

KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI
YÜKSEK LİSANS TEZİ

65 MeV ENERJİLİ PROTONLARIN 58-NİKEL ÇEKİRDEĞİNDEN ELASTİK VE
İNELASTİK SAÇILMALARININ OPTİKSEL MODEL KULLANILARAK
İNCELENMESİ

Zafer SARIÇAM

OCAK 2014

Fizik Anabilim Dalında Zafer SARIÇAM tarafından hazırlanan 65 MeV ENERJİLİ PROTONLARIN 58-NİKEL ÇEKİRDEĞİNDEN ELASTİK VE İNELASTİK SAÇILMALARININ OPTİKSEL MODEL KULLANILARAK İNCELENMESİ adlı Yüksek Lisans Tezinin Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Saffet NEZİR
Anabilim Dalı Başkanı

Bu tezi okuduğumu ve tezin **Yüksek Lisans Tezi** olarak bütün gereklilikleri yerine getirdiğini onaylarım.

Prof. Dr. Abdullah AYDIN
Danışman

Juri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. Eyyüp TEL
Üye (Danışman) : Prof. Dr. Abdullah AYDIN
Üye : Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN

...../...../.....

Bu tez ile Kırıkkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onaylamıştır.

Doç. Dr. Erdem Kamil YILDIRIM
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdür

ÖZET

65 MeV ENERJİLİ PROTONLARIN 58-NİKEL ÇEKİRDEĞİNDEN ELASTİK VE İNELASTİK SAÇILMALARININ OPTİKSEL MODEL KULLANILARAK İNCELENMESİ

SARIÇAM, Zafer

Kırıkkale Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof. Dr. Abdullah AYDIN

Ocak 2014, 51 sayfa

Bu tezde, 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden elastik ve inelastik saçılmalarına ait diferansiyel tesir kesitleri ve saçılan protonların açısal dağılımları optiksel model kullanılarak hesaplanmıştır. Bu hesaplama sonuçları, Uluslararası Atom Enerjisi Ajansı'nın (IAEA) Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesinden (EXFOR) elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Hesaplamalarda elastik saçılma için Scat2 ve Talys 1.4 nükleer reaksiyon bilgisayar programları ve farklı optiksel potansiyel parametre setleri kullanılmıştır. İnelastik saçılma için sadece Talys 1.4 programı ve bir parametre seti kullanılmıştır ve yedi adet uyarılmış durum (2.459, 2.775, 3.038, 3.265, 3.620, 3.899 ve 4.108 MeV) için elde edilen diferansiyel tesir kesiti ve açısal dağılımlar mevcut deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Anahtar kelimeler: Optiksel model, proton- ^{58}Ni elastik ve inelastik saçılması, Scat2 ve Talys 1.4 bilgisayar programları.

ABSTRACT

EXAMINATION OF ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF 65-MeV PROTONS FROM ^{58}Ni BY USING THE OPTICAL MODEL

SARIÇAM, Zafer

Kırıkkale University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics, M. Sc. Thesis

Supervisor: Prof. Dr. Abdullah AYDIN

January 2014, 51 pages

In this thesis, elastic and inelastic scattering differential cross sections of 65 MeV protons from ^{58}Ni and angular distributions of scattered protons were calculated by using the optical model. These calculation results were compared with the experimental data obtained from EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data Center) of IAEA (International Atomic Energy Agency).

Scat2 and Talys 1.4 nuclear reaction computer programmes and different optical potential parameter sets were used in calculations for elastic scattering. Talys 1.4 program and a parameter set were used in calculations for inelastic scattering and differential cross sections and angular distributions of seven excited state (2.459, 2.775, 3.038, 3.265, 3.620, 3.899 ve 4.108 MeV) were compared with the experimental data.

Key Words: Optical model, proton- ^{58}Ni elastic and inelastic scattering, Scat2 and Talys 1.4 computer programmes.

TEŞEKKÜR

Tezimin hazırlanması esnasında hiçbir yardımcı esirgemeyen, her konuda yardımcı olan tez yöneticisi hocam, Sayın Prof. Dr. Abdullah AYDIN'a, tecrübesi ve değerli fikirleriyle tezin son haline getirilmesine katkıda bulunan, Sayın Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN'e, bu çalışmada önemli yardımları bulunan değerli arkadaşım Utku ÖZKAN'a ve bu süreçte manevi desteğini her zaman yanımda hissettiğim değerli arkadaşım Samed KANDEMİR'e saygı ve şükranlarımı sunmayı bir borç bilirim.

Ayrıca hayatım boyunca sürekli yanımda olan, her alanda yaptıklarına sonsuz destek veren ve bugünlere gelmemi sağlayan değerli aileme en içten dileklerle teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

Sayfa

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ	1
2. NÜKLEER REAKSİYONLAR	3
2.1. Genel Bilgiler.....	3
2.2. Nükleer Reaksiyon Türleri.....	4
2.2.1. Esnek (Elastik) Saçılmalar.....	5
2.2.2. Esnek Olmayan (İnelastik) Saçılmalar.....	5
2.2.3. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları.....	5
2.2.4. Direk Reaksiyonlar.....	6
2.3. Reaksiyon Tesir Kesitleri.....	7
2.4. Saçılmanın Kuantum Mekaniksel Teorisi.....	10
2.5. Kısmi Dalgalar Yönteminde Saçılma Genliği.....	13
3. NÜKLEER SAÇILMALAR İÇİN OPTİKSEL MODEL	17
3.1. Optiksel Model.....	17
3.2. Etkileşim Potansiyeli.....	21
3.3. Hacim İntegralleri.....	25
4. HESAPLAMALAR İÇİN KULLANILAN PROGRAMLAR	26
4.1. SCAT2.....	26
4.1.1. Giriş ve Çıktı Dosyaları.....	26
4.1.2. Örnek Giriş Dosyası.....	27
4.1.3. Örnek Çıktı Dosyası.....	28
4.2. Talys 1.4.....	30
4.2.1. Örnek Giriş Dosyası.....	30

4.2.2. Örnek Çıktı Dosyası.....	31
5. HESAPLAMALAR VE BULGULAR	35
5.1. Giriş.....	35
5.2. $^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$ Esnek Saçılması	35
5.3. $^{58}\text{Ni}(p,p')^{58}\text{Ni}$ İnelastik Saçılması.....	39
5.3.1. $E_x = 2.459$ MeV Durumu	40
5.3.2. $E_x = 2.775$ MeV Durumu	41
5.3.3. $E_x = 3.038$ MeV Durumu	42
5.3.4. $E_x = 3.265$ MeV Durumu	43
5.3.5. $E_x = 3.620$ MeV Durumu	44
5.3.6. $E_x = 3.899$ MeV Durumu	45
5.3.7. $E_x = 4.108$ MeV Durumu	46
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	47
KAYNAKLAR	49

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>ŞEKİL</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Reaksiyon geometrisi	8
3.1. Woods-Saxon şekil çarpanı ve onun türev biçimi.....	20
3.2. WS ve WS2 formlarının uzaklığa göre değişimlerinin karşılaştırılması	21
4.1. Örnek Scat2 veri giriş dosyası.....	27
4.2. Scat2 çıktı dosyası örneği.....	28
4.2. (devam) Scat2 çıktı dosyası örneği	29
4.2. (devam) Scat2 çıktı dosyası örneği	29
4.3. Talys 1.4 programı örnek veri giriş dosyası.....	31
4.4. Hesaplama sonucu oluşturulan dosyalar	32
4.5. Örnek Talys 1.4 çıktı dosyası.....	32
4.5. (devam) Örnek Talys 1.4 çıktı dosyası	33
4.5. (devam) Örnek Talys 1.4 çıktı dosyası	33
4.5. (devam) Örnek Talys 1.4 çıktı dosyası	34
5.1. $^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$, $E_p = 65$ MeV, Scat2 programında mevcut iki parametre seti ile hesaplanan diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımları ve deneysel veri uyumu.....	37
5.2. $^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$, $E_p = 65$ MeV, Scat2 ve Talys 1.4 programlarıyla yapılan hesaplamalarda elde edilen diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımları ve deneysel veri uyumu.....	39
5.3. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 2.459 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımları ve deneysel veri uyumu	40
5.4. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 2.775 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımları ve deneysel veri uyumu	41
5.5. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 3.038 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımları ve deneysel veri uyumu	42
5.6. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 3.265 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımları ve deneysel veri uyumu	43
5.7. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 3.620 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımları ve deneysel veri uyumu	44

5.8. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 3.899 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımları ve deneysel veri uyumu	45
5.9. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 4.108 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımları ve deneysel veri uyumu	46

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>ÇİZELGE</u>	<u>Sayfa</u>
5.1. $^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$, $E_p = 65$ MeV, Scat2 programında mevcut iki sete ait optiksel model parametreleri	36
5.2. $^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$, $E_p = 65$ MeV, Talys 1.4 programı için ön tanımlı optiksel model potansiyelinin parametreleri	38

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

σ	Tesir kesiti
\hbar	Planck sabiti
Ψ	Dalga fonksiyonu
V_C	Coulomb potansiyeli
V_I	Merkezcil potansiyel
V_N	Nükleer (merkezi) potansiyel
V_{SO}	Spin-yörünge potansiyeli

KISALTMALAR

EXFOR	DeneySEL Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi
IAEA	Uluslar arası Atom Enerjisi Ajansı
WS	Woods-Saxon
WS2	Woods-Saxon kare

1. GİRİŞ

Nükleer fizikteki ana amaç, atom çekirdeğini oluşturan nükleonlar arasındaki kuvvetin, bununla ilgili nükleer potansiyelin ve nükleer yapının incelenmesi, anlaşılması ve belirlenmesidir.

Nükleon-nükleon etkileşmesinin detaylı olarak bilinmesi, serbest nükleonlarla çekirdek arasındaki etkileşmenin anlaşılmasında yol göstericidir. Eldeki bilgiler, iki cisim problemi olarak kabul edilen bu etkileşmeyi henüz tam olarak çözmemize yeterli değildir. Nükleon-çekirdek ve çekirdek-çekirdek etkileşmelerini tam olarak anlamak ve ifade etmek, nükleer fizikte çok parçacıklı sistemin tam olarak anlaşılması demektir ki bu da çözülememiş, önemli zorlukları olan bir problemidir. Bu nedenle; çok parçacıklı sistemlerde parçacıklar arasındaki ve parçacık ile diğer parçacıklar arasındaki bireysel kuvvetler üzerinde durmak yerine, bu parçacıkların meydana getirdiği sistemin önemli davranışlarını karşılayan basitleştirilmiş, yarı deneysel modeller yapılması yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir (Okumuşoğlu, 1981).

Günümüze kadar atomlar, moleküller veya elementer parçacıkların yapısını anlamak için “saçılma” deneysel yöntemi ilk sırada gelmiştir. Saçılma olayında; duran (veya belli bir enerjide hareket eden) bir hedef parçacık üzerine belirli bir enerjiye sahip başka bir parçacık gönderilir. Çarpışma sonrası saçılan parçacıkların yön ve enerjileri gözlenir. Gelen parçacık ile hedef arasındaki etkileşme potansiyeli, saçılan parçacıkların açısal dağılımını ve enerjilerini etkileyen başlıca faktördür.

Nükleon-çekirdek saçılmalarında incelenen önemli konulardan biri de saçılma potansiyeli olarak alınan optiksel potansiyelin özelliklerinin belirlenmesidir. Saçılma olayını yarı saydam bir küreden ışığın saçılmasına benzeten optiksel model, özellikle elastik saçılmayı açıklamada çok başarılı bir modeldir (Krane, 2002).

Bu çalışmada, 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden elastik ve inelastik saçılmaları optiksel model kullanılarak incelenecektir. Proton- ^{58}Ni elastik saçılması

için Scat2 ve Talys 1.4 bilgisayar programları ile hesaplanan diferansiyel tesir kesiti açısai dağılımları, bu saçılma için literatürden alınan deneysel verilerle karşılaştırılacaktır. Benzer şekilde; proton-⁵⁸Ni inelastik saçılması için de Talys 1.4 programı ile hesaplanan diferansiyel tesir kesiti açısai dağılımları, bu saçılma için literatürden alınan deneysel verilerle ile karşılaştırılacaktır.

Tezin 2. bölümünde nükleer reaksiyonlar ve saçılmalara ait temel bilgiler verilmiştir. 3. bölümde optiksel model; 4. bölümde hesaplamalarımızda kullandığımız bilgisayar programları ile ilgili temel bilgiler; 5. bölümde teorik ve deneysel verilerin karşılaştırılması ve elde edilen sonuçlar; 6. bölümde de sonuçların yorumu ve öneriler verilmiştir.

2. NÜKLEER REAKSİYONLAR

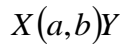
2.1. Genel Bilgiler

Reaktör veya hızlandırıcıdan (ya da radyoaktif bir kaynaktan) çıkan enerjik parçacıklar madde üzerine düşürülürse, nükleer bir reaksiyonun meydana gelmesi mümkündür. (Krane, 2002). Atom çekirdeklerinin temel özelliklerinin tamamına yakını gelen parçacıklarla çekirdekler arasındaki etkileşmeleri incelemek için yapılan nükleer saçılma ve reaksiyon deneylerinin analizi sonucu bulunmuştur. Bunların en önemli örnekleri; Geiger ve Marsden'in, Rutherford'un laboratuvarında gerçekleştirdiği ve Rutherford'un çekirdekli atom teorisini öne sürdüğü deneyler, nötronunun Chadwick tarafından keşfi ve Cockroft ve Walton tarafından laboratuvarında hızlandırılan protonların bir lityum levha üzerine gönderildiği ilk nükleer reaksiyon çalışmalarıdır (Aydın, 1997).

Tipik bir nükleer reaksiyon,



biçiminde yazılır. Burada, a hızlandırılan parçacık, X hedef (genel olarak laboratuvarında hareketsiz) ve Y ile b reaksiyon ürünleridir. Bu reaksiyonu göstermenin diğer ve kısa yolu,



dir. Temel bir reaksiyonda toplam göreceli enerjinin korunumu,

$$m_X c^2 + T_X + m_a c^2 + T_a = m_Y c^2 + T_Y + m_b c^2 + T_b \quad (2.2)$$

verir. Burada, T (düşük enerjide göreceli olmayan) kinetik enerji ve m durgun kütedir. Reaksiyonun Q değerini,

$$Q = (m_{ilk} - m_{son})c^2$$

$$Q = (m_x + m_a - m_y - m_b)c^2 \quad (2.3)$$

şeklinde yazabiliriz. Q değeri, pozitif, negatif veya sıfır olabilir. $Q > 0$ ise reaksiyon ekzotermiktir (exothermic) denir. Bu durumda nükleer kütle veya bağlanma enerjisi son ürün parçacıkların kinetik enerjisi olarak salıverilir. $Q < 0$ ise reaksiyon endotermiktir (endothermic) denir ve ilk kinetik enerji, nükleer kütle veya bağlanma enerjisine dönüşür (Krane, 2002).

2.2. Nükleer Reaksiyon Türleri

Bir nükleer reaksiyonda hedefteki çekirdek ile hedefe gönderilen parçacık arasındaki etkileşme genellikle, reaksiyondan sonra farklı bir ürün çekirdeğin ve farklı ürün parçacık veya parçacıklarının oluştuğu yeni bir düzenlemeyle sonuçlanabilir veya reaksiyon sonrası oluşan ürünler hedef çekirdek ve hedef çekirdeğe gönderilen parçacık ile aynı olabilir. Hedef çekirdeğin reaksiyon sonrası değiştiği reaksiyonlara dönüşüm reaksiyonu adı verilir. Genel olarak eşitlik (2.1) denklemindeki gibi gösterilmesine rağmen, bir reaksiyon için son durumda bulunan ürünleri iki parçacıkla sınırlandıramayız, çarpışma üç veya daha fazla parçacıkla da sonuçlanabilir (Kürkçüoğlu, 2006).

Nükleer etkileşmeleri, saçılmalar ve reaksiyonlar şeklinde iki ana sınıfa ayırmak mümkündür (Aydın, 1997). Fakat nükleer etkileşmelerin sınıflandırılmasında kullanılan bu tanımlamaya sıkı bir bağlılık yoktur. Kimi zaman inelastik terimi esnek saçılma dışında herhangi bir reaksiyon için kullanılabilen, bu tür reaksiyonlar literatürde esnek olmayan (non-elastic) biçiminde de yer bulabilmektedir. Nükleer reaksiyon teriminin, nükleer parçacıkların karıştığı herhangi bir saçılma işlemi içinde kullanıldığına sıkça rastlanabilmektedir (Satchler, 1980; Kürkçüoğlu, 2006).

