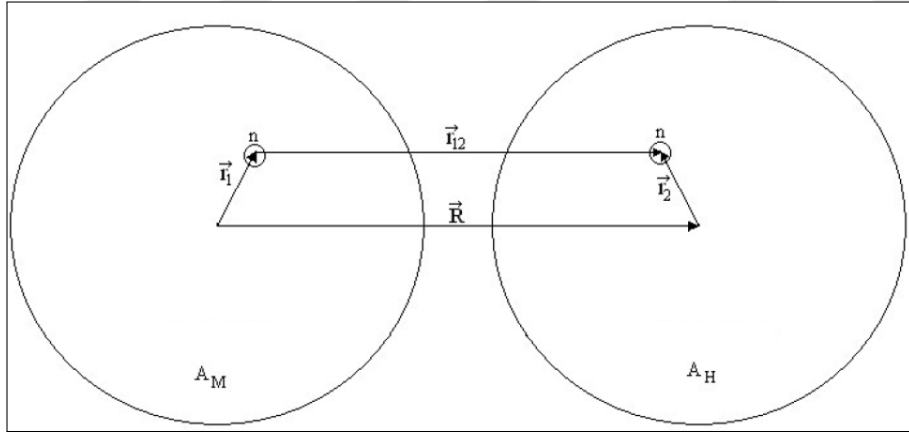


2.3.2.2. Mikroskopik yaklaşım

Optik model potansiyelin belirlemesinde kullanılan bir diğer model de çift katlı (double folding) modeldir. Bu model çerçevesinde saçılma için optik potansiyelin reel kısmı, etkileşen iki çekirdeğin yoğunluk dağılımları ve uygun nükleon-nükleon etkileşimi üzerinden integral alınarak elde edilir. Şematik gösterimi Şekil 2.5 ile verilen double folding potansiyel aşağıdaki şekilde verilir.

$$U_{DF}(\vec{R}) = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v_{NN}(\vec{r}_{12} = \vec{R} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1) \quad (2.21)$$

Burada ρ_1 ve ρ_2 mermi ve hedef çekirdeğin taban durumundaki nükleon yoğunluğu dağılımlarıdır, v_{NN} ise etkin nükleon-nükleon etkileşimidir. Denklem (2.21) altı boyutlu bir integrali içermekle beraber momentum uzayında çalışılarak üç terimin Fourier dönüşümlerinin çarpımlarını haline indirgenerek hesaplanabilir (Satchler and Love 1979).



Şekil 2.5. Double Folding potansiyelin şematik gösterimi (Satchler 1983)

Double-folding model uygun yoğunluk dağılım fonksiyonları ve nükleon-nükleon etkileşiminin tanımlanmasıyla birçok çekirdek için başarılı sonuçlar vermektedir. Bu model ile gerek düşük enerjilerde gerekse de yüksek enerjilerde meydana gelen elastik saçılma reaksiyonları farklı çekirdekler için incelenmiş ve deneysel verileri açıklamada iyi sonuçlar elde edilmiştir (Satchler ve Love 1979).

i) Çekirdek Yoğunluk Dağılımları

Denklem (2.21)'de kullanılacak olan $\rho_i(r)$ yoğunluk dağılımları için en doğrudan veriler elektron saçılma deneylerinden gelmektedir. Bu deneylerden öncelikle yük yoğunluğu ve dolayısıyla öncelikle proton dağılımı hakkında bilgi elde edilir. Bununla birlikte, proton ve nötron sayısı eşit hafif çekirdekler ($A < 40$) için, nötron ve proton dağılımlarının aynı olduğunu varsayılabilir (Satchler ve Love 1979). Proton ve nötron sayısının eşit olmadığı durumlar için Hartree-Fock, Kabuk modeli gibi farklı yöntemlerle yoğunluk dağılımları elde edilebilir.

Farklı yoğunluk dağılım fonksiyonları bulunmakla birlikte, literatürde en çok kullanılanlar iki-parametrelili Fermi ve Gaussian dağılım fonksiyonları olmuştur.

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right) \right]^{-1} \quad (2.22)$$

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left[- \left(\frac{r}{\alpha} \right)^2 \right] \quad (2.23)$$

Denklem (2.22) iki parametre Fermi (2pF) iken denklem (2.23) ise Gaussian dağılımlardır. Bu denklemlerde ki ρ_0 normalizasyon sabitini göstermektedir ve R , a ve α ise ilgili çekirdeğin nükleer madde yoğunluklarını elde etmekte kullanılan parametrelerdir.

Folding potansiyelleri hesaplamak için kullanılacak olan nükleon yoğunluk dağılım fonksiyonları (2.24) ile verilen eşitlikler kullanılarak normalize edilir.

$$\begin{aligned} \int \rho_M(r) d^3r &= A_M \\ \int \rho_H(r) d^3r &= A_H \end{aligned} \quad (2.24)$$

Burada A_M ve A_H sırasıyla mermi ve hedef çekirdeklerin nükleon sayısıdır. Ayrıca parametreler, çekirdek yoğunluk rms (root mean square) değerleri kullanılarak da ayarlanması yapılabilir.

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle &= \frac{\int \rho_M(r) r^4 dr}{\int \rho_M(r) r^2 dr} \\ rms &= \sqrt{\langle r^2 \rangle} \end{aligned} \quad (2.25)$$

ii) Nükleon-Nükleon Etkileşimi

Etkin etkileşim terimi

$$v_{12} = v_{00}(r_{12}) + v_{01}(r_{12}) \vec{T}_1 \cdot \vec{T}_2 + v_{10}(r_{12}) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + v_{11}(r_{12}) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{T}_1 \cdot \vec{T}_2 \quad (2.26)$$

ifadesiyle verilir (Satchler ve Love 1979). Burada $\vec{\sigma}$ ve $\vec{T}$ sırasıyla spin ve izospin Pauli matrisleridir. Spin ve izospin terimlerinden katkı gelmesi için hem mermi hem de hedef çekirdeğin spin ve izospinin sıfırdan farklı olması gerekir.

Folding model potansiyelleri için nükleon-nükleon etkileşimini tanımlamada bir çok etkileşim tipi literatürde var olmakla beraber bunlar arasında M3Y (Michigan 3 Yukawa) etkin etkileşimi, elastik saçılma ve diğer reaksiyonlar da yaygın ve başarılı bir şekilde kullanılmaktadır. Reid ve Paris olarak iki versiyona sahip olan M3Y, üç Yukawa teriminin toplamı olarak ifade edilir. Spin ve izospin bağımsız kabul edilerek M3Y yaklaşımında denklem (2.26)'da ki ilk terim,

$$\begin{aligned} v_{00}(r) &= \left[7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2314 \frac{e^{2.5r}}{2.5r} \right] MeV, \quad (M3Y - Reid) \\ v_{00}(r) &= \left[11062 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2538 \frac{e^{2.5r}}{2.5r} \right] MeV, \quad (M3Y - Paris) \end{aligned} \quad (2.27)$$

ifadesiyle verilir (Brandan ve Satchler 1997). Ayrıca saçılma sürecinde nükleon değiş tokuşu mümkün olacağından;

$$\begin{aligned} J_{00}(E) &= -276 \left[1 - 0.005 \frac{E}{A_M} \right] MeV fm^3, \quad (M3Y - Reid) \\ J_{00}(E) &= -590 \left[1 - 0.002 \frac{E}{A_M} \right] MeV fm^3, \quad (M3Y - Paris) \end{aligned} \quad (2.28)$$

ifadeleriyle verilen değiş-tokuş (knock-on exchange) terimi M3Y etkin etkileşimine ilave edilir. Burada E ve A_M sırasıyla mermi çekirdeğin enerjisi ve nükleon sayısıdır.

Ağır iyonların nükleer etkileşimi için diğer bir başarılı modelde São Paulo (SP) potansiyelidir. Ağır iyon reaksiyonları için elastik ve inelastik saçılma, transfer ve füzyon süreçlerini tanımlamada başarılı bir şekilde kullanılmaktadır. São Paulo Potansiyelinin (SPP) ayrıntılı açıklaması Chamon (2002, 2007)'de sunulmuştur. Bu modelde nükleer etkileşim çift katlı potansiyel ile bağlantılır (Chamon 2007),

$$V_{SPP}(R, E) = V_F(R)e^{-4V^2/c^2} \quad (2.29)$$

burada V_F denklem (2.21) verilen çift katlı potansiyeldir, c ışık hızıdır, V iki çekirdek arasındaki yerel göreli hızdır,

$$V^2(R, E) = \frac{2}{\mu}[E - V_C(R) - V_N(R, E)] \quad (2.30)$$

burada V_C Coulomb potansiyelidir. SP potansiyeli, Denklem (2.29) ve (2.30)'un iterasyon ile çözülmesinden sayısal olarak elde edilir. Bu optik potansiyel hıza bağımlılığı, çarpışan sistemler arasında özdeş nükleonların değiş tokuşu nedeniyle Pauli non-locality etkilerini dikkate almasından kaynaklanmaktadır. Optik potansiyel genel haliyle aşağıdaki formda kabul edilir;

$$V_{nuc}(R) = (N_r + iN_i)V_{SPP}(R) \quad (2.31)$$

burada N_r ve N_i sırasıyla reel ve imajiner kuvvet faktörleridir. $N_r = 1.0$ ve $N_i = 0.78$ ile tanımlanan SPP optik model hesaplamalarının geniş bir enerji aralığında birçok sistemde elastik saçılma verilerini iyi bir şekilde tanımlandığı gösterilmiştir (Alvarez vd. 2003).

3. MATERYAL VE METOT

3.1. Deneysel Detaylar

Deney Mayıs 2017’de Katanya’daki INFN-LNS laboratuvarında yapıldı. ^{20}Ne ışın demeti K800 Süper İletken Siklotron hızlandırıcı tarafından 306 MeV enerjide hızlandırıldı. ^{20}Ne iyonları, ışın demeti hattı boyunca yerleştirilmiş bulunan ince bir karbon folyoyu geçerek tamamen soyuldu ve ardından saçılma odasına taşındı. ^{116}Cd ve ^{130}Te hedefleri, 306 MeV gelen enerjide ^{20}Ne mermileri tarafından bombardıman edildi.

Kullanılan hedefler, $42 \pm 2\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ karbon destek üzerine buharlaştırma yöntemiyle üretilen $250 \pm 10\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{130}Te (%99.75 zenginleştirilmiş) ve $1370 \pm 70\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ kalınlığında haddeleme yöntemiyle üretilen ^{116}Cd folyolardır (%96 zenginleştirilmiş). Hem ^{130}Te hem de ^{116}Cd hedeflerinin arkasına son-sıyırıcı olarak adlandırılan $950 \pm 50\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ kalınlığında CH_2 hedefleri yerleştirildi. Bu ikincil hedef olan son-sıyırıcılar aynı deneysel çalışmada ölçülen diğer reaksiyon kanalları için bir arka planı temsil eden hedeften çıkan kısmen sıyrılmış saçılan parçacıkların miktarını azaltmak için kullanılır (Cavallaro vd. 2019; 2020).

Reaksiyon sonrasında saçılan parçacıklar, MAGNEX spektrometresi ile momentum analizinden geçirildi. Çizelge 3.1, deneylerde her hedef için hangi reaksiyon kanallarının çalışıldığını göstermektedir. Elastik kanal çalışması için $\theta_{lab} = 8^\circ, 13^\circ, \text{ ve } 20^\circ$ ’de her hedef için farklı çalışmalar yapıldı. MAGNEX’in geniş açısal kabulünden dolayı ($-5.16^\circ, +6.3^\circ$ yatay ve $\pm 7.16^\circ$ dikey), bu açısal ayarlar ardışık iki çalışma arasında $\sim 6^\circ$ örtmeyle, laboratuvar referans çerçevesindeki toplam $2.84^\circ < \theta_{lab} < 26.3^\circ$ toplam açısal aralığa karşılık gelen bir bölge için veriler elde edildi.

Çizelge 3.1. Her izotop hedef için çalışılan reaksiyon kanalları

Reaksiyon Kanalları	$^{20}\text{Ne}^{10+}$ Işın Demeti
Elastik ve inelastik Saçılma	$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})$
DCE	$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{O})$
SCE	$(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{F})$
2p transfer	$(^{20}\text{Ne}, ^{18}\text{O})$
2n transfer	$(^{20}\text{Ne}, ^{22}\text{Ne})$
1p transfer	$(^{20}\text{Ne}, ^{19}\text{F})$
1n transfer	$(^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})$

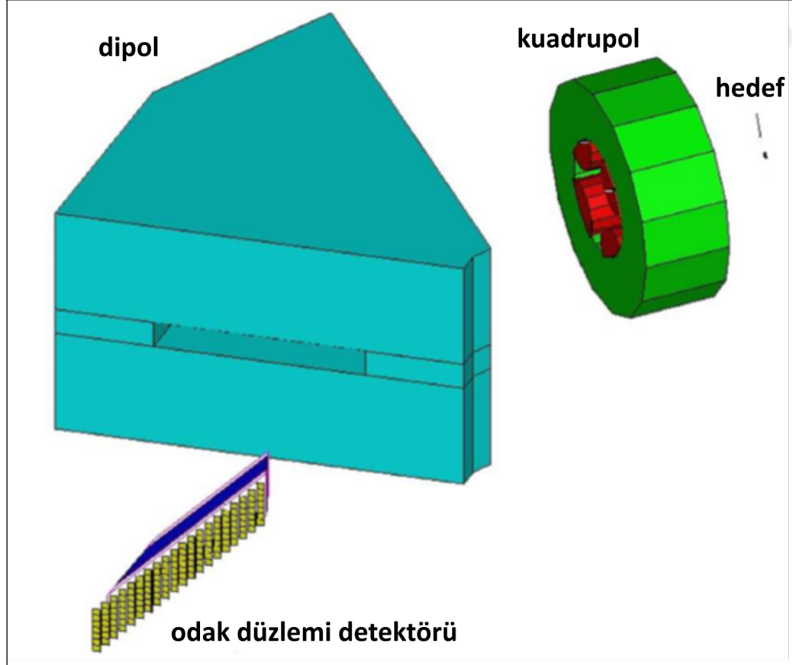
3.1.1. MAGNEX spektrometresi

MAGNEX büyük kabul manyetik spektrometresi, LNS-INFN’de kurulan ve geniş-kabul faz uzayında yüksek enerji, açı ve kütle çözünürlüğü sunan yüksek performanslı bir cihazdır. MAGNEX, dikey olarak odaklanmayı sağlayan bir dört kutuplu (kuadrupol) mıknatıstan (Q) ve dağılımı ve yatay odaklama gücünü sağlayan iki kutuplu (dipol) mıknatıs (D) ve yayılan iyonların tespiti için bir Odak Düzlemi Detektöründen (FPD) oluşan bir QD spektrometresidir. Kabul edilen manyetik sertlik, iyonların yüküne ve kütlesine bağlı olarak yaklaşık $0.2 \text{ MeV}/u$ ile $40 \text{ MeV}/u$ arasında bir enerji aralığına karşılık gelen 0.2 Tm ile 1.8 Tm aralığındadır. MAGNEX spektrometresinin bir resmi Şekil 3.1’de şematik gösterimi ise Şekil 3.2’de gösterilmektedir.

MAGNEX spektrometresinin en kritik özelliği, büyük kabul elemanları tarafından üretilen gelişmiş sapma etkilerini iyi bir şekilde telafi etmesidir. Bu, manyetik elemanların yenilikçi tasarımları ile iyon hareketinin spektrometre boyunca yeniden yapılandırılmasına yönelik yeni teknikler arasındaki etkileşimlerin bir sonucu sayesinde mümkündür. MAGNEX’in ana güncel parametreleri Çizelge 3.2’de listelenmiştir.



Şekil 3.1. MAGNEX spektrometresinin genel görünümü. Soldan sağa, saçılma odası, kuadrupol (kırmızı) ve dipol (mavi) mıknatıslar ve Odak Düzlemi Detektörü (FPD) görülebilir (Cappuzello vd. 2016)



Şekil 3.2. MAGNEX spektrometresinin şematik gösterimi (Cappuzello vd. 2016)

Çizelge 3.2. MAGNEX spektrometrenin temel optik özellikleri (Cappuzello vd. 2016)

Optik Karakteristikler	Değerler
Maksimum manyetik sertlik (Tm)	1.8
Katı açısı (msr)	50
Yatay açısal kabul (mrad)	−90, +110
Dikey açısal kabul (mrad)	−125, +125
Momentum kabulü	−14%, +10%
Merkezi yol uzunluğu (cm)	596
Momentum dağılımı	3.68
Birinci derece momentum çözünürlüğü	5400
Odak düzlemi dönme açısı	59.2°
Odak düzlemi uzunluğu (cm)	92
Odak düzlemi yüksekliği (cm)	20

3.1.1.1. Matris formalizmi

Spektrometre boyunca her parçacık gözlenebilir $P = (x, \theta, y, \phi, l, \delta)$ vektörü ile karakterize edilir. x, y, θ ve ϕ değişkenleri sırasıyla yatay ve dikey koordinatlar ve açılardır, l yörünge uzunluğu olup, $\delta = (p - p_0)/p_0$ olarak tanımlanırken, p , saçılan parçacık momentumu ve p_0 referans momentumudur. Bir ışın demetinde yüklü parçacıkların hareketini tarif etmenin standart yolu, referans olarak bunlardan birinin hareketinin seçimine dayanır. Manyetik elemanlar boyunca onun yolu ve momentumu sırasıyla referans momentum p_0 (bükme mıknatıslarının manyetik kuvvetini ayarlamak için kullanılır) ve yörüngedir. Diğer parçacıkların konumları ve momentleri referans olanlara göre tanımlanır.

Yüklü parçacık demeti spektrometre boyunca hareket ettikçe, son konum vektörü $P_f = (x_f, \theta_f, y_f, \phi_f, l_f, \delta_f)$, aşağıdaki ilişki yoluyla başlangıç olan $P_i = (x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, l_i, \delta_i)$ 'ye bağlantılıdır (Cappuzello vd. 2011; 2016):

$$\mathcal{M} : P_i \rightarrow P_f \quad (3.1)$$

Bu ifade belirli bir optik sistemin karakteristiği olan lineer olmayan taşıma ilişkisini tarif eder. Daha açık bir şekilde;

$$\begin{aligned}
 x_f &= \mathcal{M}_1(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, \delta_i) \\
 \theta_f &= \mathcal{M}_2(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, \delta_i) \\
 y_f &= \mathcal{M}_3(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, \delta_i) \\
 \phi_f &= \mathcal{M}_4(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, \delta_i) \\
 l_f &= \mathcal{M}_5(x_i, \theta_i, y_i, \phi_i, \delta_i) \\
 \delta_f &= \delta_i
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Son eşitlik manyetik alanlardaki iyon momentum modülünün korunumunu ifade eder. Ayrıca ince hedefler için sabit olarak kabul edilen l_i parametresi ihmal edilebilir. Denklem (3.2) 'nin Taylor açılımını yazmak mümkündür (Carbone 2012). MAGNEX gibi büyük kabul spektrometrelerinde, manyetik elemanlar içinde geçişi tanımlayan operatörün Taylor açılımında optik eksenenden uzak yüksek mertebeden terimler kullanmak gerekir (Cunsol vd. 2002). İkinci ve daha yüksek dereceli terimlerin katsayıları, ideal birinci derece optik özelliklerden sapmaları belirledikleri için aberasyonlar olarak adlandırılırlar. MAGNEX spektrometresinde yüksek mertebeli aberasyonların bazıları donanım teknikleri ile telafi edilebilir. Fakat bu tüm aberasyonlar için tatmin edici bir telafi sağlamaz, bu yüzden dikkatli bir yazılım programı gereklidir (Carbon 2012).

