

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**ELASTİK VE İNELASTİK $p\text{-}^{40}\text{Ar}$ REAKSİYONLARI VE VERİLERİN
SRM İLE ANALİZİ**

DOKTORA TEZİ

Filiz KORKMAZ GÖRÜR

**TEMMUZ 2006
TRABZON**

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**ELASTİK VE İNELASTİK p-⁴⁰Ar REAKSİYONLARI VE VERİLERİN
SRM İLE ANALİZİ**

Filiz KORKMAZ GÖRÜR

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Fizik Doktora”
Ünvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 12.06.2006

Tezin Savunma Tarihi : 07.07.2006

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Nazmi Turan OKUMUŞOĞLU

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Hasan GÜMÜŞ

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU

Jüri Üyesi : Doç. Dr. A. Hakan YILMAZ

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Selami ŞAŞMAZ

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Emin Zeki BAŞKENT

Trabzon 2006

ÖNSÖZ

Bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda "Doktora Tezi" olarak hazırlanmıştır. Çalışmada, protonların ^{40}Ar çekirdeğinden saçılmalarına ait verilerin Soft Rotator Modeli (SRM, Yumuşak Rotator Modeli) ile inşa edilen çiftlenme şemasına dayanan, çiftlenmiş kanal analizi (CC) yapılması amaçlandı ve gerçekleştirildi.

Bana bu tez konusunu ve deneysel verilerini veren, özel kütüphanesinden faydalanmamı sağlayan, çalışmalarım sırasında karşılaştığım bütün güçlüklerin aşılmasında beni yönlendiren, ilgi ve yardımlarını esirgemeyen, engin bilgi ve deneyimlerinden yararlandığım, saygı değer hocam ve danışmanım Prof. Dr. Nazmi Turan Okumuşoğlu'na saygı ve şükranlarımı sunmayı bir borç bilirim.

Tez çalışmamda kullandığım OPTMAN ve SHEMMAN programını bana sağlayan ve karşılaştığım tüm zorluklarda yardımlarını esirgemeyen Nuclear Data Evaluation Laboratory, Minsk-Sosny, Belarus, başkanı Prof.Dr. Efrem Soukhovitski saygı ve şükranlarımı sunarım.

Lisans derslerimi aldığım Ondokuz Mayıs Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fizik Eğitimi Bölümü öğretim üyelerine, yüksek lisans ve doktora derslerimi aldığım Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerine, bu güne kadar üzerimde emeği olan bütün öğretmenlerime saygı ve şükranlarımı sunarım.

Tez çalışmalarım sırasında karşılaştığım güçlükleri aşmamda bana her türlü desteği sağlayan eşim Yrd. Doç. Dr. Osman Görür'e teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Beni yetiştiren ve bugün bulunduğum yerde olmamda sonsuz katkıları olan anneme, babama ve ağabeyime teşekkür ederim.

Filiz KORKMAZ GÖRÜR

Trabzon 2006

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZET	V
SUMMARY	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ	VII
TABLolar DİZİNİ	X
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş	1
1.2. Nükleer Saçılma Reaksiyonları	5
1.3. Saçılma Teorisi ve Diferansiyel Tesir Kesiti	5
1.4. Saçılma Genliği	8
1.5. Soft- Rotator Model (Yumuşak Rotator Modeli).....	11
1.6. Optiksel Potansiyel ve Çiftlenmiş Kanallar	22
1.6.1. Soft Rotator Model Üzerine Kurulan Çiftlenmiş Kanal (CC) Yapısının Ana Esasları.....	27
1.7. Saçılma Problemlerinin Çözümü.....	29
1.7.1. Radyal Fonksiyonlar İçin Çiftlenmiş Kanal Sisteminin Hassas Çözümü ve “Matching”	30
1.7.2. Çiftlenmiş Denklemler Sisteminin Çözümü İçin İterasyon Yaklaşımı	32
1.7.3. Nümerik Çözümler ile Karşılaştırmak İçin Kullanılan Asimptotik Nümerik Dalga Fonksiyonları	34
1.8. C Matrisi ve Çiftlenmiş Kanalların Optiksel Model Tahmini	35
1.9. Saçılan Parçacıkların Açısal Dağılımının Legendre Polinomu Açılımı	37
1.10. Optiksel Potansiyel Parametrelerinin Enerjiye Bağlılığı	38
1.11. Relativistik Olmayan Schrödinger Denkleminin Relativistik Genelleştirilmesi	40
1.12. Potansiyel Ayarlaması	41
1.13. B(E2) Veri Analizi.....	41
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR	43
2.1. Deneysel Sistem	43
2.2. Analiz Gücü (A_y) Ölçümü İçin Deneysel Düzenek.....	43
2.3. Verilerin Değerlendirilmesi	46

	<u>Sayfa No</u>
2.3.1. Diferansiyel Tesir Kesiti Ölçümü.....	47
2.3.2. Analiz Gücü Ölçümü	47
2.4. OPTMAN Bilgisayar Programı.....	48
2.4.1. Alt Programlar.....	48
2.4.2. Fonksiyonlar.....	52
2.4.3. OPTMAN Bilgisayar Programının Blok Şeması	53
2.4.4. OPTMAN Bilgisayar Programında Kullanılan Örnek Giriş (INPUT) Veri Kütüğü.....	55
2.4.5. OPTMAN Giriş Veri Kütüğü Elemanlarının Açıklanması.....	58
2.5. SHEMMAN Bilgisayar Programı	65
2.5.1 SHEMMAN Bilgisayar Programında Kullanılan Örnek Giriş (INPUT) Veri Kütüğü.....	66
2.5.2. SHEMMAN Giriş Veri Kütüğü Elemanlarının Açıklanması	66
2.6. ECIS03 Bilgisayar Programı.....	68
3. BULGULAR.....	69
3.1. p- ⁴⁰ Ar'ın Elastik ve İnelastik Saçılmalarının Analizi.....	69
3.2. ⁴⁰ Ar'ın Kolektif Nükleer Düzey Yapısının SRM Analizi.....	69
3.2.1. OPTMAN programı ile B(E2) Analizi	82
3.2.2. ⁴⁰ Ar Çekirdeği için Legendre Polinom Katsayılarının Hesabı.....	82
3.3. ECIS03 Programı ile Yapılan Analizler	85
3.4. 40.7 MeV Enerjili Polarize Protonların ⁴⁰ Ar Çekirdeğinden Elastik ve İnelastik Saçılmasının Analizi	91
3.4.1. Optiksel Model Parametreleri (OMP)	91
3.4.2. 1.46 MeV (2 ⁺) Durumu.....	95
3.4.3. 3.68 MeV (3 ⁻) Durumu	97
3.4.4. 4.49 MeV (5 ⁻) Durumu	98
4. TARTIŞMA	103
5. SONUÇLAR	110
6. ÖNERİLER.....	111
7. KAYNAKLAR.....	112
8. EKLER.....	116
ÖZGEÇMİŞ.....	140

ÖZET

Bu çalışmada, 25.1, 32.5 ve 40.7 MeV enerjili protonların ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmalarına ait verilerin Soft Rotator Modeli (SRM, Yumuşak Döneç Modeli) nükleer Hamiltoniyen dalga fonksiyonları temeline dayanan çiftlenme ile çiftlenmiş kanal analizi (CC) yapılmıştır. ^{40}Ar 'ın taban durumunun (G.S.) yanında daha önce deneysel olarak incelenen 1.46 MeV (2^+), 3.68 MeV (3^-) ve 4.49 (5^-) MeV uyarılmış durumlarını da içeren ilk sekiz düşük seviyedeki uyarılmış durumlar düşünüldü. SRM analizinde, ^{40}Ar 'ın deneysel olarak ölçülen uyarılmış durumlarına en yakın düzeyleri bulan nükleer Hamiltoniyen parametreleri elde edildi. Elde edilen bu nükleer Hamiltoniyen dalga fonksiyonları, CC hesaplarında uyarılmış durumlar arasında çiftlenmeyi kurmak için kullanıldı. CC hesapları her bir enerji için en iyi uyum parametrelerini arayan optik model (OM) kodu OPTMAN kullanılarak tamamlandı. İnelastik ve elastik deneysel verileri oldukça iyi tanımlayan OM parametreleri bulundu. Elde edilen OM parametreleri, nükleer optik tesir kesitleri hesaplarında kullanılabilir. En iyi uyumda ^{40}Ar 'ın β_2, β_3 ve β_5 deformasyon parametreleri bulundu. $B(E2)$ γ -geçişleri hesaplandı ve deneysel değerlerle uyum içinde olduğu görüldü. Diferansiyel tesir kesiti verilerini temsil eden Legendre polinom katsayıları elde edildi ve enerji ile değişiminin düzgün olduğu bulundu. Sonuç olarak, ortalama hatası %2 den küçük hataya sahip mevcut deneysel verilerin tanımlanmasına izin veren OM potansiyeli aynı zamanda, mevcut p- ^{40}Ar deneysel verilerinin tamamının analizi ile elde edildi. SRM'ye dayanan CC metodu, başlıca nükleer yapı etkilerinden arınmış ortalama alan potansiyelini vermesi açısından önemlidir. CC SRM analizinde 2^+ ve 3^- düzeyleri için açılal veriler iyi bir şekilde tanımlanır. 4.49 ± 0.03 MeV uyarma enerjisi için açılal veriler 2^+ ve 3^- düzeyleri kadar iyi değildir. Tezde ayrıca ECIS kodu ile de CC hesapları yapılmıştır. OPTMAN kodunda giriş olarak kullandığımız OMP, ECIS kodunda giriş olarak kullanıldı ve analiz gücü verileri için oldukça iyi teorik sonuçlar elde edildi.

Anahtar Kelimeler: Nükleer Reaksiyonlar, Kolektif Seviyeler 1.46, 3.68 and 4.49 MeV, Çiftlenmiş Kanal (CC) Analizi, SRM, OPTMAN, E=25.1, 32.5, 40.7 MeV Tesir Kesitleri, Analiz Gücü, $B(E2)$

SUMMARY

Analysis of Proton- ^{40}Ar Inelastic Scattering Data With Coupled Channel (CC) Formalism Based On Soft Rotator Model (SRM)

In this study, analysis of proton- ^{40}Ar inelastic scattering data at 25.1, 32.5 and 40.7 MeV incident energies has been done with a CC formalism with coupling built on SRM nuclear Hamiltonian wave functions. Besides ground states (G.S.) of ^{40}Ar first eight low-lying excited states, including 1.46 MeV (2^+), 3.68 MeV (3^-) and 4.49 MeV (5^-), for which experimental data was investigated, were considered. In the SRM analysis, nuclear Hamiltonian parameters for ^{40}Ar nucleus, reproducing the experimentally well established excited states of ^{40}Ar were obtained. Nuclear wave functions of this Hamiltonian, were used to build the coupling between excited states accounted in CC calculations. Then CC calculations were carried out for each energy, using OPTMAN optical model (OM) code best fit parameters search option. OM parameters describing elastic and inelastic experimental data reasonably well were found. The optical model parameters (OMP) obtained can be used in the calculations of nearby nuclear optical cross-sections. The best fit ^{40}Ar deformation parameters namely β_2, β_3 and β_5 were obtained. These parameters were checked to give coincidence between the calculated and the experimental $B(E2)$ γ - transitions. Also Legendre polynomial coefficients representing the differential cross-section data were obtained and their variation with energy was found to be smooth. Finally the OM potential allowing the description of the available experimental data within less than 2 errors in average was obtained by the analysis on all of the available p- ^{40}Ar experimental data simultaneously. It is important that the mean field optical potential determined by CC analyses based on SRM; is much less dependent of nuclear structure, as the latter is already accounted by SRM coupling through the individuality of model wave functions. In the CC SRM analyses angular data for 2^+ and 3^- states is well described, which is not as good for 5^- level excitation case, excitation energy for which was found to be 4.49 ± 0.03 MeV. In the thesis CC calculations with ECIS code, was also done. These were necessary especially to get the theoretical results for analyzing powers data for which we used OPTMAN OMP as input and got very good results.