2.2.1. Esnek (Elastik) Saçılmalar

Bu tür reaksiyonlarda, reaksiyona giren ve çıkan parçacıklar hiçbir değişikliğe uğramazlar. Çarpışmadan önceki ve sonraki toplam kinetik enerjilerin değişmediği yani Q değerinin sıfır olduğu reaksiyonlardır. Bu nedenle (2.1) ifadesi,



şeklinde yazılır. Bu tür saçılmalarda hedef çekirdeğin enerji durumu değişmez ancak gelen parçacık, hedef çekirdekle arasındaki etkileşmeye bağlı olarak, geliş doğrultusundan saparak saçılır. (Aydın, 1997).

2.2.2. Esnek Olmayan (İnelastik) Saçılmalar

Çıkan parçacığın gelen parçacıkla aynı olduğu, fakat farklı kinetik enerjiye sahip olduğu saçılmalardır. Bu saçılmada $Q = -E_X$ olur. Burada E_X geri tepen çekirdeğin uyarılma enerjisidir. Bu durumda (2.1) ifadesi,



şeklinde yazılır ve geri tepen çekirdek uyarılmış durumda kalır (Aydın, 1997).

2.2.3. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Gelen parçacığın hedef çekirdek içerisindeki, oldukça düşük bir kabuk modeli seviyesinde bulunan bir nükleonla çarpışması durumunda, gelen parçacık ve çarptığı nükleon çekirdekten kaçacak yeterli enerjiye sahip olmayabilir. Böylece çekirdek içerisinde bir dizi rastgele çarpışma daha gerçekleşebilecektir. Bu çarpışmalar çekirdek içerisindeki parçacıklardan birisinin şans eseri çekirdekten kaçmaya yetecek kadar enerjiyi üzerinde toplamasına dek devam edecektir (Kürkçüoğlu, 2006).

Bu tür reaksiyonlar, gelen parçacığın soğurulmasından sonra fakat giden parçacığın veya parçacıkların yayınlanmasından önce belirli bir ara duruma sahiptir. Bu ara duruma bileşik çekirdek denir. Sembolik olarak,



şeklinde ifade edilirler. Burada C^* bileşik çekirdeği göstermektedir.

Yazılışından da görüleceği gibi, böyle bir reaksiyonu iki basamaklı bir işlem olarak ele alabiliriz: bileşik çekirdeğin oluşması ve sonra bozunumu. Belirli bir bileşik çekirdek, farklı yollarla bozunabilir. Bileşik çekirdek modelinin temel varsayımı, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürünler kümesine bozunması için bağlı olasılığı, bileşik çekirdeğin oluşma şekline bağımsızdır şeklinde ifade edilebilir (Krane, 2002). Bileşik çekirdek reaksiyonlarının meydana gelme süresi 10^{-22} sn'den daha büyüktür. Gelen parçacığın çekirdekten kaçma şansının küçük olduğu düşük enerjilerde (10-20 MeV) gözlenebilmektedir. Tesir kesitleri direk reaksiyonlarla karşılaştırıldığında çok daha büyüktür, nükleonlar arası etkileşim rastgeledir ve açıyla pek değişim göstermez, gelen parçacığın yönüne hafifçe bağlıdır (Bayrak, 2004; Kürkçüoğlu, 2006).

2.2.4. Direk Reaksiyonlar

Bu reaksiyonda gelen parçacık, öncelikle çekirdeğin yüzeyinde etkileşir. Gelen parçacığın enerjisi arttıkça parçacığın dalgaboyu, çekirdek mertebesi boyutlarındaki bir cisimle etkileşecek büyüklükten nükleon büyüklüğündeki bir cisimle etkileşecek kadar küçülür. 1 MeV enerjili gelen bir nükleon 4 fm mertebesinde bir de Broglie dalgaboyuna sahiptir ve bu nedenle tek nükleonları göremez; bu durumda bileşik çekirdek reaksiyonu daha muhtemeldir. 20 MeV enerjili bir nükleonun de Broglie dalgaboyu 1 fm civarındadır ve dolayısıyla direk reaksiyon gerçekleşebilir. Direk reaksiyonların hedef çekirdeğin yüzeyi civarındaki bir veya birkaç değerlik nükleonu ile gerçekleşmesi olasılığı çok yüksektir (Krane, 2002).

Direk reaksiyonlar aşağıdaki özelliklere sahiptir:

1. Yüksek enerjilerde meydana gelirler ve reaksiyonun oluşma süresi bileşik çekirdek reaksiyonlarına göre daha kısadır (10^{-22} sn'den daha kısa).
2. Reaksiyon sırasında mermi ve hedef çekirdek kontak yaparak şiddetli absorpsiyon meydana getirirler.
3. Etkileşim genelde yüzeyde değerlik nükleonları arasında meydana gelir.
4. Tesir kesitleri bileşik çekirdek reaksiyonlarınınkine göre düşüktür; Tesir kesitleri küçük açılarda pik yaparken, büyük açılarda şiddetleri düşmektedir (Koçak, 2005).

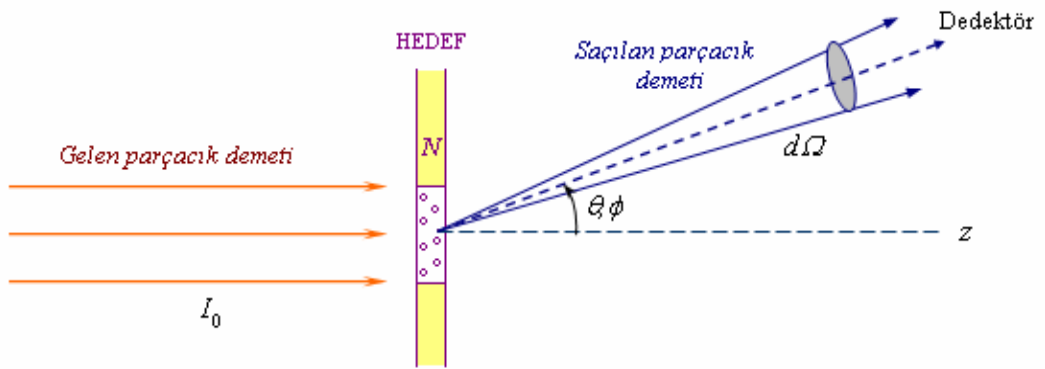
2.3. Reaksiyon Tesir Kesitleri

Bir nükleer reaksiyonun (veya saçılmanın) meydana gelme ihtimalini belirleyen ölçülebilir niceliklere ihtiyaç vardır. Bu nedenle, bir nükleer reaksiyonun (veya saçılmanın) oluşma ihtimalini veren tesir kesiti kavramı nükleer fizikte önemli bir yere sahiptir ve ölçülen niceliklerin başında gelir. Gelen parçacıklara karşılık, her bir hedef çekirdeğin gösterdiği belirli bir etkin alan vardır. Gelen parçacık, hedef çekirdeğin bu alanı ile doğrudan etkileşir. Bu nedenle daha büyük bir kesit daha büyük bir etkileşme ihtimalini doğurur. Gelen parçacıklar etkileşme sonucu hedeften saçıldığında (reaksiyonlarda ise yayınlanan parçacıklar), uygun bir uzaklıkta konumlandırılan dedektörler tarafından sayılır. $X(a,b)Y$ genel formundaki bir nükleer reaksiyon için tesir kesiti şu şekilde açıklanabilir; N tane X tipi çekirdek içeren bir hedefe birim alan başına I_0 akısına sahip a tipi parçacık demetinin geldiği kabul edilirse, birim zamanda yayınlanan (ya da saçılan) b parçacıklarının sayısının (N_b), I_0 ve N niceliklerinin her ikisi ile de orantılı olacağı açıktır. Bu orantı sabiti tesir kesiti (σ) olarak bilinir ve alan boyutuna sahiptir. Bu tanımdan hareketle tesir kesiti,

$$\sigma = \frac{N_b}{I_0 N} \quad (2.7)$$

şeklinde yazılabilir. Nükleer fizik için uygun alan birimi (dolayısıyla tesir kesitinin birimi) barn'dır ve $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$ dir.

Eğer gelen demet doğrultusuna göre θ ve ϕ kutupsal açıları doğrultusundaki bir $d\Omega$ katı açısı içerisinde birim zamanda yayınlanan b parçacıklarının sayısını kaydetme için bir dedektör yerleştirildiği düşünülürse, bu yayınlanan b parçacıklarının sayısı, I_0 ve N niceliklerinin yanı sıra $d\Omega$ katı açısına da bağlı olacaktır (Şekil 2.1).



Şekil 2.1. Reaksiyon geometrisi

Dedektörler yalnızca küçük bir $d\Omega$ katı açısı işgal ederler ve bu nedenle çıkan parçacıkların tümünü gözleyemez; aslında, parçacıkların sadece küçük bir dN_b kesri sayılır ve dolayısıyla tesir kesitinin yalnızca küçük bir kesri elde edilir $d\sigma/d\Omega$ ile gösterilen bu tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti adı verilir ve bu niceliğin ölçülmesi, reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımları hakkında önemli bilgiler verir. Katı açı steradyan cinsinden ölçüldüğünden, diferansiyel tesir kesiti de alan boyutunda olup birimi barn/steradyan'dır.

Tesir kesiti ile diferansiyel tesir kesiti arasındaki ilişki,

$$\sigma = \int_0^{4\pi} (d\sigma / d\Omega) d\Omega \quad (2.8)$$

şeklindedir. Bu denklemde $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ olmak üzere, her iki kutupsal açıya bağımlılık söz konusu ise,

$$\sigma(\theta, \phi) = \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi (d\sigma(\theta, \phi) / d\Omega) \quad (2.9)$$

ve spin polarizasyonu yoksa, yani diferansiyel tesir kesiti ϕ 'den bağımsızsa,

$$\sigma(\theta) = 2\pi \int_0^\pi (d\sigma(\theta) / d\Omega) \sin\theta d\theta \quad (2.10)$$

biçiminde verilmektedir. Literatürde, genellikle $\sigma(\theta, \phi)$ veya $\sigma(\theta)$ tanımları arasında dikkatli bir ayırım yapılmaksızın sadece 'σ' veya tesir kesiti şeklinde nitelermelere rastlanabilmektedir, θ açısına göre bir tesir kesiti grafiği ile karşılaşıldığında diferansiyel tesir kesitinin kastedildiği anlaşılmalıdır. Diferansiyel tesir kesiti tüm açılar üzerinden integre edildiğinde, toplam tesir kesitini vermektedir. Toplam tesir kesiti belirli bir kalınlıktaki hedefin içinden geçen demetin şiddetindeki kayıp ölçülerek doğrudan elde edilebilmektedir. Bir nükleer etkileşmeye ait toplam tesir kesiti, σ_t , esnek saçılma tesir kesiti, σ_e ve reaksiyon tesir kesiti (esnek olmayan saçılmalar için soğrulma tesir kesiti), σ_r nin toplamından oluşmaktadır.

$$\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r \quad (2.11)$$

Birden fazla reaksiyonun olduğu durumlarda her bir reaksiyona ait tesir kesitleri farklı olur. Bunlar, $\sigma_{r1}, \sigma_{r2}, \dots$ kısmi tesir kesitlerini ve bunların toplamları da,

$$\sigma_r = \sigma_{r1} + \sigma_{r2} + \sigma_{r3} + \dots \quad (2.12)$$

toplam reaksiyon tesir kesitini oluşturur (Arya, 1966; Aydın, 1997).

2.4. Saçılmanın Kuantum Mekaniksel Teorisi

Diferansiyel tesir kesiti ayrıca saçılma problemi için kuantum mekaniğinin kuralları uygulanarak hesaplanabilmektedir. Kuantum mekaniğinde saçılma problemi ele alınırken şu temel kabuller geçerlidir:

1. Mermi parçacıkların duran bir hedef üzerine gönderildikleri kabul edilir. Söz konusu hedef çekirdek ağır ise, etkileşme sonrası hedefin hareketi ihmal edilebilmektedir. Mermi ve hedefin kütleleri birbirine yakın ise, etkileşmeye iki cisim problemi açısından yaklaşılır. İki cisim problemi sabit bir referans noktasındaki indirgenmiş kütlelerin bir potansiyel tarafından saçılma problemine dönüştürülerek incelenmektedir.
2. Etkileşme potansiyelinin sonlu bir bölgede etkin olduğu kabul edilir. Bir başka ifadeyle, gelen parçacık yeterince uzakta iken hiçbir potansiyelin etkisi altında olmaksızın bir serbest parçacık gibi davranmalıdır. Böylelikle, etkileşme potansiyelinin sonsuzdaki limiti sıfır olacak ve gelen parçacık potansiyelin etkisini sözü geçen sonlu bölgede hissedecektir. Bu kabullenme asimptotik olarak düzlem dalgaların kullanılabilmesine olanak sağlamaktadır. Matematiksel olarak bu durum bir $V(r)$ potansiyeli için,

$$\lim_{r \rightarrow \infty} rV(r) \rightarrow 0 \quad (2.13)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir, yani potansiyel $1/r$ den daha hızlı sıfıra gitmelidir (Taşan, 2001).

Saçılma problemlerinde dalga fonksiyonu, gelen (Ψ_g) ve saçılan (Ψ_s) dalga fonksiyonlarının toplamı şeklinde,

$$\Psi \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \Psi_g + \Psi_s \quad (2.14)$$

yazılabilir. Gelen demet içindeki parçacıkların $+z$ doğrultusunda hareket ettikleri kabul edilir ve hepsinin, $p = \hbar k = mv$ büyüklüğündeki momentuma sahip oldukları düşünülürse, gelen düzlem dalga fonksiyonu, genliği 1 alınarak,

$$\psi_g = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = e^{ikz} \quad (2.15)$$

şeklinde yazılabilir. Saçılma sonucu bu düzlem dalgaya $r = 0$ noktasından dışa doğru yayılan, bir küresel dalga bileşeni eklenmektedir. Dalga sayısının büyüklüğü esnek saçılma durumunda aynı kalmaktadır. Saçılma merkezinden yeterince uzaktaki bir noktada saçılma dalga fonksiyonu; $f(\theta)$, saçılma genliğini göstermek üzere,

$$\psi_s = f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.16)$$

formunda küresel bir dalga olarak yazılır. Burada $f(\theta)$, saçılan dalganın açısal dağılımını tanımlar. Dalga fonksiyonunun gelen düzlem dalga kısmı saçılmaya uğramadan önceki parçacık demetinin özelliklerini, saçılma dalga fonksiyonu ise saçılan parçacıkların özelliklerini içerir. Saçılma dalga fonksiyonu, r nin büyük olduğu durumlarda serbest parçacık için Schrödinger denkleminin asimptotik çözümüdür. Yani bu bölgede asimptotik sınır koşulu,

$$\psi \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.17)$$

şartını sağlamalıdır (Wong, 1990). Saçılma potansiyelinin simetrisinden dolayı ϕ açısına bağıllık yoktur. Genel olarak, dalga fonksiyonu Ψ olan karalı bir durum için parçacık akım yoğunluğu,

$$\vec{J} = \frac{\hbar}{2mi} [\psi^* (\vec{\nabla} \psi) - (\vec{\nabla} \psi^*) \psi] = \frac{\hbar}{m} \text{Im}(\psi^* \vec{\nabla} \psi) \quad (2.18)$$

şeklinde verilmektedir (Powell, 1961). Demetteki her parçacığın $v = p/m$ hızına sahip olduğu düşünülürse, dalga fonksiyonu $\Psi_g = e^{ikz}$ formunda olan gelen demet için, parçacık akısı,

$$J_g = \frac{\hbar}{m} \text{Im} e^{-ikz} \frac{d}{dz} (e^{ikz}) = v \quad (2.19)$$

olacaktır. Küresel koordinatlarda gradyent işlemcisi,

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial r} \hat{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \hat{\theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \hat{\phi} \quad (2.20)$$

formunda olduğu bilindiğine göre (Bransden ve Joachain, 1990; Aydın, 1997), büyük r değerleri için bu ifadedeki ikinci ve üçüncü terimler ihmal edilebilmektedir (Aydın, 1997; Kürkçüoğlu, 2006). Bu durumda saçılan parçacıkların akısı,

$$J_s = \frac{\hbar}{m} \text{Im} f^*(\theta) \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right) = \frac{v}{r^2} |f(\theta)|^2 \quad (2.21)$$

yazılabilir. Saçılan parçacıkların yarıçapı r olan küre üzerine düzgün bir şekilde dağılımı söz konusudur. Küre üzerindeki yüzey elemanı ($dA=r^2 d\Omega$), saçılma merkezinde bir $d\Omega$ katı açısını görmektedir ($d\Omega=\sin\theta d\theta d\phi$). Gelen parçacık demetinin $d\Omega$ katı açısı içine saçılma olasılığı,

$$d\sigma = \frac{J_s (r^2 d\Omega)}{J_g} \quad (2.22)$$

ifadesiyle verilir. Eşitlik (2.22) ile verilen bu olasılık, diferansiyel tesir kesitinden başka bir şey değildir. Bir saçılma deneyinde ölçülebilir nicelikler, (2.19) ve (2.21) eşitlikleriyle bulunmuş olan parçacık akımlarıdır. Böylece, (2.19), (2.21) eşitlikleri (2.22)'de yerine konulduğunda, diferansiyel tesir kesiti, saçılma genliği cinsinden,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (2.23)$$

olarak elde edilir. Denklem (2.23)'e göre diferansiyel tesir kesitinin teorik olarak bulunabilmesi için saçılma genliği $f(\theta)$ 'nin hesaplanması gerekmektedir. Ölçülen ve hesaplanan tesir kesiti değerlerinin birbiriyle karşılaştırılmasıyla bir reaksiyon içi nükleer model varsayımlarının geçerliliği sınanmaktadır (Kürkçüoğlu, 2006). Şimdi ana problem, özel saçılma olayına ait Schrödinger denkleminde, saçılma genliği $f(\theta)$ 'nin bulunmasıdır. Bunun için düşük ve orta enerjilerle gelen parçacıklar için kısmi dalgalar metodu kullanılabilir (Aydın, 1997).