Denklem (3.1) tersine çevrilirse ifade ölçülen parametreler cinsinde tanımlanabilir. MAGNEX spektrometresi durumunda ölçülen büyüklükler $Q_f \equiv (x_f, \theta_f, y_f, \phi_f, x_i)$ iken yeniden yapılandırılmış vektör $Q_i \equiv (\theta_i, \phi_i, y_i, l_f, \delta)$ 'dır. Yatay odaklama koşulu, ışın demeti noktası içinde x_i değişkenini sınırlamamıza izin verir ($|x_i| < 3 \text{ mm}$) ve l_f 'nin yeniden yapılandırılmasından vazgeçildiğinde, MAGNEX spektrometresi durumunda denklem (3.1) tersi.

$$G^{-1} : Q'_f \rightarrow Q'_i \tag{3.3}$$

burada $Q'_f \equiv (x_f, \theta_f, y_f, \phi_f)$ indirgenmiş son faz uzayıdır ve $Q'_i \equiv (\theta_i, y_i, \phi_i, \delta)$ yeniden

yapılandırılmış olandır.

Bu denklem için bir çözüm elde etmek kolay değildir ve bu cihazın kabulüne büyük ölçüde bağlıdır. Michigan State University’de S800 spektrometresi üzerinde etkili bir teknik geliştirilmiştir. Bu yöntem diferansiyel cebir formalizmine dayanır ve taşıma matrislerinin yüksek dereceli terimlerle hesaplanmasına izin verir (Berz 1995; Makino ve Berz 1999). COSY INFINITY (Makino ve Berz 2006) programı bu algoritmayı içerir ve bu operatörün onuncu mertebeye kadar gelişim terimlerini hesaplar ve sonra denklemi tersine çevirir. Teknik, spektrometrenin geometrisinin tam bilgisini, manyetik alanların ayrıntılı açıklamasını ve odak düzleminde $(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f)$ faz uzay vektörünün doğru kesin ölçümlerini gerektirir.

Yörünge yeniden yapılandırma (rekonstrüksiyon) tekniğinin fiziksel bir duruma uygulamanın pratik yolu, odak düzleminde ölçülen verileri, spektrometre tepkisinin bir modelini temsil eden simülasyonu ile karşılaştırmaktır. Manyetik parametrelerde, verilerle simülasyonlar arasındaki uyumu artıracak şekilde küçük ayarlamalar yapılır. Bu optimizasyonlar, gerçek manyetik alanlarla matematiksel modellemesi arasındaki farklılıklar veya gerçek manyetik elemanların simülasyon olanlara göre hafifçe yanlış hizalanmasından kaynaklanan durumları dikkate almamızı sağlar. Açık bir şekilde ifade edecek olursak simülasyon ölçülene ne kadar yakınsa, taşıma operatörü ve tersinin modeli o kadar iyidir. Bu çalışmada analiz edilen verilere açıklandığı gibi yörünge-yeniden yapılandırma tekniği uygulandı ve 10. mertebeye kadar taşıma haritası oluşturuldu.

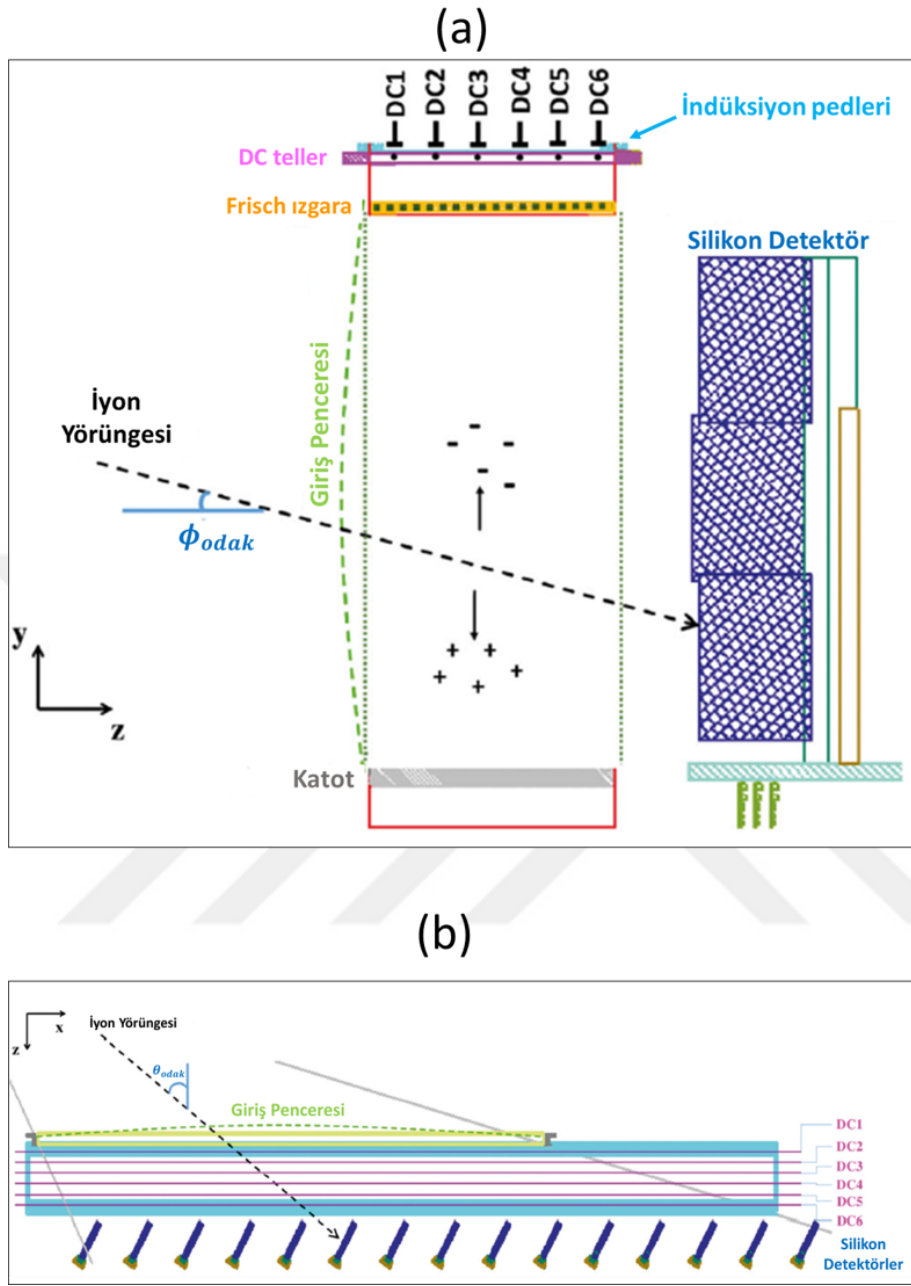
3.1.2. Odak düzlemi detektörü (FPD)

MAGNEX Odak Düzlemi Detektörü (Focal Plane Detector-FPD) arka tarafta bir silikon detektör duvarına sahip gaz doldurulmuş bir hibrid detektördür (Cavallaro 2012). Her gelen iyonunun yatay ve dikey konumlarını iyon yörüngesi boyunca altı ardışık konumda ölçer. Ayrıca, gazda enerji kaybını ve silikon detektörlerde kalan enerjiyi ölçer. FPD tasarımı ve çalışma prensibi aşağıdaki bölümde ana özellikleriyle anlatılmıştır.

3.1.2.1. FPD dizaynı

MAGNEX FPD temelde altı bölüme ayrılmış, tümü konuma ve enerji kaybına duyarlı bir gaz sürüklenme odasından (drift chamber (DC)) ve arkada silikon detektör durdurma duvarından oluşur. Detektörün şematik çizimi Şekil 3.3'de gösterilmiştir.

FPD, iyon optik hesaplarına göre spektrometrenin odak düzlemi tanımlayan MAGNEX dipolden sonra 1.91 m uzağa yerleştirilmiştir (Cavallaro vd. 2012). FPD teknesi, detektör konumunu farklı odak koşullarına ayarlamak için spektrometre optik eksenini boyunca ± 0.08 m döndürülebilen hareketli bir taşıyıcı üzerine monte edilmiştir. FPD, kromatik aberasyonların etkisini azaltmak için referans yörünge düzlem normaline göre $\theta_{eğim} = 59.2^\circ$ döndürülmüş giriş yüzeyi ile kurulmuştur (Carbone 2012).



Şekil 3.3. Odak Düzlemi Detektörünün (FPD) şematik gösterimi: (a) yandan görünüm (b) yukarıdan görünüm (Cappuzello vd. 2018)

Sürüklenme odası aktif hacmi, aşağıda bir katot plaka ve yukarıda bir Frisch ızgara ile 1360 mm genişliğinde, 200 mm yüksekliğinde ve 96 mm derinliğindedir. Tipik olarak kullanılan gaz, deneysel ihtiyaçlara bağlı olarak 5 ile 100 mbar arasındaki basınçlarda $N35$ izobütan ($\%99.95$ saf) olmaktadır. Kararlı basınç işlemlerini sürdürmek ve gaz saflığını korumak için sürekli bir gaz akış sistemi bulunur. $920 \times 220 \text{ mm}^2$ alanlı

bir Mylar giriş penceresi, yatay ve birbirinden 10 mm aralıklı yerleştirilmiş, çapı 0.5 mm olan yirmi silikon kaplı paslanmaz tellerle desteklenir.

Frisch ızgarası, merkezler arasında 5 mm aralıklı 50 μm çapında 10 adet altın kaplama tungsten telden yapılmıştır. Katot (genellikle $-900 V$ ile $-1500 V$ arasında uygulanan voltajda) ve Frisch ızgarası (toprak bağlantılı) arasındaki 200 mm'lik yüksek süreklenme bölgesinde elektrik alanın uniformluğu, katoda paralel ve birbirinden 5 mm uzaklıkta düzenlenmiş 41 dikdörtgen halkadan oluşan bir bölme ızgarası ile garanti edilir. Bu, hacim boyunca saçılan parçacıklar tarafından üretilen elektronların sürüklenme hızını sabit tutmak için temel bir gerekliliktir (Cavallaro vd. 2012).

Orantısal sayaç bölümü, DC1, DC2, DC3, DC4, DC5 ve DC6 olarak tanımlanan altı yükseltici telden oluşur. Bu teller Frisch ızgarasının 20 mm üzerinde ve 8 mm aralıklı, altın kaplama tungsten tellerdir. DC kablolarının çapı 20 μm 'dir.

Spektrometre optik eksenini boyunca yönlendirilmiş 224 indüksiyon ped seti her bir DC orantısal telin 5 mm üzerine yerleştirilmiştir. 6 mm uzunluğunda olan her bir ped 5.9 mm genişliğinde ve komşusundan 0.1 mm ile ayrılmıştır.

Gaz detektörünün arkasında 20 sütun ve 3 sıra halinde yerleştirilmiş 60 silikon ped detektörlü bir duvar bulunmaktadır. Her silikon dedektör 500 μm kalınlığında ve 70 mm (yükseklik) $\times$ 50 mm (genişlik) aktif bir alana sahiptir. Silikon kolonlar, spektrometre optik eksenine dik olarak monte edilir. Silikon detektör duvarının bir resmi, Şekil 3.4'de gösterilmiştir.



Şekil 3.4. Silikon detektör duvar (Carbone 2012)

3.1.2.2. FPD çalışma prensibi

Dipolden gelen iyonlar FPD Mylar penceresinden geçerek (Şekil 3.3'te şematik olarak gösterildiği gibi) Katot ve Frisch-ızgara arasındaki gazda iyonize atomlar ve birincil elektronların izlerini bırakır. Yaklaşık 50 V/cm 'lik düzgün bir elektrik alan altında elektronlar $3 - 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ 'lik tipik hızlarla Frisch-ızgarasına doğru sürüklenir. Izgaradan sonra, elektronlar DC tellere yakın çok daha güçlü hale gelen bir elektrik alanda hızlanırlar, burada her birincil elektron için yaklaşık 200 civarında bir faktör ile çarpım meydana gelir.

Çığ, her bölümdeki iyonlar tarafından kaybedilen enerjiyle orantılı bir sinyal üretir, böylece her olay için enerji kaybının ($\Delta E_1, \Delta E_2, \Delta E_3, \Delta E_4, \Delta E_5, \Delta E_6$) altı ardışık ölçümü sağlanır. Sinyaller yük-duyarlı ön-yükselticiler tarafından şekillendirilir ve yükseltilir. Yükseltilmiş sinyaller daha sonra bir 16-kanallı NIM (Nuclear Instrumentation Module) modülüne gönderilir, burada bir şekillendirici yükselticiye ve

bir CFD (Constant Fraction Discriminator)'ye dağıtılır ve ayrılırlar. Enerji kaybıyla orantılı olarak şekillendirilmiş çıktılar, parçacık tanımlaması için kullanılır. Sadece DC teller için çıkarılan mantık çıktıları, elektronların sürüklenme süresinin ölçülmesi için bir STOP sinyali olarak kullanılır.

Tellerin yakınındaki elektron çığları, en yakın indüksiyon pedleri üzerinde aynı zamanda yük indüklenmesine neden olur. Bu sinyaller daha sonra gaz ortamında kartın üst tarafına monte edilmiş 16 kanallı GASSIPLEX yongalarına (Bordessoule vd. 1997) dayanan bir analog çoğaltıcı okuma sistemi ile yükseltilir ve şekillendirilir (Boiano vd. 1997). Yatay konum, ped yük dağılımının ağırlık merkezi ölçülerek her bir DC bölümünde elde edilir. Bağımsız olarak ölçülen bu altı konum ($X_1, X_2, X_3, X_4, X_5, X_6$) spektrometre odak düzleminde iyon izinin yatay konumunun ve açısının çıkarılmasına izin verir. Bu ölçülen miktarların, yörünge yeniden yapılandırması için kullanılacak spektrometre optik eksenini (X_{odak} ve θ_{odak}) ifade etmektedir.

Gaz bölümünü geçen yüklü parçacıklar silikon detektör duvarına ulaşır. Çıktılar, şekillendirme ve zamanlama çıktıları sağlayan 16 kanallı yükselticilere gönderilir. İlki, gazı geçtikten sonra iyonların kalan enerjisini (E_{kalan}) ölçmek için kullanılır. İkincisi CFD'lere gönderilir ve MAGNEX'in çok amaçlı zamanlama sinyallerini verir. Mantık OR, elektronların sürüklenme süreleri ölçümleri için START sinyali olarak kullanılır.

Gazdaki altı ardışık elektron sürüklenme süresi, TAC + ADC okuma zinciri kullanılarak silikon detektörler (START) ve DC telleri (STOP) tarafından üretilen sinyal arasındaki gecikme ile ölçülür. Gazdaki elektronların neredeyse sabit hızı sayesinde bu süreler, DC tellerine karşılık gelen z konumunda iyon izlerinin $Y1, Y2, Y3, Y4, Y5, Y6$ dikey konumlarını ve dolayısıyla dikey açığı belirlemek için kullanılır. Bu şekilde iyon izinin odak düzlemindeki dikey konumu Y_{odak} ve ϕ_{odak} açısı belirlenir.

3.2. Veri Analizi

Veri analizi prosedürü birkaç adımdan oluşur;

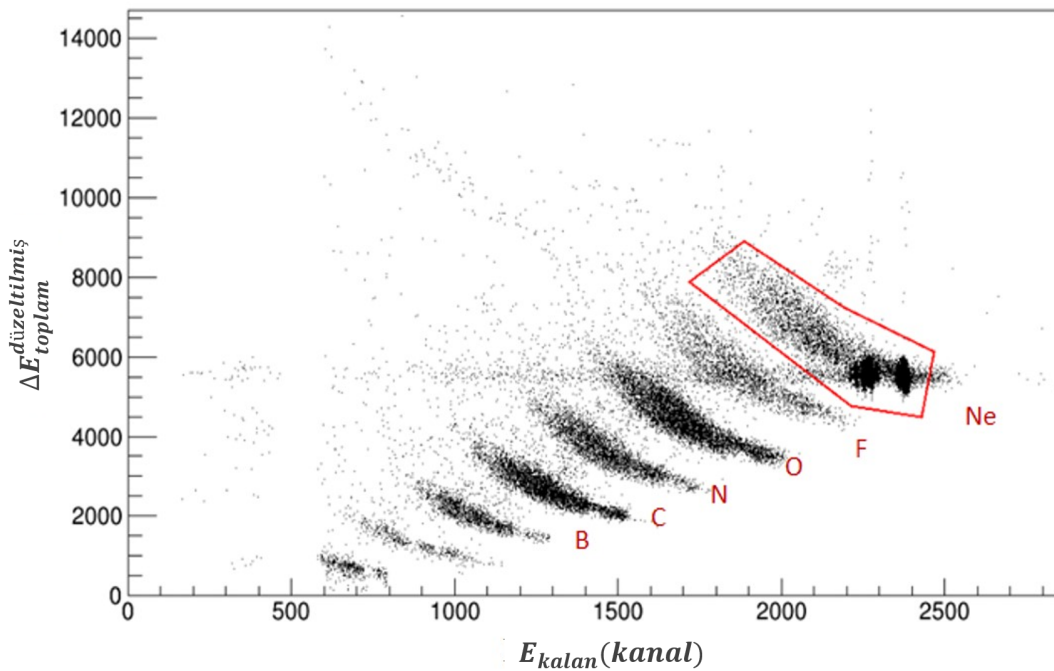
- İlk olarak, yatay ve dikey konumların doğru bir şekilde kalibrasyonu gereklidir, çünkü bu parametreler 10. mertebede ışın-rekonstrüksiyon prosedürü için girdi olarak kullanılır. Bu parametreler taşınım denklemlerinin tanımlandığı spektrometre referans çerçevesinde belirlenmelidirler.

- Bir sonraki adım, ilgili saçılan parçacıkların tanımlanmasından ibarettir
- Daha sonra son faz uzayı parametrelerine bakılarak spektrometre boyunca taşıma haritası 10. mertebeye kadar inşa edilir.

Işın rekonstrüksiyon tekniğinin odak düzleminde tanımlanan verilere uygulanmasından sonra, uyarılma enerji spektrumları ve tesir kesiti açısal dağılımlar çıkarılabilir, çünkü prosedür laboratuvar çerçevesindeki saçılan parçacıkların yeniden oluşturulan kinetik enerjisini ve saçılma açısını verir.

3.2.1. $^{20}\text{Ne}^{10+}$ tanımlaması

İlgili saçılan parçacıkların tanımlanması iki tekniğin birleştirilmesiyle gerçekleştirilir. İlk adım, Bethe-Bloch formülüne (Knoll 2000) dayanan standart $\Delta E - E$ tekniği kullanılarak gerçekleştirilen saçılan parçacıkların atom numarası (Z) tanımlanmasından oluşur. Tipik bir $\Delta E - E$ iki boyutlu çizimi Şekil 3.5’de gösterilmiştir.



Şekil 3.5. 306 MeV’de $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ için tipik iki boyutlu $\Delta E_{\text{toplam}}^{\text{düzelttilmiş}} - E_{\text{kalan}}$ grafiği. Farklı iyon türleri ve kaba bir grafik kontur içinde Ne iyon bölgesi belirtilmiştir

Çizilen parametreler, apsiste silikon detektörler tarafından ölçülen kalan enerji (E_{kalan}) ve ordinatta DC teller tarafından ölçülen gazdaki enerji kaybıdır ($\Delta E_{\text{toplam}}^{\text{düzelttilmiş}}$).