Key Words: Nuclear Reactions, $^{40}\text{Ar}(\bar{p}, p')$, Collective Levels 1.46, 3.68 and 4.49 MeV, Coupled Channel (CC) Analyses, SRM, OPTMAN, $E=25.1, 32.5, 40.7$ MeV Cross Sections, Analyzing Powers, Deformation Parameters, $B(E2)$

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1. Katı açısı	7
Şekil 2. Gelen ve saçılan parçacıkların birim zamanda kapladıkları hacimler	10
Şekil 3. Deneysel Sistem (Ölçeksiz)	46
Şekil 4. Saçılma odaları (Ölçeksiz)	46
Şekil 5. 25.1 MeV enerjili protonların ⁴⁰ Ar çekirdeğinden saçılmasına ait tipik bir spektrum	47
Şekil 6. OPTMAN kodunun blok şeması	54
Şekil 7. OPTMAN kodunun blok şeması	55
Şekil 8. OPTMAN kodunun blok şeması	55
Şekil 9. ⁴⁰ Ar çekirdeği için deneysel ve SRM ile hesaplanan düzeylerin karşılaştırılması	72
Şekil 10. Çiftlenme Şeması	74
Şekil 11. ⁴⁰ Ar çekirdeğinin 25.1 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	76
Şekil 12. ⁴⁰ Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	76
Şekil 13. ⁴⁰ Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	77
Şekil 14. ⁴⁰ Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	77
Şekil 15. ⁴⁰ Ar çekirdeğinin 32.5 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	78
Şekil 16. ⁴⁰ Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	78
Şekil 17. ⁴⁰ Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	79
Şekil 18. ⁴⁰ Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	79
Şekil 19. ⁴⁰ Ar çekirdeğinin 40.7 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	80
Şekil 20. ⁴⁰ Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	80
Şekil 21. ⁴⁰ Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	81

Şekil 22. ^{40}Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısasal dağılımı	81
Şekil 23. $L=0$ için Legendre polinom katsayısı A_0 'ın enerji ile değişimi	83
Şekil 24. $L=1$ için Legendre polinom katsayısı A_1 'ın enerji ile değişimi	83
Şekil 25. $L=2$ için Legendre polinom katsayısı A_2 'ın enerji ile değişimi	84
Şekil 26. $L=3$ için Legendre polinom katsayısı A_3 'ın enerji ile değişimi	84
Şekil 27. ^{40}Ar çekirdeğinin 25.1 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	86
Şekil 28. ^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	86
Şekil 29. ^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	86
Şekil 30. ^{40}Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	87
Şekil 31. ^{40}Ar çekirdeğinin 32.5 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	87
Şekil 32. ^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	88
Şekil 33. ^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	88
Şekil 34. ^{40}Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	89
Şekil 35. ^{40}Ar çekirdeğinin 40.7 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	89
Şekil 36. ^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	90
Şekil 37. ^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	90
Şekil 38. ^{40}Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açısasal dağılımı	91
Şekil 39. 40.7 MeV enerjili protonların ^{40}Ar çekirdeğinden elastik saçılmasına ait diferansiyel tesir kesiti açısasal dağılımı optiksel model uyumu	94
Şekil 40. 40.7 MeV enerjili protonların ^{40}Ar çekirdeğinden elastik saçılmasına ait analiz gücü açısasal dağılımı optiksel model uyumu	94
Şekil 41. 40.7 MeV enerjili protonların 1.46 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait diferansiyel tesir kesiti açısasal dağılımı	96
Şekil 42. 40.7 MeV enerjili protonların 1.46 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait analiz gücü açısasal dağılımı	96

Şekil 43. 40.7 MeV enerjili protonların 3.68 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	97
Şekil 44. 40.7 MeV enerjili protonların 3.68 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait analiz gücü açısal dağılımı	98
Şekil 45. 40.7 MeV enerjili protonların 4.49 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	99
Şekil 46. 40.7 MeV enerjili protonların 4.49 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait analiz gücü açısal dağılımı	99
Şekil 47. ^{40}Ar çekirdeğinin değişik enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	105
Şekil 48. ^{40}Ar çekirdeğinin değişik enerjili protonlardan saçılmasının 1.46 MeV uyarılmış durumu için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	106
Şekil 49. ^{40}Ar çekirdeğinin değişik enerjili protonlardan saçılmasının 3.68 MeV uyarılmış durumu için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı	107
Şekil 50. ^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımları	108
Şekil 51. ^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımları	109

TABLolar DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1. Hamiltonyen parametrelerine karşılık gelen χ^2 değerleri	70
Tablo 2. ^{40}Ar 'ın seçilen deneysel enerji düzeylerine en yakın hesaplanan enerji düzeylerini veren SRM nükleer Hamiltoniyen parametreleri	71
Tablo 3. Deneysel ve SRM ile hesaplanan ^{40}Ar uyarılmış enerji düzeylerinin karşılaştırılması ve SRM nükleer hamiltoniyen parametreleri	73
Tablo 4. $p\text{-}^{40}\text{Ar}$ ($A=40, Z=18$)saçılması optik potansiyel parametreleri	75
Tablo 5. $^{40}\text{Ar}(p, p)^{40}\text{Ar}$, $E_p = 40.7 \text{ MeV}$, giriş olarak kullanılan optiksel model parametreleri, $r_w = r_D$ ve $a_w = a_D$ alındı	92
Tablo 6. $^{40}\text{Ar}(p, p)^{40}\text{Ar}$, $E_p = 40.7 \text{ MeV}$, elde edilen optiksel model parametreleri, $r_w = r_D$ ve $a_w = a_D$ alındı.....	93
Tablo 7. Diferansiyel tesir kesiti ve analiz gücü için χ^2 / N değerleri (sütun harfleri Tablo 5'deki sütun harflerine karşılık gelmektedir.).....	93
Tablo 8. $p\text{-}^{40}\text{Ar}$, $E_p = 40.7 \text{ MeV}$ Çiftlenmiş kanal parametreleri ve elde edilen deformasyon parametreleri. Burada $r_w = r_D$ ve $a_w = a_D$ alındı	100
Tablo 9. $p\text{-}^{40}\text{Ar}$, $E_p = 40.7 \text{ MeV}$ Çiftlenmiş kanal parametreleri ve elde edilen deformasyon parametreleri. Burada $r_w = r_D$ ve $a_w = a_D$ alındı	101
Tablo 10. Diferansiyel tesir kesiti ve analiz gücü değerleri için χ^2 / N değerleri. Sütun harfleri Tablo 4.1 de verilen sütun harflere karşılık gelmektedir.....	102
Tablo 11. Değişik çekirdekler için deneysel enerji düzeylerine yakın SRM düzeyleri elde etmek için ayarlanan ana kuadropol Hamiltoniyen parametrelerinin karşılaştırılması	103

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Nükleer fiziğin temel amacı, atom çekirdeğini oluşturan nükleonlar (proton ve nötronlar) arasındaki nükleer kuvvetin, bununla ilgili nükleer potansiyelin ve nükleer yapının incelenmesi, anlaşılması ve belirlenmesidir.

Nükleon-nükleon etkileşmesinin detaylı olarak bilinmesi serbest nükleonlarla çekirdekler arasındaki etkileşmenin anlaşılmasında bir yol göstericidir. Eldeki bilgiler, maalesef, iki nükleon problemini henüz tam olarak çözmemize yeterli değildir. Bildiklerimiz yeterli görülse bile, onlarla nükleon-çekirdek ve çekirdek-çekirdek etkileşmelerini tam olarak anlamak ve ifade etmek, nükleer fizikte çok parçacık probleminin üstesinden gelmek demektir ki bu da henüz çözülememiş, matematiksel zorlukları olan, önemli bir problemdir. Bu nedenle çok parçacıklı sistemlerde parçacıklar arasındaki ve parçacıkla parçacık grupları arasındaki bireysel kuvvetler üzerinde durmak yerine, bu parçacıkların meydana getirdiği sistemin önemli davranışlarını karşılayan basitleştirilmiş, yarı deneysel modeller yapılması yaygın kullanılan bir yöntemdir [1].

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

Tipik bir nükleer reaksiyon



şeklinde yazılır. Diğer bir gösterimi $X(a,b)Y$ şeklindedir. Burada a gelen parçacık, X hedef çekirdek, Y çıkan ağır ürün, b de saçılan (gözlenen) parçacıktır.

Gelen (**a**) ve gözlenen (**b**) parçacıklar aynı ise, dolayısıyla **X** ve **Y**'de aynı çekirdekler ise, yani $X(a,a)X$, reaksiyonu bir saçılmadır. Saçılma da ikiye ayrılır:

- i) **Y** ve **b** reaksiyon ürünlerinin taban durumunda olduğu elastik saçılma, ve
- ii) Ürün çekirdek **Y**'nin uyarılmış durumda olduğu inelastik saçılma. İnelastik saçılma, genel olarak $X(a, a')X$, şeklinde gösterilir.

Saçılma olayında, gelen (hızlandırılmış) parçacığın enerjisi belirli sabit bir değerdir. Sonsuzdan gelen parçacıklar, saçıcı merkez tarafından saçıldıktan sonra tekrar sonsuza giderler. Saçıcı potansiyel sonsuzda sıfır olduğundan, saçıcı merkezinden yeterince uzakta, parçacıklar serbest parçacık gibi davranırlar. Saçılma *olayında* etkileşme potansiyelinin, saçılma sonucunda çıkan (saçılan) parçacıkların enerjisini ve açısal dağılımını nasıl etkilediği araştırılır.

Nükleon-çekirdek saçılma çalışmalarında incelenen önemli konulardan biri de saçılma potansiyeli olarak alınan optik potansiyelin (fenomenolojik, lokal, karmaşık) [2] özelliklerinin (geometrisi, enerjiye bağlılığı ve deformasyon parametreleri gibi) özelliklerinin belirlenmesidir.

Bu çalışma da $p^{-40}\text{Ar}$ inelastik saçılmasını ve bu saçılmanın sonuçlarını inceleyeceğiz. $p^{-40}\text{Ar}$ elastik saçılması, aynı amaçlarla çeşitli bilim adamlarınca [1,3,4,5,6,7] incelenmiştir.

20-50 MeV enerji bölgesinde ^{40}Ar ile polarize ve polarize olmayan protonların elastik saçılması, çoğunlukla optiksel model potansiyel (OMP) parametrelerinin belirlenmesi için kullanılmıştır.

Johnson ve Griffiths [3] tarafından yapılan çalışmada 24.8 MeV'de gelen protonların ^{40}Ar 'dan saçılması incelenmiş, elastik saçılma tesir kesitleri optiksel modelle analiz edilmiştir. ^{40}Ar 'ın bazı düzeylerine ait inelastik saçılmalarının açısal dağılımları, DWBA (tedirgin edilmiş Born yaklaşımı) analizi kullanılarak elde edilen kolektif model sonuçları ile karşılaştırılmış, elde edilen deformasyon parametreleri, spinler, pariteler ve düzey şeması, daha önce elde edilen teorik değerlerle karşılaştırılmıştır. Johnson ve Griffiths'in çalışmasındaki veriler sadece 80° den küçük laboratuvar açılarına aittir, ancak çalışmada ayrıca ^{40}Ar 'ın 1.46 MeV düzeyine ait inelastik diferansiyel tesir kesiti sonuçları da rapor edilmektedir.

Rush ve arkadaşları [4], 30.4 ve 49.4 MeV enerjili protonların ^{40}Ar 'dan elastik saçılma ve 1.46, 2.53, 2.91, 3.23 ve 3.71 MeV düzeylerinden inelastik saçılmalarının diferansiyel tesir kesitlerinin açısal dağılımını ölçmüşlerdir. Ayrıca $p^{-40}\text{Ar}$ elastik saçılması için

polarizasyonlar ve 1.46 MeV düzeyinden inelastik saçılma için asimetrikler ölçülmüştür. Rush ve arkadaşları, elastik saçılma sonuçlarının optiksel model analizi, inelastik saçılma verilerinin de DWBA ve Kuvvetli-Çiftlenme Yaklaşımı (SCA) ile analizini yapmıştır.

Ayrıca Fabrici ve arkadaşları [5] p-⁴⁰Ar saçılmasına ait 20.9, 23.5, 26.3, 29.3, 30.4, 32.2, 35.2, 38.2, 40.7, 44.1 ve 49.4 MeV enerjilerindeki kendilerine ait diferansiyel tesir kesiti sonuçlarını proton-çekirdek saçılmasına ait optiksel model analizi çalışmalarında kullanmışlardır.

Okumuşoğlu [1] tarafından 22.6, 25.1, 27.5, 30, 32.5, 36.7 ve 40.7 MeV enerjili protonların ⁴⁰Ar çekirdeğinden elastik saçılmasına ait diferansiyel tesir kesitleri ve 25.1, 32.5 ve 40.7 MeV'de analiz güçlerinin açılma dağılımı ölçümü ve sonuçların optiksel modelle analizi yapılmıştır. Bu çalışmada ayrıca L'ye bağlı optiksel modelin sunulmasıyla tesir kesitlerindeki geri açı probleminde bir çözüm getirilmiştir [8].

Okumuşoğlu ve arkadaşları tarafından ayrıca 25.1 , 32.5 ve 40.7 MeV enerjili polarize protonların ⁴⁰Ar çekirdeğinden 30⁰-158⁰ açılma bölgesinde elastik [8] ve inelastik saçılmaları için analiz gücü ölçümleri yapılmıştır.

De Leo ve arkadaşları [6], 29.6 ve 35.1 MeV enerjili protonların ⁴⁰Ar'dan elastik saçılma ve 1.46, 2.12, 2.524, 2.893, 3,208, 3,681 ve 3.919 MeV düzeylerinden inelastik saçılmalarının diferansiyel tesir kesitlerinin açılma dağılımını ölçmüşlerdir. Leo ve arkadaşları, elastik saçılma sonuçlarının optiksel model analizi, inelastik saçılma verilerinin de DWBA ve çiftlenmiş kanal (CC) ile analizini yapmıştır.