2.5. Kısmi Dalgalar Yönteminde Saçılma Genliği

Nükleer reaksiyonların incelenmesinde, gelen düzlem dalgalar, küresel dalgalar cinsinden,

$$\psi_g = Ae^{ikz} = A \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos\theta) \quad (2.24)$$

şeklinde ifade edilirse işlemler daha kolaylaşır. Burada A uygun olarak seçilen bir normalizasyon sabitidir, $J_l(kr)$ radyal fonksiyonları, küresel Bessel fonksiyonlarıdır. Bunlar, radyal Schrödinger denkleminin nükleer potansiyelin sıfır olduğu hedeften uzak bölgedeki çözümleridir. $P_l(\cos\theta)$ açısız fonksiyonları ise Legendre polinomlarını temsil etmektedir. Gelen (ve sonuç olarak saçılan) dalganın bu açılımına kısmi dalga açılımı denir (Krane, 2002). Küresel Bessel fonksiyonları, küresel Hankel fonksiyonları cinsinden,

$$J_l(kr) = \frac{i}{2} (h_l^-(kr) - h_l^+(kr)) \quad (2.25)$$

şeklinde yazılabilir (Carlson,2001; Yücel, 2012). Hankel fonksiyonlarının asimptotik davranışı,

$$h_l^\pm(kr) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} (\mp i)^l \frac{e^{\pm ikr}}{kr} \quad (2.26)$$

şeklindedir. Toplam dalga fonksiyonu,

$$\psi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \psi_l(r) P_l(\cos \theta) \quad (2.27)$$

şeklinde ifade edildiği durumda, radyal Schrödinger denklemi,

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) (r\psi_l(r)) = 0 \quad (2.28)$$

şeklindedir. Burada $\psi_l(r)$ fonksiyonları asimptotik olarak,

$$\psi_l(r) \rightarrow \frac{i}{2} (h_l^-(kr) - S_l h_l^+(kr)) \quad (2.29)$$

şeklinde gelen ve giden dalgaların toplamı olarak tanımlanabilir (Yücel, 2012). S_l çarpanı saçılan dalganın genliğini değiştiren S matris elemanıdır. $h_l^-(kr)$ ifadesi, denklem (2.25) kullanılarak küresel Bessel fonksiyonları cinsinden yazılırsa,

$$\psi_l(r) \rightarrow J_l(kr) + \frac{S_l - 1}{2i} h_l^+(kr) \quad (2.30)$$

elde edilir. Bu durumda toplam dalga fonksiyonu,

$$\psi(r, \theta) \rightarrow \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \left(J_l(kr) + \frac{S_l - 1}{2i} h_l^+(kr) \right) P_l(\cos \theta) \quad (2.31)$$

şeklinde elde edilir. Bu denklemi parantez içindeki ifadeyi açarak yazacak olursak,

$$\psi(r, \theta) \rightarrow \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l J_l(kr) P_l(\cos \theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l (S_l - 1) P_l(\cos \theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.32)$$

elde edilir. Bu ifade, (2.17) denkleminde benzerdir ve buradan saçılma genliği,

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (S_l - 1) P_l(\cos \theta) \quad (2.33)$$

olarak elde edilir. Diferansiyel tesir kesiti ifadesi denklem (2.23)'den,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (S_l - 1) P_l(\cos \theta) \right|^2 \quad (2.34)$$

şeklinde dir. Görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti S_l matris elemanına bağlıdır. S matris elemanları sistemin saçılmasını etkileyen tüm faktörleri içinde barındırır. Ayrıca S_l ifadesi $S_l = e^{i2\delta_l}$ eşitliği ile faz kayması cinsinden de yazılabilir. Burada δ_l , l 'inci kısmi dalga nın faz kaymasıdır. Schrödinger denklemi, uygun bir potansiyel seçilerek sınır şartlarında çözüldüğünde S matris elemanları elde edilir ve denklem (2.34) ile diferansiyel tesir kesiti hesaplanır. Diferansiyel tesir kesiti denklem (2.8) de yerine yazıldığında ve integre edildiğinde toplam tesir kesiti,

$$\sigma_{el} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |S_l - 1|^2 \quad (2.35)$$

şeklinde elde edilir. Saçılma genliği ifadesinde sadece elastik saçılma göz önünde bulundurulduğundan, (2.35)'deki tesir kesiti, toplam elastik tesir kesiti olarak tanımlanmıştır. Elastik saçılma dışında başka etkileşimler de varsa bunların tümü akı kaybına yol açar (Krane, 2002). Yukarıdakine benzer bir hesaplama ile kaybolan akıya karşılık gelen,

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_l|^2) \quad (2.36)$$

toplam soğurma tesir kesiti elde edilir. Bu ifade reaksiyon tesir kesiti olarak da isimlendirilir. Elastik ve soğurma tesir kesitlerinin toplamı,

$$\sigma_{top} = \sigma_{el} + \sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - \text{Re } S_l) \quad (2.37)$$

ile verilir. Bu sonuçlara şu yorum yapılabilir. Diğer süreçlerin olmaması halinde, yalnız elastik saçılma mümkündür. Yani $|S_l| = 1$ 'dir. Bu durumda (2.36) denklemini sıfır değerini verir. Bununla birlikte elastik saçılma olmaksızın reaksiyon olması da mümkün değildir. Yani, belirli bir kısmi dalga için $\sigma_r \neq 0$ olduğu herhangi bir S_l değeri bu kısmi dalga için $\sigma_{el} \neq 0$ verir. Bu durumu saçılmanın kırınım modeli ile anlayabiliriz (Krane, 2002; Yücel, 2012). Saçılma genliği ile toplam tesir kesiti arasında,

$$\sigma_{top} = \frac{4\pi}{k} \text{Im } f(\theta = 0) \quad (2.38)$$

bağıntısı vardır. Bu ilişki optik teorem olarak bilinir (Carlson, 2001; Kürkcüoğlu, 2006; Yücel, 2012).

3. NÜKLEER SAÇILMALAR İÇİN OPTİKSEL MODEL

3.1. Optiksel Model

Nükleon-çekirdek ve çekirdek-çekirdek etkileşmelerinin tam olarak anlamak ve ifade etmek, nükleer fizikte çok parçacık probleminin çözülmesiyle mümkündür. Bu henüz çözümlenememiş, matematiksel güçlükleri olan önemli bir problemdir (Aydın, 1997; Kürkçüoğlu, 2006). Bu nedenle; çok parçacıklı sistemlerde parçacıklar arasındaki ve parçacıklarla parçacık grupları arasındaki bireysel kuvvetler üzerinde durmak yerine, parçacıkların oluşturduğu sistemlere ait önemli özellikleri dikkate alan basitleştirilmiş modeller yapılması tercih edilir.

Nükleer reaksiyonları açıklamak için geliştirilen modellerden biri optiksel modeldir. Gelen parçacığın hedefle etkileşmesi sırasında gelen akının (J_g) bir kısmı hedefin uyarılmasından dolayı inelastik kanallara gider. Son durumda giden akı gelen akıdan uyarılmanın şiddeti oranında azdır. Böyle bir gerçeği modellemek için reel etkileşim potansiyeli yeterli değildir. Bunun için optiksel model geliştirilmiştir. Optiksel model uyarılmış kanallarla etkileşimi temsil eden sanal potansiyel kullanır. Bu modele göre toplam etkileşim potansiyeli komplekstir. Görüldüğü gibi optiksel model hangi kanallara ve ne kadar gittiği ile ilgilenmez, sadece uyarılmış kanallara giden net akı hakkında bilgi verir (Koçak, 2005). Optiksel modelde radyal Schrödinger denklemi,

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left(E - V_{op}(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) \right] u_l = 0 \quad (3.1)$$

olur. Burada $l(l+1)$ terimi genellikle potansiyele bir ek olarak yazılan ve $l > 0$ için parçacığı merkezden uzak tutma eğilimindeki merkezci potansiyeli temsil etmektedir, μ ise indirgenmiş küttedir. Burada $V_{op}(r)$ artık kompleks potansiyeldir yani,

$$V_{op}(r) = V(r) + iW(r) \quad (3.2)$$

şeklinde reel ve sanal potansiyelden oluşmaktadır. Eşitlik (3.1) ile verilen denklemin çözülmesiyle diferansiyel tesir kesiti elde edilebilmektedir. Bu denklemi analitik yolla çözmek zor olduğu için nümerik yöntemler kullanılır. Hesaplamalarda eşitlik (3.3)'de saçılma merkezi civarında ($r < R$) potansiyel setinin parametreleri önem kazanırken, saçılma merkezinden uzakta ($r > R$) etkileşen parçacıkların yükleri henüz hesaba katılmadığından ihmal edilebilir çünkü Coulomb alanının olmadığını düşünüyoruz. Eşitlik (3.1) ile verilen denklemin genel çözümü, $F_l(r) = krj_l(kr)$, küresel Bessel fonksiyonları ve $G_l(r) = -kr\eta_l(kr)$, Neumann fonksiyonları cinsinden,

$$U_l(r) = F_l(r) + iG_l(r) + S_l(r)[F_l(r) - iG_l(r)] \quad (3.3)$$

şeklinde verilmektedir (Hodgson, 1971). Burada $F_l(r) + iG_l(r)$ gelen, $F_l(r) - iG_l(r)$ ise giden dalgaları göstermektedir. Bu ifade bir önceki bölümde verilen asimptotik formun özel fonksiyonlar cinsinden gösterilmesinden başka bir şey değildir. Bu çözümleme için sınır koşulları uygulandığında saçılma matris elemanı bulunabilir. Böylelikle saçılma genliği $f(\theta)$ ve diferansiyel tesir kesiti elde edilebilir. Potansiyel karmaşık olduğundan, S matris elemanı ve dolayısıyla dalga fonksiyonu da karmaşık yapıdadır. Matris elemanının $l = 0$ 'dan maksimum bir sınır değere kadar hesaplanması gerekmektedir. Sonuç olarak, bulunması istenen saçılma genliği ve diferansiyel tesir kesiti daha önce elde edilen formulla aynıdır.

Optiksel modelde kullanılan merkezi potansiyel; kaybolan akıyı karşılamak üzere, sanal bir potansiyel terimi içermelidir. Soğrulmanın olmadığı durumda $|S| = 1$ olacağı için, S matris daima $|S| \leq 1$ olmalıdır. Tek kanal durumunda kullanılan bir yerel sanal potansiyelin ($W(r)$) her yerde negatif olması gerekmektedir. Bununla birlikte, yalnız saçılma dalgasıyla birlikteki integrali negatiftir (Satchler, 1983).

$$\int |\chi^j(r)|^2 W(r) dr \leq 0 \quad (3.4)$$

Burada $\chi^j(r)$ uygun saçılma dalga fonksiyonunun radyal kısmıdır. Çoğu durumda soğrulmadan sorumlu potansiyel yüzey yakınında pik yapar. Bu nedenle etkileşmenin yüzeyde gerçekleştiği düşünülmektedir. Çekirdeğin iç kısmındaki nükleonların etkileşmeye katkısı ihmal edilebilecek düzeydedir, genellikle etkileşmelerde baskın olan değerlik nükleonlarının katkısıdır.

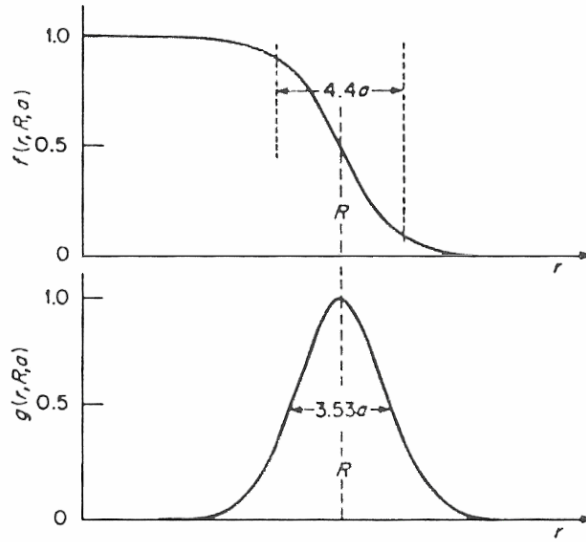
Merkezi potansiyeli oluşturan gerçel ve sanal potansiyeller enerji bağımlıdır. Potansiyelin gerçel sanal kısımlarına ait hacim integralleri (gelen parçacıkların enerjisi arttıkça) Coulomb bariyeri civarına kadar artmaktadır. Bu durum, gelen parçacığın enerjisi arttıkça uyarılmış kanalların sayısının arttığı ve dolayısıyla, bu etkileşimi tanımlayan gerçel ve sanal potansiyellerin şiddetinin arttığı şeklinde yorumlanabilir. Coulomb bariyerinin üzerindeki enerjiler için gerçel potansiyel azalma eğilimi göstermekte ve bir noktadan sonra sabit bir değerde kalmaktadır, sanal potansiyel ise yaklaşık olarak sabittir. Potansiyelin gerçel ve sanal kısımlarına ait bu özellik eşik anomalisi olarak bilinmektedir.

Optiksel modelde kullanılan potansiyel, gerçekte yerel olmamakla birlikte, genellikle yerel formda kabul edilmektedir. Mermi ve hedef çekirdeğin yüklü oldukları durumda ikisi arasında bir spin-yörünge etkileşmesinin var olabileceği göz önüne alındığında, daha gerçekçi bir model oluşturabilmek için karmaşık yapıdaki optiksel model potansiyeline bir Coulomb potansiyeli terimi ve karmaşık yapıyı bir spin-yörünge potansiyeli terimi de eklenmelidir. Ayrıca; etkin potansiyel, l açısız momentum kuantum sayısına, pariteye ve model uzayına da bağımlıdır.