Bu değer odak düzleminde ölçülen farklı geliş açısı θ_{odak} nedeniyle, gazdaki farklı yol uzunluklarını hesaba katmak için düzeltilmiştir. FPD $\theta_{eğim} = 59.2^\circ$ ile döndürüldüğünden, düzeltme şu şekildedir:

$$\Delta E_{toplam}^{düzeltmiş} = \frac{\cos\theta_{eğim}}{\cos\theta_{odak}} \sum_{i=1}^6 \Delta E_i \quad (3.4)$$

$\Delta E - E$ grafiğinde yapılan seçim, reaksiyonda üretilen tüm Ne izotopları arasında $^{20}\text{Ne}^{10+}$ 'u açıkça ayırmak için yeterli değildir. Büyük kabul spektrometreleri için yenilikçi bir parçacık tanımlama tekniği, Cappuzzello (2010) 'da yayınlanan çalışmada tanıtılmıştır. Bu teknik Lorentz kuvveti özelliklerini kullanır (yükli bir parçacığın momentumu manyetik alandaki yörüngesini belirler).

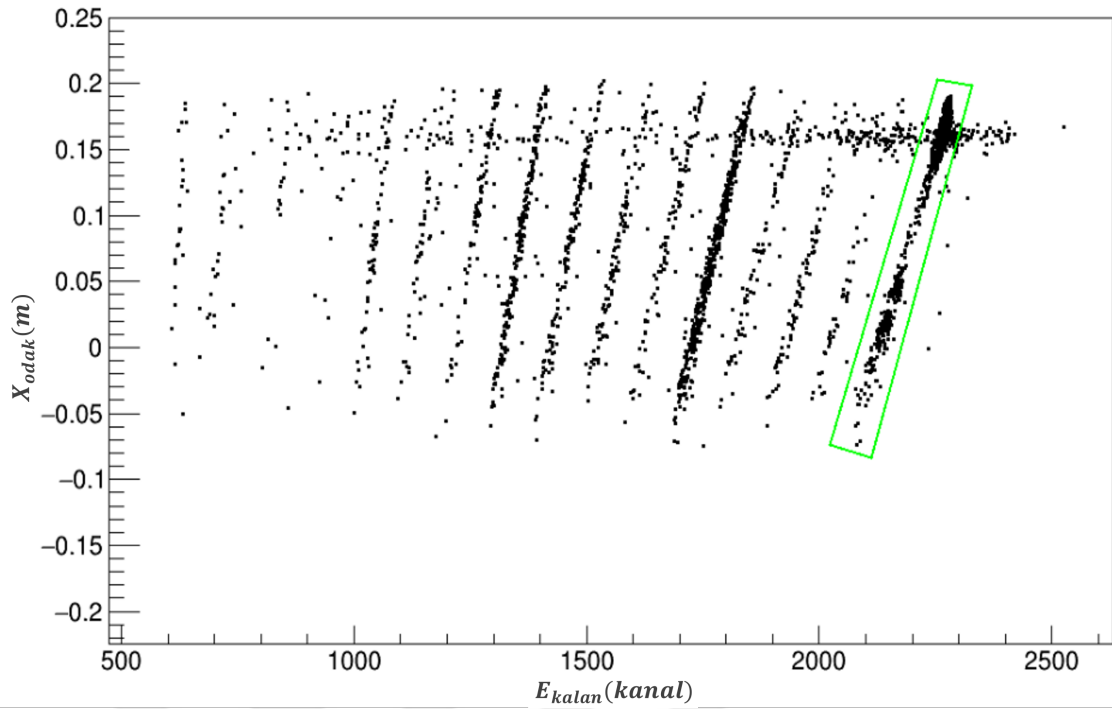
$$B\rho = \frac{p}{q} \quad (3.5)$$

Burada p ve q , iyonun sırasıyla momentum ve elektrik yükü iken, ρ ise B alanlı bir dağıtıcı eleman (bükme mıknatısı) içindeki iyon yörüngesinin eğrilik yarıçapıdır.

Relativistik olmayan yaklaşımda momentum p , kinetik enerji E ve yaklaşık olarak silikon dedektörler tarafından ölçülen kalan enerji E_{kalan} ile ikinci dereceden $p = (2mE)^{1/2}$ ilişkisi ile bağlıdır, burada m iyon kütlesidir. Eğrilik (ρ) odak düzlemi X_{odak} 'daki konumla ilgili olduğundan, ölçülen iki nicelik arasındaki ilişki (X_{odak} ve E_{kalan}), m/q^2 oranına bağlı bir faktörle yaklaşık ikinci derecedendir.

$$X_{odak}^2 \propto \frac{m}{q^2} E_{kalan} \quad (3.6)$$

Bu nedenle, X_{odak} 'a karşı E_{kalan} grafiğinde iyonlar m/q^2 oranına göre farklı eğriler üzerine dağılırlar. Farklı Ne izotopları arasındaki net ayrılma, Şekil 3.7'de açıkça görülmekte olup, burada $X_{odak} - E_{kalan}$ grafiği, $\Delta E_{toplam}^{düzeltmiş} - E_{kalan}$ 'deki (Şekil 3.5) grafik koşulu ile seçilen veriler için gösterilmiştir.



Şekil 3.6. Tipik iki boyutlu $X_{odak} - E_{kalan}$ grafiği Şekil 3.5’de $\Delta E_{toplam}^{düzeltilmiş} - E_{kalan}$ grafik koşulu altındaki veriler üzerinden elde edilmiştir. Farklı Neon izotoplarının net ayrımı açık şekilde görülmektedir ve çizilen yeşil kontur da $^{20}Ne^{10+}$ iyonları belirtilmiştir

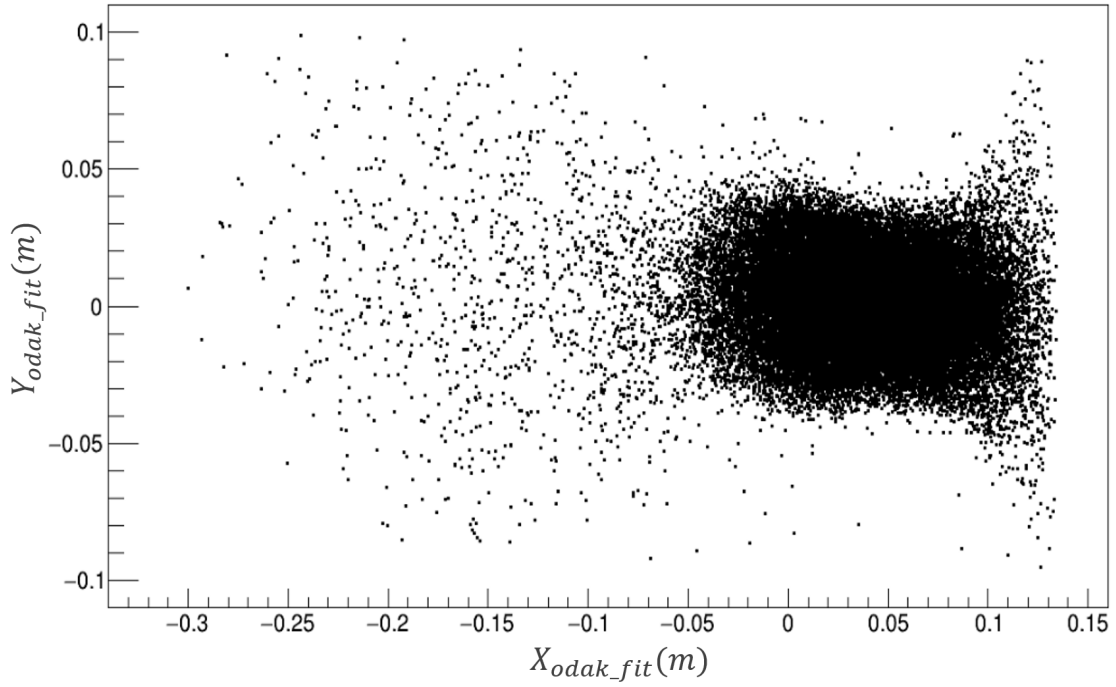
Tam parçacık tanımlaması için, her bir silikon detektör için sırasıyla $\Delta E_{toplam}^{düzeltilmiş} - E_{kalan}$ ve $X_{odak} - E_{kalan}$ ’deki iki farklı grafik koşulu arasındaki AND koşulu kullanılmıştır. Her bir silikon detektörün seçim koşulları arasındaki bir son OR işlemi, tespit edilen tüm $^{20}Ne^{10+}$ iyonlarının temiz bir seçimini garanti etti.

3.2.2. Son faz uzayı parametreleri

Parçacık tanımlama prosedürü tamamlandıktan sonra, son faz uzay parametreleri (X_{odak} , θ_{odak} , Y_{odak} ve ϕ_{odak}) ayrıntılı olarak analiz edildi. Bu parametreler elde edilen yatay ve dikey odaklama ve sapmalar hakkında bilgi sağlarlar.

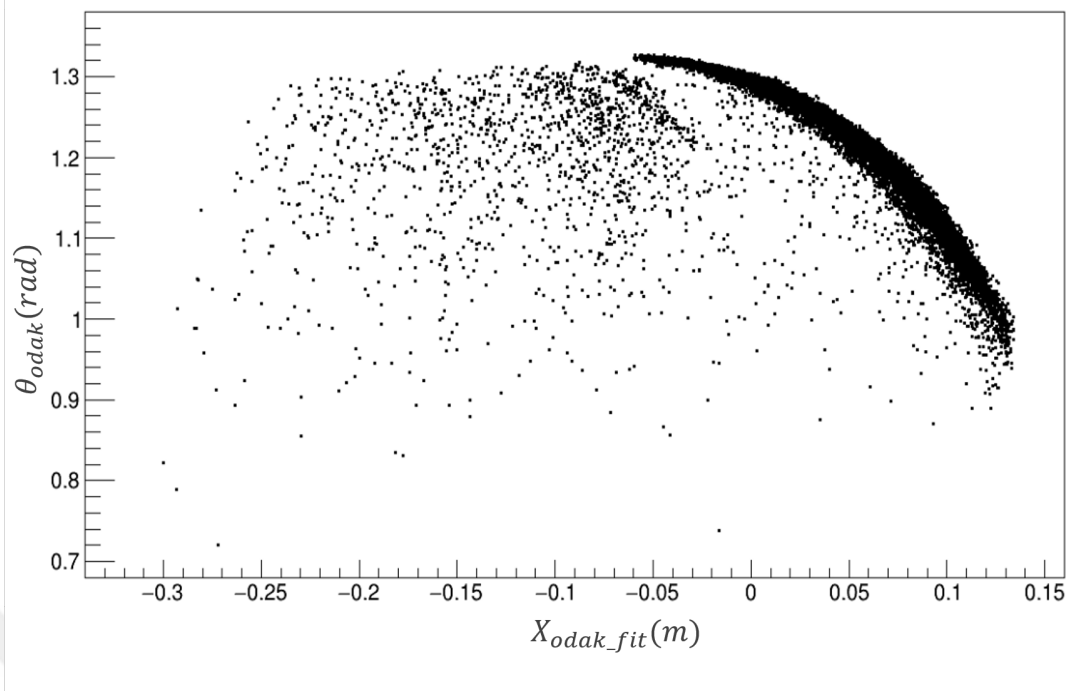
Seçilen elastik saçılma olayları ($^{20}Ne^{10+}$) için X_{odak_fit} ’a karşı bir Y_{odak_fit} grafiği Şekil 3.7’de gösterilmiştir. Burada X_{odak_fit} değişkeni, 6 ayrı ölçümle (X_{odak} , X_{odak2} , X_{odak3} , X_{odak4} , X_{odak5} , X_{odak6} arasında yapılan doğrusal fitleme) çıkarılır ve FPD’deki iyon konumuna karşılık gelir. Şekil 3.7 tipik bir kelebek şeklini göstermektedir, bu son dikey faz uzayının karakteristiğidir ve dikey yörüngelerin sadece δ^* iyon momentinin

belirli bir değeri odaklandığını gösterir. Aslında, bu, MAGNEX olarak bir QD spektrometresinde beklenmektedir, çünkü kromatik sapmalar momentum sapması $\delta \neq \delta^*$ ile iyonların odaklanmasını engellemektedir (Carbone 2012). Apsiste, $X_{odak_fit} = 0$ optik eksenindeki yörüngelere karşılık gelir. Bununla birlikte, mevcut datalarda odaklanma $X_{odak_fit} \sim 0.05 \text{ m}$ 'de daha iyi olduğu görülmektedir, bu da seçilen kuadropol alanın sadece referans olandan ($\delta = 0$) daha fazla B_ρ 'lu parçacıkları odakladığını göstermektedir.



Şekil 3.7. $\theta_{lab}^{opt} = 13^\circ$ için 306 MeV'de $^{20}\text{Ne}(^{130}\text{Te}, ^{130}\text{Te})^{20}\text{Ne}$ reaksiyonuna ait seçilmiş $^{20}\text{Ne}^{10+}$ iyonları için tipik X_{odak_fit} 'a karşı Y_{odak_fit} matrisi

X_{odak_fit} yatay konumuna karşı yatay açının θ_{odak} 'unun bir grafiği Şekil 3.8'da, Şekil 3.7'deki aynı olaylar için gösterilmiştir. FPD optik eksene dik düzleme göre 59.2° (1.033 rad) eğimli olduğundan, ölçülen θ_{odak} grafikte bu açı etrafında dağılır. Lokusların dikey hatlardan sapması hem kinematik etkilerden hem de aberasyonlardan kaynaklanmaktadır.



Şekil 3.8. $\theta_{lab}^{opt} = 13^\circ$ için 306 MeV’de $^{20}\text{Ne}(^{130}\text{Te}, ^{130}\text{Te})^{20}\text{Ne}$ reaksiyonuna ait seçilmiş $^{20}\text{Ne}^{10+}$ iyonları için tipik θ_{odak} ’a karşı X_{odak_fit} matrisi

3.2.3. Yörünge yeniden yapılandırma tekniğinin uygulanması

Kalan çekirdeklerin uyarılma enerji spektrumlarını ve ana geçişler için tesir kesit açısıl dağılımlarını elde etmek için analiz edilen her bir veri setine yörünge-rekonstrüksiyon (yörünge yeniden yapılandırma) prosedürü uygulanır. Aşağıdaki bölümlerde açıklandığı gibi, rekonstrüksiyon gerçekleştirmek için dört ana adım gereklidir.

Bir fizik durumuna göre yörünge rekonstrüksiyonunu ayarlamamanın pratik yolu, seçilen reaksiyona spektrometre yanıtının bir modelini temsil eden simülasyon olanlarla, Bölüm 3.2.2’de gösterilen odak düzleminde ölçülen faz uzayı parametrelerini karşılaştırmaktır. Simülasyon olanla ölçülmüş olanının arasındaki uyum yaklaştıkça, taşınım operatörünün modeli o kadar iyi olacaktır.

3.2.3.1. Direkt taşınım haritasının oluşturulması

Yeniden yapılandırma (rekonstrüksiyon) prosedürünün ilk adımı, faz-uzay

parametrelerinin hedef noktasından odak düzlemine doğru gelişimini tanımlayan bir taşınım haritası oluşturmaktır.

$$\mathcal{M} : P_i \rightarrow P_f$$

MAGNEX durumunda bu denklem COSY INFINITY programı (Makino ve Berz 2006) tarafından uygulanan diferansiyel cebirin formalizmi aracılığıyla çözülmüştür (Berz 1995). Mevcut veri analizi için, direkt taşınım haritası ($\mathcal{M}$) 10. mertebeye kadar oluşturulmuştur.

COSY INFINITY programı girdi parametreleri;

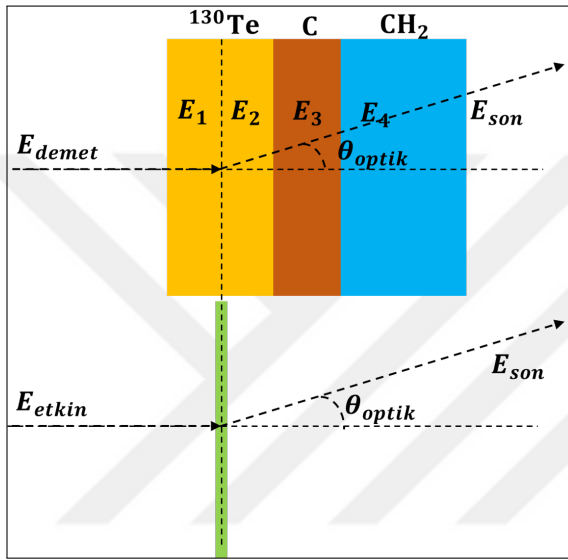
- Spektrometrenin geometrisi hakkında kesin bilgi (manyetik elemanlar arasındaki mesafeler, sürüklenme boşluklarının uzunluğu, katı açığı tanımlayan yarıklar ve FPD'nin boyutu ve yeri).
- Ölçülen dipol ve kuadrupol manyetik kuvvetleri. Üç boyutlu manyetik alanların uzaysal dağılım şekilleri ölçülen verilerin interpolasyonlarından elde edilen Enge fonksiyonları ile tanımlanır (Lazzaro vd. 2008a,b).
- Matematiksel olarak 5. dereceden polinomlarla temsil edilen dipol mıknatısın Etkin Alan Sınırları (Effective Field Boundaries (EFB)). Taşınım matrisi manyetik kenarların şekline bağımlılığı zayıftır bu nedenle ortaya çıkan taşınım simülasyonu ile deneysel verilerin karşılaştırması ile optimize edilir (Carbone 2012).

3.2.3.2. Direkt taşınım haritasının simülasyonu

Oluşturulan taşınım haritasının iyiliğini test etmek için, 306 MeV'deki $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ ve $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ reaksiyonlarına karşılık gelen bir dizi olay Monte Carlo metodu ile oluşturulmuştur. Sadece taban-taban durumları değil, aynı zamanda uyarılmış çekirdek durumlarını da içeren olayların simülasyonu yapılır. Bununla birlikte, simülasyonlara, spektrometrenin cevabının kabul edilen tüm aralığına göre yeniden üretilmesi için ilave enerji durumları dahil edilir.

^{20}Ne ışın demetinin etkin enerji değeri, simülasyonu gerçekleştirmek için gerekli olan diğer önemli bir parametredir. Spektrometreye girmeden önce hem ^{20}Ne mermileri

hem de ^{20}Ne saçılan parçacıkların uğradığı hedefteki enerji kaybı nedeniyle bu nominal ışın enerjisine (306 MeV) tam olarak eşit değildir. Bu değer, ^{20}Ne iyonlarının hedef içindeki enerji kayıplarını, karbon desteği ve son-sıyırıcı'yı içermelidir. Simülasyon programı geçiş katmanlarındaki enerji kaybını hesaba katmadığından, etkin ışın demet enerjisi, Şekil 3.9'da ^{130}Te ve Şekil 3.10'da ^{116}Cd için gösterilen şemaları takiben kinematik ve enerji kaybı hesaplamaları sırasıyla CATKIN (Catford 2005) ve LISE++ (Tarasov ve Bazin 2008) programları kullanılarak elde edilmiştir.