Genel olarak, inelastik saçılma verileri genelde çekirdeklerin (bu çalışmada ⁴⁰Ar'ın) uyarılmış düzeylerinin spin ve paritelerinin (J^π) atanmasındaki belirsizlikleri çözmeye, ⁴⁰Ar için basit titreşimler modelin geçerliliğinin test edilmesinde ve ⁴⁰Ar'ın kuvvetli uyarılmış 1.46 ve 3.68 MeV durumları ve 4.49 MeV durumu için, CC ve DWBA hesaplamaları sonucu, deformasyon parametrelerini (örneğin β_2 ve β_3) elde etmede kullanılabilir.

Ayrıca, E. Sh. Soukhovitski ve Arkadaşları tarafından bir orijinal çiftlenmiş kanal optiksel model kodu olan OPTMAN geliştirilmiştir. OPTMAN başlangıçta nükleer reaktörlerde önemli olan nötron-çekirdek etkileşimleri, özellikle 20 MeV'e kadar olan enerjideki nötronlar için ²³³U, ²³⁵U, ²³⁶U, ²³⁸Pu, ²³⁹Pu v.b. çekirdek sonuçlarının elde edilmesi ve sonuçların eski Sovyetler birliğinin derlenmiş Nükleer Veri Kütüphanesi BROND [9] de tutulması için kullanılmıştır. OPTMAN'da, standart katı rotator ve harmonik salınıcı çiftlenme şemalarını dikkate alan ve yaygın kullanılan JUPITER [10] ve

ECIS [11] kodlarından farklı olarak, çift-çift çekirdekler için eksensel olmayan ve bir yumuşak rotator modeline dayanan nükleer seviye çiftlenme şemaları dikkate alınmaktadır. Bu, yumuşak çekirdeklerin dönme sonucu oluşan ve şekilsel değişimleri nedeniyle uyarılmış kolektif seviyelerin denge deformasyonlarındaki değişmelerin de taban durumundaki gibi dikkate alınmasını sağlamaktadır. Bu çiftlenmiş kanallar metodu ile güvenilir sonuçlar çıkarmak için kritik bir noktadır [12,13,14]. 1997'de OPTMAN Japonya Atom Enerjisi Araştırma Enstitüsünün (JAERI) Nükleer Veri Merkezine kurulmuş ve bu zamandan sonra güç reaktörleri, zırhlanma tasarımı, radyoterapi, nükleer atıkların değişimi ve nükleosentez gibi çok çeşitli uygulamalardan gelen talepler üzerine birçok yeni özellik koda katılmıştır.

Bugün OPTMAN ile 200 MeV enerjiye kadar sahip proton ve nötronların (nükleonların) çekirdeklerle olan etkileşmelerine ait hesaplar yapılabilmektedir [15]. OPTMAN, nükleer hacim korunumu altında, eksensel olmayan kuadropol (dört kutuplu), oktupol (sekiz kutuplu) ve hekzapol (onaltı kutuplu) deformasyonlar ve β_2, β_3 ve γ -salınımlarını dikkate almaktadır. OPTMAN, kolektif seviye yapısını E2, E3, E4 γ -geçiş ihtimallerini ve reaksiyon verilerini kendi içinde tutarlı olarak analiz edebilir. Modelin esnekliği OPTMAN'ın sadece ağır rotasyonel çekirdeklere [16] değil, çok hafif ^{12}C çekirdeğine [17,18], hafif bir çekirdek olan ^{28}Si 'e [19] ve ^{52}Cr [20], ^{56}Fe [21,22] ve ^{58}Ni [23] gibi vibrasyonel (salıncı) çekirdeklere de çok başarılı bir şekilde uygulanmıştır.

Bu tezin amacı, SRM ile CC hesabı yapan OPTMAN programını protonların ^{40}Ar çekirdeğiyle olan etkileşmelerine uygulamaktır. OPTMAN'ın, nükleonların, hafif, orta ve ağır çekirdekler gibi geniş bir aralıktaki, çekirdeklerle olan etkileşmelerin analizlerine uygulanabilme özelliği, birçok nükleer veri talebinin karşılanmasında çok önemlidir. Ayrıca, ECIS programı ile yapılan hesaplarda çiftlenme sadece taban durumu ile olurken, OPTMAN ile yaptığımız hesaplarda çiftlenme taban durumu ve uyarılmış durumlar arasında da olmaktadır. OPTMAN programı analiz gücü verilerini kullanmadığından dolayı biz bu çalışmada, bu program ile elde edilen potansiyel parametrelerini ECIS03 programında kullanarak, analiz gücü verileri ile de ECIS03 programının sonuçlarını da ayrıca yapmaktayız.

1.2. Nükleer Saçılma Reaksiyonları

Reaktör veya hızlandırıcıdan (ya da radyoaktif bir kaynaktan) çıkan enerjik parçacıklar madde üzerine düşürülürse, nükleer bir reaksiyon meydana gelmesi mümkündür. Çalışmada kullanılan veriler Manitoba Üniversitesi siklotronunda ve Berkeley (LBL) 88" siklotronunda hızlandırılan protonlarla elde edilmiştir.

Nükleer reaksiyon sonucunda toplam enerji, lineer momentum, proton ve nötron sayıları, parite ve açısal momentum korunur.

Temel bir $a + X \rightarrow b + Y$ reaksiyonunda enerjinin korunumu

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

şeklinindedir. Buradan reaksiyonun Q değerini

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

$$Q = (m_X + m_a - m_Y - m_b)c^2 \quad (3)$$

şeklinde tanımlanır. Q değeri pozitif, negatif ve sıfır olabilir. $Q > 0$ ($m_{ilk} > m_{son}$ veya $T_{son} > T_{ilk}$) ise reaksiyona ekzoerjik veya ekzotermik denir. Bu durumda nükleer kütle veya bağlanma enerjisi son ürün parçacıkların kinetik enerjisi olarak salıverilir. $Q < 0$ ($m_{ilk} < m_{son}$ veya $T_{son} < T_{ilk}$) ise reaksiyon endoerjik veya endotermiktir denir, ve ilk kinetik enerji nükleer kütle veya bağlanma enerjisine dönüşür. Elastik saçılma durumunda $Q=0$ durumu geçerlidir.

1.3. Saçılma Teorisi ve Diferansiyel Tesir Kesiti

Kuantum mekaniğine göre bir parçacığın (veya dalganın) tüm özellikleri kendisine eşlik ettiği varsayılan dalga fonksiyonu (Ψ) ile karakterize edilir. Fiziksel sistem hakkındaki tüm bilgiler sisteme uygun Schrödinger denkleminin çözüm fonksiyonlarından çıkarılır. Hamiltonyenin kesikli spektrumunun özdeğerleri bağlı durumların enerji düzeylerini verir. Hamiltonyene ait özfonksiyonların asimtotik formundan da çarpışma tesir kesiti bulunur.

Tipik bir çarpışma deneyinde tek enerjili, aynı şiddete sahip parçacıklar demeti, bir hedefe çarpar. J akım yoğunluğunun büyüklüğü (yayıma doğrultusuna dik birim yüzeyden birim zamanda geçen parçacıkların sayısı), olsun. n gelen demette birim hacimdeki parçacıkların sayısı ve V gelen parçacıkların hızı ise:

$$J = nV \quad (4)$$

dir. Deney şartları altında n öyle küçük olur ki parçacıkların birbirine etkileşmeleri ihmal edilebilir, yani her bir parçacığın çarpışması diğer parçacıkların varlığından bağımsız olarak göz önüne alınır. Uygun sayılar vasıtasıyla $\Omega(\theta, \phi)$ doğrultusunda yerleşen $d\Omega$ katı açısına birim zamanda saçılan parçacıkların N sayısı ölçülebilir. N gelen akımla direkt olarak orantılıdır.

$$N = J\Sigma(\Omega)d\Omega \quad (5)$$

Burada, $\Sigma(\Omega)$, yüzey boyutlarına sahip olup parçacığın hedefle çarpışmasının karakteristik parametresidir. Hedef tarafından parçacıkların Ω saçılma tesir kesiti olarak adlandırılır.

Pratikte hedef, büyük sayıda, N_n , atom veya saçıcı merkezden meydana gelmiştir. Atomlar yada atomik çekirdekler arasındaki uzaklıkların gelen parçacıklara oranla yeterince büyük olduğunu kabul edelim ve böylece saçıcılar tarafından saçılan dalgalar arasındaki bütün girişimleri ihmal edebilelim. Gelen parçacığın dalga boyunun yeterince küçük olduğu varsayımı altında, her bir saçıcı merkezin yalnız ve tek başına etki edeceği açıktır. Böylece her bir parçacık tek bir saçıcı tarafından saçılır. O halde $d\Omega$ katı açısına birim zamanda düşen parçacıkların sayısı N direk olarak N_n saçıcı sayısı ile orantılıdır.

$$N = JN_n \sigma_a(\Omega)d\Omega \quad (6)$$

$\sigma_a(\Omega)$ alanına, Ω doğrultusunda saçıcı merkez tarafından saçılan parçacığın diferansiyel tesir kesiti denir. Eğer bir saçıcı atomun bulunduğunu ($N_n=1$) varsayarsak;

$$N = J \sigma_a(\Omega)d\Omega \quad (7)$$

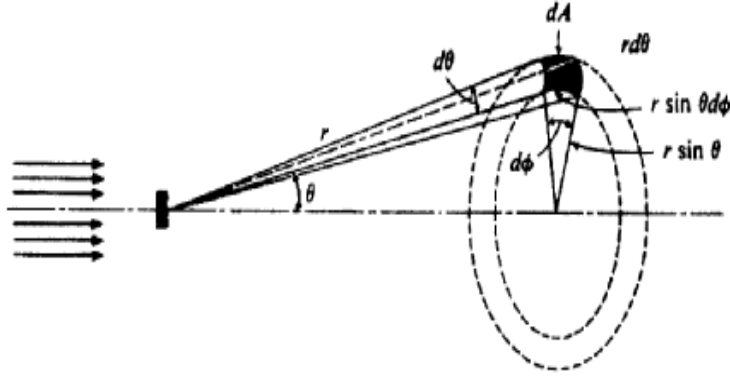
olur. Saçılma ihtimali saçılan parçacıkların gelen parçacık sayısına oranı olduğundan

$$\frac{N}{J} = \sigma_d d\Omega = d\sigma \quad (8)$$

diferansiyel saçılma ihtimalini verir. Böylece birim katı açına düşen diferansiyel tesir kesiti

$$\sigma_d = \frac{N / d\Omega}{J} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (9)$$

dır. Bir parçacık, σ alanının $d\sigma$ ile gösterilen kesrine rastlarsa $d\Omega$ uzay açısına saçılır.



Şekil 1. Katı aç

$d\Omega$ katı açısının değeri, diferansiyel alanın saçıcı merkeze uzaklığının (r) karesine oranı olarak tanımlanır, dolayısı ile,

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r \sin \theta d\phi)}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad (10)$$

ifadesi ile verilir. Gelen akım yoğunluğunu I ile, birim zamanda (r, θ, ϕ) noktasındaki birim katı açısına saçılan parçacık sayısını da $I(\theta, \phi)$ ile gösterirsek,

$$I(\theta, \phi) = N / d\Omega \quad , \quad I = J \quad (11)$$

olacağından

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_d(\theta, \phi) = \frac{I(\theta, \phi)}{I} \quad (12)$$

şeklinde yazılabilir. σ , 4π toplam katı açığa saçılma tesir kesitidir.

Gelen parçacıkların sürekli olarak aynı yönde ve aynı enerjide gönderildiği düşünülürse, saçılma sonucu parçacıklar da gelen parçacığın enerjisi E ve dedektörün yerleştirildiği θ açısına bağlı olarak saçılacaklardır.

Diferansiyel tesir kesitinin tüm açılar üzerinden integrali alınırsa toplam tesir kesiti, σ , elde edilir:

$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi \quad (13)$$

1.4. Saçılma Genliği

Saçılma probleminde iki temel varsayım vardır:

1. Önce, saçılma merkezinin orijinde durduğu varsayılır. Eğer hedef çok ağır bir parçacık ise, çarpışma sonucu hedefin hareketi de ihmal edilebilir. Eğer hedef ve gelen parçacığın kütleleri birbirine yakınsa, bu kez de hidrojen atomu probleminde olduğu gibi iki parçacık probleminde indirgeyip, sabit bir merkezden indirgenmiş kütlelerin saçılımını inceleyerek aynı sonuca ulaşmış oluruz.

2. Etkileşme potansiyeli sonlu bir bölgede etkin olmalıdır. Başka bir deyişle, gelen parçacık sonsuzdan yola çıktığında, hiçbir potansiyel etkisi altında olmayan serbest bir parçacık olmalıdır. Bu varsayım, asimtotik olarak düzlem dalga kullanabilme olanağı sağlar. Bu varsayımın matematiksel ifadesi $V(r)$ potansiyelinin sonsuzdaki limitinin sıfır olmasını gerektirir. Başka bir ifade ile

$$\lim_{r \rightarrow \infty} rV(r) \rightarrow 0 \quad (14)$$

olur, dolayısı ile potansiyel, $1/r$ 'den daha hızlı olarak sıfıra gitmelidir. $H\Psi = E\Psi$, $H = T + V$ Schrödinger denkleminin çözümü olan dalga fonksiyonu, Ψ , merkezden uzakta, yani potansiyelin etkin olmadığı bölgede

$$\Psi_{r \rightarrow \infty} \rightarrow \Psi_{gelen} + \Psi_{saçılan} \quad (15)$$

şeklinde, iki terimin toplamı olarak yazılabilir.