Optiksel modeli uygulamak için öncelikle bir potansiyel şekli belirlenmelidir. Gelen parçacık ve hedef çekirdek arasındaki nükleon-nükleon etkileşmesi büyük uzaklıklarda üstel olarak azaldığından, optiksel potansiyelinde aynı davranışı göstermesi beklenir. Optiksel potansiyelin gerçel merkezi kısmı ve sanal hacim kısmı için en uygun şeklin, artan yarıçapla üstel olarak azalan ve çekirdek kuvvetlerinin doyum özelliğini sağlayacak biçimde sabit olan Woods-Saxon (WS) şekil çarpanı genel olarak,

$$f^n(r, r_i, a_i) = \frac{1}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - r_i(A_p^{1/3} - A_t^{1/3})}{a_i}\right)\right]^n} \quad (3.5)$$

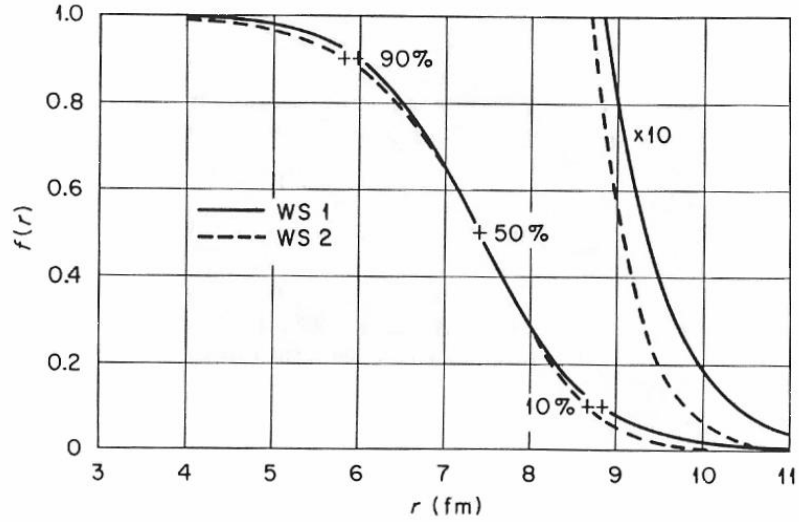
şeklinde ifade edilir (Woods ve Saxon, 1954). Burada, r , hedef çekirdek ile mermi parçacık merkezleri arasındaki uzaklık; r_i , çekirdek potansiyelinin merkez değerinin % 50 sine düştüğü yarıçap (indirgenmiş yarıçap); A_p ve A_t sırasıyla mermi parçacık ve hedef çekirdeğin kütle numaralarıdır, a_i ise potansiyelin maksimum değerinin % 90 nından % 10 una düştüğü noktalar arasındaki uzaklıktan elde edilen bir parametredir ve yaygınlık parametresi olarak adlandırılır. $f(r, r_i, a_i)$ ve bunun türev şekli olan $g(r, r_i, a_i)$ fonksiyonlarının uzaklığa göre değişimleri Şekil (3.1) de gösterilmektedir. Alt indis i ise seçilen potansiyelin türüne göre, form faktöründe kullanılacak geometri parametreleri için farklı gösterimleri temsil etmektedir.



Şekil 3.1. Woods-Saxon şekil çarpanı ve onun türev biçimi (Aydın, 1997'den)

Eşitlik (3.5) ile verilen denklemde WS formu için $n = 1$ ve sıkça kullanılan Woods-Saxon kare (WS2) formu için $n = 2$ alınmaktadır. WS ve WS2 formlarının uzaklığın

bir fonksiyonu olarak davranışları Şekil (3.2) de verilmektedir. Form faktörünün yaklaşık % 90'a ve % 10'a düştüğü değerlerde, iki potansiyel formu arasındaki fark belirginleşmektedir.



Şekil 3.2. WS ve WS2 formlarının uzaklığa göre değişimlerinin karşılaştırılması (Kürkçüoğlu, 2006'dan)

3.2. Etkileşim Potansiyeli

Bir saçılma problemi için etkileşim potansiyelinin yapısı, optiksel modele göre, en genel haliyle şu şekilde verilmektedir:

$$V(r) = V_C(r) + V_{NR}(r) + iW_{NI}(r) + \hbar^2 \{V_{SR}(r) + iW_{SI}(r)\}(\vec{S} \cdot \vec{L}) + V_I(r) \quad (3.6)$$

Bu denklemdaki ifadeler sırasıyla; Coulomb potansiyeli, nükleer (veya merkezi) potansiyelin gerçel ve sanal kısımları, spin-yörünge potansiyelinin gerçel ve sanal kısımları ve merkezci potansiyelden oluşmaktadır. Bu potansiyeller, hedef çekirdekle gelen parçacık arasındaki r uzaklığına bağlıdır. \vec{S} ve \vec{L} operatörleri ise, gelen parçacığın spin ve yörüngesel açısal momentum operatörleridir.

Yüklü parçacıkların etkileşmelerinde dikkate alınması gerekli olan Coulomb potansiyeli V_C , R_C yarıçaplı düzgün yük dağılımına sahip olan bir kürenin potansiyeli olarak kabul edilir. $Z_p e$ gelen parçacığın, $Z_t e$ de hedef çekirdeğin yükünü göstermek üzere,

$$V_C(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p Z_t e^2}{r}, \quad r \geq R_C \quad (3.7)$$

$$V_C(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), \quad r < R_C \quad (3.8)$$

biçiminde yazılabilmektedir (Satchler, 1980). Bu eşitliklerdeki Coulomb yarıçapı $R_C = r_c (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ dir. Etkileşen yüklü çekirdekler arasındaki mesafenin yeterince büyük olduğu, yani mermi ve hedefin üst üste binmediği durumda, Coulomb potansiyeli noktasal yükler için düzenlenmiş formda alınabilmektedir. Mermi ve hedef çekirdeğin üst üste binmeye başladığı kısa mesafelerde, $1/r$ bağımlılığı geçerliliğini yitirmekte bunun yerine noktasal olmayan dağılım kullanılmaktadır. Coulomb potansiyeli R_C 'nin alabileceği değerler incelenen sisteme göre değişmektedir. Coulomb potansiyeli ayrıca mermi ve hedefin yük dağılımlarını dikkate alan katlı model çerçevesinde de ifade edilebilmektedir (Bayrak, 2004; Kürkçüoğlu, 2006).

Nükleer potansiyelin gerçel kısmı için mikroskobik veya fenomenolojik potansiyeller seçilebilir. Yaygın olarak kullanılan, fenomenolojik Woods-Saxon tipi potansiyellerle oluşturulan nükleer potansiyelin gerçel kısmı, $V_{NR}(r)$, genellikle WS ($n=1$) veya WS2 ($n=2$) yapısındadır:

$$V_{NR} = \frac{-V_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r - r_0 A^{1/3}}{a_0} \right) \right]^n} \quad (3.9)$$

Burada $A^{1/3} = (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ dir. Optiksel potansiyelin sanal kısmı esnek olmayan saçılmalarla ilgili olduğundan, gerçel potansiyele göre etkileşmenin ayrıntılarına daha duyarlıdır. Potansiyel ifadesinde esnek saçılmalarda bile bulunması zorunlu olan bu sanal kısım, çekirdek hacmindeki soğrulma ile ilgili olan bileşen ve çekirdek yüzeyindeki soğrulma ile ilgili bir bileşenden oluşur. Sanal hacim potansiyelinin yapısı, gerçel nükleer potansiyel gibi WS ($n=1$) veya WS2 ($n=2$) şeklinde olabilmektedir.

$$V_{NI}(r) = \frac{-W_V}{\left\{1 + \exp\left[(r - r_V A^{1/3})/a_V\right]\right\}^n} \quad (3.10)$$

Çekirdek yüzeyindeki soğrulma ile ilgili sanal yüzey potansiyeli, çekirdek yüzeyinde en büyük olacak şekilde, Gaussian şekli,

$$V'_{NI}(r) = -W_S \exp\left[-\left((r - r_S A^{1/3})/b\right)^2\right] \quad (3.11)$$

veya WS türev şekli,

$$V'_{NI}(r) = -4a_S W_S \left[-\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{1 + \exp\left[(r - r_S A^{1/3})/a_S\right]} \right) \right] \quad (3.12)$$

olmak üzere iki formda verilmektedir. Düşük enerjilerde, hedef çekirdeğe gelen nükleonların, kabuklarının çoğu dolu olan çekirdek tarafından soğurulması Pauli dışarlama ilkesine ters düşmesine rağmen, bu ilkenin geçerli olmadığı yüzeyde yeterince soğrulma meydana gelir. Yüksek enerjilerde ise, dışarlama ilkesinin etkisi azalır ve çekirdek hacminde de soğrulma gerçekleşir (Marmier ve Sheldon, 1970; Aydın, 1997; Kürküoğlu, 2006).

Saçılma etkileşmesinden doğacak kutuplanmaların doğru hesaplanabilmesi için, optiksel potansiyele bir spin-yörünge potansiyel teriminin de eklenmesi gerekli görülmüştür. Bu potansiyel için en uygun biçimin yüzeyde maksimuma erişen Thomas şekli olabileceği bildirilmiştir (Satchler, 1980). Buna göre spin yörünge potansiyelinin gerçel ve sanal kısımları için sırasıyla aşağıdaki eşitlikler yazılabilir:

$$V_{SR}(r) = \frac{2}{\hbar^2 r} V_{SO} \left[-\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{1 + \exp \left[(r - r_{SO} A^{1/3}) / a_{SO} \right]} \right) \right] \quad (3.13)$$

$$V_{SI}(r) = \frac{2}{\hbar^2 r} W_{SO} \left[-\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{1 + \exp \left[(r - r_{SO} A^{1/3}) / a_{SO} \right]} \right) \right] \quad (3.14)$$

Son olarak, gelen parçacık ve hedef çekirdeğin bağıl açısal momentumlarından oluşan merkezci potansiyel, açısal momentum kuantum sayısı l ye bağlıdır ve şu şekilde verilmektedir.

$$V_\ell = \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2\mu r^2} \quad (3.15)$$

Eşitlik (3.15) deki merkezci potansiyel ifadesinde, μ , mermi parçacık ve hedef çekirdeğin indirgenmiş kütesini göstermektedir ($\mu = m_p m_t / m_p + m_t$).

Tüm bunlara göre, başlangıçta (3.6) eşitliği ile verilen optiksel model potansiyeli yeniden aşağıdaki gibi düzenlenebilir.

$$V(r) = V_C(r) - V_0 f^n(r, r_0, a_0) - iW_V f^n(r, r_V, a_V) - iW_S 4a_S g(r, r_S, a_S) + (V_{SO} + iW_{SO}) \frac{2}{r} g(r, r_{SO}, a_{SO}) (\vec{L} \cdot \vec{S}) + V_\ell(r) \quad (3.16)$$

Burada; WS formu için $n=1$ ve WS2 formu için $n=2$ alınmaktadır, form faktörünün türevi için $g(r, r_i, a_i) = \frac{d}{dr} f(r, r_i, a_i)$ gösterimi kullanılmıştır. Optiksel potansiyelin genel formunu veren bu son denklemde ayarlanabilen ondört parametre bulunmaktadır. Bunların sekiz tanesi geometri parametreleri ($r_0, a_0, r_v, a_v, r_s, a_s, r_{SO}, a_{SO}$) ve bunların altı tanesi de dinamik parametrelerdir ($V_0, W_v, W_s, V_{SO}, W_{SO}, V_l$). Genellikle geometri parametrelerinden r_v ile r_s ve a_v ile a_s için aynı değerler kullanılabilir (Aydın,1997; Kürkçüoğlu, 2006).

3.3. Hacim İntegralleri

Deneysel verileri açıklamada kullanılacak nükleer potansiyelin gerçel ve sanal kısımlarının tüm uzay üzerinden integralinin alınması ile

$$J_v(E) = -\frac{4\pi}{A_p A_t} \int_0^R V(r, E) r^2 dr \quad (3.17)$$

$$J_w(E) = -\frac{4\pi}{A_p A_t} \int_0^R W(r, E) r^2 dr \quad (3.18)$$

şeklinde elde edilen hacim integralleri, teorik hesaplamaların kontrolünde önemli bir yere sahiptir. Bir nükleer etkileşme için hacim integrali, $J(E) = J_v(E) + iJ_w(E)$ ile enerjinin fonksiyonu olarak verilmektedir. Hacim integrallerinin deneysel veriyi yorumlamakta nükleer potansiyelden daha kullanışlı olduğu bilinmektedir. Hatta saçılma durumlarının nükleer potansiyelinin şekline aşırı hassas olduğu durumlarda bile hacim integrali farklı parametreler için aynı kalabilmektedir (Satchler, 1983).

4. HESAPLAMALAR İÇİN KULLANILAN PROGRAMLAR

4.1. SCAT2

Scat2, Fortran programlama dilinde yazılmış ve Windows işletim sistemi üzerinde çalışabilen, nükleonlar (proton ve nötron), döteron, triton, ^3He ve alfa parçacıklarının bir hedef çekirdekten esnek saçılmasının optiksel model hesabı için tasarlanmış bir bilgisayar programıdır. Programın giriş dosyasındaki kartlara ilgilenilen reaksiyona ait değerler ve optiksel potansiyel parametreleri hatasız olarak girilirse, çıktı dosyalarında diferansiyel tesir kesitleri ile açısal dağılımlar, toplam reaksiyon tesir kesitleri, geçiş katsayıları ve polarizasyon gibi veriler hesaplanarak kullanıcıya sunulur. Programdaki hesaplamalarda uzunluk birimi femtometre (fm), tesir kesiti milibarn (mb) ve enerji birimi olarak MeV kullanılmaktadır.

4.1.1. Giriş ve Çıktı Dosyaları

Scat2 programı, iki giriş ve dört çıktı dosyası kullanır. İlk giriş dosyası aşağıdaki beş dosyanın adlarını içerir.

1. Veri giriş dosyası,
2. Çıktı (listeleme) dosyası,
3. Geçiş katsayıları dosyası,
4. Geçici dosya,
5. Özetleme dosyası.

İlk dosyanın adı, SCAT.DAT'dır. İkinci giriş dosyası aşağıda tanımlanan çıktı dosyalarını ve bunların giriş dosyalarını içerir.

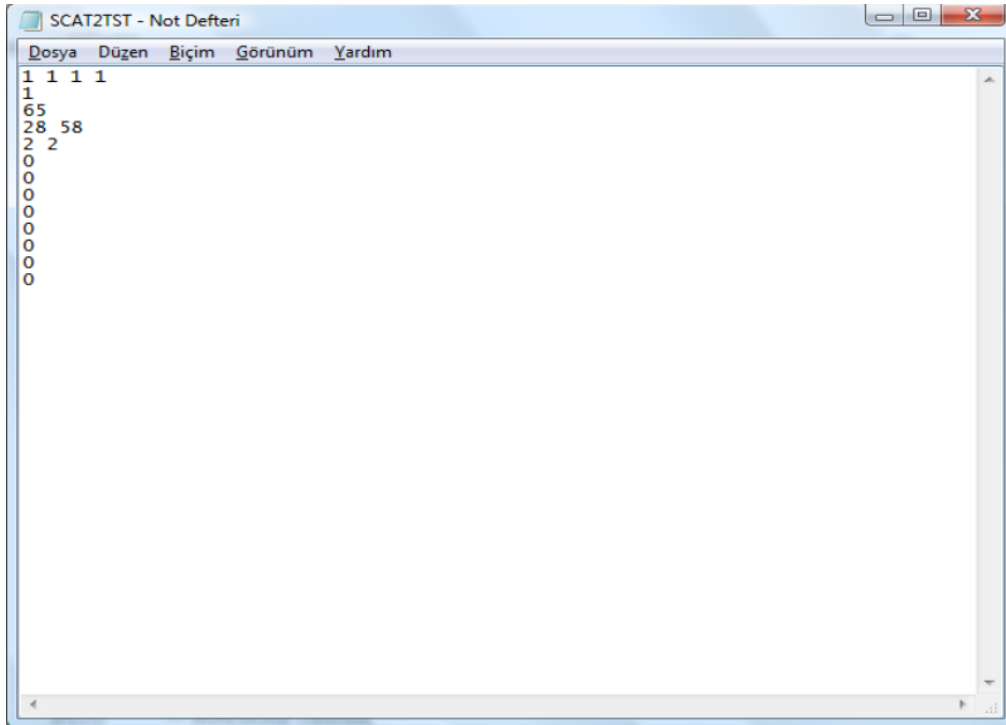
Scat2 programı, dört çıktı dosyası oluşturur. Bunlar:

1. Tüm sonuçların çıktı dosyası

2. GNASH veya STAPRE formatında geçiş katsayıları,
3. Geçiş katsayıları dosyasını biçimlendirmek için kullanılan geçici dosya,
4. Hesaplanan tesir kesitleri, açılal dağılımlar ve polarizasyonları içeren özet dosyası.