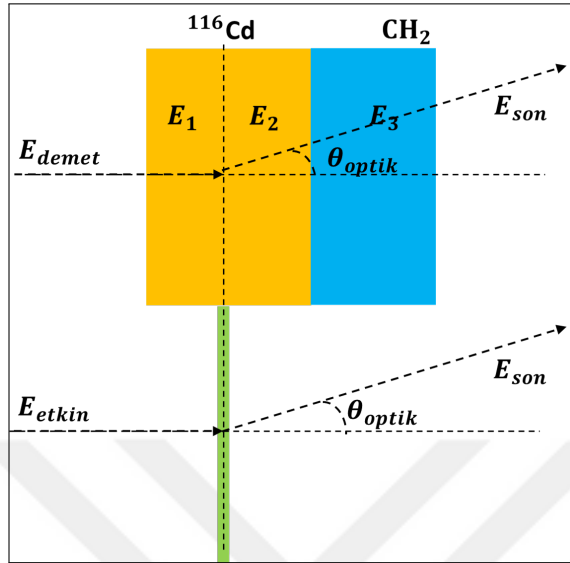


Şekil 3.9. Üstte, ^{130}Te hedefinin ve katmanlarının her birinde kalan enerji değerlerinin şeması. Aşağıda, ^{130}Te hedefinin ideal şemasında (sıfır kalınlık) başlangıçtaki E_{etkin} ve son E_{son} enerjisi

E_{etkin} 'in tahmin hipotezinde, reaksiyonların ortalama olarak her zaman hedef kalınlığının ortasında gerçekleştiği ve bu birinci bölümde enerji kaybının LISE++ yazılımı aracılığıyla kalan enerji E_1 olduğu hesaplanmıştır. E_2 , ^{130}Te ile θ_{optik} açısında saçılmasından sonra ^{20}Ne çekirdeğinin enerjisidir; bu enerji CATKIN kinematik yazılımı kullanılarak değerlendirilir. Daha sonra yine LISE ++ ile iyonun enerji kaybı karbon desteği ve son-sıyırıcı tabakaları için değerlendirilir ve spektrometrenin girişindeki saçılan parçacıkların kalan enerjisi (E_{son}) elde edilir. Benzer hesaplamalar ^{116}Cd hedefi için de geçerlidir.

Prosedür, ideal olarak sıfır kalınlıkta bir hedefin saçılmasından sonra, spektrometrenin girişinde bir E_{son} enerjisine sahip olan, saçılan parçacıkları üreten ^{20}Ne ışınının etkin

E_{etkin} enerjisini değerlendirir. Çizelge 3.3 ve Çizelge 3.4’de hesaplamalarda elde edilen sonuçlar ve etkin enerji değerleri gösterilmektedir.



Şekil 3.10. Üstte, ^{116}Cd hedefinin ve katmanlarının her birinde kalan enerji değerlerinin şeması. Aşağıda, ^{116}Cd hedefinin ideal şemasında (sıfır kalınlık) başlangıçtaki E_{etkin} ve son E_{son} enerjisi

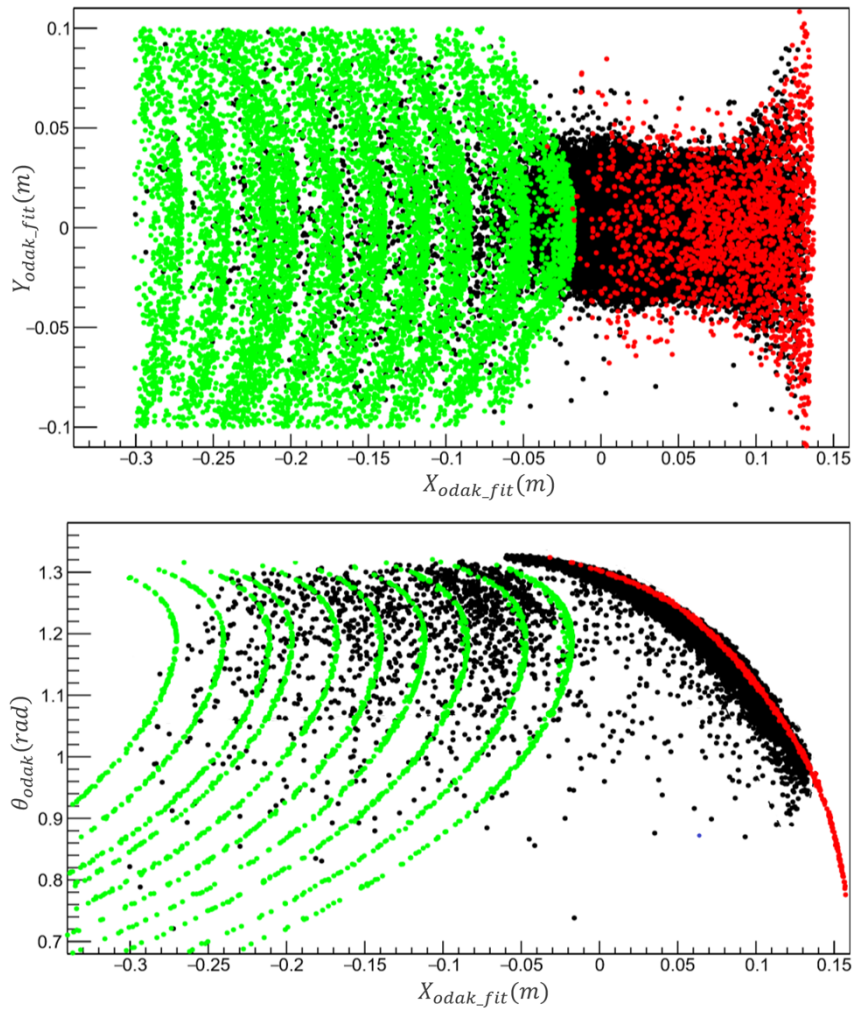
Çizelge 3.3. Analiz edilen veriler için ^{130}Te etkin demet enerjisi hesaplaması. Şekil 3.9’daki şemaya takiben farklı hedef katmanlardaki kalan enerji değerleri verilmiştir. Enerjilerin hepsi MeV cinsindendir

θ_{lab}	E_0	E_1	E_2	E_3	E_4	E_{son}	E_{etkin}
8°	306	305.81	304.88	304.69	304.57	301.25	302.16
13°			303.38	303.18	303.06	299.67	302.10
20°			300.13	299.93	299.80	296.27	301.87

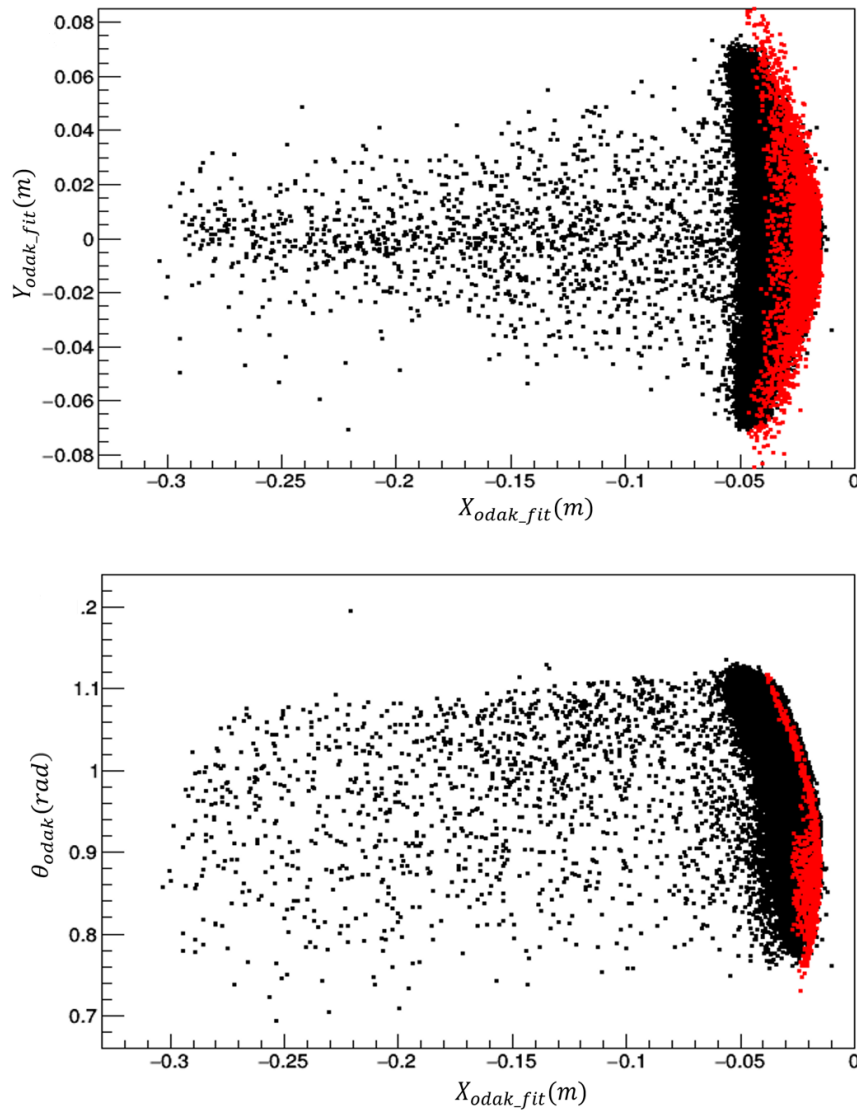
Çizelge 3.4. Analiz edilen veriler için ^{116}Cd etkin demet enerjisi hesaplaması. Şekil 3.10'daki şemaya takiben farklı hedef katmanlardaki kalan enerji değerleri verilmiştir. Enerjilerin hepsi MeV cinsindendir

θ_{lab}	E_0	E_1	E_2	E_3	E_{son}	E_{etkin}
8°	306	304.94	303.91	302.83	299.50	300.51
13°			302.23	301.14	297.74	300.41
20°			298.60	297.47	293.91	300.15

Uygulanan simülasyonun sonucu, Bölüm 3.2.2'de daha önce verilen veri seti için Şekil 3.11'de gösterilmektedir. Son derece lineer olmayan sapmalara rağmen, simüle edilen veriler (kırmızı noktalar), hem yatay ($\theta_{odak} - X_{odak_fit}$ grafiği) hem de dikey ($Y_{odak_fit} - X_{odak_fit}$ grafiği) faz uzayında deneysel olanların (siyah noktalar) oldukça uyumlu bir temsilini vermektedir. Ayrıca Şekil 3.12'de $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ (\theta_i = 1.16^\circ)$ için $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ simülasyon ve deneysel verilerin karşılaştırılması verilmiştir.



Şekil 3.11. $\theta_{lab}^{opt} = 13^\circ$ için $Y_{odak_fit} - X_{odak_fit}$ ve $\theta_{odak} - X_{odak_fit}$ matrisinde simülasyon (kırmızı noktalar) ve deneysel verilerin (siyah noktalar) karşılaştırılması. Yeşille gösterilen simülasyon verileri karbon desteğin neden olmuş olduğu karbonun uyarılmış durumlarını temsil etmektedir. Kırmızı noktalar, yalnızca $^{130}Te + ^{20}Ne$ elastik saçılma simülasyonunu gösterir



Şekil 3.12. $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ (\theta_i = 1.16^\circ)$ için $Y_{odal_fit} - X_{odal_fit}$ ve $\theta_{odal} - X_{odal_fit}$ matrisinde simülasyon (kırmızı noktalar) ve deneysel verilerin (siyah noktalar) karşılaştırılması. Kırmızı noktalar, yalnızca $^{116}Cd + ^{20}Ne$ elastik saçılma simülasyonunu gösterir

3.2.3.3. Ters taşınım haritasının oluşturulması

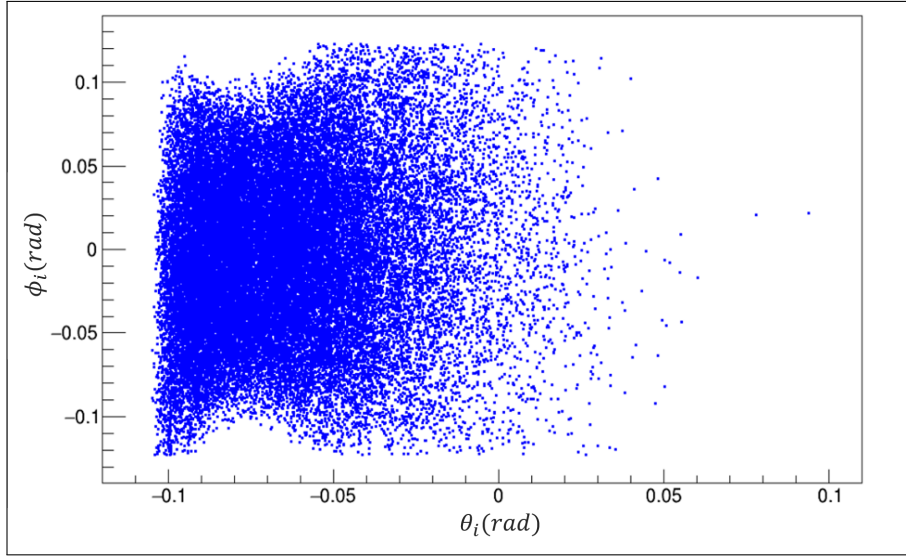
COSY INFINITY programı, başlangıç koordinatları P_i 'yi ölçülen son P_f değerlerinden elde etmek için, taşınım denklemlerini tersine çevirmeyi mümkün kılar. Ters haritanın son ölçülen parametrelere uygulanması, spektrometreyi etkileyen yüksek dereceli aberasyonların etkisini telafi etmeyi sağlar, çünkü onlar yapılandırılmış operatörde bulunurlar.

Denklem (3.3)'de son faz uzayı parametreleri ölçüldükten sonra başlangıç faz uzayı parametrelerinin çıkarılabileceğini ifade eder. Bu, bir önceki bölümde açıklanan prosedürle belirlenen taşıma matrisini tersine çevirebilen COSY INFINITY yazılımı ile elde edilir.

Yörünge rekonstrüksiyon tekniği sayesinde, reaksiyonun gerçekleştiği hedef noktasında başlangıç fazı uzay parametrelerinin elde edilmesi mümkündür. Bu ilk parametreler, örneğin saçılan parçacıkların momentum vektörü, kinetik enerjisi ve tesir kesitini belirlemek için yararlı olan saçılma açısı gibi fiziksel niceliklere erişim yolunu oluşturur. θ_i (yatay) ve ϕ_i (dikey) başlangıç açıları yeniden yapılandırılması, saçılan parçacıkların yayıldığı θ_{LAB} laboratuvar saçılma açısını elde etmek mümkündür.

$$\theta_{LAB} = \arctan \sqrt{\tan^2(\theta_i) + \frac{\tan^2(\phi_i)}{\cos^2(\theta_i)}} \quad (3.7)$$

Başlangıç dikey açının ilk yataya göre ($\phi_i - \theta_i$) bir grafiği Şekil 3.13'de gösterilmektedir. Ancak, grafik ideal dikdörtgen şekle sahip değildir. Bu, bazı mekanik parçaların geometrisi ile sınırlanan spektrometrenin taşıma verimliliği nedeniyle olur. Bu, difarensiyel katı açısının özellikle faz uzayı sınırlarında azalmasına neden olur. Bu gibi verimlilik kayıpları incelenmiştir ve demet zarfının vakumlu kaplardan kesilmesine bağlı olduğu bulunmuştur (Carbone 2012). Tesir kesiti açısal dağılımları çıkarılırken bu etki dikkate alınmalıdır.



Şekil 3.13. Başlangıç dikey açının başlangıç yataya açıya göre ($\phi_i - \theta_i$) grafiği

Yeniden yapılandırılmış görel momentumdan δ , saçılan parçacıkların başlangıç kinetik enerjisi çıkarılır. Karşılık gelen Q değerleri veya uyarılma enerjisi E_x , relativistik enerji ve momentum korunum yasalarına dayanan bir eksik kütle hesaplaması ile elde edilir.

$$E_x = Q_0 - Q = Q_0 - K \left(1 + \frac{M_e}{M_r} \right) + E_{demet} \left(1 + \frac{M_b}{M_r} \right) + 2 \frac{\sqrt{M_b M_e}}{M_r} \sqrt{E_{demet} K \cos \theta_{lab}} \quad (3.8)$$

Denklem (3.8)'de M_e , M_r ve M_b , sırasıyla saçılan iyon, kalan ve ışın demeti kütleleridir. K saçılan iyonun kinetik enerjisi (δ parametresi ile ilişkili) ve Q_0 taban durum- taban durum Q değeridir.

3.2.4. Diferansiyel tesir kesit açısall dağılımları

Büyük kabul spektrometresi ile çalışmanın avantajı, aynı deneysel koşullar altında verilen bir dizi ölçüm için geniş bir saçılma açısı aralığının kapsanmasıdır. Açısall ayarın her biri yaklaşık $\Delta \theta_{LAB} \approx 12^\circ$ 'lik bir açısall aralığı kapsar ve ayrıca farklı ayarlar arasında yaklaşık 6° 'lik bir açısall örtüşme vardır. Deneyin üç açısall ayarı göz önüne alındığında $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ, 13^\circ, 20^\circ$, toplam kapsanan açısall aralık yaklaşık $3^\circ < \theta_{lab} < 26^\circ$ dir.

Kütle merkezi referans sisteminde diferansiyel tesir kesit şu şekilde tanımlanır:

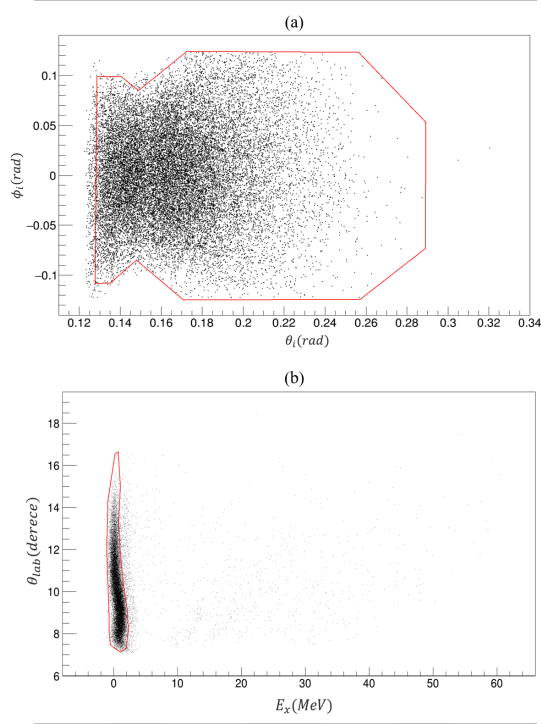
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{km}) = \det J(\theta_{km}) \frac{N(\theta_{km})}{N_{demet} N_{hedef} \Delta\Omega \epsilon} \quad (3.9)$$

Burada $\det J(\theta_{km})$; laboratuvar referans sisteminden kütle merkezi referans sistemine geçişi sağlar, $N(\theta_{km})$; θ açısında ölçülen sayım sayısıdır ($\theta - E_x$ grafiğinde kırmızı grafiksel durum tarafından seçilen olayların sayısı değerlendirilir, bakınız Şekil 3.14), N_{demet} ; Hedefe gelen toplam iyon sayısıdır, N_{hedef} ; Hedefteki birim yüzey başına atom sayısıdır, $\Delta\Omega$; Katı açıdır ($\phi_i - \theta_i$ grafiğinde kırmızı grafiksel durum tarafından seçilen bölgeyi tanımlar, bakınız Şekil 3.14), ϵ ; yeniden yapılanma yönteminin ve detektör verimliliğini tarif eder.