Gelen parçacık sonsuzda serbest olduğu için düzlem dalga ile temsil edilir. Enerjisi E olan serbest parçacığın dalga sayısı ile enerjisi arasındaki ilişki

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (16)$$

şeklinindedir. Düzlem dalganın $+z$ yönünde ilerlediğini varsayarsak, parçacığı temsil eden gelen dalga fonksiyonu

$$\Psi_{gelen} = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = e^{ikz} \quad (17)$$

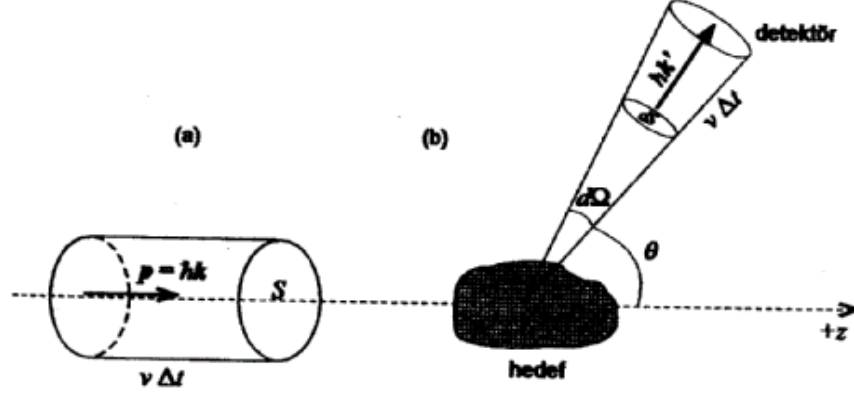
olur.

Saçılma sonucu, bu düzlem dalgaya $r = 0$ noktasından dışa doğru yayılan bir küresel dalga bileşeni eklenir. Saçılma elastik olduğundan saçılma sonrası dalga sayısının büyüklüğü aynı kalır, yani $k = k'$ olur. Her yönde aynı genlikte yayılan (izotropik) küresel dalga ifadesi e^{ikr}/r şeklindedir. Burada $1/r$ faktörü dalganın yayıldıkça genliğinin azalacağını gösterir. ancak, en genel durumda, potansiyelin etkisiyle, küresel dalganın genliği her yönde aynı olmayabilir, yani anizotropik olabilir. Bunu hesaba katmak amacıyla, küresel dalganın genliğini (θ, ϕ) açılarına bağlı bir çarpanla çarpılırsa, saçılan parçacığın dalga fonksiyonu

$$\Psi_{saçılan} = f(\theta, \phi) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (18)$$

şeklinde ifade edilir. Buradaki $f(\theta, \phi)$ 'ye saçılma genliği adı verilir.

Gelen ve saçılan parçacıkların yoğunlukları $((r, \theta, \phi)$ de bulunma olasılıkları) sırasıyla:
 $|\Psi_g(r, \theta, \phi)|^2$ ve $|\Psi_s(r, \theta, \phi)|^2$ ile tanımlanır. Diferansiyel tesir kesitini denklem (9) da tanımlamıştık. Burada J gelen parçacık akısıdır.



Şekil 2. Gelen ve saçılan parçacıkların birim zamanda kapladıkları hacimler

+z yönünde ilerleyen k dalga sayılı serbest parçacıkların, kesit alanı S olan bir yüzeye girdikleri varsayılırsa (Şekil 2a), gelen parçacık akısı,

$$J = \Delta t \text{ zaman aralığında } S \text{ yüzeyine giren parçacık sayısı} / \text{kesit alanı} \times \Delta t \\ = \text{gelen parçacık yoğunluğu} \times S \text{ alanı} \times \text{hız} \times \Delta t / S \Delta t$$

$$= \frac{|\Psi_g|^2 S v \Delta t}{S} = |\Psi_g|^2 v \\ = |e^{ikz}|^2 v = v \quad (19)$$

olarak bulunur. Benzer şekilde, dN_n ifadesi içinde (Şekil 2) den

$$dN_n = dS \text{ kesitini } \Delta t \text{ zaman aralığında geçen parçacık sayısı} / \text{katı açısı} \times \Delta t \\ = \text{Saçılan parçacık yoğunluğu} \times dS \text{ kesit alanı} \times \text{hız} \times \Delta t / d\Omega \Delta t$$

$$= \frac{|\Psi_s|^2 r^2 d\Omega v \Delta t}{d\Omega \Delta t} \\ = |\Psi_s|^2 r^2 v \quad (20)$$

elde edilir. Burada $v = p/m = \hbar k/m$ gelen ve saçılan parçacıkların hızıdır (elastik saçılma). Denklem (18) ve saçılan parçacık olasılığı tanımından

$$|\Psi_s|^2 = \left| f(\theta, \phi) \frac{e^{ikr}}{r} \right|^2 = |f(\theta, \phi)|^2 \frac{1}{r^2} \quad (21)$$

bulunur. Denklem (21) ve denklem (19), denklem (9)'da yerine yazılırsa, diferansiyel tesir kesiti için

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \phi)|^2 \quad (22)$$

ifadesi bulunur.

1.5. Soft- Rotator Model (Yumuşak Rotator Modeli)

Küresel olmayan çift-çift çekirdeklere (A=çift, Z=çift) gözlenen düşük uyarılmış durumların, dönmenin, birleşimi gibi (β -kuadropol ve oktupol titreşimlerin ve γ -kuadropol titreşimlerin) gösterilebileceğini farz edelim. Bu tür uyarılmış durumlara karşılık gelen anlık şekiller cisim merkezli bir sistemde :

$$\begin{aligned} R(\theta', \varphi') &= R_0 r_\beta(\theta', \varphi') \\ &= R_0 \left\{ 1 + \sum_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta', \varphi') \right\} \\ &= R_0 \left\{ \begin{aligned} &1 + \beta_2 \left[\cos \gamma Y_{20}(\theta', \varphi') + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \gamma (Y_{22}(\theta', \varphi') + Y_{2-2}(\theta', \varphi')) \right] \\ &+ \beta_3 \left[\cos \eta Y_{30}(\theta', \varphi') + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \eta (Y_{32}(\theta', \varphi') + Y_{3-2}(\theta', \varphi')) \right] \\ &+ b_{40} Y_{40}(\theta', \varphi') + \sum_{\mu=2,4} b_{4\mu} (Y_{4\mu}(\theta', \varphi') + Y_{4-\mu}(\theta', \varphi')) \end{aligned} \right\} \quad (23) \end{aligned}$$

biçiminde temsil edilebilirler [24,25].

Hesapları basitleştirmek için, 1. uyarılmış durumlarda kaçınılmaz olup [26] gibi, iç oktupol değişkenlerin

$$\beta_{3\pm 1} = \beta_{3\pm 3} = 0, \quad \beta_{32} = \beta_{3-2} \quad (24)$$

şartlarını sağladığını varsayalım:

Soft-Rotator modelinde Hamiltonyeni \hat{H} , eksensel olmayan çekirdeğin kuadropol, oktupol ve hegzapol deformasyonlarda dönme kinetik enerji terimlerini, β_2 , γ -kuadropol ve oktupol titreşim modu kinetik enerji terimleri ile titreşim potansiyellerinden oluşur [13].

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2B_2} \left\{ \hat{T}_{\beta_2} + \frac{1}{\beta_2^2} \hat{T}_\gamma \right\} + \frac{\hbar^2}{2} \hat{T}_r + \frac{\hbar^2}{2B_3} \hat{T}_{\beta_3} + \frac{\beta_{20}^4}{\beta_2^2} V(\gamma) + V(\beta_2) + V(\beta_3) \quad (25)$$

burada, üç titreşim modu arasındaki çiftlenme ihmal edilmiştir ve

$$\hat{T}_{\beta_2} = -\frac{1}{\beta_2^4} \frac{\partial}{\partial \beta_2} \left(\beta_2^4 \frac{\partial}{\partial \beta_2} \right) \quad (26)$$

$$\hat{T}_\gamma = -\frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right) \quad (27)$$

$$\hat{T}_{\beta_3} = -\frac{1}{\beta_3^3} \frac{\partial}{\partial \beta_3} \left(\beta_3^3 \frac{\partial}{\partial \beta_3} \right) \quad (28)$$

Denklem (25) teki \hat{T}_r deforme çekirdeğin dönme kinetik enerji işlemcisidir ve

$$\hat{T}_r = \sum_{i=1}^3 \frac{\hat{I}_i^2}{J_i} = \sum_{i=1}^3 \frac{\hat{I}_i^2}{J_i^{(2)} + J_i^{(3)} + J_i^{(4)}} \quad (29)$$

ifadesi ile tanımlanır.

Burada, $J_i^{(\lambda)}$ cisim merkezli sistemde i. eksen yönündeki, sırasıyla $\lambda=2,3,4$ e karşılık gelen kuadropol ($\lambda=2$), oktupol ($\lambda=3$) ve hegzapol ($\lambda=4$) deformasyonlar için, eylemsizlik

momentidir. \hat{I}_i sembolü ise açılal momentum operatörünün cisim merkezli koordinat sistemindeki i . eksen yönündeki izdüşümü (bileşeni) olur. β_{20} taban durumunda (G.S.) kuadropol deformasyon parametresini ve B_λ ise λ multipolarite kütle parametresini göstermektedir. Denklem (25) ile tanımlanan Hamiltonyen operatörünün Ω özfonksiyonları altı dinamik değişkeni bir uzayda

$0 \leq \beta_2 < \infty$, $-\infty < \beta_3 < \infty$, $\frac{n\pi}{3} \leq \gamma \leq \frac{(n+1)\pi}{3}$, $0 \leq \theta_1 \leq 2\pi$, $0 \leq \theta_2 \leq \pi$ ve $0 \leq \theta_3 \leq 2\pi$ şeklinde tanımlanır. Bu uzaydaki hacim elemanı;

$d\tau = \beta_2^4 \beta_3^3 |\sin 3\gamma| d\beta_2 d\beta_3 d\gamma d\theta_1 \sin \theta_2 d\theta_2 d\theta_3$ ve multipolaritesi λ olan ve $\beta_\lambda^2 = \sum \beta_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu}^*$ çekirdeğin deformasyon ölçüsüdür. Aşağıda, oktopol transvers (enine) ve hegzadekapol titreşimleri için katı çekirdekleri dikkate aldık.

Denklem (23) ile tanımlanan çekirdek şekilleri için [27] te $J_i^{(\lambda)}$ ifadesi

$$J_i^{(2)} = 4B_2\beta_2^2 \sin^2(\gamma - 2/3\pi i), \quad (i=1..3) \quad (30)$$

$$J_1^{(3)} = 4B_3\beta_3^2 \left(\frac{1}{2} \cos^2 \eta + \frac{\sqrt{15}}{4} \sin 2\eta + 1 \right) \quad (31)$$

$$J_2^{(3)} = 4B_3\beta_3^2 \left(\frac{1}{2} \cos^2 \eta - \frac{\sqrt{15}}{4} \sin 2\eta + 1 \right) \quad (32)$$

$$J_3^{(3)} = 4B_3\beta_3^2 \sin^2 \eta \quad (33)$$

$$J_1^{(4)} = 4B_4 \left(\frac{5}{2} b_{40}^2 + 4b_{42}^2 + b_{44}^2 + \frac{3}{2} \sqrt{10} b_{40} b_{42} + \sqrt{7} b_{42} b_{44} \right) \quad (34)$$

$$J_2^{(4)} = 4B_4 \left(\frac{5}{2} b_{40}^2 + 4b_{42}^2 + b_{44}^2 - \frac{3}{2} \sqrt{10} b_{40} b_{42} - \sqrt{7} b_{42} b_{44} \right) \quad (35)$$

$$J_3^{(4)} = 4B_4 \left(2b_{42}^2 + 8b_{44}^2 \right) \quad (36)$$

biçimindedir. Buradaki $b_{4\mu}$ de:

$$b_{40} = \beta_4 \left(\sqrt{7/12} \cos \delta_4 + \sqrt{5/12} \sin \delta_4 \cos \gamma_4 \right) \quad (37)$$

$$b_{42} = -\beta_4 \sqrt{1/2} \sin \delta_4 \sin \gamma_4 \quad (38)$$

$$b_{44} = \beta_4 \sqrt{1/2} (\sqrt{5/12} \cos \delta_4 - \sqrt{7/12} \sin \delta_4 \cos \gamma_4) \quad (39)$$

ifadeleri ile verilmiştir. Denklem (37), (38) ve (39) deki η , δ_4 ve γ_4 parametreleri oktipol ve hegzadekopol deformasyonların eksenselden sapmalarını belirleyen parametreleridir.