4.1.2. Örnek Giriş Dosyası

$^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$ için yapılmış örnek bir Scat2 veri giriş dosyası aşağıda verilmiştir:



```
SCAT2TST - Not Defteri
Dosya Düzen Biçim Görünüm Yardım
1 1 1 1
1
65
28 58
2 2
0
0
0
0
0
0
0
0
0
```

Şekil 4.1. Örnek Scat2 veri giriş dosyası

4.1.3. Örnek Çıktı Dosyası

Şekil 4.1'de verilen giriş dosyasının hesaplanması sonucunda elde edilecek çıktı dosyası Şekil 4.2 ve eklerinde gösterilmektedir.

SCAT2TST - Not Defteri

Dosya Düzen Bkçm Görünüm Yardım

TRANSMISSION COEFFICIENTS CALCULATED FROM THE FOLLOWING OPTICAL MODEL PARAMETERS

```

*****
|          CHARGE          MASS
PROJECTILE          1.0          1.007825E+00
TARGET             28.0          5.800000E+01

PARAMETER SET : BECC.GREEN

          E          STRENGTH          LN(E)          SR(E)          RADIUS          DIFFUSINESS          E
          E^E          E^E^E
REAL      57.7210          -.3200          .0000          .0000          .0000          .0000          1.1700          .0000          .7500          .0000
IMAG.SURF1 12.2138          -.2500          .0000          .0000          .0000          .0000          1.3200          .0000          .5341          .0000
IMAG.VOL.  -2.7000          .2200          .0000          .0000          .0000          .0000          1.3200          .0000          .5341          .0000
SPIN ORBIT  6.2000          .0000          .0000          .0000          .0000          .0000          1.0100          .0000          .7500          .0000
IMAG.SURF2 .0000          .0000          .0000          .0000          .0000          .0000          .0000          .0000          .0000          .0000

COUL.RAD.  1.2500          SECOND SURFACE          IMAGINARY POTENTIAL ABOVE          1000.000 MEV          BETA =          .0000

K = 1.75520E+00          ETA = 5.44369E-01          RM = 1.46684E+01          DR = 7.33419E-02          200 POINTS          LMAX = 29

POTENTIAL          STRENGTH          RADIUS          DIFFUSINESS          VOLUME INTEG.
REAL VOL.          36.5596          4.5289          .7500          311.66
IMAG.SURF.          .0000          5.1096          .5341          .00
IMAG.VOL.          11.8485          5.1096          .5341          .00
SPIN ORBIT          6.2000          3.9096          .7500          .00
COULOMB          4.8386

L          TC(L)          1 - ETA R          ETA I          T(L,L+1/2)          1 - ETA R          ETA I          T(L,L+1/2)          1 - ETA R          ETA I
0  9.4351E-01          7.6536E-01          3.7851E-02          0.0000E+00          0.0000E+00          0.0000E+00          9.4351E-01          7.6536E-01          3.7851E-02
1  9.4320E-01          8.4728E-01          -1.8026E-01          9.4470E-01          8.8434E-01          -2.0476E-01          9.4245E-01          8.2876E-01          -1.6801E-01
2  9.4003E-01          9.8586E-01          -2.3772E-01          9.4197E-01          1.0558E+00          -2.3435E-01          9.3873E-01          9.3926E-01          -2.3996E-01
3  9.3547E-01          1.0983E+00          -2.1766E-01          9.3992E-01          1.1824E+00          -1.6369E-01          9.3213E-01          1.0352E+00          -2.5813E-01
4  9.3234E-01          1.1839E+00          -1.3797E-01          9.3736E-01          1.2496E+00          -1.8836E-02          9.2832E-01          1.1314E+00          -2.3328E-01
5  9.1937E-01          1.2310E+00          -3.1685E-02          9.2750E-01          1.2264E+00          1.4573E-01          9.1260E-01          1.2349E+00          -1.7953E-01
6  9.1206E-01          1.1983E+00          8.0766E-02          9.2395E-01          1.0756E+00          2.6521E-01          9.0187E-01          1.3036E+00          -7.7327E-02
7  8.9174E-01          1.0555E+00          2.1577E-01          8.6298E-01          8.2018E-01          3.2355E-01          9.1690E-01          1.2614E+00          1.2146E-01
8  7.6654E-01          7.7758E-01          3.5345E-01          6.6978E-01          5.2210E-01          3.1911E-01          8.5254E-01          1.0047E+00          3.8398E-01
9  4.9208E-01          4.2080E-01          3.7208E-01          4.0401E-01          2.6959E-01          2.4998E-01          5.7134E-01          5.5688E-01          4.8198E-01
10 2.3105E-01          1.6881E-01          2.5812E-01          1.9528E-01          1.1706E-01          1.5857E-01          2.6358E-01          2.1585E-01          3.4562E-01
11 9.1768E-02          5.9340E-02          1.4297E-01          8.2155E-02          4.5993E-02          8.7837E-02          1.0058E-01          7.1574E-02          1.9351E-01
12 3.4390E-02          2.0410E-02          7.2862E-02          3.2204E-02          1.7283E-02          4.5424E-02          3.6408E-02          2.3296E-02          9.8190E-02
13 1.2680E-02          7.1013E-03          3.6133E-02          1.2215E-02          6.3869E-03          2.2766E-02          1.3112E-02          7.7647E-03          4.8546E-02
14 4.6608E-03          2.5110E-03          1.7575E-02          4.5646E-03          2.3484E-03          1.1251E-02          4.7506E-03          2.6628E-03          2.3829E-02
15 1.7139E-03          8.9992E-04          8.6973E-03          1.6944E-03          8.6282E-04          5.5041E-03          1.7323E-03          9.3470E-04          1.1672E-02
16 6.3091E-04          3.2562E-04          4.2527E-03          6.2696E-04          3.1718E-04          2.7030E-03          6.3462E-04          3.3367E-04          5.7112E-03
17 2.3238E-04          1.1862E-04          2.0754E-03          2.3159E-04          1.1667E-04          1.3187E-03          2.3312E-04          1.2046E-04          2.7902E-03
18 8.5598E-05          4.3375E-05          1.0111E-03          8.5440E-05          4.2927E-05          6.4181E-04          8.5747E-05          4.3800E-05          1.3609E-03
19 3.1524E-05          1.5899E-05          4.9249E-04          3.1493E-05          1.5795E-05          3.1237E-04          3.1554E-05          1.5997E-05          6.6361E-04
20 1.1603E-05          5.8341E-06          2.3965E-04          1.1597E-05          5.8101E-06          1.5187E-04          1.1609E-05          5.8569E-06          3.2326E-04

```

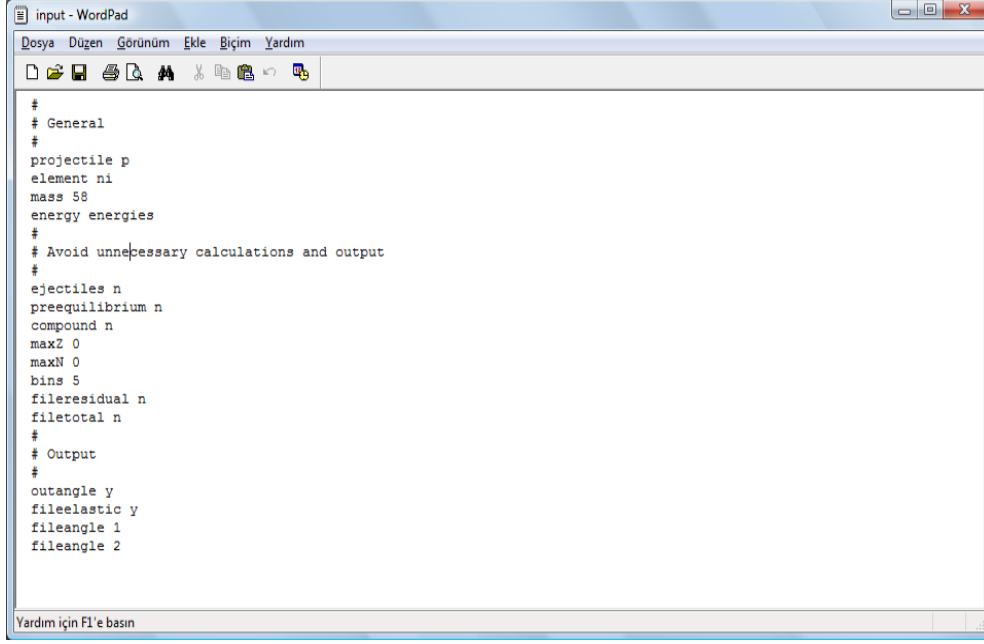
Şekil 4.2. Scat2 çıktı dosyası örneği

4.2. Talys 1.4

Talys, Linux/Unix işletim sisteminde çalışan ve Fortran programlama dilinde yazılmış, nükleer reaksiyonların analizi için oluşturulmuş bir bilgisayar programıdır. Programın temel amacı, kütle numarası 12 ve daha ağır olan hedef çekirdekler için 1 keV - 200 MeV enerji aralığındaki nötron, foton, proton, döteron, triton, ^3He ve α parçacıkları ile oluşan reaksiyonların simülasyonudur (Koning, 2011). Talys 1.4 programı, reaksiyon tesir kesiti için farklı modellerle nasıl bir sonuç elde edebileceği hakkında analiz yapma imkanı sunmaktadır. Bu yönüyle modern nükleer modeller, optiksel model, seviye yoğunluğu, doğrudan reaksiyonlar, bileşik reaksiyonlar, denge öncesi ve fisyon reaksiyonları gibi nükleer yapılar hakkında gerekli olan bilgileri ve parametreleri veritabanında barındırır. Aynı zamanda; toplam ve parçalı tesir kesit hesabı yapılabilir, açılal dağılım enerji spektrumunu görebilir ve çift diferansiyel spektrumunu çıkarılabilir. Bu kapsamda, programın iki temel amacı vardır. Bunlardan birincisi, nükleer reaksiyonların teorik olarak deneylerinin yapılabilmesidir. İkincisi ise, nükleer veri aracıdır. Eğer ulaşılabilen herhangi bir veri bulunmadığında veya deneysel verileri kullanarak birçok farklı modelin ayarlanabilir parametrelerini belirledikten sonra, Talys bütün açık kanallar için veri üretebilir. Bu özelliği zengin veri tabanından kaynaklanmaktadır. Kullanıcı isterse enerji aralığını kendisi ayarlayarak simülasyonu gerçekleştirebilir. Bu özelliğiyle detaylı bir araştırma yapılmasına imkân sunmaktadır, çünkü programda birçok özelliği, kullanıcı kendisi incelemek istediği durumlara göre ayarlayabilmektedir (Pektaş, 2012).

4.2.1. Örnek Giriş Dosyası

$^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$ esnek saçılması için yapılmış örnek bir veri giriş dosyası aşağıda verilmiştir.

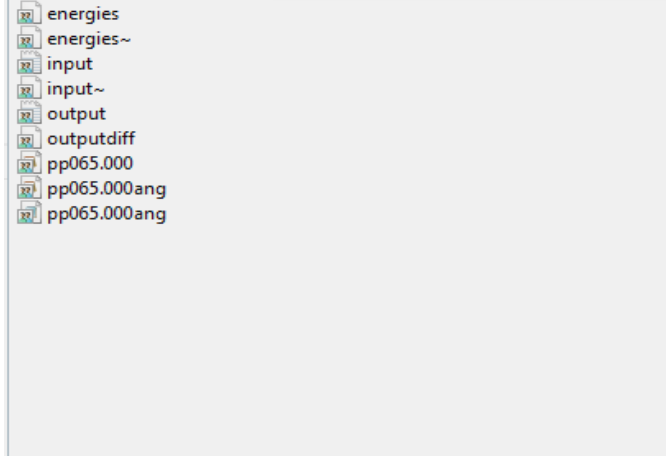


```
#
# General
#
projectile p
element ni
mass 58
energy energies
#
# Avoid unnecessary calculations and output
#
ejectiles n
preequilibrium n
compound n
maxZ 0
maxN 0
bins 5
fileresidual n
filetotal n
#
# Output
#
outangle y
fileelastic y
fileangle 1
fileangle 2
```

Şekil 4.3. Talys 1.4 programı örnek veri giriş dosyası

4.2.2. Örnek Çıktı Dosyası

Talys programı çıktı dosyalarında; elastik, inelastik ve toplam tesir kesiti, elastik saçılma açısal dağılımlar, kesikli seviyelerde açısal dağılımlar, izomerik ve taban durum tesir kesiti, toplam parçacık (n,xn), (n,xp) v.b enerji ve çift katlı diferansiyel tesir kesitleri, tekli ya da çoklu emisyon tesir kesitleri, ürün çekirdeklerin oluşum tesir kesiti sonuçları elde edilebilir. Bu durumdan dolayı geniş kapsamlı bir araştırma yapılabilmesi mümkündür. Talys, bir reaksiyondaki tüm elemanlar için ayrı ayrı tesir kesiti hesapladığı gibi, girilen farklı parametreler sonucuna göre her durum veya istenilen durumlar için ayrı ayrı çıktı dosyası sunmaktadır. Örneğin, Şekil 4.3’de gösterilen veri giriş dosyası için hesaplama yapıldıktan sonra oluşturulan dosyaların bulunduğu ekran görüntüsü Şekil 4.4’de verilmiştir.



Şekil 4.4. Hesaplama sonucu oluşturulan dosyalar

Şekil 4.4’de gösterilen çıktı dosyalarından biri olan ve proton-⁵⁸Ni elastik saçılma açısız dağılımlarını gösteren ‘pp065.000’ adlı dosyanın içeriği Şekil 4.5 ve eklerinde gösterilmektedir.

```
pp065.000.txt - WordPad
Dosya Düzen Görünüm Ekle Biçim Yardım
# p + 58Ni Elastic scattering angular distribution
# E-incident = 65.000
#
# # angles = 91
# Angle      xs          Direct      Compound
c.s./Rutherford
0.0  4.58672E+27  4.58672E+27  0.00000E+00  1.00000E+00
2.0  2.59257E+06  2.59257E+06  0.00000E+00  9.06685E-01
4.0  1.10513E+05  1.10513E+05  0.00000E+00  6.18004E-01
6.0  1.76369E+04  1.76369E+04  0.00000E+00  4.98796E-01
8.0  8.34016E+03  8.34016E+03  0.00000E+00  7.44408E-01
10.0 5.98111E+03  5.98111E+03  0.00000E+00  1.30096E+00
12.0 4.27422E+03  4.27422E+03  0.00000E+00  1.92350E+00
14.0 2.77950E+03  2.77950E+03  0.00000E+00  2.31123E+00
16.0 1.60145E+03  1.60145E+03  0.00000E+00  2.26481E+00
18.0 7.93109E+02  7.93109E+02  0.00000E+00  1.79044E+00
20.0 3.20705E+02  3.20705E+02  0.00000E+00  1.09922E+00
22.0 1.01094E+02  1.01094E+02  0.00000E+00  5.05147E-01
24.0 3.93008E+01  3.93008E+01  0.00000E+00  2.76831E-01
26.0 5.36209E+01  5.36209E+01  0.00000E+00  5.17587E-01
28.0 8.73987E+01  8.73987E+01  0.00000E+00  1.12850E+00
30.0 1.10179E+02  1.10179E+02  0.00000E+00  1.86372E+00
32.0 1.12295E+02  1.12295E+02  0.00000E+00  2.44349E+00
34.0 9.69049E+01  9.69049E+01  0.00000E+00  2.66922E+00
36.0 7.24971E+01  7.24971E+01  0.00000E+00  2.49199E+00
38.0 4.75361E+01  4.75361E+01  0.00000E+00  2.01321E+00
40.0 2.76653E+01  2.76653E+01  0.00000E+00  1.42705E+00
42.0 1.50584E+01  1.50584E+01  0.00000E+00  9.36249E-01
Yardım için F1'e basın
```