306 MeV'de $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ ve $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ reaksiyonlarının elastik saçılması için elde edilen diferansiyel kesit açısal dağılımları, tüm açısal ayarlamalar için Şekil 4.10 ve Şekil 4.11'de gösterilmiştir. Ayrıca tüm sonuçlar, analitik formülden elde edilen Rutherford kesiti ile karşılaştırıldı.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{km}) = \left(\frac{Z_M Z_H \alpha \hbar c}{4E_{km} \sin^2 \theta_{km}} \right)^2 \quad (3.10)$$

Burada Z_{Ne} ve Z_{Te} mermi ve hedefin atom numarası, E_{km} ve θ_{km} kütle merkezi referans sisteminde kinetik enerji ve saçılma açısı, α ince yapı sabiti, $\hbar$ Planck sabiti ve c vakumda ışık hızıdır.



Şekil 3.14. **a)** Spektrometre katı açısı kabulünü temsil eden kırmızı kontura sahip ilk yatay açıya karşı ilk dikey açının ($\phi_i - \theta_i$) bir grafiği gösterilmektedir; **b)** Taban durumdan taban durumuna geçişi temsil eden kırmızı kontura sahip $\theta_{lab} - E_x$ grafiği gösterilmektedir

3.3. Optik Model Analizleri

Deney gözlenebilirlerini teorik olarak hesaplamak için diferansiyel denklemleri sayısal yöntemlerle çözen birçok program kodu geliştirilmiştir. Fresco (Thompson 1988) programı bunlardan biri olup yaygın bir şekilde de literatürde kullanılmaktadır.

Fresco programı kullanılarak teorik olarak hesaplanan deney gözlenebilirleri ile deneylerden elde edilenler karşılaştırılarak etkileşimi tanımlayan en uygun potansiyel seti belirlenir. Fenomenolojik yaklaşımla yapılan hesaplamalarda, nükleer potansiyelin reel ve sanal kısımlar için genellikle WS (Wood-Saxon) ve WS^2 formları veya bunların kombinasyonu seçilir. Mikroskobik yaklaşımla yapılan hesaplamalarda, potansiyelin reel kısmı folding modelden yararlanılarak elde edilir potansiyelin sanal kısmı yine fenomenolojik yaklaşımla da belirlenebilir. Bu belirlemelerden sonra Fresco programı vasıtasıyla teorik ve deneysel verileri uyumlu hale getirecek en uygun reel ve sanal potansiyel parametreleri belirlenir.

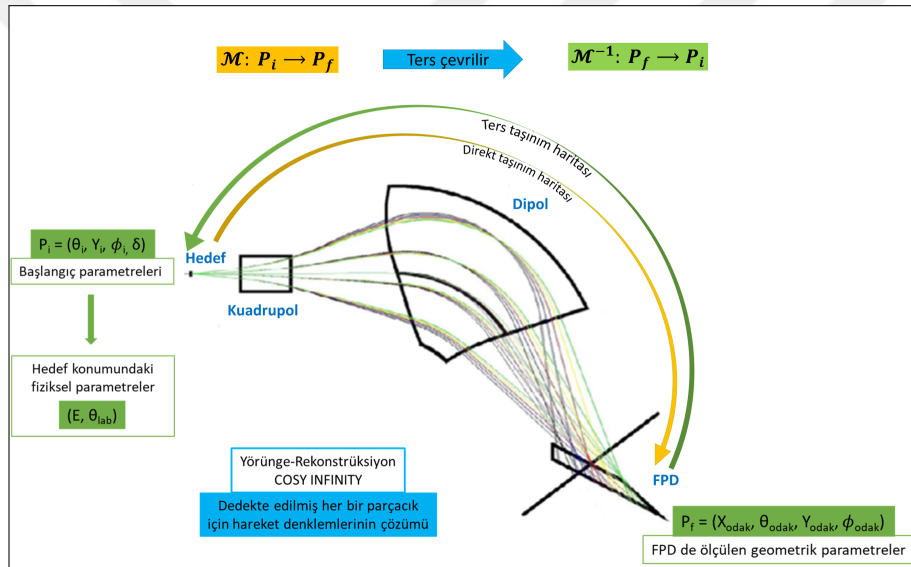
Yapılan teorik hesaplamalarla deney sonuçlarının uyumluluğu

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\sigma_{teori} - \sigma_{deney})^2}{(\Delta\sigma_{deney})^2} \quad (3.11)$$

ifadesiyle verilen hata hesabı ile belirlenir. Burada σ_{teori} teorik tesir kesitini, σ_{deney} deneysel tesir kesitini, $\Delta\sigma_{deney}$ deneysel tesir kesitindeki hatayı, N ise deneysel verilerin toplam sayısını göstermektedir.

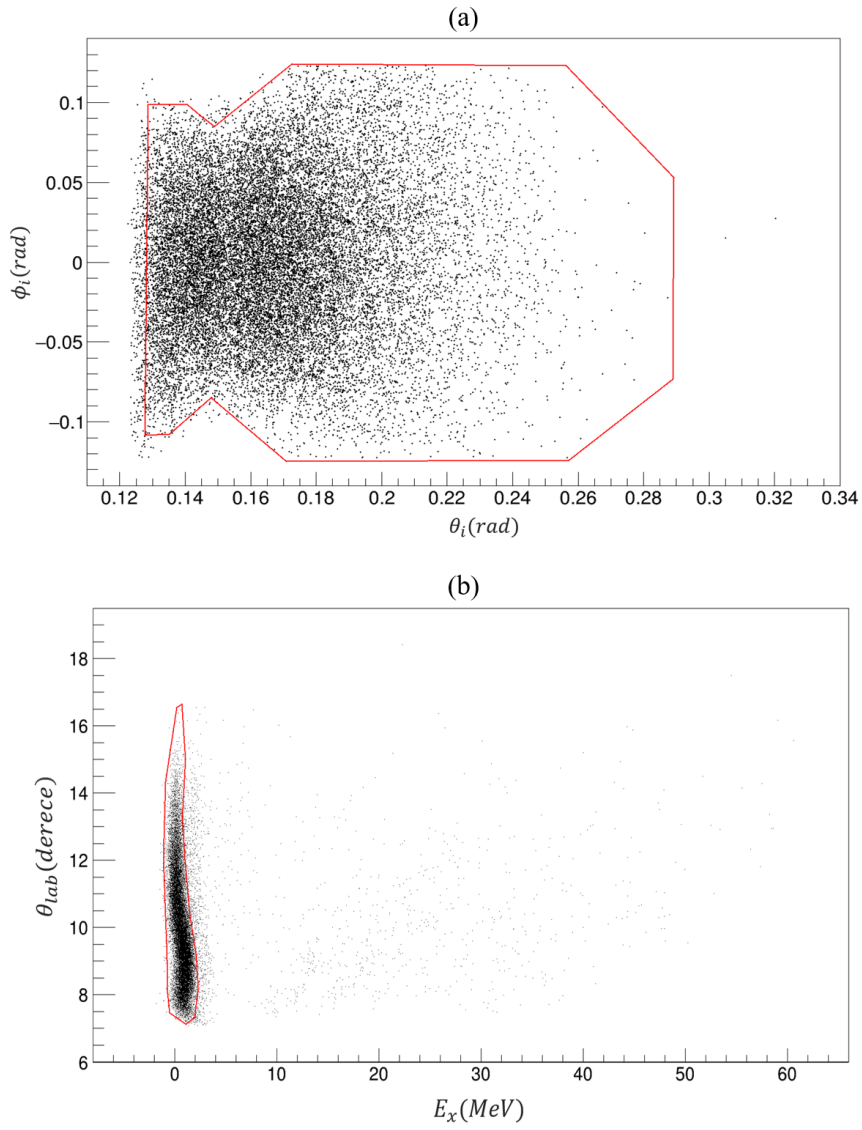
4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde bir önceki bölümde detayları verilen yöntem ve tekniklerin (son faz uzayı parametreleri, veri ve simülasyon arasındaki karşılaştırma, yörünge yeniden yapılandırma tekniği vb.) tüm deneysel verilere uygulanmasıyla elde edilen sonuçlar verilmiştir. Şekil 4.1’de tüm süreç şematik olarak resmedilerek gösterilmiştir. Elde edilen sonuçlar doğrultusunda $^{20}\text{Ne}(^{130}\text{Te}, ^{130}\text{Te})^{20}\text{Ne}$ ve $^{20}\text{Ne}(^{116}\text{Cd}, ^{116}\text{Cd})^{20}\text{Ne}$ reaksiyonları için elastik saçılma diferansiyel kesit açısıl dağılımını elde ettik. Elde edilen deneysel elastik saçılma tesir kesit açısıl dağılımları, mikroskobik yaklaşımla hesaplanan teorik sonuç ile karşılaştırıldı. Tüm sonuçlar bu bölümde verilmektedir.

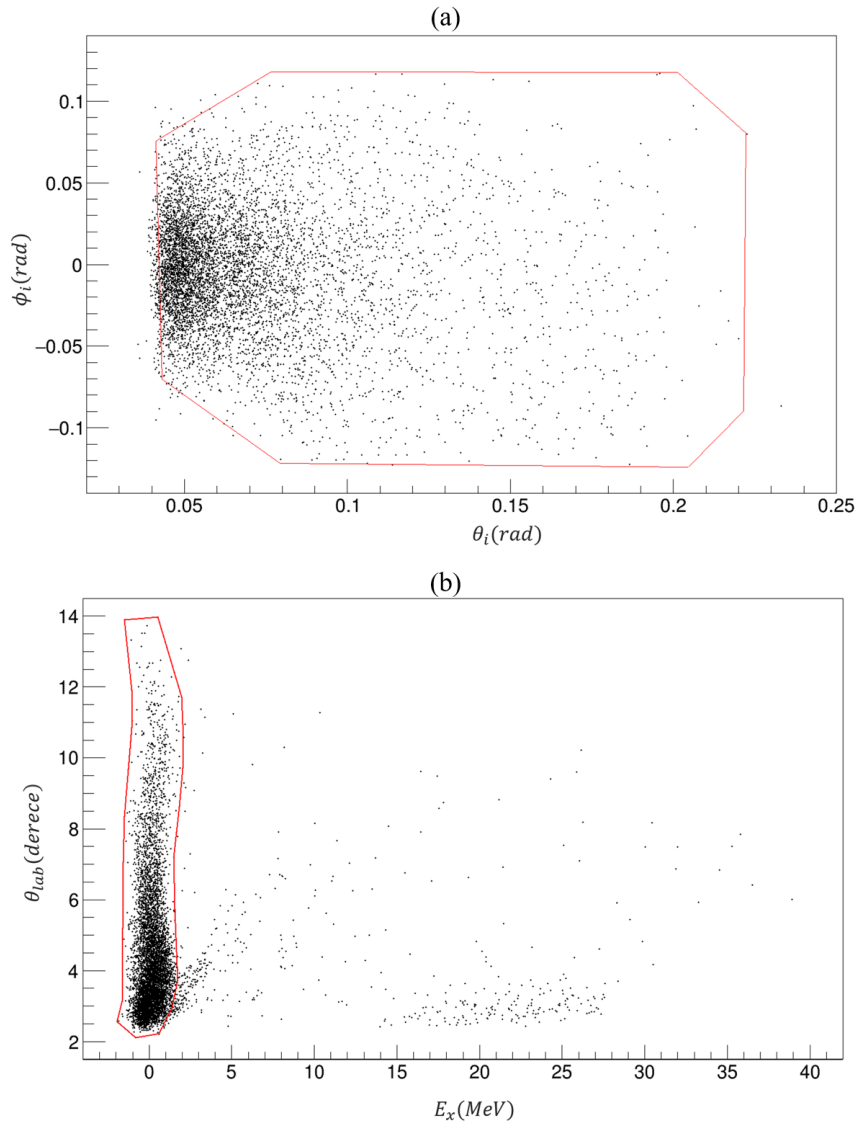


Şekil 4.1. Deneysel düzenek ve deney sonrası odak düzlemi detektöründe ölçülen parametrelere yörünge-rekonstrüksiyon tekniğinin uygulanmasının şematik gösterimi

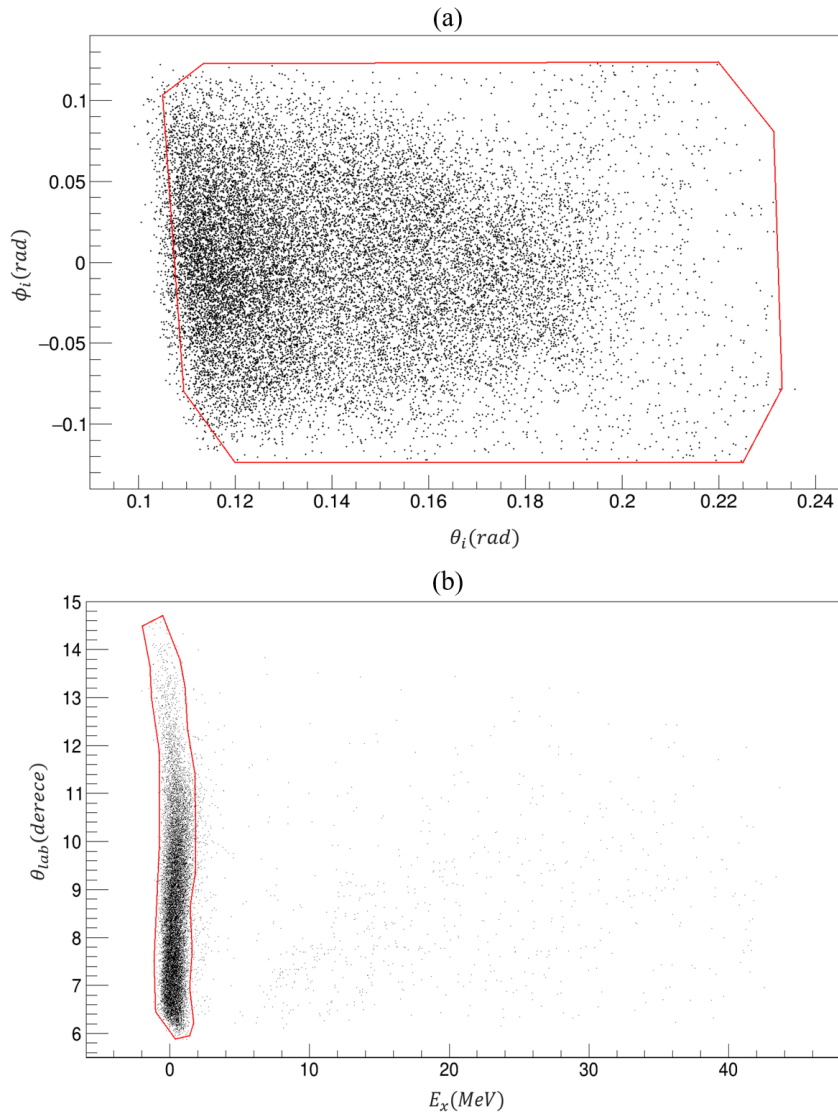
Deneysel verilere ters taşıma haritasının uygulanması sonucu elde edilen rekonstrüksiyon sonuçları Şekil 4.2, 4.3, 4.4, 4.5, 4.6, 4.7, 4.8, 4.9’da verilmiştir.



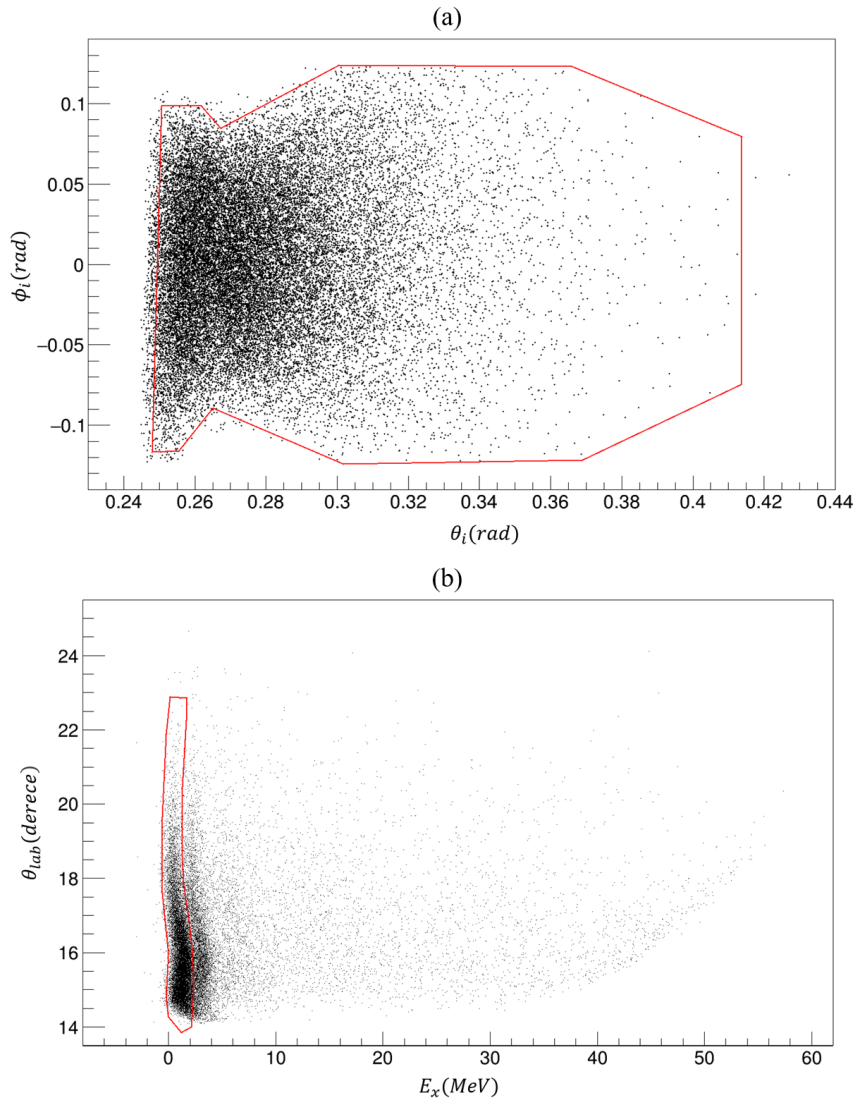
Şekil 4.2. $\theta_{lab}^{opt} = 13^\circ$ 'de $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ için **a)** Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açı kabulünü temsil eder); **b)** $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)