\hat{T}_r sembolünü daha kullanışlı yapmak için aşağıdaki gibi tekrar yazalım

$$\hat{T}_r = \frac{1}{4B_2\beta_2^2} \sum_{i=1}^3 \frac{\hat{I}_i^2}{j_i^{(2)} + a_{32}j_i^{(3)} + a_{42}j_i^{(4)}} \quad (40)$$

Denklem (40) de $j_i^{(\lambda)} = J_i^{(\lambda)} / 4B_\lambda\beta_\lambda^2$ ve $a_{\lambda 2} = (B_\lambda / B_2)(\beta_\lambda / \beta_2)^2$ dır. Schrödinger denklemini pertürbasyon yolu ile çözmek için Denklem (40)'i oktipol ve kuadropol titreşimlerinin potansiyel enerjilerinin minimumu civarında yani β_{20}, γ_0 ve β_{30} cinsinden açarsak,

$$\hat{T}_r = \frac{1}{4B_2\beta_2^2} \sum_{i=1}^3 \left\{ \begin{array}{l} \frac{\hat{I}_i^2}{j_i^{(2)} + a_{32}j_i^{(3)} + a_{42}j_i^{(4)}} \Big|_{\substack{\beta_2 = \beta_{20} \\ \gamma = \gamma_0 \\ \beta_3 = \beta_{30}}} \\ + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{\hat{I}_i^2}{j_i^{(2)} + a_{32}j_i^{(3)} + a_{42}j_i^{(4)}} \right] \Big|_{\substack{\beta_2 = \beta_{20} \\ \gamma = \gamma_0 \\ \beta_3 = \beta_{30}}} (\gamma - \gamma_0) \\ + \frac{\partial}{\partial a_{32}} \left[\frac{\hat{I}_i^2}{j_i^{(2)} + a_{32}j_i^{(3)} + a_{42}j_i^{(4)}} \right] \Big|_{\substack{\beta_2 = \beta_{20} \\ \gamma = \gamma_0 \\ \beta_3 = \beta_{30}}} 2a_{320} \\ \times \left[\frac{\beta_3 \mp \beta_{30}}{\pm \beta_{30}} - \frac{\beta_2 - \beta_{20}}{\beta_{20}} \right] + \dots \\ - \frac{\partial}{\partial a_{42}} \left[\frac{\hat{I}_i^2}{j_i^{(2)} + a_{32}j_i^{(3)} + a_{42}j_i^{(4)}} \right] \Big|_{\substack{\beta_2 = \beta_{20} \\ \gamma = \gamma_0 \\ \beta_3 = \beta_{30}}} \\ \times 2a_{420} \left[\frac{\beta_2 - \beta_{20}}{\beta_{20}} \right] + \dots \end{array} \right. \quad (41)$$

burada, $a_{\lambda 20} = (B_\lambda / B_2)(\beta_{\lambda 0} / \beta_{20})^2$ ve β_{30} 'ın önündeki \pm işareti, çift-çift oktopol deforme çekirdeğin potansiyel enerjisinin $\pm\beta_{30}$ da iki simetrik oktopol şekline karşılık gelen iki minimuma sahip olduğunu hatırlamamızı göstermektedir. Böyle çekirdekler çift dejenere seviyeler ile karakterize edilir [28].

$$V(\beta_3) + \frac{3\hbar^2}{8B_3\beta_3^2} = \frac{\hbar^2}{2B_3\mu_\epsilon\beta_{20}^4} (\epsilon \pm \epsilon_0)^2 \quad (42)$$

Nükleer dönmelerin sebep olduğu merkezi kuvvetlerden dolayı, denge oktopol deformasyon β_3, β_2 ile doğru orantılı olarak $\beta_3 = \beta_2 \epsilon$ şeklinde değişir. Potansiyelin denklem (42) deki formda seçilmesi, bize çift-çift çekirdeklerin negatif ve pozitif parite bandları için deneysel olarak gözlenen düzey enerjisi aralıkları için değişik düzenlemeleri üretme imkanı verir. Şimdi Schrödinger denklemini, dönme enerjisi işlemcisi \hat{T}_r nin açılımının sıfıncı derece yaklaşımda çözelim. $\Omega = (\beta_2^{-2}\beta_3^{-3/2})/\sqrt{\sin 3\gamma}$ olduğunu varsayarak u için aşağıdaki denklemi elde ederiz.

$$\begin{aligned} & -\frac{\hbar^2}{2B_2} \frac{\partial^2 u}{\partial \beta_2^2} - \frac{\hbar^2}{2B_3\beta_2^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \epsilon^2} - \frac{\hbar^2}{2B_2\beta_2^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \gamma^2} + \\ & \frac{\hbar^2}{2B_2\beta_2^2} \frac{1}{4} \sum_{i=1}^3 \frac{\hat{I}_i^2}{j_i^{(2)} + a_{32}j_i^{(3)} + a_{42}j_i^{(4)}} \Big|_{\substack{\beta_2 = \beta_{20} \\ \gamma = \gamma_0 \\ \beta_3 = \beta_{30}}} u \quad (43) \\ & + \left[V(\beta_2) + \frac{\hbar^2}{2B_3\mu_\epsilon\beta_2^4} (\epsilon \mp \epsilon_0)^2 + \frac{\beta_{20}^4}{\beta_2^2} V(\gamma) - \frac{\hbar^2}{2B_2\beta_2^2} \frac{9}{4} \frac{1 + \sin^2 3\gamma}{\sin^2 3\gamma} \right] u = Eu \end{aligned}$$

Denklem (43) den görüleceği gibi oktopol ve kuadropol değişkenleri şimdi ayrılmıştır. Bundan dolayı, u fonksiyonunu aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$u = \Psi^\pm(\beta_2, \gamma, \Theta) \phi_{n_{\beta_3}}^\pm(\epsilon) \quad (44)$$

burada

$$\Phi_{n\beta_3}^{\pm}(\varepsilon) = \frac{C_{n\beta_3}}{\sqrt{2}} \left[\chi_{n\beta_3}(\tau_{\varepsilon}^+) \pm \chi_{n\beta_3}(\tau_{\varepsilon}^-) \right] \quad (45)$$

$$\tau_{\varepsilon}^{\pm} = \varepsilon \pm \varepsilon_0 \quad (46)$$

Denklem (45) deki $\chi_{n\beta_3}(\tau_{\varepsilon}^{\pm})$ fonksiyonları denklem (47)i sağlayan harmonik salıncı özfonksiyonlarıdır:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2B_3} \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} + \frac{\hbar^2}{2B_3 \mu_{\varepsilon}^4} (\varepsilon \mp \varepsilon_0)^2 \right] \chi_{n\beta_3}(\tau_{\varepsilon}^{\pm}) = \hbar \omega_{\varepsilon} (n + 1/2) \chi_{n\beta_3}(\tau_{\varepsilon}^{\pm}) \quad (47)$$

burada $\omega_{\varepsilon} = \hbar / (B_3 \mu_{\varepsilon}^2)$ ifadesi ile verilen frekans, $n_{\beta_3} = 0, 1, 2, \dots$ ve $C_{n\beta_3}$ normalizasyon sabitidir. Denklem (45)'deki $\pm, \varepsilon_0 \rightarrow -\varepsilon_0$ geçişi altındaki simetriyi belirtmektedir. Pozitif pariteli nükleer durumlar osilator özfonksiyonlarının simetrik kombinasyonları ile, negatif pariteli nükleer durumlar ise osilator fonksiyonlarının antisimetrik kombinasyonları ile temsil edilir.

$\Psi^{\pm}(\beta_2, \gamma, \Theta)$ fonksiyonu:

$$\frac{\hbar^2 \beta_2^2}{2B_2} \frac{\partial^2 \Psi^{\pm}}{\partial \beta_2^2} + \frac{\hbar^2}{2B_2} \frac{\partial^2 \Psi^{\pm}}{\partial \gamma^2} + \frac{\hbar^2}{2B_2} \frac{1}{4} \sum_{i=1}^3 \frac{\hat{I}_i^2}{j_i^{(2)} + a_{32} j_i^{(3)} + a_{42} j_i^{(4)}} \Big|_{\substack{\beta_2 = \beta_{20} \\ \gamma = \gamma_0 \\ \beta_3 = \beta_{30}}} \Psi^{\pm} \quad (48)$$

$$- \left[\beta_2^2 V(\beta_2) + \beta_{20}^4 V_0(\gamma) - \frac{\hbar^2}{2B_2} \frac{9}{4} \frac{1 + \sin^2 3\gamma}{\sin^2 3\gamma} + E_{n\beta_3}^{\pm} - E\beta_2^2 \right] \Psi^{\pm} = 0$$

denklemini sağlar. Burada, $E_{n\beta_3}^{\pm} = \hbar \omega_{\varepsilon} (n_{\beta_3} + 1/2) \mp \delta_n$ oktupol boyuna yüzey titreşimlerinin enerjisidir ve $2\delta_n$ tünel olayından dolayı çift dejenere seviyenin enerji yarılmasıdır. Eksensel olmayan deformasyonlu çift-çift çekirdekte pozitif pariteli dönme ve titreşim durumu için de \hat{T}_r dönme operatörünün özfonksiyonlarının, dikkate alınan durumun paritesine bağlılığının hesaba katılması gereklidir. Bu, denklem (48) ile

[13] teki karşılık gelen denklem arasındaki tek farktır. Bizim durumumuzda olduğu gibi K 'nın olduğu durumlarda bu fonksiyonlar

$$\Phi_{IM\tau}^{\pm}(\Theta) = \sum_{K \geq 0} |IMK, \pm\rangle A_{IK}^{\tau} \quad (49)$$

şeklinindedir. Burada

$$|IMK, \pm\rangle = \left((2I+1) / (16\pi^2(1+\delta_{K0})) \right)^{1/2} \left[D_{MK}^I(\Theta) \pm (-1)^I D_{M-K}^I(\Theta) \right] \quad (50)$$

ve $D_{M\pm K}^I(\Theta)$ sembolü dönme fonksiyonudur. Çift-çift çekirdeklerde, pozitif pariteli seviyelerin oluşturduğu dönme bantları, dönen katı cisim (rigit rotator) $|IMK, +\rangle$ ile gösterilen ve D_2 grubunun A temsili gibi transform eden dalga fonksiyonları ile temsil edilirler. K değeri çift olan negatif pariteli seviyelerin oluşturduğu bantlar $|IMK, -\rangle$ ile tanımlanır ve D_2 grubunun B_1 temsili ile temsil edilirler.

\hat{T}_r 'nin sıfırınca yaklaşımıyla ve çift-çift çekirdeklerin kuadropol ve oktopol deformasyonu için [13] deki sonuçları kullanarak, rotasyonel-vibrasyonel (dönen-salınan) düzeylerin enerjilerini, nükleer Hamiltonyenin özdeğerlerini elde ederek

$$\begin{aligned} E_{I\tau n_{\gamma} n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^{\pm} = & \hbar\omega_0 \left\{ \left(v_{I\tau n_{\gamma} n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^{\pm} + 1/2 \right) \times \left(4 - 3/P_{I\tau n_{\gamma} n_{\beta_3}}^{\pm} \right) \right\}^{1/2} \\ & + \frac{1}{2} \frac{\mu_{\beta_{20}}^2}{P_{I\tau n_{\gamma} n_{\beta_3}}^{\pm 2}} \left[\frac{2}{\mu_{\gamma_0}^2} (v_{n_{\gamma}} - v_{0_{\gamma}}) + \varepsilon_{I\tau}^{\pm} + \varepsilon_{n_{\beta_3}}^{\pm} - \varepsilon_{0_{\beta_3}}^+ \right] \\ & + \frac{1}{2} \frac{\mu_{\beta_{20}}^6}{P_{I\tau n_{\gamma} n_{\beta_3}}^{\pm 6}} \left[\frac{2}{\mu_{\gamma_0}^2} (v_{n_{\gamma}} - v_{0_{\gamma}}) + \varepsilon_{I\tau}^{\pm} + \varepsilon_{n_{\beta_3}}^{\pm} - \varepsilon_{0_{\beta_3}}^+ \right]^2 \left. \right\} \quad (51) \end{aligned}$$

biçiminde hesaplayabiliriz. Denklem (51) da, burada,

$$\varepsilon_{n_{\beta_3}}^{\pm} = \frac{2B_2}{\hbar^2} E_{n_{\beta_3}}^{\pm} \quad \text{ve} \quad P_{I\tau n_{\gamma} n_{\beta_3}}^{\pm} \quad \text{denklemin bir köküdür.}$$

$$\left(P_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3}}^\pm - 1 \right) P_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3}}^{\pm 3} = \mu_{\beta_{20}}^{I4} \left[\frac{2}{\mu_{\gamma_0}^2} (v_{n_\gamma} - v_{0_\gamma}) + \varepsilon_{I\tau}^\pm + \varepsilon_{n_{\beta_3}}^\pm - \varepsilon_{0_{\beta_3}}^+ \right] \quad (52)$$

denkleminin köküdür. Burada $\hbar w_0, \mu_{\beta_{20}}, \mu_{\gamma_0}$ ve γ_0 dikkate alınan çift-çift çekirdeğin deneysel olarak belirlenmiş enerji düzeyleri (band yapılarını) hesapla üretmek için ayarlanan model parametreleridir. $\hbar w_0$ parametresi düzey enerjilerinin ortak skala (eşel) faktörüdür. $\mu_{\beta_{20}}, \mu_{\gamma_0}$ ve μ_ε ise sırasıyla β_{2^-} , γ -ve oktopol salınımlarının elastiklik parametrelerine bağlıdır ve γ_0 da γ -salınımlarının denge noktasıdır.