Şekil 4.5. Örnek Talys 1.4 çıktı dosyası

pp065.000.txt - WordPad

Dosya Düzen Görünüm Ekle Biçim Yardım

44.0	9.12622E+00	9.12622E+00	0.00000E+00	6.77469E-01
46.0	7.77242E+00	7.77242E+00	0.00000E+00	6.82913E-01
48.0	8.59081E+00	8.59081E+00	0.00000E+00	8.86307E-01
50.0	9.67500E+00	9.67500E+00	0.00000E+00	1.16343E+00
52.0	9.95744E+00	9.95744E+00	0.00000E+00	1.38616E+00
54.0	9.16663E+00	9.16663E+00	0.00000E+00	1.46789E+00
56.0	7.56763E+00	7.56763E+00	0.00000E+00	1.38578E+00
58.0	5.64955E+00	5.64955E+00	0.00000E+00	1.17651E+00
60.0	3.87410E+00	3.87410E+00	0.00000E+00	9.12742E-01
62.0	2.53484E+00	2.53484E+00	0.00000E+00	6.72366E-01
64.0	1.72368E+00	1.72368E+00	0.00000E+00	5.12381E-01
66.0	1.37105E+00	1.37105E+00	0.00000E+00	4.54765E-01
68.0	1.31896E+00	1.31896E+00	0.00000E+00	4.86155E-01
70.0	1.39339E+00	1.39339E+00	0.00000E+00	5.68505E-01
72.0	1.45626E+00	1.45626E+00	0.00000E+00	6.55256E-01
74.0	1.42993E+00	1.42993E+00	0.00000E+00	7.07073E-01
76.0	1.29702E+00	1.29702E+00	0.00000E+00	7.02443E-01
78.0	1.08387E+00	1.08387E+00	0.00000E+00	6.40854E-01
80.0	8.37571E-01	8.37571E-01	0.00000E+00	5.38999E-01
82.0	6.05135E-01	6.05135E-01	0.00000E+00	4.22592E-01
84.0	4.19845E-01	4.19845E-01	0.00000E+00	3.17270E-01
86.0	2.96167E-01	2.96167E-01	0.00000E+00	2.41527E-01
88.0	2.31492E-01	2.31492E-01	0.00000E+00	2.03197E-01
90.0	2.11728E-01	2.11728E-01	0.00000E+00	1.99533E-01
92.0	2.17887E-01	2.17887E-01	0.00000E+00	2.19920E-01
94.0	2.31757E-01	2.31757E-01	0.00000E+00	2.49942E-01
96.0	2.39699E-01	2.39699E-01	0.00000E+00	2.75586E-01
98.0	2.34347E-01	2.34347E-01	0.00000E+00	2.86599E-01

Yardım için F1'e basın

Şekil 4.5. (devam)

pp065.000.txt - WordPad

Dosya Düzen Görünüm Ekle Biçim Yardım

100.0	2.14420E-01	2.14420E-01	0.00000E+00	2.78341E-01
102.0	1.83174E-01	1.83174E-01	0.00000E+00	2.51867E-01
104.0	1.46217E-01	1.46217E-01	0.00000E+00	2.12531E-01
106.0	1.09417E-01	1.09417E-01	0.00000E+00	1.67794E-01
108.0	7.74418E-02	7.74418E-02	0.00000E+00	1.25055E-01
110.0	5.30731E-02	5.30731E-02	0.00000E+00	9.00802E-02
112.0	3.71774E-02	3.71774E-02	0.00000E+00	6.62023E-02
114.0	2.90532E-02	2.90532E-02	0.00000E+00	5.41822E-02
116.0	2.69359E-02	2.69359E-02	0.00000E+00	5.25183E-02
118.0	2.85450E-02	2.85450E-02	0.00000E+00	5.80883E-02
120.0	3.16128E-02	3.16128E-02	0.00000E+00	6.70320E-02
122.0	3.43231E-02	3.43231E-02	0.00000E+00	7.57113E-02
124.0	3.55615E-02	3.55615E-02	0.00000E+00	8.14735E-02
126.0	3.49238E-02	3.49238E-02	0.00000E+00	8.29740E-02
128.0	3.25292E-02	3.25292E-02	0.00000E+00	8.00222E-02
130.0	2.87678E-02	2.87678E-02	0.00000E+00	7.31655E-02
132.0	2.41164E-02	2.41164E-02	0.00000E+00	6.33184E-02
134.0	1.90684E-02	1.90684E-02	0.00000E+00	5.16078E-02
136.0	1.41297E-02	1.41297E-02	0.00000E+00	3.93633E-02
138.0	9.79385E-03	9.79385E-03	0.00000E+00	2.80451E-02
140.0	6.45888E-03	6.45888E-03	0.00000E+00	1.89844E-02
142.0	4.32122E-03	4.32122E-03	0.00000E+00	1.30192E-02
144.0	3.32495E-03	3.32495E-03	0.00000E+00	1.02543E-02
146.0	3.21123E-03	3.21123E-03	0.00000E+00	1.01240E-02
148.0	3.64213E-03	3.64213E-03	0.00000E+00	1.17225E-02
150.0	4.32115E-03	4.32115E-03	0.00000E+00	1.41798E-02
152.0	5.04535E-03	5.04535E-03	0.00000E+00	1.68579E-02
154.0	5.68510E-03	5.68510E-03	0.00000E+00	1.93166E-02

Yardım için F1'e basın

Şekil 4.5. (devam)

The image shows a screenshot of a WordPad window titled "pp065.000.txt - WordPad". The window contains a table with 5 columns and 21 rows of data. The data is presented in scientific notation. The first column contains values from 128.0 to 180.0 in increments of 2.0. The second and third columns contain values in scientific notation, such as 3.25292E-02 and 3.25292E-02. The fourth column contains values in scientific notation, such as 0.00000E+00. The fifth column contains values in scientific notation, such as 8.00222E-02. The window also shows a menu bar with "Dosya", "Düzen", "Görünüm", "Ekle", "Biçim", and "Yardım". A toolbar with various icons is visible below the menu bar. At the bottom of the window, there is a status bar that says "Yardım için F1'e basın".

128.0	3.25292E-02	3.25292E-02	0.00000E+00	8.00222E-02
130.0	2.87678E-02	2.87678E-02	0.00000E+00	7.31655E-02
132.0	2.41164E-02	2.41164E-02	0.00000E+00	6.33184E-02
134.0	1.90684E-02	1.90684E-02	0.00000E+00	5.16078E-02
136.0	1.41297E-02	1.41297E-02	0.00000E+00	3.93633E-02
138.0	9.79385E-03	9.79385E-03	0.00000E+00	2.80451E-02
140.0	6.45888E-03	6.45888E-03	0.00000E+00	1.89844E-02
142.0	4.32122E-03	4.32122E-03	0.00000E+00	1.30192E-02
144.0	3.32495E-03	3.32495E-03	0.00000E+00	1.02543E-02
146.0	3.21123E-03	3.21123E-03	0.00000E+00	1.01240E-02
148.0	3.64213E-03	3.64213E-03	0.00000E+00	1.17225E-02
150.0	4.32115E-03	4.32115E-03	0.00000E+00	1.41798E-02
152.0	5.04535E-03	5.04535E-03	0.00000E+00	1.68579E-02
154.0	5.68510E-03	5.68510E-03	0.00000E+00	1.93166E-02
156.0	6.14231E-03	6.14231E-03	0.00000E+00	2.11956E-02
158.0	6.34085E-03	6.34085E-03	0.00000E+00	2.21938E-02
160.0	6.25808E-03	6.25808E-03	0.00000E+00	2.21893E-02
162.0	5.95956E-03	5.95956E-03	0.00000E+00	2.13791E-02
164.0	5.59170E-03	5.59170E-03	0.00000E+00	2.02699E-02
166.0	5.32146E-03	5.32146E-03	0.00000E+00	1.94684E-02
168.0	5.25617E-03	5.25617E-03	0.00000E+00	1.93831E-02
170.0	5.39507E-03	5.39507E-03	0.00000E+00	2.00295E-02
172.0	5.64424E-03	5.64424E-03	0.00000E+00	2.10700E-02
174.0	5.88359E-03	5.88359E-03	0.00000E+00	2.20575E-02
176.0	6.03820E-03	6.03820E-03	0.00000E+00	2.27063E-02
178.0	6.10474E-03	6.10474E-03	0.00000E+00	2.29985E-02
180.0	6.11986E-03	6.11986E-03	0.00000E+00	2.30695E-02

Şekil 4.5. (devam)

5. HESAPLAMALAR VE BULGULAR

5.1. Giriş

Bu çalışmada, 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden elastik ve inelastik saçılmalarından elde edilen veriler optiksel model kullanılarak incelenmiştir. Elastik saçılma için Scat2 ve Talys 1.4 programları, inelastik saçılma için Talys 1.4 programı kullanılarak diferansiyel tesir kesiti açısall dağılımları hesaplanmış ve sonuçlar Uluslararası Atom Enerjisi Ajansı'nın (IAEA), EXFOR Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesinden elde edilen deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır.

5.2. $^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$ Esnek Saçılması

65 MeV enerjili protonların, ^{58}Ni çekirdeğinden esnek saçılması sonucu elde edilen diferansiyel tesir kesiti açısall dağılımları Scat2 programı ile hesaplanmış ve literatürden alınan deneysel veri (Sakaguchi vd., 1982) ile uyumu incelenmiştir. Scat2 programında kullanılan optiksel potansiyel:

$$U(r) = V_C(r) - V_0 f(r, r_0, a_0) - i[W_V f(r, r_V, a_V) + 4W_S g(r, r_S, a_S)] + C_{SO} V_{SO} h(r, r_{SO}, a_{SO})(\vec{L} \cdot \vec{S}) \quad (5.1)$$

yapısındadır. Bu potansiyeldeki terimler soldan sağa doğru sırasıyla; Coulomb potansiyeli, gerçek hacim potansiyeli, sanal hacim potansiyeli, sanal yüzey potansiyeli ve gerçek spin-yörünge potansiyelidir. Bu potansiyel (3.16) eşitliği ile verilen optiksel potansiyelden farklı olarak merkezci potansiyel ve sanal spin-yörünge terimi içermemektedir. Ayrıca $f(r)$, $g(r)$ ve $h(r)$ terimleri detayları 3. bölümde anlatılan form faktörleridir. Her bir potansiyel terimi,

$$V = V_0 + (V_1 \times E) + (V_2 \times E^2) + (V_3 \times E^3) + (V_4 \times \ln(E)) + (V_5 \times \sqrt{E}) \quad (5.2)$$

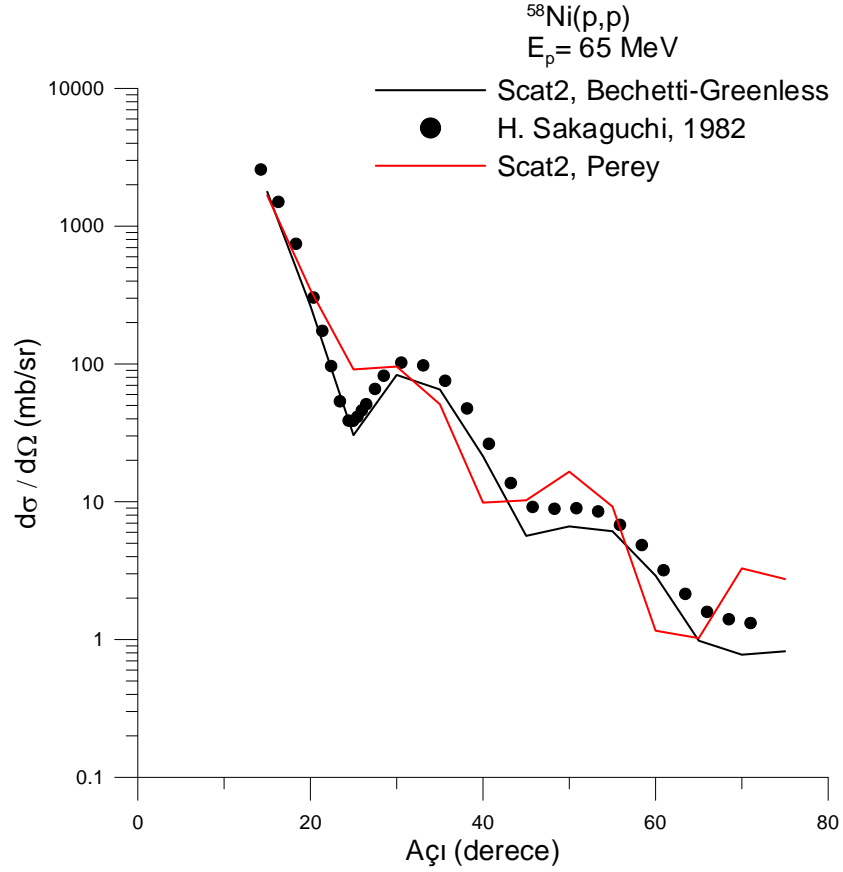
yapısında bir enerji bağımlılığına sahip olabilir. İndirgenmiş yarıçap ve yaygınlık parametreleride,

$$r_i = r_i^0 + (r_i^1 \times E), \quad a_i = a_i^0 + (a_i^1 \times E), \quad i = 1,2,3,4 \quad (5.3)$$

şeklinde lineer enerji bağımlılıklarına sahip olabilir. Scat2 programı ile hesaplama yaparken proton girişli reaksiyonlar için programın veritabanında mevcut olan iki adet optiksel model parametre seti (Bersillon, 1981) değişiklik yapılmadan kullanılmıştır. Bu iki sete ait parametre değerleri Çizelge 5.1’de gösterilmiştir.

Çizelge 5.1. $^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$, $E_p = 65$ MeV, Scat2 programında mevcut iki sete ait optiksel model parametreleri

Parametreler	a	b
V_0 (MeV)	36.5596	20.7532
r_0 (fm)	1.17	1.25
a_0 (fm)	0.75	0.65
W_V (MeV)	11.8485	-
r_V (fm)	1.32	-
a_V (fm)	0.5341	-
W_S (MeV)	-	13.5
r_S (fm)	1.32	1.25
a_S (fm)	0.5341	0.47
V_{SO} (MeV)	6.2	7.5
r_{SO} (fm)	1.01	1.25
a_{SO} (fm)	0.75	0.47
Başlangıç parametreleri	Bechetti-Greenless	Perey



Şekil 5.1. $^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$, $E_p = 65$ MeV, Scat2 programında mevcut iki parametre seti ile hesaplanan diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımları ve deneysel veri uyumu

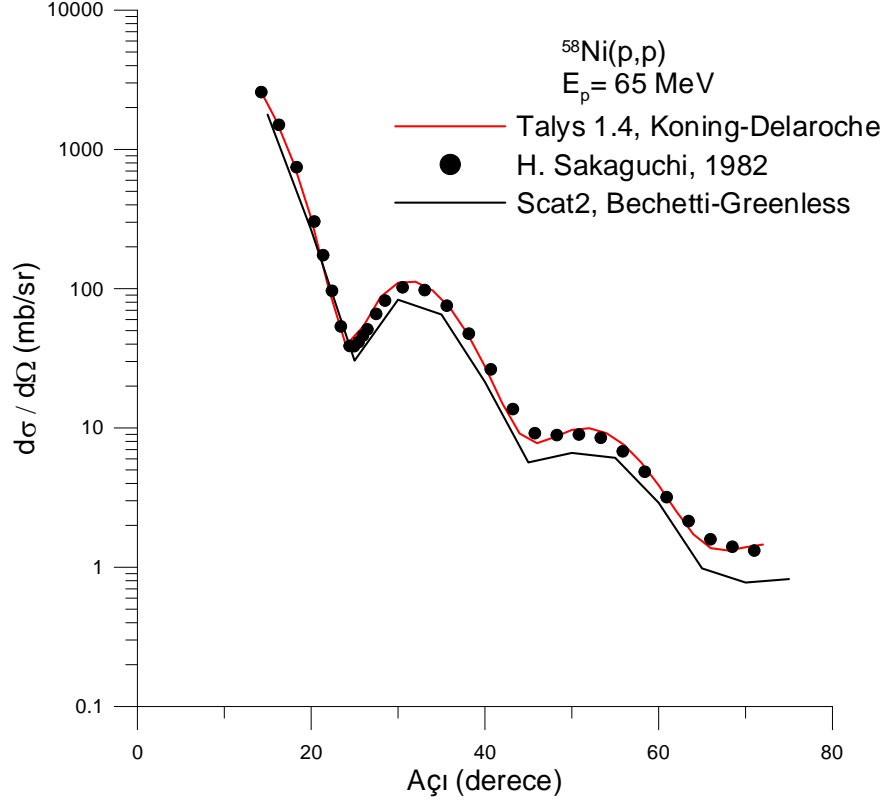
Scat2 programı ile yapılan hesaplamalarda elde edilen veriler ve deneysel verilerin (Sakaguchi vd., 1982) karşılaştırılması Şekil 5.1’de gösterilmiştir. Şekil 5.1’de de görüldüğü gibi diferansiyel tesir kesiti değerlerine en iyi uyumlar Bechetti-Greenless parametre seti ile elde edilmiştir. Deneysel veri noktaları ve teorik veriler arasında 15° - 30° arası açılarda bir uyum vardır ancak 30° - 75° arasındaki açılarda küçük sapmalar gözlenmektedir. Ayrıca 25° , 45° ve 70° açılarında diferansiyel tesir kesiti değerleri için üç tane minimum nokta gözlenmiştir.