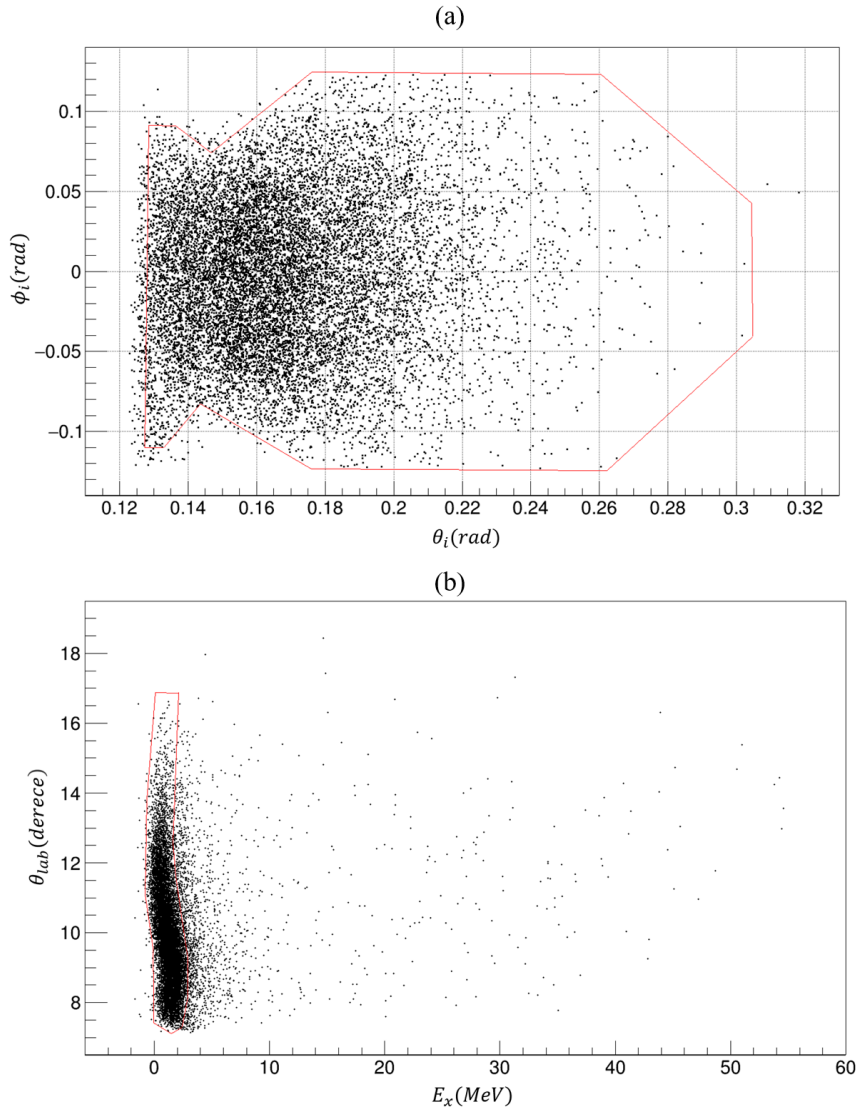
Şekil 4.3. $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ$ 'de $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ için **a)** Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açı kabulünü temsil eder); **b)** $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)



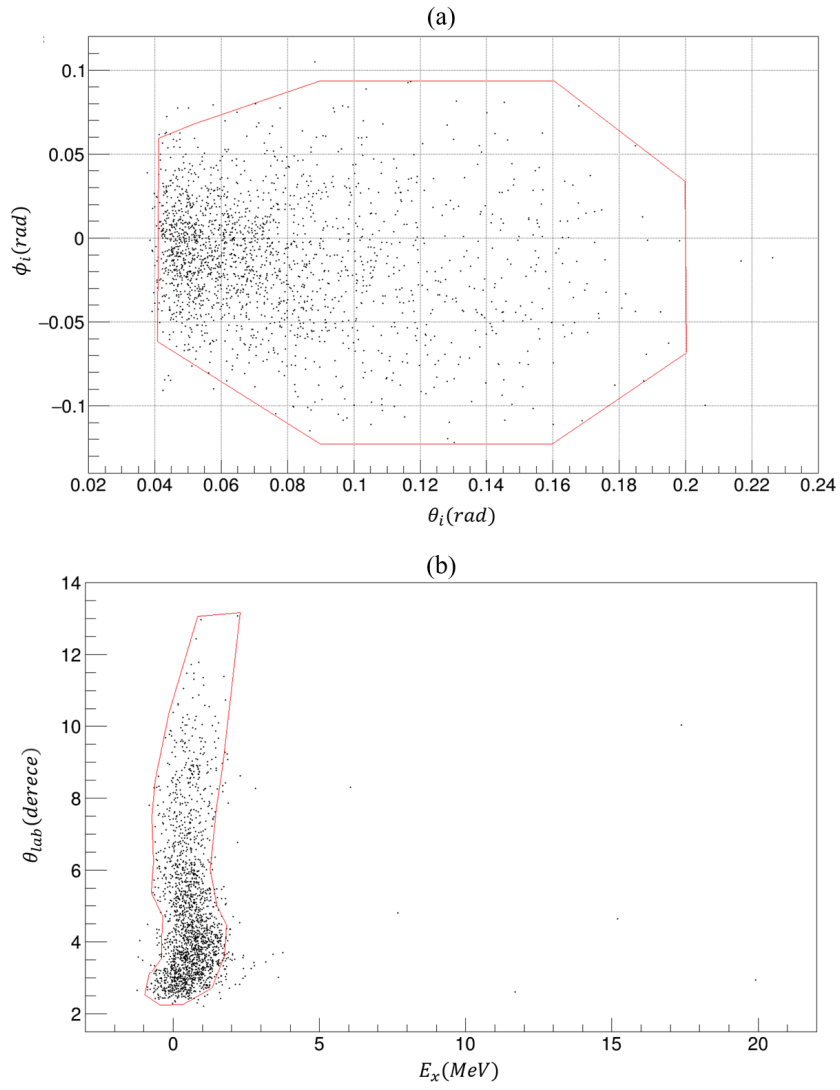
Şekil 4.4. $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ (\theta_i = 1.16^\circ)$ 'de $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ için **a)** Deneysel verilere ters taşıma haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açısı kabulünü temsil eder); **b)** $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)



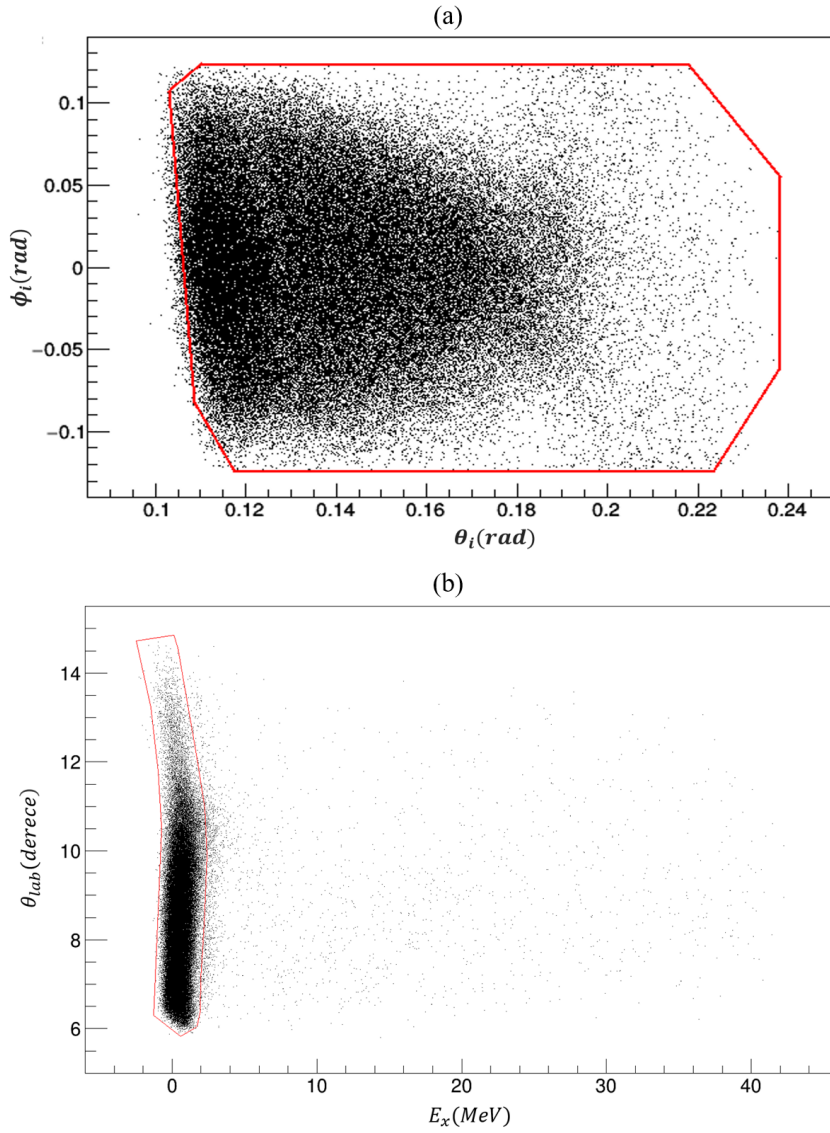
Şekil 4.5. $\theta_{lab}^{opt} = 20^\circ$ 'de $^{130}\text{Te} + ^{20}\text{Ne}$ için **a)** Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açısı kabulünü temsil eder); **b)** $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)



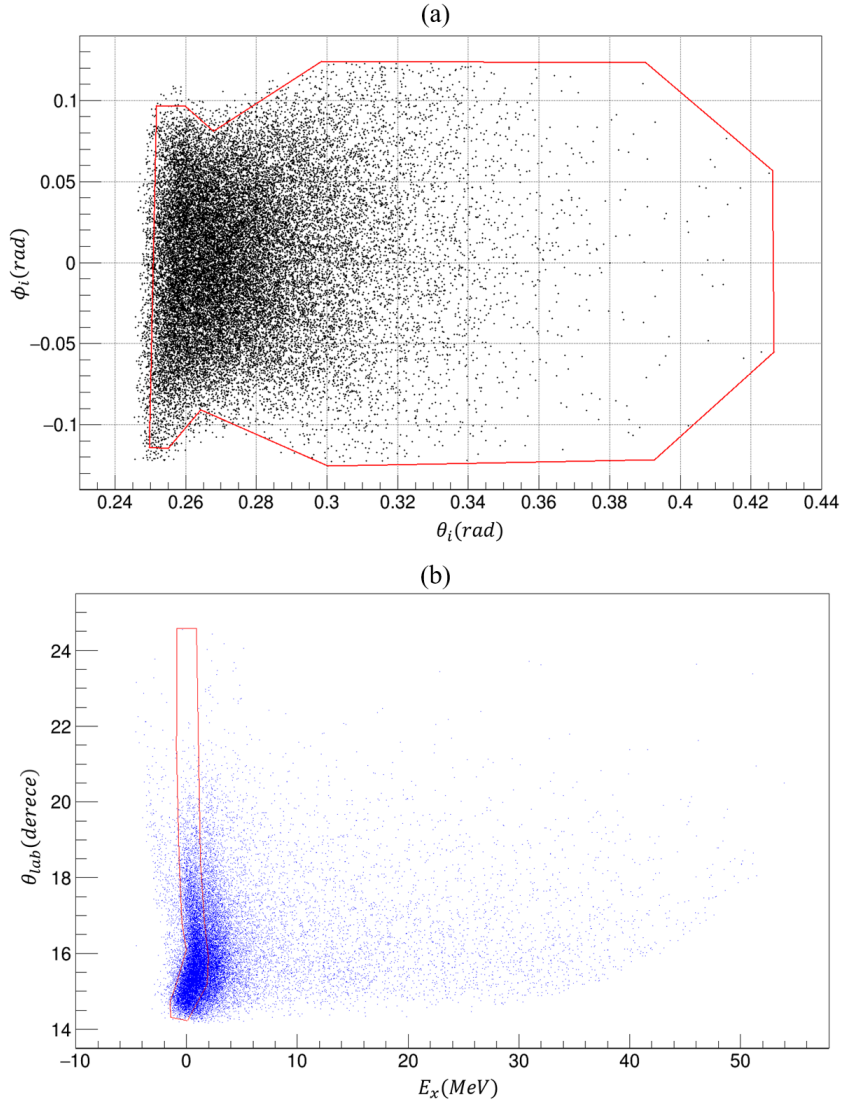
Şekil 4.6. $\theta_{lab}^{opt} = 13^\circ$ 'de $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ için **a)** Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açı kabulünü temsil eder); **b)** $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)



Şekil 4.7. $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ$ 'de $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ için **a)** Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açı kabulünü temsil eder); **b)** $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)



Şekil 4.8. $\theta_{lab}^{opt} = 8^\circ (\theta_i = 1.16^\circ)$ 'de $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ için **a)** Deneysel verilere ters taşıma haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açısı kabulünü temsil eder); **b)** $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)



Şekil 4.9. $\theta_{lab}^{opt} = 20^\circ$ 'de $^{116}\text{Cd} + ^{20}\text{Ne}$ için **a)** Deneysel verilere ters taşınım haritasının uygulanması sonucu yeniden yapılandırılmış $\phi_i - \theta_i$ grafiği (kırmızı kontur spektrometre katı açı kabulünü temsil eder); **b)** $\theta_{lab} - E_x$ grafiği (kırmızı kontur taban durumdan taban durumuna geçişi temsil etmektedir)

Spektrometre katı açı kabulünü temsil eden kırmızı kontura sahip ilk yatay açıya karşı ilk dikey açının (ϕ_i, θ_i) grafikleri her bir θ_{LAB} için Şekil 4.2a, 4.3a, 4.4a, 4.5a, 4.6a, 4.7a, 4.8a, 4.9a'da gösterilmiştir. Grafikler beklenen ideal dikdörtgen şekle sahip değildir. Bunun nedeni bazı mekanik parçaların geometrisi ile sınırlanan spektrometrenin taşıma verimliliğinden kaynaklanmaktadır. Bu da difarensiyel katı açısının özellikle faz uzayı sınırlarında azalmasına neden olur. Tesir kesiti açısıl

dağılımları çıkarılırken bu etkiler dikkate alındı.

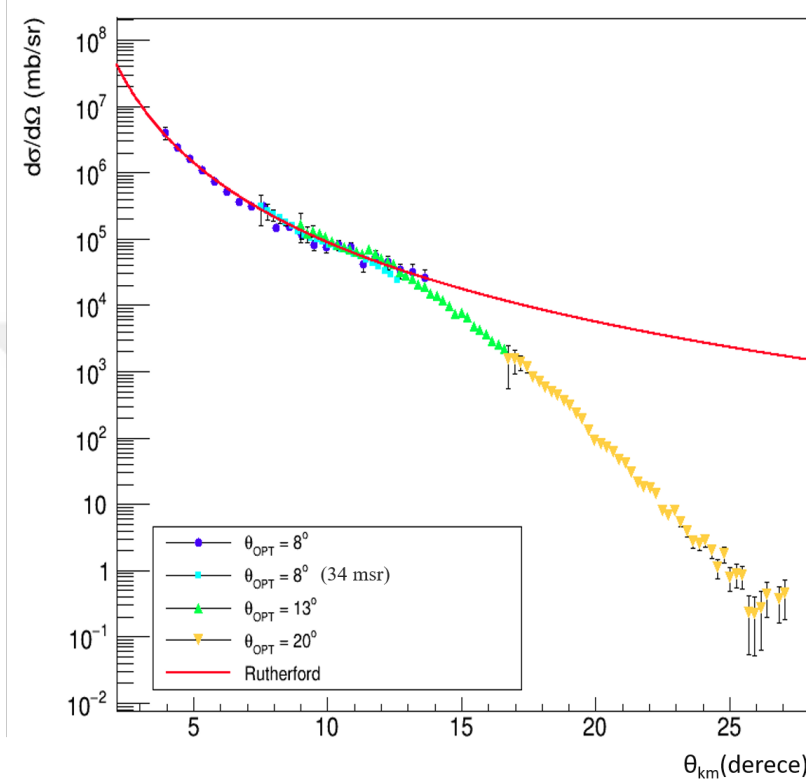
Denklem (3.9) eşitliğinde mevcut olan $N(\theta_{LAB})$ parametresi kütle merkezi referans sisteminde θ açısında ölçülen sayım sayısıdır. Bu $\theta - E_x$ grafiğinde kırmızı grafiksel durum tarafından seçilen olayların sayısını temsil eder. Kırmızı grafiksel durum tarafından seçilen olaylar istenilen elastik saçılma olaylarıdır (kırmızı grafiksel gösterim dışındaki veriler elastik olmayan saçılma kanallarına aittir). Bununla birlikte sınırlı deneysel enerji çözünürlüğü elastik geçiş ve hedefin ilk uyarılmış durumunu ayırt etmemize izin vermeyebilir. Bu yüzden enerji çözünürlüğü nedeniyle ayrılmayan 0.839 MeV'de ^{130}Te 'nin 2_1^+ uyarılmış durumundan ve 0.513 MeV'de ^{116}Cd 'nin 2_1^+ durumundan tesir kesite katkılar beklenilmektedir. Her bir θ_{LAB} için $\theta - E_x$ grafiği Şekil 4.2b, 4.3b, 4.4b, 4.5b, 4.6b, 4.7b, 4.8b, 4.9b'da verilmiştir.

306 MeV'de $^{20}Ne + ^{130}Te$ ve $^{20}Ne + ^{116}Cd$ reaksiyonlarının elastik saçılması için diferansiyel kesit açısall dağılımları elde edildi ve tüm açısall ayarlamalar ($\theta_{lab} = 8^\circ, 13^\circ$ ve 20°) için diferansiyel kesit açısall dağılımları Şekil 4.10 ve Şekil 4.11'de gösterilmiştir. MAGNEX'in geniş açısall kabulünden dolayı ($-5.16^\circ, +6.3^\circ$ yatay ve $\pm 7.16^\circ$ dikey), laboratuvar referans çerçevesinde ardışık iki çalışma arasında $\sim 6^\circ$ örtüşme ile toplam kapsanan açısall aralığı $2.84^\circ < \theta_{lab} < 26.3^\circ$ için sonuçlar elde ettik. Ayrıca tüm sonuçlar analitik formülden elde edilen Rutherford tesir kesitiyle karşılaştırıldı. Küçük açılar için deneysel ve Rutherford kesiti arasında çok iyi bir uyum olduğu görülmüştür. Saçılma $^{20}Ne + ^{130}Te$ ve $^{20}Ne + ^{116}Cd$ sistemleri için grazing açısına ($\theta_{gr} \approx 16^\circ, \theta_{gr} \approx 15^\circ$) kadar Coulomb alanı baskındır fakat (θ_{gr})'nin ötesindeki bölgede nükleer saçılma etkileri baskındır.

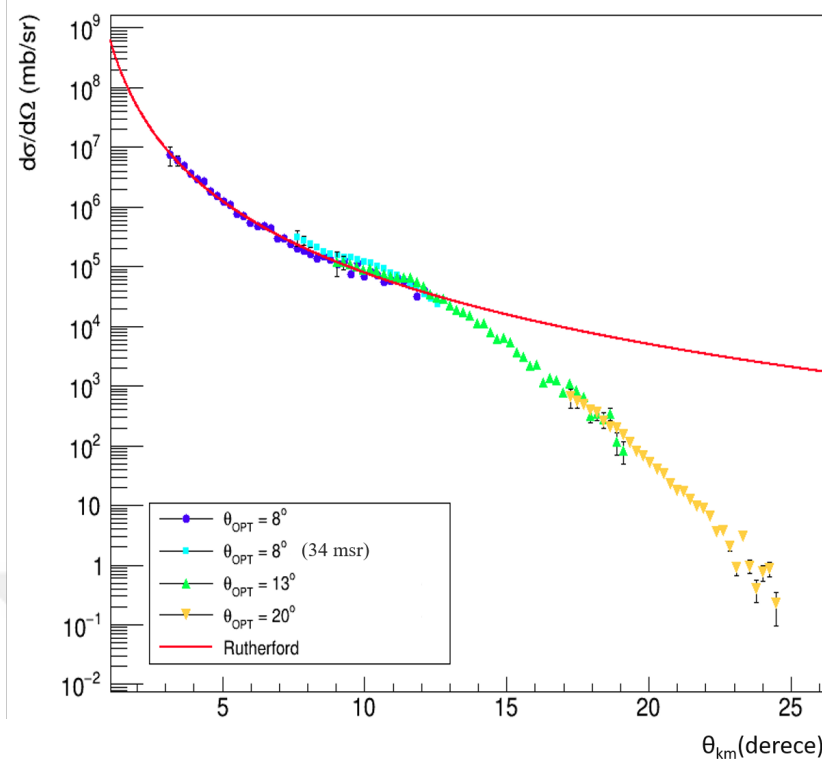
$^{20}Ne + ^{130}Te$ saçılmasında teorik tesir kesiti ile uyum sağlamak için tüm deney noktalarına 1.3'e eşit bir ölçek faktörü uygulandı. Bu durum Faraday kabı tarafından toplanan toplam yük ve hedef kalınlıktan gelen sistematik hatalardan ziyade yüksek sayma hızının neden olduğu odak düzlemi detektöründeki verimlilik kayıplarıyla ilişkilendirildi.