Yukarıdaki denklemde bulunan diğer nicelikler aşağıdaki gibi tanımlanır. v_{n_γ} niceliği, n_γ kuantum sayısına karşılık gelen γ -titreşimlerinin özdeğeridir. $\varepsilon_{I\tau}^\pm$ niceliği denklem 41'in sağ tarafındaki ilk terimine karşılık gelen asimetric dönücü hamiltonyeninin [29, 30] özdeğeridir,

$$\hat{T}_r^0 \Phi_{IM\tau}^\pm = \varepsilon_{I\tau}^\pm \Phi_{IM\tau}^\pm \quad (53)$$

v_{n_γ} sembolü γ -titreşimleri için sınır şartlarına karşılık gelen iki denklemlilik bir denklem sistemiyle belirlenir ve n_γ çözümlerinin sayısıdır:

$$\begin{cases} v_{v_{n_\gamma}} \left[-\frac{\sqrt{2}}{\mu_{\gamma_0}} \left(\frac{\pi}{3} n - \gamma_0 \right) \right] = 0 \\ v_{v_{n_\gamma}} \left[-\frac{\sqrt{2}}{\mu_{\gamma_0}} \left(\frac{\pi}{3} (n+1) - \gamma_0 \right) \right] = 0 \end{cases} \quad (54)$$

burada $v_{v_{n_\gamma}}$

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + v_{n_\gamma} + \frac{1}{2} - \frac{y^2}{4} \right] v_{n_\gamma} = 0 \quad (55)$$

bir salıncı denkleminin çözümünü göstermektedir ve iki tane bağımsız çözümün lineer kombinasyonudur:

$$v_{n_\gamma}(y) = c_{n_\gamma} \left[D_{v_{n_\gamma}}(y) + a_{n_\gamma} V_{v_{n_\gamma}}(y) \right] \quad (56)$$

burada $D_{v_{n_\gamma}}$ bilinen Weber fonksiyonunu göstermektedir. $v_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm$ sembolü denklem (54) deki sınır şartlarıyla da belirlenebilir. β_2 değişkeni için, sınır şartlarından biri sonsuzdur ve bu durumda yukarıdaki denklemdeki V fonksiyonu ıraksar. Bundan dolayı denklem (55) ün mümkün çözümü

$$v_v(y) = c_v D_v(y) \quad (57)$$

şekindedir, dolayısıyla $v_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm$, $\beta_2 = 0$ da aşağıdaki denklemle belirlenir.

$$D_{v_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm} \left[-\frac{\sqrt{2} P_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3}}^\pm}{\mu \beta_{20}} \left(4 - \frac{3}{P_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3}}^\pm} \right)^{1/4} \right] = 0 \quad (58)$$

Sonuç olarak, soft rotator (yumuşak dönücü) Hamiltonyeni için toplam dalga fonksiyonu

$$\begin{aligned} \Omega_{IM\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm &= C_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm \frac{C_{n_{\beta_3}}}{\sqrt{2}} \frac{\beta_2^{-2} \beta_3^{-3/2}}{\sqrt{\sin 3\gamma}} \sum_{K \geq 0} |IMK, \pm\rangle A_{IK}^\tau \\ &\times D_{v_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm} \left[\frac{\sqrt{2}}{\beta_{20} \mu \beta_{2I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm} \left(\beta_2 - \beta_{2I\tau n_\gamma n_{\beta_3}}^\pm \right) \right] \\ &\times v_{n_\gamma} \left[\frac{\sqrt{2}}{\mu \gamma_0} (\gamma - \gamma_0) \right] \left[\chi_{n_{\beta_3}}(\tau_\varepsilon^+) \pm \chi_{n_{\beta_3}}(\tau_\varepsilon^-) \right] \end{aligned} \quad (59)$$

biçiminde yazılır. Burada

$$\beta_{21\tau n_\gamma n_{\beta_3}}^\pm = \beta_{20} P_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3}}^\pm \quad (60)$$

dir ve denklem (60) gergin, dönen katı çekirdeğin $I\tau n_\gamma n_{\beta_3}$ durumu için denge deformasyonunu göstermektedir ve $\mu_{\beta_{21\tau n_\gamma n_{\beta_3}}}^\pm$ bu durum için çekirdeğin yumuşaklığı,

$$\frac{1}{\mu_{\beta_{21\tau n_\gamma n_{\beta_3}}}^{\pm 4}} = \frac{1}{\mu_{\beta_{20}}^4} + \frac{3 \left[\frac{2}{\mu_{\gamma_0}^2} (v_{n_\gamma} - v_{0_\gamma}) + \varepsilon_{I\tau}^\pm + \varepsilon_{n_{\beta_3}}^\pm - \varepsilon_{0_{\beta_3}}^\pm \right]}{P_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3}}^{\pm 4}} \quad (61)$$

bağıntısı ile tanımlanmaktadır. Dönen ve titreşen durumların denklem (41)'deki lineer terimlere açılımından gelen $\Delta E_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm$ enerji düzeltmesi, perturbasyon yolu ile kolaylıkla hesaplanabilir.

Eğer $(n_{\beta_3} \geq 1$ durumları deneysel olarak ayrılan (belirlenen) düzeylerin üzerinde olduğu için) $n_{\beta_3} = 0$ alınırsa bu düzeltme

$$\begin{aligned}
\Delta E_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} (=0) n_{\beta_2}}^\pm &= \hbar\omega_0 \frac{\mu_{\beta_{20}}^2}{\beta_{20}^2} \left\{ \frac{B_3}{B_2} \varepsilon_0^2 \right. \\
&\times \left\langle \Phi_{IM\tau}^\pm(\theta) \left| \sum_{i=0}^3 \frac{\partial}{\partial a_{32}} \left[\frac{\hat{I}_i^2}{j_i^{(2)} + a_{32} j_i^{(3)} + a_{42} j_i^{(4)}} \right] \right|_{\substack{\beta_2 = \beta_{20} \\ \gamma = \gamma_0 \\ \beta_3 = \beta_{30}}} \Phi_{IM\tau}^\pm(\theta) \right\rangle \\
&\times \left\{ \frac{e^{-\varepsilon_0^2/\mu_\varepsilon^2}}{1 \pm e^{-\varepsilon_0^2/\mu_\varepsilon^2}} \left(\frac{\mu_\varepsilon}{\varepsilon_0 \sqrt{\pi}} \pm \frac{\mu_\varepsilon}{\varepsilon_0 \sqrt{\pi}} \mp 1 \right) - \frac{\operatorname{erfc}(\varepsilon_0/\mu_\varepsilon)}{1 \pm e^{-\varepsilon_0^2/\mu_\varepsilon^2}} \right\} J_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}, I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2}}^\pm (1/y^2) \\
&- J_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}, I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2}}^\pm ((y-1)/y^2) \} \\
&- \frac{B_4}{B_2} \beta_4^2 \\
&\times \left\langle \Phi_{IM\tau}^\pm(\theta) \left| \sum_{i=0}^3 \frac{\partial}{\partial a_{42}} \left[\frac{\hat{I}_i^2}{j_i^{(2)} + a_{32} j_i^{(3)} + a_{42} j_i^{(4)}} \right] \right|_{\substack{\beta_2 = \beta_{20} \\ \gamma = \gamma_0 \\ \beta_3 = \beta_{30}}} \Phi_{IM\tau}^\pm(\theta) \right\rangle \\
&\times J_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}, I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2}}^\pm ((y-1)/y^2) \}
\end{aligned} \tag{62}$$

Burada

$$\begin{aligned}
J_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}, I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2}}^\pm [f(y)] &= \int_0^\infty f(y) D_{v_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}}^\pm \left[\frac{\sqrt{2}}{\mu_{\beta_{2I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}}^\pm} \left(y - P_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm \right) \right] \\
&\times D_{v_{I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2}}}^\pm \left[\frac{\sqrt{2}}{\mu_{\beta_{2I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2}}}^\pm} \left(y - P_{I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2}}^\pm \right) \right] dy \\
&\times \left\{ \int_0^\infty f(y) D_{v_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}}^\pm \left[\frac{\sqrt{2}}{\mu_{\beta_{2I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}}^\pm} \left(y - P_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm \right) \right] dy \right\}^{-1/2} \\
&\times \left\{ \int_0^\infty D_{v_{I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2}}}^\pm \left[\frac{\sqrt{2}}{\mu_{\beta_{2I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2}}}^\pm} \left(y' - P_{I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2}}^\pm \right) \right] dy' \right\}^{-1/2}
\end{aligned} \tag{63}$$

1.6. Optiksel Potansiyel ve Çiftlenmiş Kanallar

Deforme nükleer şekillerden kaynaklanan deforme nükleer potansiyelin multipolleri söz konusu potansiyellerin denklem (23) deki $(\sum_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta', \phi'))$ ün küçük olduğunu varsayarak Taylor serisi açılımı ile belirlenir:

$$V(r, R(\theta', \phi')) = V(r, R_0) + \sum_{t=1}^{\max} \left. \frac{\partial^t V(r, R)}{\partial R^t} \right|_{R(\theta', \phi')=R_0} \frac{R_0^t}{t!} \left(\sum_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta', \phi') \right)^t \quad (64)$$

Buradaki (θ', ϕ') cisim merkezli koordinat sistemi koordinatları D dönme fonksiyonunu kullanarak laboratuvar sistemine kolaylıkla dönüştürebilir:

$$Y_{\lambda\mu}(\theta', \phi') = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^{\lambda*} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (65)$$

Öyleki çiftlenme (coupling) potansiyeli aşağıdaki formda yazılabilir:

$$V_{coupling}(r, \theta, \phi, \lambda, \beta_{\lambda}) = \sum_{t-m..-n \geq 0} v^t(r) \beta_{\lambda}^{t-m..-n} \beta_{\lambda'}^m \dots \beta_{\lambda''}^n \cdot \sum_{\nu\mu} Q_{\nu\mu}^{(tm..n\lambda'\lambda''\dots\lambda''')} * Y_{\nu\mu}(\theta, \phi) \quad (66)$$

burada $v^t(r) = \left. \frac{\partial^t V(r, R)}{\partial R^t} \right|_{R(\theta', \phi')=R_0}$ standart küresel formdaki deforme optiksel

potansiyeldir. Fakat şimdi deforme ani nükleer durumlarını da hesaba katarsak

$$\begin{aligned} V(r, R(\theta', \phi')) &= -V_R f_R(r, R(\theta', \phi')) \\ &+ i \left\{ 4W_D a_D \frac{d}{dr} f_D(r, R(\theta', \phi')) - W_V \left[\alpha f_V(r, R(\theta', \phi')) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (1-\alpha) f_W(r, R(\theta', \phi')) \right] \right\} \\ &+ \left(\frac{\hbar}{\mu\pi c} \right)^2 (V_{SO} + iW_{SO}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_{SO}(r, R(\theta', \phi')) \bar{\sigma} \cdot l + V_{coul}(r, R(\theta', \phi')) \end{aligned} \quad (67)$$

buradaki form faktörleri (şekil çarpanları)

$$f_i = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{r - R_i(\theta', \phi')}{a_i}\right]}, \quad R_i(\theta', \phi') = R_i^0 r_{\beta}(\theta', \phi') = r_i A^{1/3} r_{\beta}(\theta', \phi') \quad (68)$$

$$f_W = \exp\left\{-\left[\frac{r - R_W(\theta', \phi')}{a_W}\right]^2\right\}, \quad (69)$$

$$R_W(\theta', \phi') = R_W^0 r_{\beta}(\theta', \phi') = r_W A^{1/3} r_{\beta}(\theta', \phi')$$

şeklinde verilir. $r_{\beta}(\theta', \phi')$ denklem (23)'deki gibi tanımlanmıştır. $i=R, V, D$ gibi alt indisleri reel hacim, sanal hacim, sanal yüzey ve reel spin-yörünge (SO) potansiyellerini göstermektedir.