Optiksel model hesabı yapan bir başka program olan Talys 1.4 programında kullanılan optiksel potansiyel; (3.16) eşitliğinde verilen optiksel potansiyelden merkezci potansiyel terimi çıkarıldığında oluşan potansiyel ile tam olarak aynıdır.

Talys 1.4 programı ile yapılan hesaplamada kullanılan optiksel potansiyelin parametre değerleri (Koning-Delaroche, 2003) Çizelge 5.2’de gösterilmiştir.

Çizelge 5.2. $^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$, $E_p=65$ MeV, Talys 1.4 programı için ön tanımlı optiksel model potansiyelinin parametreleri

Parametreler	a
V_0 (MeV)	36.11
r_0 (fm)	1.192
a_0 (fm)	0.663
W_V (MeV)	6.96
r_V (fm)	1.192
a_V (fm)	0.663
W_S (MeV)	3.18
r_S (fm)	1.282
a_S (fm)	0.55
V_{SO} (MeV)	4.6
W_{SO} (MeV)	-0.51
r_{SO} (fm)	1
a_{SO} (fm)	0.58
Başlangıç parametreleri	Koning-Delaroche



Şekil 5.2. $^{58}\text{Ni}(p,p)^{58}\text{Ni}$, $E_p = 65$ MeV, Scat2 ve Talys 1.4 programlarıyla yapılan hesaplamalarda elde edilen diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımları ve deneysel veri uyumu

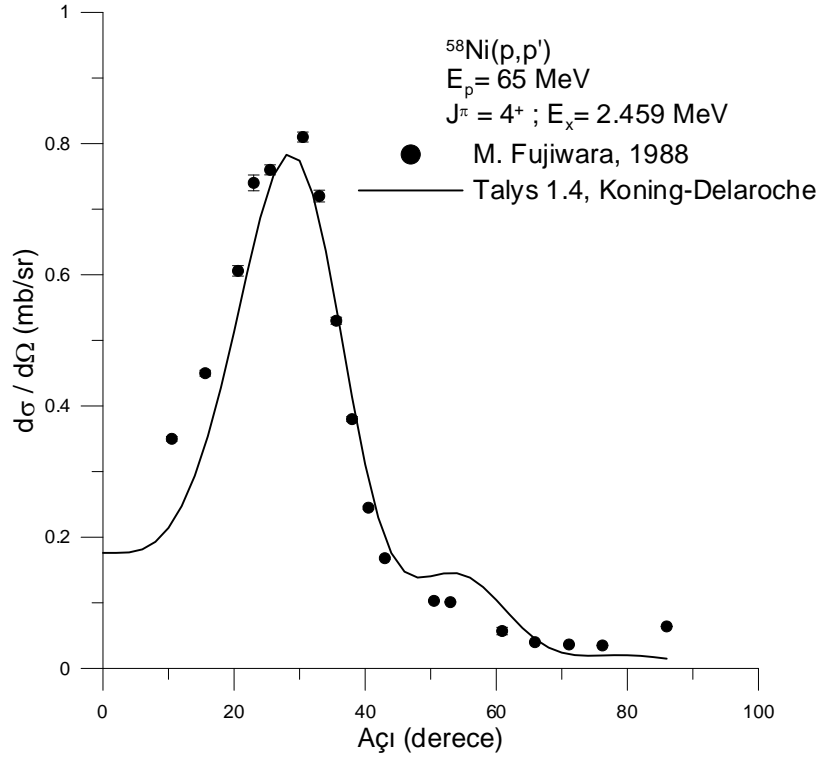
Şekil 5.2’de görüldüğü gibi; 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden elastik saçılması için Talys 1.4 programı optiksel model parametreleri ile yapılan hesaplamalarda elde edilen diferansiyel tesir kesitleri deneysel değerlere bütün açılarda tam bir uyum göstermiştir.

5.3. $^{58}\text{Ni}(p,p')^{58}\text{Ni}$ İnelastik Saçılması

$^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılması için Talys 1.4 programı ile yapılan hesaplamada Çizelge 5.2’de gösterilen optiksel model parametreleri (Koning-Delaroche, 2003) kullanılmıştır. Yedi tane uyarılmış durum (2.459, 2.775, 3.038, 3.265, 3.62, 3.899 ve 4.108 MeV) için hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri açısal dağılımlarının literatürden alınan deneysel veri (Fujiwara vd., 1988) ile uyumu incelenmiştir.

5.3.1. $E_x = 2.459$ MeV Durumu

Şekil 5.3'de 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden inelastik saçılmasının 2.459 MeV uyarılmış durumuna ait diferansiyel tesir kesitleri Talys 1.4 programı ile hesaplanmış ve literatürden alınan deneysel veri (Fujiwara vd., 1988) ile uyumu incelenmiştir. Talys 1.4 programı ile hesaplama yaparken Çizelge 5.2'de verilen optiksel model parametreleri (Koning-Delaroche, 2003) kullanılmıştır.

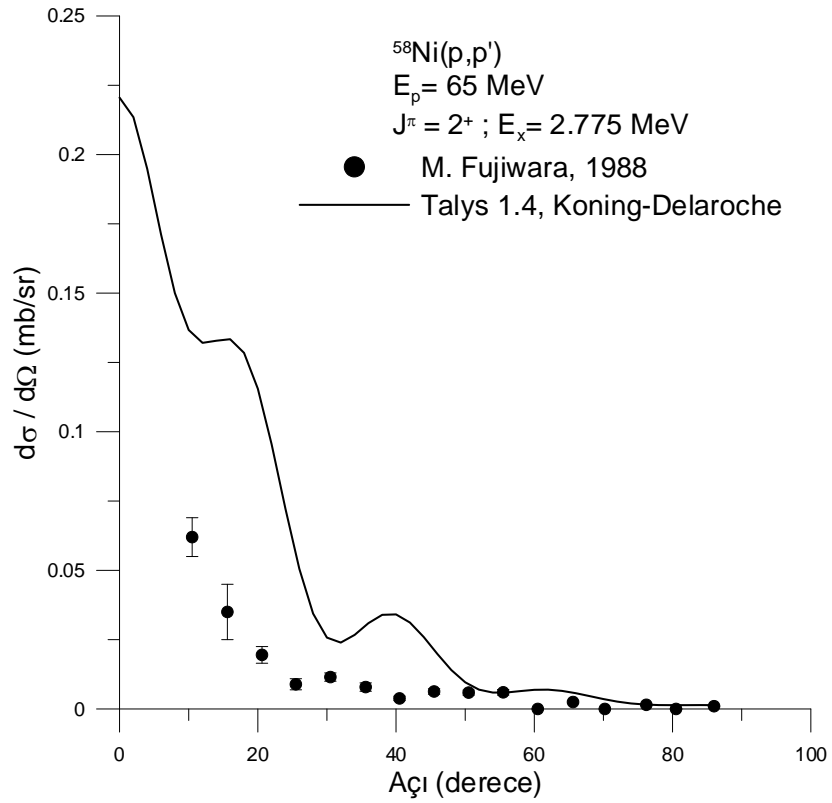


Şekil 5.3. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 2.459 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımları ve deneysel veri uyumu

Şekil 5.3'de görüldüğü gibi, deneysel veriler (Fujiwara vd., 1988) ve Talys 1.4 programı ile hesaplanan veriler bir uyum ve paralellik göstermektedir. Özellikle, 20°-40° arasındaki açılarda Talys 1.4 programı ile yapılan hesaplamalarla deneysel değerler belirgin bir uyum göstermektedir. 20° den küçük ve 40° den büyük açılarda deneysel ve teorik değerler arasında küçük sapmalar görülmektedir.

5.3.2. $E_x = 2.775$ MeV Durumu

Şekil 5.4'de 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden inelastik saçılmasının 2.775 MeV uyarılmış durumuna ait diferansiyel tesir kesitleri Talys 1.4 programı ile hesaplanmış ve literatürden alınan deneysel veri (Fujiwara vd., 1988) ile uyumu incelenmiştir. Talys 1.4 programı ile hesaplama yaparken Çizelge 5.2'de verilen optiksel model parametreleri (Koning-Delaroche, 2003) kullanılmıştır.

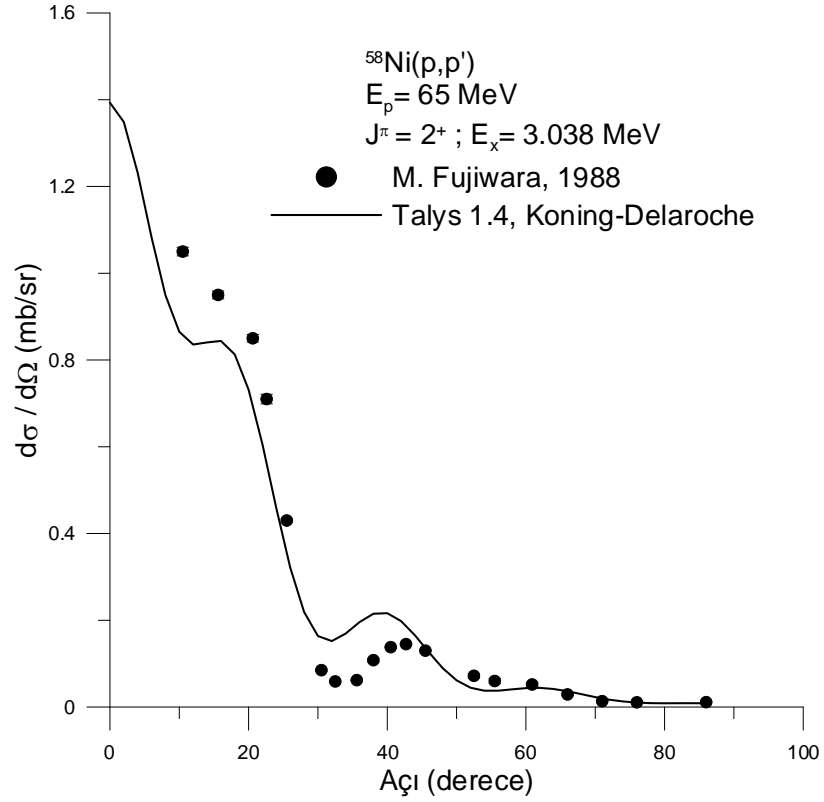


Şekil 5.4. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 2.775 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımları ve deneysel veri uyumu

Şekil 5.4'de görüldüğü gibi, Talys 1.4 programı ile hesaplanan diferansiyel tesir kesitleri ve deneysel diferansiyel tesir kesiti değerleri arasında büyük sapmalar vardır. Sadece 50° den büyük açılarda bir uyum gözlenmektedir.

5.3.3. $E_x = 3.038$ MeV Durumu

Şekil 5.5’de 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden inelastik saçılmasının 3.038 MeV uyarılmış durumuna ait diferansiyel tesir kesitleri Talys 1.4 programı ile hesaplanmış ve literatürden alınan deneysel veri (Fujiwara vd., 1988) ile uyumu incelenmiştir. Talys 1.4 programı ile hesaplama yaparken Çizelge 5.2’de verilen optiksel model parametreleri (Koning-Delaroche, 2003) kullanılmıştır.

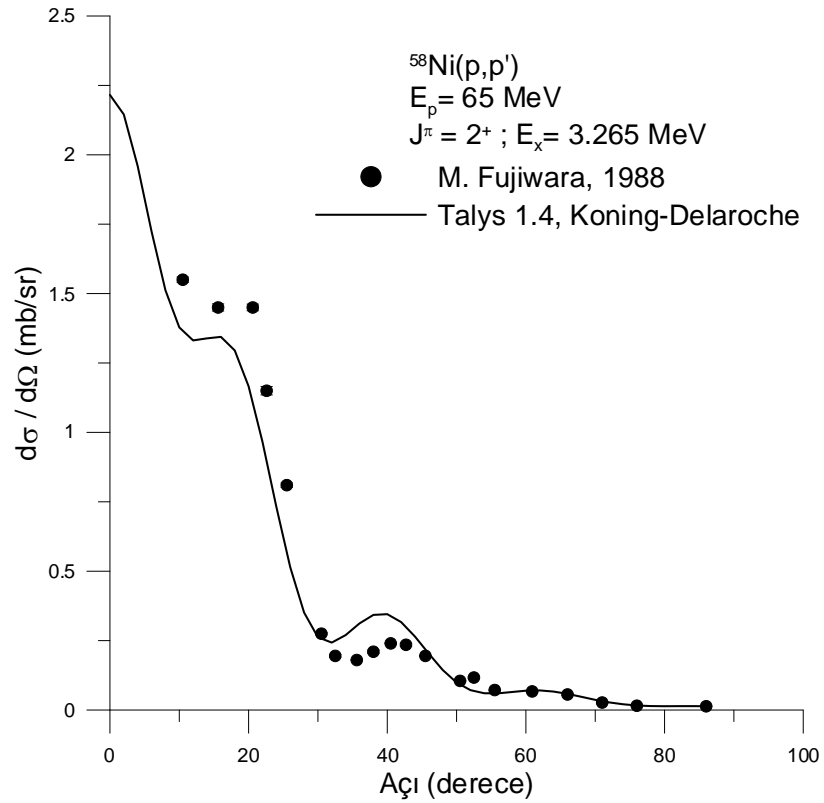


Şekil 5.5. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 3.038 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısız dağılımları ve deneysel veri uyumu

Şekil 5.5’de görüldüğü gibi, deneysel veriler (Fujiwara vd., 1988) ve Talys 1.4 programı ile hesaplanan veriler bir uyum ve paralellik göstermektedir. Deneysel değerler ve teorik hesaplamalar arasında 45° den küçük açılarda sapmalar gözlenmektedir ancak 45° den daha büyük açılarda daha belirgin bir uyum vardır.

5.3.4. $E_x= 3.265$ MeV Durumu

Şekil 5.6’da 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden inelastik saçılmasının 3.265 MeV uyarılmış durumuna ait diferansiyel tesir kesitleri Talys 1.4 programı ile hesaplanmış ve literatürden alınan deneysel veri (Fujiwara vd., 1988) ile uyumu incelenmiştir. Talys 1.4 programı ile hesaplama yaparken Çizelge 5.2’de verilen optiksel model parametreleri (Koning-Delaroche, 2003) kullanılmıştır.