Şekil 4.12 ve 4.13'de double folding M3Y potansiyel yaklaşımıyla gerçekleştirilen teorik hesaplama sonuçları ile deneysel sonuçların karşılaştırılması verilmiştir. Deneysel ve teorik sonuç arasında yapılan karşılaştırmada özellikle büyük açılarda önemli derecede uyumsuzluk görülmüştür. Bu etki elastik kanalın, hem merminin hem de

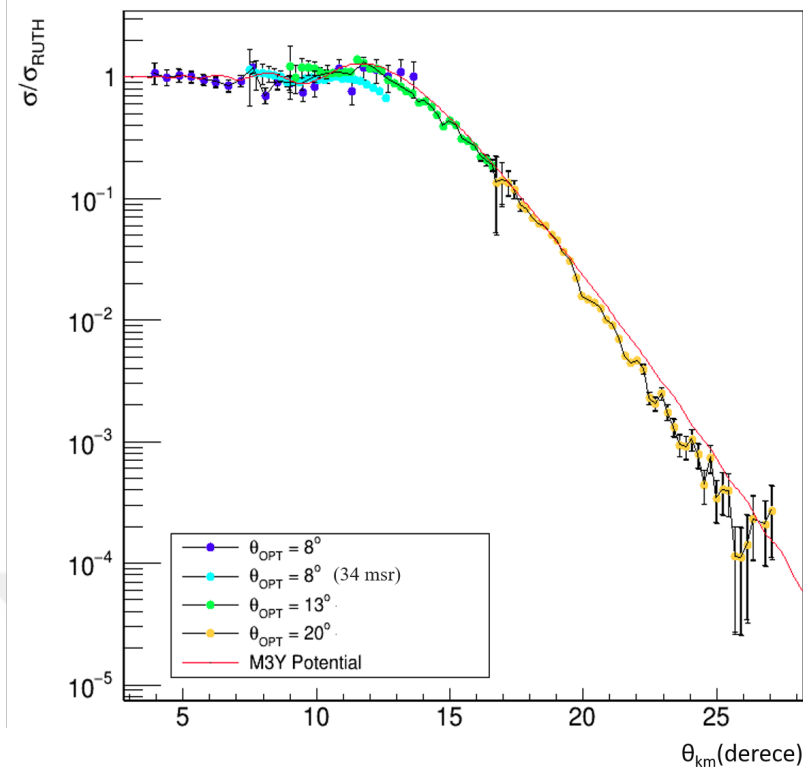
hedefin 2_1^+ inelastik uyarımlarına çiftlenmesine atfedildi. Teorik hesaplamalar NUMEN işbirliği tarafından yayınlanan iki ayrı makalede (Carbone vd. (2021) ve Burello vd. (2022)) ayrıntılı olarak incelenmiştir. Makalelerdeki sonuçların bir kısmı sonraki bölümde sunulmuştur.



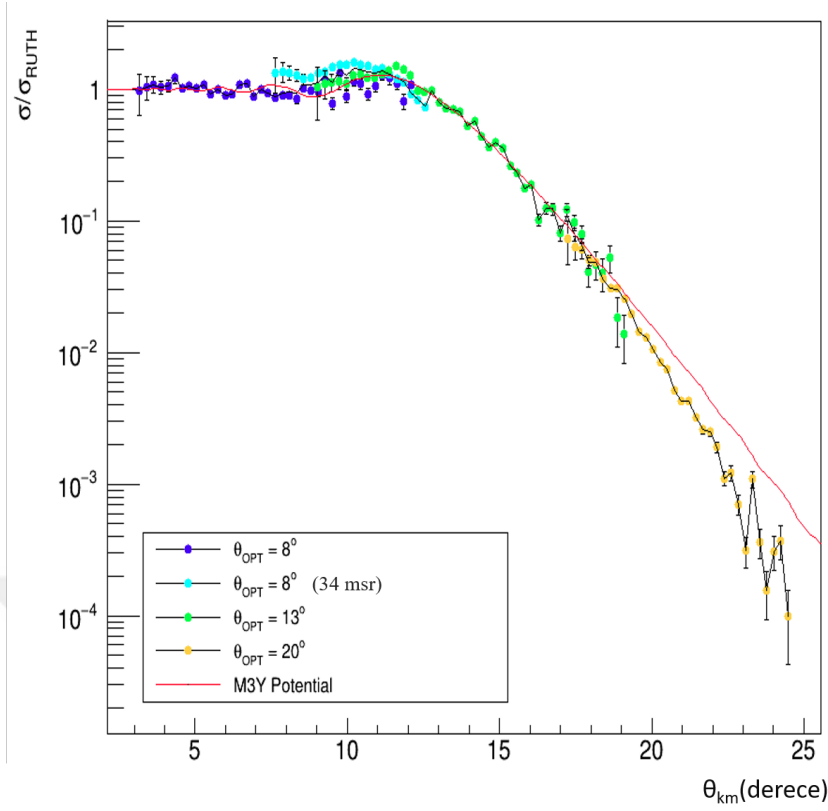
Şekil 4.10. 306 MeV’de $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ reaksiyonunun elastik saçılması için diferansiyel kesit açisal dağılımı. Farklı renkler, belirtildiği gibi spektrometrenin farklı açılarındaki ölçümleri temsil eder. Eğri, Rutherford kesitini temsil eder



Şekil 4.11. 306 MeV’de $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ reaksiyonunun elastik saçılması için diferansiyel kesit açısal dağılımı. Farklı renkler, belirtildiği gibi spektrometrenin farklı açılarındaki ölçümleri temsil eder. Eğri, Rutherford kesitini temsil eder



Şekil 4.12. 306 MeV'de $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ reaksiyonunun elastik saçılması için diferansiyel kesit açısal dağılımı ve elastik saçılım için hesaplanan teorik açısal dağılımla karşılaştırma



Şekil 4.13. 306 MeV’de $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ reaksiyonunun elastik saçılması için diferansiyel kesit açısai dağılımı ve elastik saçılım için hesaplanan teorik açısai dağılımla karşılaştırma

5. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında, $^{130}\text{Te}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{O})^{130}\text{Xe}$ ve $^{116}\text{Cd}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{O})^{116}\text{Sn}$ DCE reaksiyonunun tesir kesitini çıkarmak amacıyla NUMEN projesi dahilinde LNS-INFN'de gerçekleştirilen aynı deneyde incelenen reaksiyonlar ağının bir parçası olan elastik saçılma kanalının incelenmesi sunulmuştur.

^{130}Te ve ^{116}Cd hedefleri çift- β bozunumuna aday olarak gösterilen izotoplar arasında olmasından dolayı özel bir öneme sahiptir. Ayrıca literatürde 306 MeV gelen enerjide $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ ve $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ sistemleri için veri mevcut değildir. Bu reaksiyonların incelenmesi de bu yüzden alan için önemli katkılar oluşturmaktadır.

Deneyler, INFN-LNS'de, K800 Süper İletken Siklotron tarafından 306 MeV'de hızlandırılmış ^{20}Ne ışınları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Elastik kanal çalışması için $\theta_{lab} = 8^\circ, 13^\circ$ ve 20° 'de her hedef için farklı çalışmalar yapıldı. MAGNEX'in geniş açısal kabulünden dolayı ($-5.16^\circ, +6.3^\circ$ yatay ve $\pm 7.16^\circ$ dikey), bu açısal ayarlar ardışık iki çalışma arasında $\sim 6^\circ$ örtmeyle, laboratuvar referans çerçevesindeki toplam $2.84^\circ < \theta_{lab} < 26.3^\circ$ toplam açısal aralığa karşılık gelen bir bölge için veriler elde edildi. Reaksiyonda sonucu saçılan parçacıklar, MAGNEX spektrometresi tarafından momentum analizine tabi tutuldu. Mevcut veri analizi için uygulanan iki tekniğin birleştirilmesiyle gerçekleştirilen parçacık tanımlama tekniği tüm $^{20}\text{Ne}^{10+}$ iyonlarının temiz bir seçimini sağlandı. Daha sonra, son faz uzayı parametrelerine bakılarak, yörünge yeniden yapılandırma tekniği ile spektrometre boyunca 10. mertebeye kadar taşınım haritası oluşturuldu. Odak düzleminde tanımlanan verilere yörünge yeniden yapılandırma tekniğinin uygulanmasından sonra tesir kesit açısal dağılımlarını çıkarıldı. 306 MeV'de $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ ve $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ reaksiyonlarının elastik saçılımının tesir kesit açısal dağılımları elde edildi ve diferansiyel tesir kesit açısal dağılımını tanımlayan double folding M3Y optik potansiyel teorik hesaplamaları ile deneysel veriler karşılaştırıldı.

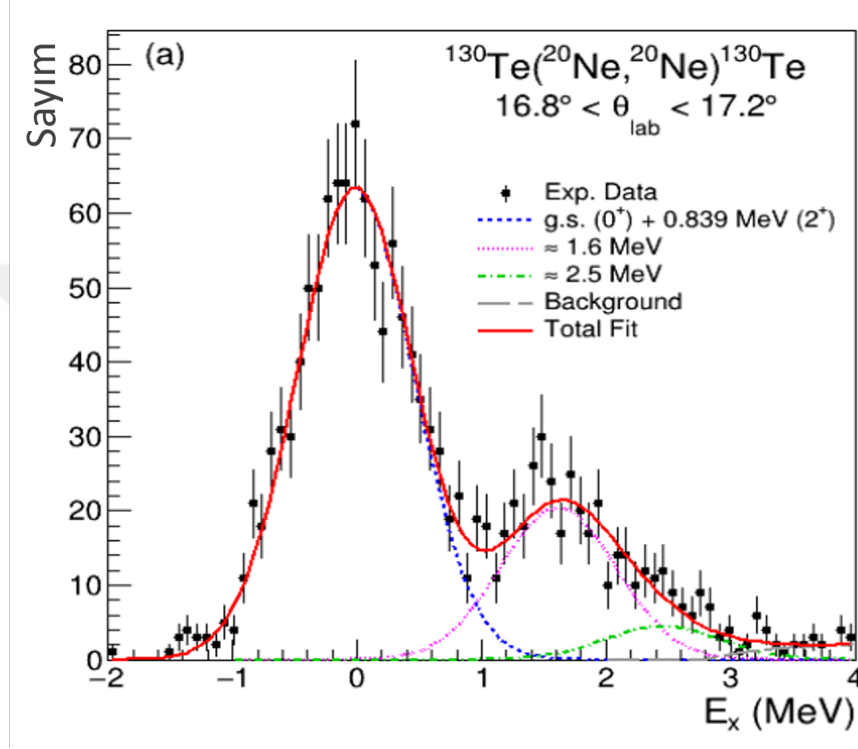
Saçılma, kütle merkezi (km) referans çerçevesinde $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ ve $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ sistemleri için grazing açısına ($\theta_{gr} \approx 16^\circ, \theta_{gr} \approx 15^\circ$) kadar Coulomb alanı tarafından domine edilir. θ_{gr} 'nin ötesinde ki bölgede, veriler çekirdek-çekirdek potansiyelinin nükleer bileşenine daha duyarlı olduğundan, dağılımlar yakın-kenar saçılma genlikleri

ile ilişkili tipik düşüşü gösterir. Deneysel ve teorik sonuç arasındaki karşılaştırmada özellikle büyük açılarda inelastik katkıların etkileri açıkça görülmüştür. Deneysel verilerin iyi bir açıklaması elde edilmesi için 2_1^+ mermi ve hedef durumları ile çiftlenmelerin dikkate alınması gerektiği görülmüştür. NUMEN işbirliği tarafından yayınlanan iki ayrı makalede (Carbone vd. (2021) ve Burello vd. (2022)) bu etkiler dikkate alınmış ve ayrıntılı incelemeler yapılmıştır. Makalelerdeki sonuçların bir kısmı aşağıda sunulmuştur.

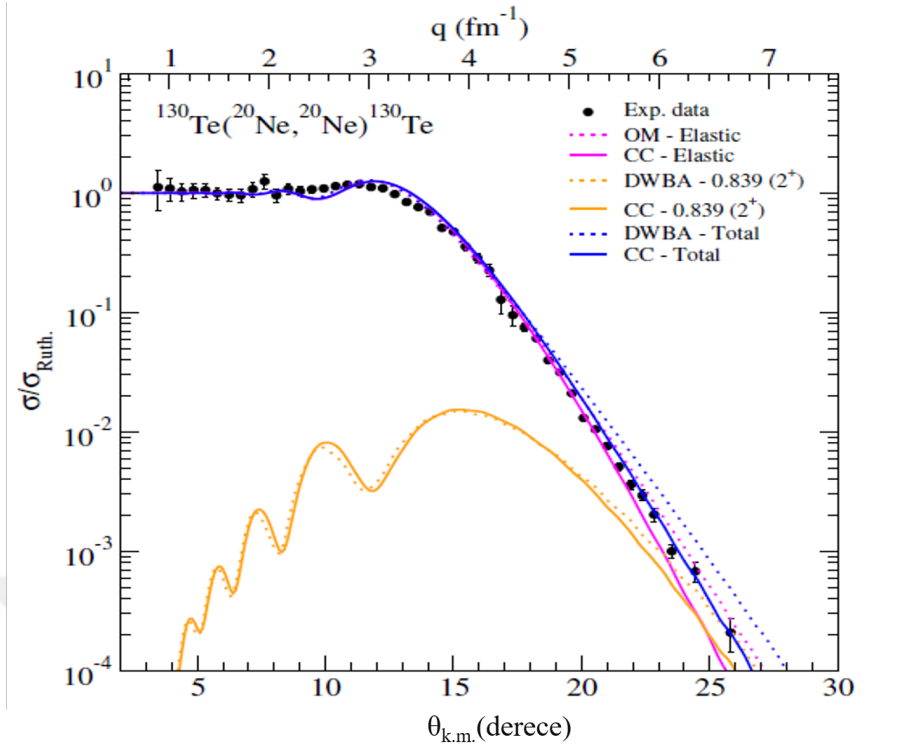
Carbone vd. (2021) tarafından yayınlanan makalede $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ reaksiyonu için ölçülen elastik ve inelastik saçılma tesir kesit açısall dağılımları OM (Optik Model), 1-adım DWBA (Distorted Wave Born Approximation) ve CC (Coupled Channels) yaklaşımlarıyla gerçekleştirilen teorik hesaplamalarla karşılaştırılmıştır. Teorik hesaplamalarda São Paulo double folding optik potansiyeli benimsenerek 1-adım DWBA ve CC yaklaşımları ile gerçekleştirilmiştir. Şekil 5.2’de saçılma verileriyle teorik hesaplamaların sonuçlarının karşılaştırılması verilmiştir. Elastik saçılmada, enerji çözünürlüğü nedeniyle ayrılmayan 0.839 MeV ’de ^{130}Te ’nin 2_1^+ uyarılma durumunun tesir kesite önemli katkıları görülmüştür. Şekil 5.1’de verilen enerji spektrumunda bu katkı açıkça görülmektedir, burada $E_x = Q_0 - Q$, burada Q_0 taban durumdan taban durumuna Q değeridir (elastik saçılma için $Q_0 = 0$). 0.839 MeV ’de (^{130}Te ’de 2_1^+) hedef uyarımı, 1-adım DWBA ve CC yaklaşımları içinde değerlendirilmiştir. Hesaplamalara göre, bu katkının daha büyük açılarda ($\theta_{km} \geq 20^\circ$) elastik tesir kesitte geçerli olmaya başladığı ve $\theta_{km} = 25^\circ$ ’de %30 civarında olduğu bulunmuştur. Şekil 5.2’de iki katkının toplamına bakıldığında, CC yaklaşımında çiftlenimlerin tamamen dikkate alınması koşuluyla, veriler ve hesaplamalar arasındaki uyumun iyi olduğu görülmektedir. DWBA sonuçları, daha geniş açılarda deneysel tesir kesiti olduğundan fazla tahmin ettiği, burada çiftlenimlerin etkisi daha önemli olmaya başladığı görülmüştür.

Burello vd. (2022) tarafından yayınlanan makalede $^{20}\text{Ne} + ^{116}\text{Cd}$ reaksiyonu için ölçülen elastik ve inelastik saçılma tesir kesit açısall dağılımları, 1-adım DWBA (Distorted Wave Born Approximation) ve CC (Coupled Channels) yaklaşımlarıyla gerçekleştirilen teorik hesaplamalarla karşılaştırılmıştır. Teorik hesaplamalarda São Paulo SPP (São Paulo Potential) ve DFOL (complex NN T-matrix/ T-matrix serbest nükleon-nükleon etkileşimi) double folding optik potansiyeli potansiyelleri

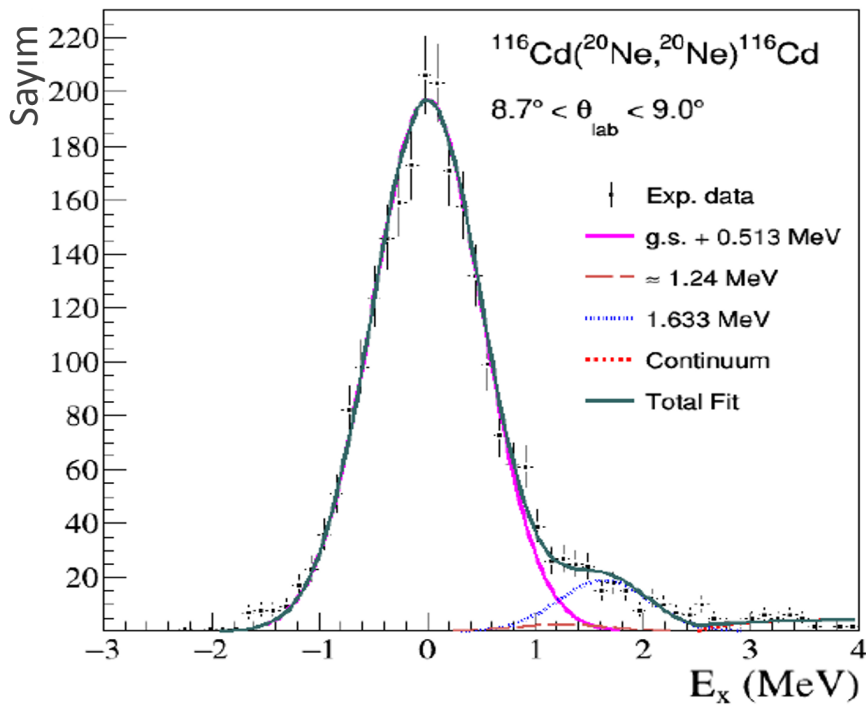
benimsenmiştir. Şekil 5.4’de saçılma verileriyle teorik hesaplamaların sonuçlarının karşılaştırılması verilmiştir. Elastik kanal için deneysel değerler, katkısı toplam tesir kesitten izole edilemeyen 513 keV’de ^{116}Cd ’nın ilk 2_1^+ uyarılma durumunun inelastik saçılmalarını içerir. Şekil 5.3’de verilen enerji spekturumda bu katkı açıkça görülmektedir.