Yukarıda bahsedilen nedenlerden dolayı, deformasyona belirgin biçimde bağlı potansiyel açılımına ihtiyacımız vardır. $V_{coul}(r, R(\theta', \phi'))$ Coulomb potansiyeli için Satchler ve arkadaşlarının önerdiği gibi [31] yük yoğunluğu R_c Coulomb yarıçapı içinde (sabit) düzgün, dışında sıfır olan bir elipsoid için Coulomb potansiyelinin multipol açılımı kullanılır. $\sum_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}$ nin ikinci derecesine kadar

$$\begin{aligned} V_{coul}(r, R(\theta', \phi')) &= \frac{ZZ'e^2}{2R_e} \left[3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right] \theta(R_C - r) + \frac{ZZ'e^2}{r} \theta(r - R_C) \\ &+ \sum_{\lambda\mu} \frac{3ZZ'e^2}{2\lambda + 1} \left[r^\lambda R_C^{-(\lambda+1)} \theta(R_C - r) + R_C^\lambda r^{-(\lambda+1)} \theta(r - R_C) \right] (\beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}) \\ &+ \sum_{\lambda\mu} \frac{3ZZ'e^2}{2\lambda + 1} \left[(1 - \lambda) r^\lambda R_C^{-(\lambda+1)} \theta(R_C - r) + (\lambda + 2) R_C^\lambda r^{-(\lambda+1)} \theta(r - R_C) \right] \\ &\times \sum_{\lambda'\lambda''} \frac{\hat{\lambda}'\hat{\lambda}''}{(4\pi)^{1/2} \hat{\lambda}} (\lambda'\lambda''00|\lambda 0) \sum_{\mu} (\beta_{\lambda'} \otimes \beta_{\lambda''})_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} \end{aligned} \quad (70)$$

burada Z', Z sırasıyla gelen parçacığın ve çekirdeğin yükleridir, $\hat{\lambda} = (2\lambda + 1)^{1/2}$ ve \otimes sembolü de vektör toplamı, yani

$$(\beta_{\lambda'} \otimes \beta_{\lambda''})_{\lambda\mu} = \sum_{\mu'\mu''} (\lambda'\lambda''\mu'\mu''|\lambda\mu) \beta_{\lambda'\mu'} \beta_{\lambda''\mu''} \quad (71)$$

ve eğer $r > 0$ ise $\theta(r) = 1$, $r < 0$ ise $\theta(r) = 0$ dır. Bu formda ki bir açılım $t=1$ ve 2 için $v^t(r)$ ye gelen katıklar ve nükleer potansiyeldeki çiftlenmelerden katkıları içerir.

Coulomb potansiyeli deformasyonları, çiftlenme potansiyeli multipollerinin r ye bağıllığı $r^{-\lambda-1}$ şeklindedir, dolayısıyla R yarıçapındaki uyum hatası $R^{-\lambda}$ mertebesinde olmalıdır. Bu nedenle uyum yarıçapı dikkate değer miktarda artırılmalı veya Coulomb düzeltmesi [32] uygulanmalıdır.

Potansiyel multipolü olarak λ açısai momentum transferini belirler. Bu $J^\pi = 2^+$ seviyesinin uyarılması için önemlidir (taban durumu $J^\pi = 0^+$) fakat daha büyük spinli seviyeler için daha az önemlidir.

Bu çalışmada kullanılan Coulomb potansiyeli, (70) denklemindeki formülde yapılan bazı değişiklikleri içerdi. R_C Coulomb yarıçapı içinde düzgün, dışında sıfır yük yoğunluğu

için verilen $\frac{ZZ'e^2}{2R_e} \left[3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right] \theta(R_C - r) + \frac{ZZ'e^2}{r} \theta(r - R_C)$ küresel terimi yerine,

$f_C = [1 + \exp(r - R_C)/a_C]^{-1}$ ye eşit yük yoğunluk form faktörü ile yük dağılımının yaygınlığı hesaba katılarak bulunan Coulomb potansiyelinin küresel terimi kullanılabilir. Soft Rotator Modeli kuadropol, oktopol ve hegzadepol ani nükleer deformasyonları içerir, yani potansiyelin Coulomb açılımı, açısai momentum transferi 0 dan 8'e kadar olan kolektif seviyeler arasındaki çiftlenme şiddetine ek katkı verebilir.

Bu modelde sıfır açısai momentum geçişine götüren dinamik kare terimleri kesilir. Bu denklem (23) de verilen radyal açılıma, β_{00} gibi bir dinamik negatif deformasyon tanımlamaya eşdeğerdir:

$$\beta_{00} = -\sum_{\lambda} (-1)^{\lambda} \frac{\hat{\lambda}}{(4\pi)^{1/2}} (\beta_{\lambda} \otimes \beta_{\lambda})_{00} \quad (72)$$

Bu nükleer hacmin, yani nükleer yükün korunmasını sağlamak için gerekli şarttır. Bu düzeltme, Coulomb potansiyelinin küresel teriminin doğru asimtotik davranışa sahip

olması için gereklidir. Coulomb potansiyeline bağlı, ek $\frac{ZZ'e^2}{r}$ ye eşit çiftlenme nükleerdeki gibi [29] yukarıda anlatılan deforme yarıçap için aynı şekilde elde edilir.

Soft rotator nükleer modeldeki dinamik $\beta_{\lambda\mu}$ olarak düşünüldüğünden dolayı denklem (23) de tanımlanan nükleer şekil nükleer kütle korunumunu bozacaktır. Düzgün nükleer yoğunluk durumunda nükleer kütle korunumunu sağlamak için, denklem (23) de verilen radyal açılıma β_{00} gibi bir negatif deformasyon eklenmelidir. Bu nükleer hacmin dolayısıyla nükleer kütle ve yükün korunma şartıdır [29]. Bundan dolayı sabit hacimli çekirdeğin şeklini tanımlayan yarıçap

$$R(\theta', \phi') = R_0 \left\{ 1 + \beta_{00} Y_{00} + \sum_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta', \phi') \right\} \quad (73)$$

biçimine gelir. Eklenen β_{00} deformasyonu çiftlenen düzeyleri eşit (I^π), spin ve pariteli ek bir sıfır nükleer potansiyel multipolu oluşturur.

Yaygınlık içeren nükleer yoğunluk durumunda nükleer kütle korunumu için [33] β'_{00} sıfır multipol deformasyonu sıfır aşağıdaki denklem kullanılmalıdır.

$$\beta'_{00} = - \left(\frac{R_0}{2a} \right) \beta_{00} \frac{\int \frac{\partial^2 f(r, R, a)}{\partial x^2} \Big|_{x_0} r^2 dr}{\int \frac{\partial^2 f(r, R, a)}{\partial x} \Big|_{x_0} r^2 dr} \quad (74)$$

Burada $f(r, R, a) = f(x)$, nükleer yoğunluk form faktörünü göstermektedir ve $x = \frac{r-R}{a}$ $x_0 = \frac{r-R_0}{a}$. Yukarıdaki denklemi içindeki integrallerin sabit değerler olduğunu dikkate alarak aşağıdaki gibi yazabiliriz,

$$\beta'_{00} = C_\beta \beta_{00} \quad (75)$$

OPTMAN kodunda, denklem (75) teki C_β nın bir değerine yakın olması nedeniyle nükleer yoğunluk form faktörü yerine nükleer reel potansiyel form faktörünü $f_R(r, R, a)$ kullanılmaktadır. Bu tür bir yaklaşım, nükleer deformasyonlarda hacim integralinin nükleer hacim ve reel potansiyel eşzamanlı korunmasını sağlar.

Böylece, nükleer kütle ve nükleer yük korunumunu dikkate alarak, deforme olan nükleer şekilden kaynaklanan nükleer potansiyelin multipolleri, nükleer potansiyelin bir Taylor serisi açılımıyla belirlenir. Denklem (23) deki $(\beta'_{00}Y_{00} + \sum_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta', \phi'))$ nün

küçük olduğu varsayılarak:

$$V(r, R(\theta', \phi')) = V(r, R_0) + \sum_{t=1}^{\max} \frac{\partial^t V(r, R)}{\partial R^t} \Big|_{R(\theta', \phi')=R_0} \frac{R_0^t}{t!} \left(\beta'_{00}Y_{00} + \sum_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta', \phi') \right)^t \quad (76)$$

yazılır. Buradan nükleer hacim korunumunun nükleer potansiyelin birinci türevinden başlayan bir ek sıfır multipol terimi oluşturduğu görülebilir. Bu terim $(\beta_{\lambda\mu})^2$ ile orantılıdır ve deneysel verileri tutarlı biçimde ifade edebilmek için $(\beta_{\lambda\mu})^4$ e kadar olan terimler gerektiğinden dikkate alınmalıdır.

Nükleon + çekirdek sisteminin [10]

$$\begin{aligned} \Psi^\pm &= r^{-1} \sum_{J_n l_n j_n} R_{J_n l_n j_n}(r) \left| (l_n s) j_n ; I_n \tau n_{\beta_2} n_{\beta_3} ; JM \right\rangle \\ &\equiv r^{-1} \sum_{J_n l_n j_n} R_{J_n l_n j_n}(r) \sum_{m_{j_n}, M_{I_n}} \left(j_n I_n m_{j_n} M_n \middle| JM \right) \mathfrak{D}_{l_n j_n m_{j_n}} \Omega_{I_n M_n \tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm \end{aligned} \quad (77)$$

şeklinde tanımlanan tam dalga fonksiyonunu Schrödinger denkleminde yerine yazarak radyal dalga fonksiyonları için

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + k_n^2 - \frac{2\mu V_{merk}(r)}{\hbar^2} \right) R_{nlj}(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} \sum_{n'l'j'} V_{nlj, n'l'j'}(r) R_{n'l'j'}(r) \quad (78)$$

denklemini elde ederiz. Burada $V_{nlj,n'l'j'}(r)$ Soft Rotator Nükleer Hamiltonyeninin dalga fonksiyonları üzerine kurulan çiftlenme potansiyelidir.

Bu çiftlenme potansiyeli:

$$\begin{aligned}
V_{nlj,n'l'j'}(r) &= \left\langle (ls)j; I\tau n_{\beta_2} n_{\gamma} n_{\beta_3}; JM \left| \sum_{t-m..-n \geq 0} v^t(r) \beta_{\lambda}^{t-m..-n} \beta_{\lambda'}^m \cdot \beta_{\lambda''}^n \right. \right. \\
&\quad \times \sum_{\nu\mu} Q_{\nu\mu}^{(tm..n\lambda'\lambda''.. \lambda^m)*} Y_{\nu\mu}(\theta, \phi) \left. \left| (l's)j'; I'\tau' n'_{\beta_2} n'_{\gamma} n'_{\beta_3}; JM \right\rangle \right. \\
&= (-1)^{J-I'-s+j+j'+(l'-l)/2} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} ll' \hat{j} \hat{j}' \\
&\quad \times \sum_t v^t(r) \sum_{t-m..-n \geq 0} \langle f | \beta_{\lambda}^{t-m..-n} \beta_{\lambda'}^m \cdot \beta_{\lambda''}^n | i \rangle \\
&\quad \times \sum_{\nu} \langle ll'00 | \nu 0 \rangle W(jIj'I; \nu J) W(lj'l'j'; s\nu) \\
&\quad \times \langle I\tau n_{\gamma} | Q_{\nu\mu}^{(tm..n\lambda'\lambda''.. \lambda^m)*} | I'\tau' n'_{\gamma} \rangle
\end{aligned} \tag{79}$$

şeklinde yazılabilir. Burada $|i\rangle$ ve $|f\rangle$ sırasıyla, β_{λ} değişkenlerinin farklı modlarına bağlı nükleer dalga fonksiyonlarının ilk ve son durumlarıdır. $|I\tau n_{\gamma}\rangle$ ise toplam nükleer dalga fonksiyonunun kalan kısmını göstermektedir. $|I\tau n_{\gamma}\rangle$ da I nükleer düzey dönme (rotasyonel) kuantum sayısına, τ 'ya ve γ da eksensel olmayan γ -salınımlarına bağlılığı içermektedir. Katı, cisim dönme veya harmonik salınıcı durumunda, çiftlenmiş denklemler sistemi denklem (78)'deki ile aynı formdadır, fakat $V_{nlj,n'l'j'}(r)$ çiftlenme potansiyeli farklıdır ve [10] de bulunabilir.

1.6.1. Soft Rotator Model Üzerine Kurulan Çiftlenmiş Kanal (CC) Yapısının Ana Esasları

SRM'deki dalga fonksiyonlarının farklı titreşim modları için çarpanlarına ayrılmış olması nedeniyle, denklem (79)'de dördüncü satırdaki matris elemanı da ayrılabilir:

$$\langle f | \beta_{\lambda}^{t-m..-n} \beta_{\lambda'}^m \cdot \beta_{\lambda''}^n | i \rangle = \langle f_{\lambda} | \beta_{\lambda}^{t-m..-n} | i_{\lambda} \rangle \langle f_{\lambda'} | \beta_{\lambda'}^m | i_{\lambda'} \rangle \cdot \langle f_{\lambda''} | \beta_{\lambda''}^n | i_{\lambda''} \rangle \tag{80}$$

Burada $|i_\lambda\rangle$ ve $|f_\lambda\rangle$, λ multipol titreşimlerini tanımlayan nükleer dalga fonksiyonlarının çarpanlarına ayrılmış kısımlarıdır ve başlangıç ve son durumlarını göstermektedir.

$$\text{Katı cisim dönme durumunda: } \langle f_\lambda | \beta_\lambda^t | i_\lambda \rangle = \langle G.S | \beta_\lambda^t | G.S \rangle = \left(\langle f_\lambda | \beta_\lambda^t | i_\lambda \rangle \right)^f = \beta_\lambda^t = \beta_{\lambda G.S}^t$$

Soft rotator dalga fonksiyonları

$$\text{durumunda: } \langle f_\lambda | \beta_\lambda^t | i_\lambda \rangle \neq \langle f'_\lambda | \beta_\lambda^t | i'_\lambda \rangle \neq \langle G.S | \beta_\lambda^t | G.S \rangle \neq \left(\langle f_\lambda | \beta_\lambda^t | i_\lambda \rangle \right)^f \neq \beta_{\lambda G.S}^t.$$

Bir bandtan başlangıç ve son durumlar için genellikle: $\langle f_\lambda | \beta_\lambda^t | i_\lambda \rangle / \langle G.S | \beta_\lambda^t | G.S \rangle > 1$

fakat bandlar arası durumda 1 den küçük olabilir. Kuadropol titreşimler için

$$\langle f_{\lambda=2} | \beta_\lambda^t | i_{\lambda=2} \rangle = \beta_{20}^t J_{I \tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}, I' \tau' n'_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm [y^t]. \text{ Buradaki } J_{I \tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}, I' \tau' n'_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}}^\pm [f(y)] \text{ denklem (63)'le}$$

bulunur.