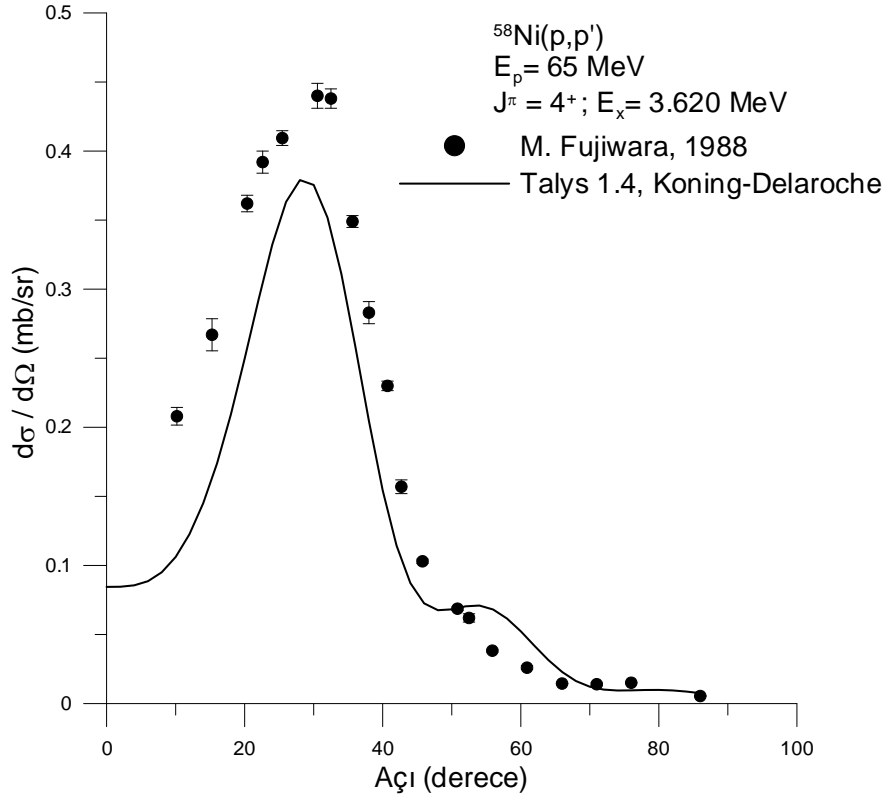


Şekil 5.6. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 3.265 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısız dağılımları ve deneysel veri uyumu

Şekil 5.6’da görüldüğü gibi, deneysel değerler ve teorik hesaplamalar bir uyum ve paralellik vardır. 30° den büyük açılarda Talys 1.4 programı ile hesaplanan diferansiyel tesir kesiti değerleri, deneysel değerlere yakın sonuçlar vermiştir.

5.3.5. $E_x = 3.620$ MeV Durumu

Şekil 5.7’de 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden inelastik saçılmasının 3.620 MeV uyarılmış durumuna ait diferansiyel tesir kesitleri Talys 1.4 programı ile hesaplanmış ve literatürden alınan deneysel veri (Fujiwara vd., 1988) ile uyumu incelenmiştir. Talys 1.4 programı ile hesaplama yaparken Çizelge 5.2’de verilen optiksel model parametreleri (Koning-Delaroche, 2003) kullanılmıştır.

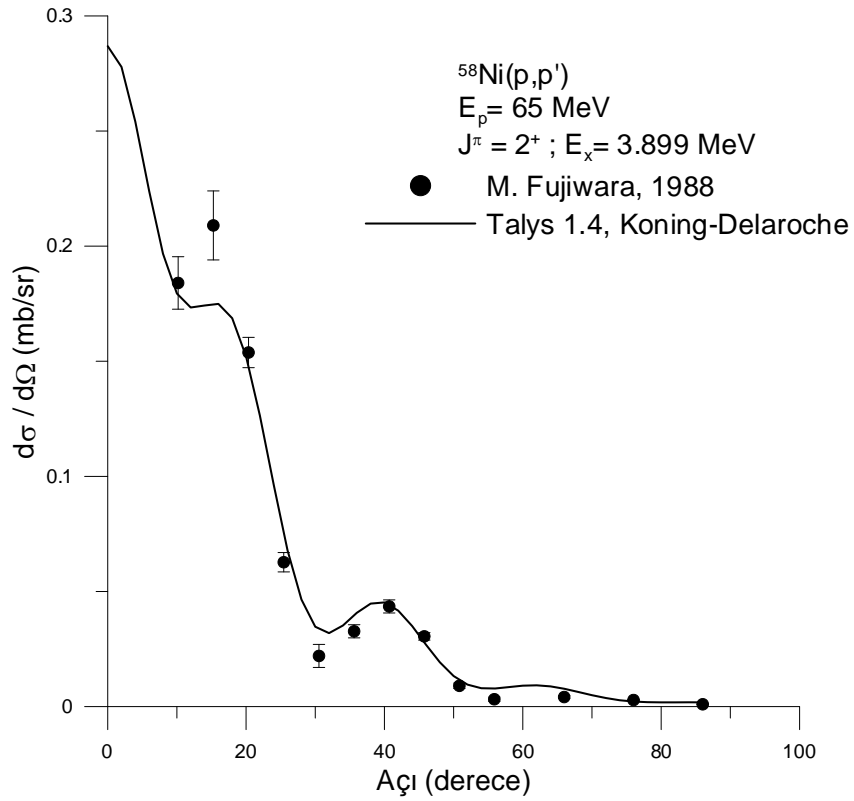


Şekil 5.7. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 3.620 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımları ve deneysel veri uyumu

Şekil 5.7’de görüldüğü gibi, deneysel veriler (Fujiwara vd., 1988) ve Talys 1.4 programı ile hesaplanan veriler bir paralellik göstermektedir ancak teorik ve deneysel diferansiyel tesir kesiti değerleri arasında sapmalar vardır. Deneysel ve teorik hesaplamalarda 30° açıda maksimum diferansiyel tesir kesiti değeri gözlenmektedir.

5.3.6. $E_x = 3.899$ MeV Durumu

Şekil 5.8’de 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden inelastik saçılmasının 3.899 MeV uyarılmış durumuna ait diferansiyel tesir kesitleri Talys 1.4 programı ile hesaplanmış ve literatürden alınan deneysel veri (Fujiwara vd., 1988) ile uyumu incelenmiştir. Talys 1.4 programı ile hesaplama yaparken Çizelge 5.2’de verilen optiksel model parametreleri (Koning-Delaroche, 2003) kullanılmıştır.

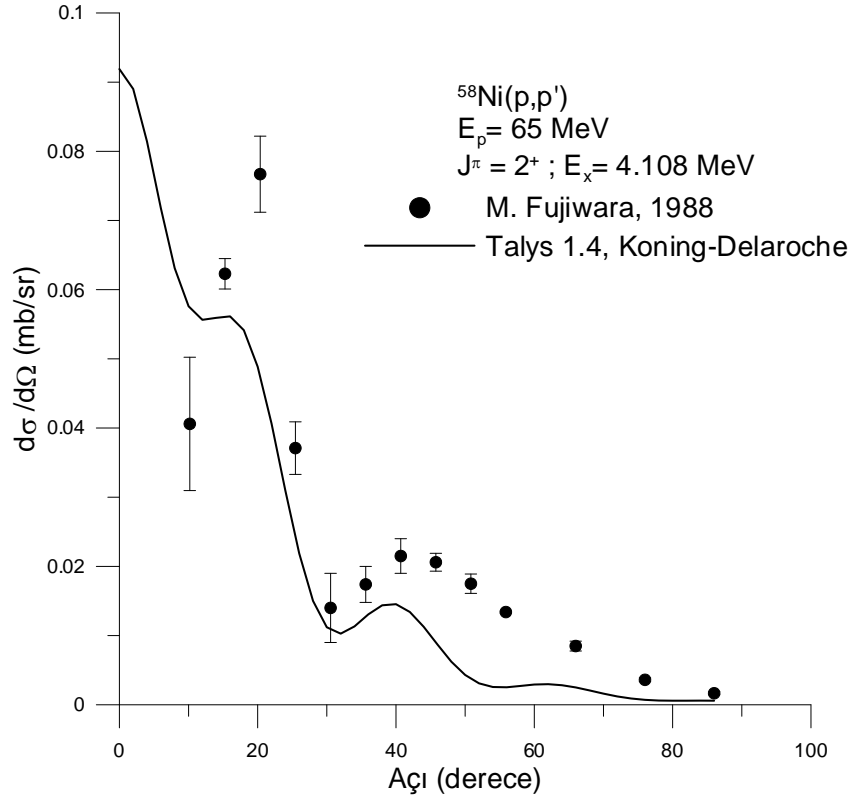


Şekil 5.8. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 3.899 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısız dağılımları ve deneysel veri uyumu

Şekil 5.8’de görüldüğü gibi, mevcut deneysel veri (Fujiwara vd., 1988) ve Talys 1.4 programı ile hesaplanan veriler birkaç nokta dışında belirgin bir uyum içerisindedir.

5.3.7. $E_x = 4.108$ MeV Durumu

Şekil 5.9’da 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden inelastik saçılmasının 4.108 MeV uyarılmış durumuna ait diferansiyel tesir kesitleri Talys 1.4 programı ile hesaplanmış ve literatürden alınan deneysel veri (Fujiwara vd., 1988) ile uyumu incelenmiştir. Talys 1.4 programı ile hesaplama yaparken Çizelge 5.2’de verilen optiksel model parametreleri (Koning-Delaroche, 2003) kullanılmıştır.



Şekil 5.9. $^{58}\text{Ni}(p,p')$ inelastik saçılmasının 4.108 MeV düzeyi için diferansiyel tesir kesiti açısız dağılımları ve deneysel veri uyumu

Şekil 5.9’da görüldüğü gibi, 4.108 MeV uyarılmış durumu için Talys 1.4 programı ile hesaplanan diferansiyel tesir kesiti açısız dağılımları ve deneysel veriler arasında bütün açılarda uyumsuzluklar vardır.

6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, 65 MeV enerjili protonların ^{58}Ni çekirdeğinden elastik ve inelastik saçılmaları optiksel model kullanılarak incelenmiştir. Öncelikle bu saçılmalara ait literatürde bulunan deneysel veriler (Sakaguchi vd., 1982 ve Fujiwara vd., 1988), Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesinden (EXFOR) elde edilmiştir. Daha sonra bu saçılmalara ait diferansiyel tesir kesiti açısız dağılımları hesaplanmıştır. Hesaplamalarımızda Scat2 ve Talys 1.4 bilgisayar programları kullanılmıştır. Bu programlarla ilgili ayrıntılı bilgiler 4. bölümde verilmektedir. Son olarak hesaplanan değerler deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Elastik saçılma için Scat2 programı ile yapılan hesaplamalarda proton girişli reaksiyonlar için programın veritabanında mevcut olan iki adet optiksel potansiyel seti kullanılmıştır. Bu iki sete ait optiksel model parametreleri Çizelge 5.1'de gösterilmiştir. Scat2 programı ile yaptığımız hesaplamalarda deneysel verilere en iyi uyumların Bechetti-Greenless parametre seti ile elde edildiği görülmüştür. Daha sonra elde edilen bu uyumlar, Talys 1.4 programı ile hesaplanan değerlerle karşılaştırılmıştır. Talys 1.4 programı ile yaptığımız hesaplamalarda Çizelge 5.2'de gösterilen optiksel model parametreleri kullanıldı. Bu parametreler (Koning-Delaroche, 2003) aynı zamanda Talys 1.4 programı için ön tanımlı (default) optiksel model parametreleridir. Her iki programla yapılan hesaplamalar ve deneysel veriler Şekil 5.2'de karşılaştırılmıştır. Şekil 5.2'de görüldüğü gibi deneysel verilere en iyi uyumlar Talys 1.4 programı ile yapılan hesaplamalarla elde edilmiştir.

İnelastik saçılma için yapılan hesaplamalarda yalnızca Talys 1.4 programı kullanılmıştır. Bu hesaplamalarda; elastik saçılmada olduğu gibi, Çizelge 5.2'de gösterilen optiksel model parametreleri kullanılmıştır ve saçılma sonucu oluşabilecek yedi uyarılmış durum (2.459, 2.775, 3.038, 3.265, 3.620, 3.899 ve 4.108 MeV) için hesaplanan diferansiyel tesir kesiti açısız dağılımları, deneysel verilerle (Fujiwara vd., 1988) karşılaştırılmıştır. Sonuçlar, 2.775 ve 4.108 MeV uyarılmış durumları dışında deneysel verilerle uyumludur. Özellikle 2.459 ve 3.899 MeV uyarılmış durumlarında deneysel verilerle oldukça uyumlu sonuçlar elde edilmiştir.

Bu tezde yapılanlara ek olarak kullandığımız programların (Scat2 ve Talys 1.4) veri giriş dosyalarında farklı optiksel model parametreleri girilerek veya programların kodlarında kullanılan standart optiksel potansiyele yapılacak eklemelerden sonra yeni hesaplamalar yapılarak deneysel verilere daha yakın sonuçlar elde edilebilir. Yine optiksel model analizi yapan programlarla arama yapılarak bulunan uygun parametre ve potansiyel değerleri kullanılarak yapılacak yeni Scat2 ve Talys 1.4 hesaplamalarında deneysel verilerle uyumlu daha iyi sonuçlar elde edilebilir.

KAYNAKLAR

- Arya, A.P., Fundamentals of Nuclear Physics, Allyn and Bacon, Boston, 1966.
- Aydın, A., $^{40}\text{Ar}(p,p)^{40}\text{Ar}$ Esnek Saçılmasının 22.6, 27.5, 30.0, 36.7 MeV Proton Enerjilerinde Optiksel Model Analizi. Doktora Tezi. Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, 1997.
- Bayrak, O., Hafif-Ağır İyon Reaksiyonlarının Yeni Bir Potansiyel Yaklaşımı ile İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi. Erciyes Üniversitesi, Kayseri, 2004.
- Bersillon, O., SCAT2: Un programme de modele optique spherique. Note CEA-N-227., 1981.
- Bransden, B.H., and Joachin C.J., Introduction to Quantum Mechanics, John and Wiley Sons, New York, 1990.
- Carlson, B.V., Optical Model Calculations with the Code ECIS95, 2001.
- Fujiwara, M., Fujita, Y., Katayama, I., Morinobu, S., Yamazaki, T., Ikegami, H., Haykawa, S.I., Katori, K., Location of the low-energy isoscalar octupole resonance in ^{58}Ni . Physical Rev. C37: 2885-2888, 1988.
- Hodgson, P.E., Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Pres, Oxford, 1971.
- Koçak, G., Nükleer Kümelenme: Nükleer Reaksiyon ve Yapı Formalizmine Uygulanması. Yüksek Lisans Tezi. Erciyes Üniversitesi, Kayseri, 2005.
- Koning, A.J., and Delaroche, J.P., Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. Nucl. Phys. A713: 231, 2003.

Koning, A.J., Hilaire, S., Goriely, S., TALYS 1.4 A Nuclear Reaction Program, Nuclear Research and Consultancy Group (NRG), 2011.

Krane, K., Nükleer Fizik Cilt 2, Palme yayıncılık, Ankara, 2002.

Kürkçüoğlu, M.E., $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Esnek Saçılmasının Fenomenolojik ve Mikroskobik Potansiyeller ile Optik Model Analizleri. Doktora Tezi. Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Zonguldak, 2006.

Marmier, P., and Sheldon, E., Physics of Nuclei and Particles Vol. 2., Academic Press, New York, 1970.

Okumuşoğlu, N.T., 22-42 MeV Enerjili Protonların Argon-40 Çekirdeğinden Esnek Saçılması. Doçentlik Tezi. Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, 1981.

Pektaş, M.V., $^{141}\text{Pr}(x,n)\text{Y}$ Reaksiyonlarında Toplam Tesir Kesitinin Talys 1.2 Bilgisayar Kodu İle İncelenmesi. Yüksek Lisans Tezi. Afyon Kocatepe Üniversitesi, Afyon, 2012.

Powell, J.L., and Creasman, B., Quantum Mechanics, Addison Wesley Publishing Co., 1961.

Sakaguchi, H., Nakamura, M., Hatanaka, K., Goto, A., Noro, T., Ohtani, F., Sakamoto, H., Ogawa, H., Kobayashi, S., Elastic scattering of 65 MeV polarized protons. Physical Rev. C26: 944-960, 1982.

Satchler, G.R., Introduction to Nuclear Reactions. 153-210. Mc Millan Pres Ltd., London, 1980.

Satchler, G.R., Direct Nuclear Reactions, Oxford University Pres, New York, 1983.

Taşan, M., $^{40}\text{Ar}(p,p')^{40}\text{Ar}$ İnelastik Saçılmasının 25.1 ve 32.5 MeV Enerjilerde Çiftlenmiş Kanal (CC) Analizi. Doktora Tezi. Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, 2001.

Wong, S.S.M., Introductory to Nuclear Physics, Prentice Hall, New Jersey, 1990.

Woods, R.D., and Saxon, D.S., Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. Phys. Rev. Vol. 95: 577-578, 1954.

Yücel, H., 20.4 MeV Enerjili Polarize Protonların ^{64}Zn Çekirdeğinden İnelastik Saçılmasının Çiftlenmiş Kanal (CC) Analizi. Yüksek Lisans Tezi. Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Samsun, 2012.