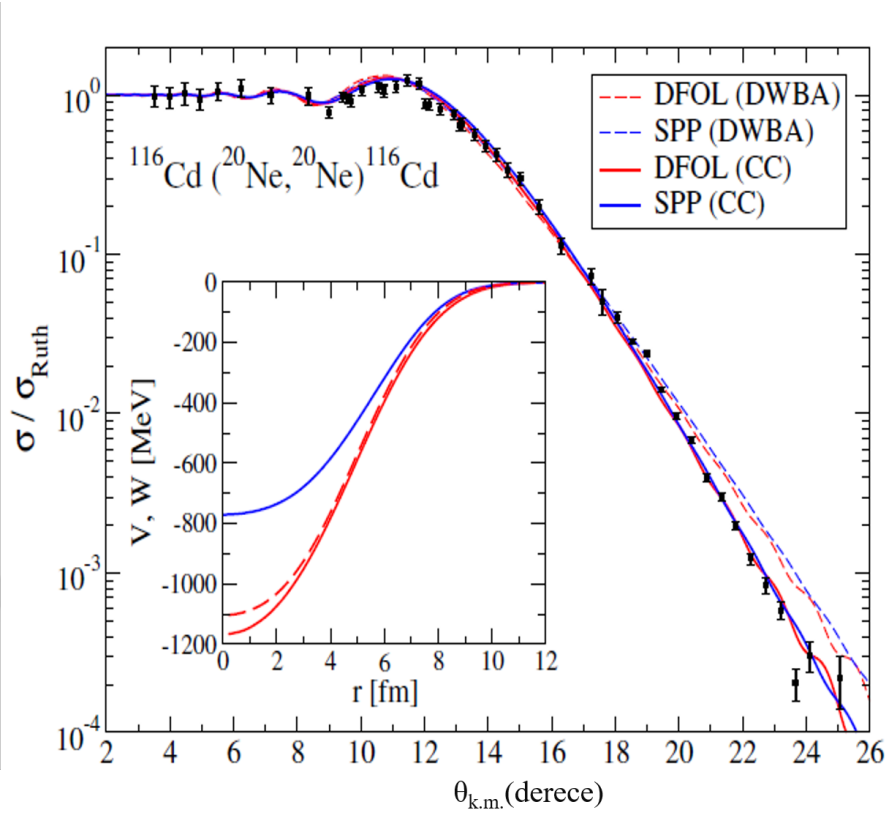
Şekil 5.1. 306 MeV gelen enerjide $^{130}\text{Te}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})^{130}\text{Te}$ saçılması için $16.8^\circ < \theta_{lab} < 17.2^\circ$ aralığında uyarılma enerjisi spekturumu. En uygun fit prosedürlerden elde edilen çizgiler, göstergede etiketlendiği gibi mermi ve hedef durumlarının üst üste binmesine karşılık gelen pikleri tanımlar. Yarı maksimumda tam genişlikte (FWHM) $\approx 1 \text{ MeV}$ elde edilen enerji çözünürlüğü, 0.839 MeV ’de ^{130}Te ’lik ilk uyarılmış duruma geçişi izole etmek için yeterli değildir. Spekturumda, $^{20}\text{Ne}_{1.633}(2^+) + ^{130}\text{Te}_{g.s.}(0^+)$, $^{20}\text{Ne}_{g.s.}(0^+) + ^{130}\text{Te}_{1.632}(4^+)$ ve diğer geçişlerin popülasyonuna karşılık gelen $\approx 1.6 \text{ MeV}$ ’de spekturumda görünür. Aynı zamanda 2.5 MeV ’de üçüncü bir pik görülür ($^{130}\text{Te}_{0.839}(2^+) + ^{20}\text{Ne}_{1.633}(2^+)$ geçişinin katkısı) (Carbone vd. 2021)



Şekil 5.2. 306 MeV’de $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ sisteminde elastik saçılımın Rutherford kesiti (σ_{Ruth}) ile oran bakımından tesir kesit açısıl dağılımı. 0.839 MeV’de 2_1^+ uyarılmış ^{130}Te durumundan katkılar mevcuttur. OM ve CC yaklaşımları için elastik geçiş hesaplamaları, sırasıyla mor noktalı ve sürekli çizgi ile gösterilmiştir. 1-adım DWBA ve CC yaklaşımları için 2_1^+ ^{130}Te durumunun katkısı, sırasıyla turuncu noktalı ve sürekli çizgi ile temsil edilir. Elastik kanal için OM sonucunun ve 0.839 MeV için DWBA sonucunun toplamı noktalı mavi çizgi olarak gösterilir. İki CC hesaplamasının toplamı, sürekli mavi çizgi ile gösterilir (Carbone vd. 2021)



Şekil 5.3. 306 MeV gelen enerjide $^{116}\text{Cd}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})^{116}\text{Cd}$ saçılması için $8.7^{\circ} < \theta_{lab} < 9.0^{\circ}$ açısal aralığında 4 MeV'e kadar elastik saçılma kanalının uyarma enerjisi spektrumu. Mor eğri, enerjisel olarak çözülmemiş taban ve hedefin ilk uyarılmış durumunu temsil eder. Turuncu ve mavi Gauss fonksiyonları, ^{116}Cd ve ^{20}Ne 'nin ilk düşük seviyeli durumlarının çözülmemiş uyarılmasıyla ilişkili küçük tümseği yeniden oluşturmak için tanıtılmıştır. Kırmızı eğri, 2.5 MeV'in üzerindeki uyarma enerjisi bölgesindeki sürekli spektrumu yeniden üretir (Burello vd. 2022)



Şekil 5.4. 306 MeV gelen enerjide $^{116}\text{Cd}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Ne})^{116}\text{Cd}$ saçılması için DFOL (kırmızı çizgiler) ve SPP (mavi çizgiler) potansiyelleri için σ/σ_{Ruth} temsiliinde diferansiyel elastik saçılma kesitinin DWBA (kesikli çizgiler) ve CC (dolu çizgiler) olmak üzere iki farklı reaksiyon şeması içinde açısal dağılımı. Hem deneysel değerler hem de teorik hesaplamalar, inelastik saçılımın ilk 2^+ hedef durumuna katkısını da içerir. İç kısım, sırasıyla DFOL (kırmızı) ve SPP (mavi) için reel V (tam çizgiler) ve imajiner W (kesikli çizgiler) bölümünün radyal bağımlılığını gösterir (Burello vd. 2022)

6. KAYNAKLAR

- Agodi C. et al 2016. NUMEN Project @ LNS : Heavy Ions Double Charge Exchange as a tool towards the $0\nu\beta\beta$ Nuclear Matrix Element. *J. Phys.: Conf. Ser.* 724 012001.
- Alvarez, M.A.G.; Chamon, L.C.; Hussein, M.S.; Pereira, D.; Gasques, L.R.; Rossi Jr, E.S.; Silva, C.P. 2003. A parameter-free optical potential for the heavy-ion elastic scattering process. *Nuclear Physics A.* 723, 93–103.
- Aygün, M. 2011. Bazı Egzotik Çekirdek Reaksiyonlarının Mikroskopik Modeller ile İncelenmesi. Doktora tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum, Türkiye.
- Bordessoule, M., Bartol, F., Lemonnier, M., and Santiard, J.- C. 1997. 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, 79-85.
- Boiano, C. et al. 2008. Digital Pulse Shape Acquisition From the Focal Plane Detector of MAGNEX Spectrometer. *IEEE Transactions On Nuclear Science*, 55, 6, 3563-3570.
- Barabash, A.S. 2011. Double Beta Decay: Historical Review of 75 Years of Research. *Phys.Atom.Nucl.*,74:603-613.
- Berz, M. 1995. Modern map methods for charged particle optics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 363, 100-104.
- Burello, S. et al. 2022. Multi-channel experimental and theoretical constraints for the $^{116}\text{Cd}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{F})^{116}\text{In}$ charge exchange reaction at 306 MeV. *Phys. Rev. C.*, 105, 024616.
- Bellone, J.I.; Burrello, S.; Colonna, M.; Lay, J.A.; Lenske, H. 2020. Two-step description of heavy ion double charge exchange reactions. *Phys. Lett. B.*, 807, 135528.

- Brandan, M.E. and Satchler, G.R. 1997. The interaction between light heavy-ions and what it tells us. *Phys. Rep.*, 285,143.
- Cappuzzello, F. et al. 2010. 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, 419-423.
- Cappuzzello, F., Carbone, D., and Cavallaro, M. 2011. 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, 74-82.
- Cappuzzello, F. et al. 2015. Heavy-ion double charge exchange reactions: A tool toward $0\nu\beta\beta$ nuclear matrix elements. *European Physical Journal A*, 51, 145.
- Cappuzzello, F. et al. 2016. The MAGNEX spectrometer: Results and perspectives. *Eur. Phys. J. A*, 52: 167.
- Cappuzzello, F. et al. 2018. The NUMEN project: NUclear Matrix Elements for Neutrinoless double beta decay. *Eur. Phys. J. A*, 54: 72.
- Carbone, D. 2012. First experimental evidence of the Giant Pairing Vibration in atomic nuclei, Ph.D. Thesis, University of Catania.
- Carbone, D., Linares, R., Amador-Valenzuela, P., Calabrese, S., Cappuzzello, F., Cavallaro, M., Firat, S., Fisichella, M., Spatafora, A., Acosta, L., et al. 2021. Initial State Interaction for the $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ and $^{18}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ Systems at 15.3 AMeV from Elastic and Inelastic Scattering Measurements. *Universe.*, 7(3), 58.
- Catford, W.N. CATKIN 2005. [Sürüm: 2.03]. <http://personal.ph.surrey.ac.uk/~phs1wc/kinematics/catkin2.03-installation.html>. [Son erişim tarihi: 24.05.2022]
- Cavallaro, M. et al. 2012. The low-pressure focal plane detector of the MAGNEX spectrometer, *The European Physical Journal A.*, 48, 5, 59.

- Cavallaro, M. et al. 2019. Charge-state distributions of ^{20}Ne ions emerging from thin foils. *Results in Physics*, 13, 102191.
- Cavallaro, M. et al. 2020. The MAGNEX magnetic spectrometer for double charge exchange reactions. *Nucl. Instr. Methods Phys. Res. B.*, 463, 334-338.
- Chamon, L.C.; Carlson, B.V.; Gasques, L.R.; Pereira, D.; De Conti, C.; Alvarez, M.A.G.; Hussein, M.S.; Cândido Ribeiro, M.A.; Rossi Jr., E.S.; Silva, C.P. 2002 . Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction. *Physical Review C*. 66, 014610.
- Chamon, L.C. 2007. The São Paulo Potential. *Nuclear Physics A*. 787, 198.
- Cunsolo, A. et al. 2002. Ion optics for large-acceptance magnetic spectrometers: application to the MAGNEX spectrometer. *Nucl. Instr. Methods A*, 484, 56-83.
- Furry, W. H. 1939. On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration. *Phys. Rev.*, 56, 1184.
- Goeppert-Mayer, M. 1935. Double beta-disintegration. *Phys. Rev.*, 48, 512.
- Knoll, G.F. 2000. Radiation Detection and Measurement, John Wiley Sons, Inc.
- Lazzaro, A. et al. 2008. Field measurement for large quadrupole magnets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.*, 591, 2, 394-405.
- Lazzaro, A. et al. 2008. Field measurement for large bending magnets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.*, 585, 3, 136-145.
- Lenske, H.; Bellone, J.I.; Colonna, M.; Lay, J.A. 2018. Theory of Single Charge Exchange Heavy Ion Reactions. *Phys. Rev. C.*, 98, 044620.
- Lenske, H. 2018. Probing Double Beta-Decay by Heavy Ion Charge Exchange Reactions. *J. Phys. Conf. Ser.*, 1056, 012030.

- LISE++ [Sürüm: 9.10.286]. <http://lise.nsl.msui.edu/lise.html>. [Son erişim tarihi: 24.05.2022]
- Numen Project Proposal. Determining the Nuclear Matrix Elements of Neutrinoless Double Beta Decays by Heavy-Ion Double Charge Exchange Reactions. <https://web.infn.it/NUMEN/images/Documents/NUMENLoI.pdf> [Son erişim tarihi: 15.01.2020].
- Makino, K. and Berz, M. 1999. Cosy infinity version 8. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.*, 427, 1-2, 338-343.
- Makino, K., and Berz, M. 2006. Cosy infinity version 9. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.*, 558, 1, 346-350.
- Majorana, E. 1937. A Symmetric Theory Of Electrons And Positrons. *Nuovo Cimento* 14, 171.
- NSAC Report. 2014. Report to the Nuclear Science Advisory Committee, Neutrinoless Double Beta Decay.
- Racah, G. 1937. Sulla Simmetria Tra Particelle E Antiparticelle. *Nuovo Cimento* 14, 322.
- ROOT - Data Analysis Framework, Application software group (<https://root.cern.ch/>).
- Satchler, G.R. and Love W.G. 1979. Folding Model Potentials From Realistic Interactions for Heavy-Ion Scattering. *Physics Reports*, 55, 183-254.
- Satchler, G.R. 1980. Introduction to nuclear reactions, Macmillan Press Ltd, London, pp, 175.
- Satchler, G. R. 1983. Direct Nuclear Reaction, Oxford University Press, New York.
- Sgouros O. 2017. Elastic scattering and reaction mechanisms for the system ${}^7\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$ at near barrier energies. PhD thesis, University of Ioannina, Greek.

- Spatafora, A. 2018. Studio Dello Scattering Elastico $^{20}\text{Ne} + ^{76}\text{Ge}$ A 306 MeV Nel Contesto Del Progetto Numen (Study Of The $^{20}\text{Ne} + ^{76}\text{Ge}$ Elastic Scattering At 306 MeV In The Context Of The Numen Project). Yüksek Lisans tezi, Katanya Üniversitesi, Katanya, İtalya.
- Taddeucci, T.N. et al. 1987. *Nucl. Phys. A* 469 , 125.
- Tarasov, O.B. and Bazin, D. 2008. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* . 266, 4657.
- The GERDA Collaboration 2017. Background-free search for neutrinoless double-decay of ^{76}Ge with GERDA. *Nature* volume 544, pages47–52.
- Thompson, I.J. 1988. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics, *Computer Physics Reports*, 7, 167.
- Zuber, K. 2005. Summary of the Workshop on Nuclear matrix elements for neutrinoless double beta decay. Institute for Particle Physics Phenomenology University of Durham, UK.

ÖZGEÇMİŞ

Suna FIRAT

ÖĞRENİM BİLGİLERİ

Doktora	Akdeniz Üniversitesi
2013-2022	Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Antalya
Yüksek Lisans	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
2009-2012	Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Çanakkale
Lisans	Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi
2004-2009	Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, Çanakkale

ESERLER

Uluslararası hakemli dergilerde yayınlanan makaleler

- 1- "Multi-channel experimental and theoretical constraints for the $^{116}\text{Cd}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{F})^{116}\text{In}$ charge Exchange reaction at 306 MeV." Burello, S. et al. Phys. Rev. C. 105, 024616 (2022).
- 2- "Initial State Interaction for the $^{20}\text{Ne} + ^{130}\text{Te}$ and $^{18}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ Systems at 15.3 AMeV from Elastic and Inelastic Scattering Measurements", Carbone, D., Linares, R., Amador-Valenzuela, P., Calabrese, S., Cappuzzello, F., Cavallaro, M., Firat, S., Fisichella, M., Spatafora, A., Acosta, L., et al., Universe, 7(3), 58 (2021).
- 3- "First comparison of GEANT4 hadrontherapy physics model with experimental data for a NUMEN project reaction case", Oliveira, J.R.B., et al., for the NUMEN collaboration, Eur. Phys. J. A 56, 153 (2020).
- 4- "Recent results on heavy-ion induced reactions of interest for neutrinoless double beta decay at INFN-LNS", F. Cappuzzello et al., J. Phys.: Conf. Ser. 1643, 012074 (2020).

- 5- "Recent results on heavy-ion direct reactions of interest for 0 decay at INFN LNS" M. Cavallaro, et al., NUMEN Collaboration, J. Phys.: Conf. Ser. 1610, 012004 (2020).
- 6- "The NUMEN project @ LNS: Status and perspectives", Cappuzzello, F., et al., Nuovo Cimento C 42, 57 (2019).
- 7- "Recent results on Heavy-Ion induced reactions of interest for $0\nu\beta\beta$ decay" Agodi, C., et al., J. Phys.: Conf. Ser. 1308, 012002 (2019).
- 8- "New experimental campaign of NUMEN project" Agodi, C., et al., the NUMEN collaboration, AIP Conference Proceedings, 2150, 030001 (2019).
- 9- "Measurement of energy transition and half-lives from decay of In isotopes", I.BOZTOSUN, S.FIRAT and H.ĐAPO, Mathematical Physics, pp. 170-179 (2018).
- 10- Aksoy S., Firat S., Erturk M. " Further Improvements on -ETOs with Hyperbolic Cosine Function and Their Effectiveness on Atomic Calculations", Advances in Quantum Chemistry, vol.67, pp.217-230, (2013).

Ulusal bilimsel toplantılarda sunulan ve bildiri kitaplarında basılan bildiriler

- 1- Suna Firat, İsmail Boztosun, Haris Djapo (Measurement of Energy Transition and Half-Lives from Decay of Cl Isotopes) International Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT 2016), Hatay, Turkey. 28-30 April 2016 - Oral.
- 2- Suna Firat, Mahmut Üstün, İsmail Boztosun, Haris Djapo (Determination Of Energy Levels Of Indium Isotopes By Photonuclear Reaction) 9th International Conference on Luminescence and Esr Dosimetry (Lumidoz 9), Antalya, Turkey. September 2 – 4, 2015 – Oral.
- 3- Suna Firat, Can Ertugay, İsmail Boztosun, Haris Djapo (Energy Levels And Half-Life Determination Of Nickel İsootopes With Photonuclear Reaction) Adım Physics Days IV, Kütahya, Turkey. May 28- 29, 2015 – Poster.
- 4- Firat S. (Preamplifiers for Pulse Signal Processing) NUBA-2014: The 1st International Nuclear Physics Summer School, Antalya, Turkey. June19-25, 2014 - Oral
- 5- Firat S., Dapo H. and Boztosun İ. (Half-Life Determination of İndium isotopes with Photonuclear Reaction) Adım Physics Days III, Isparta, Turkey. April 17-18, 2014 – Poster.

6- Firat, S. and Erturk M. (New Radial Basis Functions Constructed from Hyperbolic Cosine Functions for Atomic Systems), QSCP XVII, Turku, Finland / August 19-25, 2012 – Poster.

7- Firat S. and Erturk M. (Calculations of ground state total energies for atoms using exponential type functions with hyperbolic cosine functions) Turkish Physical Society 29th International Physics Congress, Bodrum, Turkey, 05 - 08 September 2012 – Oral.