Böylece, katı cisim dönme modeline [10] kıyasla, bu modelde, deforme nükleer potansiyelin açılımındaki dinamik değişkenlerin SRM hamiltonyeninin uygun nükleer şekil deformasyonları için çözümüyle verilen dalga fonksiyonları üzerinden ortalamasının alınmasından kaynaklanan çiftlenme kuvvetinin (şiddetinin) artmasını anlamak kolay olacaktır. Bu tür artmalar $\langle i_\lambda | \beta_\lambda^t | f_\lambda \rangle / \beta_{\lambda G.S}^t$ ye eşittir ve bu oran genellikle 1 den büyüktür. Çünkü dönen yumuşak çekirdek yüksek I spinli kolektif düzeylerde artan bir hızla dönmektedir ve böylece merkezkaç kuvveti nedeniyle daha da gerilmiş olacaktır. Kısaca, dengedeki yüksek I spinli düzeylerdeki deformasyonlar $\beta_{\lambda I \gamma}$, dengedeki taban durumu (G.S.) deformasyonlarından $(\beta_{\lambda G.S.})$ büyüktür. SRM'deki deformasyon

$$\text{potansiyel enerjisi } V(\beta_\lambda) \text{ nükleer yumuşaklık } (\mu_\lambda) \text{ cinsinden } V(\beta_\lambda) \sim \frac{1}{\mu_\lambda^4} (\beta_\lambda - \beta_{\lambda G.S.})^2$$

şeklinde dikkate alındığından, çiftlenme artışı yumuşaklığı (μ_λ) fazla olan çekirdekler için daha fazla olacak ve küçük μ_λ 'lı çekirdeklerde sıfır olacaktır. Şüphesiz bu, denklem (79)'deki $\langle I \tau n_\gamma | Q_{\nu\mu}^{(tm..n\lambda'\lambda''.. \lambda''')} | I' \tau' n'_\gamma \rangle$ matris elemanında görülen $\cos \gamma$ ve $\sin \gamma$ fonksiyonları ile de ilişkilidir. Bu fonksiyonların sırasıyla eksensel olmayan γ -salınım özfonksiyonları üzerinden ortalaması alınmaktadır. Farklı başlangıç ve final kanalı kombinasyonları için farklı çiftlenme şiddeti artmaları elde edilir. Çiftlenme şiddetindeki

değişmeler potansiyel açılımının t kuvvetine (derecesine) de bağlıdır. Böylece, yumuşak dönen cisim modeli (SRM) çiftlenme şiddetinin tekrar dağılımını, yani kanallar arası parçacık akımını kestirir. Böylece bu model başka varsayımlar veya parametreler kullanmadan doğrudan düzey uyarma tesir kesitini değiştirir.

1.7. Saçılma Problemlerinin Çözümü

Denklem (78)'daki denklem sistemini daha elverişli bir formda tekrar yazalım:

$$\frac{d^2 f_j(r)}{dr^2} = \sum_k V_{jk}(r) f_k(r) \quad (81)$$

Saçılma problemini çözmek için, nükleer kuvvetlerin olmadığı asimtotik bölgede gelen düzlem dalga haline gelen $f_n^i(r)$ normalize çözümlerini bulmamız gerekir. Başlangıç (i) kanalında birim akımda gelen ve giden düzlem dalga ve bütün diğer çıkış (f) kanallarında sadece giden dalgalardan oluşan çözümler

$$f_n^i(r) = \delta_{ij} F_{lj}(\eta, r) + \sqrt{\frac{k_i}{k_j}} C_{ij} (F_{lj}(\eta, r) + i G_{lj}(\eta, r)) \quad (82)$$

şeklinindedir. Burada $F_l(\eta, r)$ ve $G_l(\eta, r)$ Coulomb fonksiyonlarıdır ki bunlar birim akıma normalize edilmiş fonksiyonlardır. C_{ij} matrisi saçılma matrisidir. η sembolü

$$\eta = \frac{Z'Ze^2\mu}{\hbar^2 k} \quad (83)$$

şeklinde tanımlanan Sommerfeld parametresidir.

Burada Z , Z' , μ ve k sırasıyla gelen parçacığın yükü, hedefin yükü, indirgenmiş kütle ve dalga sayısını göstermektedir.

1.7.1. Radyal Fonksiyonlar İçin Çiftlenmiş Kanal Sisteminin Hassas Çözümü ve “Matching”

Eğer denklem (81)'un $f_j^m(r)$ bağımsız çözümlerinin olduğu bir denklem sisteme sahipsek, C_{ij} -matrisini belirleyen çözümler bulunabilir. Orijin çevresinde, merkezi potansiyelin sabit ve değerinin de orijindeki $V_{merk}(0)$ eşit olduğu ve çiftlenme potansiyeli $V_{nlj,n'l_j'}(r)$ ve Coulomb potansiyelinde sıfır olduğu varsayılabilir. Dolayısıyla denklem (78) aşağıdaki denkleme indirgenir:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + k_n^2 - \frac{2\mu V_{merk}(0)}{\hbar^2} \right) R_{nlj}(r) = 0 \quad (84)$$

Eğer çözümlerin orijindeki r 'ye bağıllığı

$$f_j^m(r) = \delta_{mj} r^{(l_j+1)} \quad (85)$$

biçiminde ise denklem (84)'nin çözümleri bağımsız olur.

Bu bağıllık, denklem (81)'un daki integral alırken sınır şartları gibi gerekli bağımsız çözümlerini bulmak için kullanılabilir.

OPTMAN kodu, orijinden “matching” (asimtotik bölge ile iç bölge çözümlerinin birbiriile çakıştırıldığı yarıçap) yarıçapına kadar adım adım integral algoritması olarak algoritmasını kullanır:

$$\begin{aligned} f_j^m(r+h) = & 2f_j^m(r) - f_j^m(r-h) + h^2 \left[229 \sum_k V_{jk}(r) f_k^m(r) \right] \\ & - 176 \sum_k V_{jk}(r-h) f_k^m(r-h) + 194 \sum_k V_{jk}(r-2h) f_k^m(r-2h) \\ & - 96 \sum_k V_{jk}(r-3h) f_k^m(r-3h) + 19 \sum_k V_{jk}(r-4h) f_k^m(r-4h) \end{aligned} \quad (86)$$

Yukarıdaki denklemde, homojen çiftlenmiş denklemler sisteminin integralinin alındığı ve $f_j''(r) = \sum_k V_{jk}(r)f_k(r)$ kullanıldığı not edilmelidir.

N çiftlenmiş denklem durumunda, bir sistem doğrultusunda bir integral adımındaki aritmetik işlemlerin sayısı $N \times (M + L)$ dir. Burada M, V_{jk} çiftlenme potansiyelini hesaplamak için gerekli işlemlerin sayısıdır ve L (~10), denklem (86)'de kullanılan bir integral adımını için her bir k değerindeki artış ve toplama yapmak için gerekli işlemlerin aritmetik sayısını göstermektedir. Bütün sistemler için bir integral adımındaki aritmetik işlemlerin sayısı $N \times N \times (M + L)$ ile orantılıdır. Eğer j K integral adımlarının sayısı ise, çiftlenmiş denklem sisteminin bir bağımsız çözümünü elde etmek için gerekli aritmetik işlemlerin sayısı $N^2 \times (M \times L) \times K$ ile orantılıdır. Sonuç olarak, karşılaştırmak için gerekli N bağımsız çözümleri elde etmek için $N^3 \times (M \times L) \times K$ gereklidir.

$f_j^m(r)$ bağımsız çözümleri bulunduktan sonra C_{ij} matrisi kolaylıkla elde edilebilir.

Nümerik çözümler düşünüldüğünde $f_j^m(r)$, sadece i kanalı için geçerli her bir gelen dalga uzayında $fn_j^i(r)$ normalize çözümlerin lineer bir kombinasyonudur. R bölgesinde asimtotik yarıçap için aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$f_j^m(R \pm h) = \sum_i a_{mi} \left\{ F_j(R \pm h) \delta_{ij} + \sqrt{\frac{k_i}{k_j}} C_{ij} [F_j(R \pm h) + iG_j(R \pm h)] \right\} \quad (87)$$

Daha sonra matrisler aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\begin{aligned} A_{mj} &\equiv \frac{f_j^m(R+h)G_j(R-h) - f_j^m(R-h)G_j(R+h)}{F_j(R+h)G_j(R-h) - F_j(R-h)G_j(R+h)} \\ &= \sum_i a_{mi} \left\{ \delta_{ij} + i \sqrt{\frac{k_i}{k_j}} C_{ij} \right\} \\ B_{mj} &\equiv \frac{f_j^m(R+h)G_j(R-h) - f_j^m(R-h)G_j(R-h)}{F_j(R+h)G_j(R-h) - F_j(R-h)G_j(R+h)} = - \sum_i a_{mi} \sqrt{\frac{k_i}{k_j}} C_{ij} \end{aligned} \quad (88)$$

$$B_{mj} = -\sum_i (A_{mi} + iB_{mi}) \sqrt{\frac{k_i}{k_j}} C_{ij} \quad (89)$$

Denklem (89)'u, C_{ij} elamanlarını elde etmek için denklem (88) ile hesaplanan kompleks elemanlar ile $(A_{mi} + iB_{mi})$ tersini bulmak için gereklidir.

$fn_j^i(r)$ normalize çözümleri

$$fn_j^i(r) = -\sum_{k,m} \sqrt{\frac{k_i}{k_k}} C_{ik} B_{km}^{-1} f_j^m(r) \quad (90)$$

şeklinde bulunur.

1.7.2. Çiftlenmiş Denklemler Sisteminin Çözümü İçin İterasyon Yaklaşımı

Çiftlenmiş kanal sisteminin doğru çözümü için yukarıda tarif edilen algoritma hızlıdır fakat yinede çok fazla kullanılmaz çünkü gerekli asimtotik davranışlar ile bir çözüm elde etmek için ilk önce N tane bağımsız çözüm elde etmek gerekir. J. Raynal [34] tarafından geliştirilen “çiftlenmiş denklemler için sıralı iterasyon metodu” ECIS, OPTMAN kodunda da uygulanır. Daha hızlıdır fakat bazı özel saçılma durumları için problem iterasyon yakınsaması için karşı karşıya kalmaktır.

Denklem (81)'zu tekrar yazarsak, homojen çiftlenmemiş denklemin homojen olmayan terimi gibi çiftlenmiş denklemler sisteminin j. çiftlenimi:

$$\frac{d^2 f_j(r)}{dr^2} = V_{jj}(r) f_j(r) + \sum_{k \neq j} V_{jk}(r) f_k(r) \quad (91)$$

Eğer denklem (91)'un n. derece iterasyon çözümü $f_j^n(r)$ sahipsek, $f_j^{n+1}(r)$ bir sonraki iterasyon $W_j(r) = \sum_{k \neq j} V_{jk}(r) f_k^n(r)$ ile bulunabilir:

$$\frac{d^2 f_j^{n+1}(r)}{dr^2} = V_{jj}(r)f_j^{n+1}(r) + W_j(r) \quad (92)$$

Saçılma problemini çözmek için, başlangıç kanalları için gelen dalga uzayında doğru asimtotik fiziksel davranışa sahip olan $f_j^{n+1}(r)$ çözümü türetilmelidir.

İlk olarak normalize olmayan $f_j^{n+1}(r)$ çözümü

$$f_j^{n+1}(r) = AF_{l_j}(r) + B(F_{l_j}(r) + G_{l_j}(r)) \quad (93)$$

şeklinde verilir. $f_j^{n+1}(r)$ normalize etmek için homojen olmayan bir çözüme herhangi bir homojen çözüm ilave edilebilir. Eğer normalize homojen çözüm $f_j^H(r)$ aşağıdaki asimtotik forma sahipse

$$f_j^H(r) = F_{l_j}(r) + C(F_{l_j}(r) + G_{l_j}(r)) \quad (94)$$

normalize fonksiyon

$$f_j^{n+1} = f_j^{n+1}(r) - (A - \delta_{ij})f_j^H(r) \quad (95)$$

burada i 'nin anlamı taban durumundan saçılan dalga fonksiyonlarını göstermektedir. Denklem (95)'in normalize durumundan kolaylıkla görülebiliyor ki C_{ij} matrisi göstermektedir: $C_{ij} = B - C(A - \delta_{ij})$.

Numerov [35] metodu homojen olmayan (92) denklemini integre etmek için uygulanır. Homojen olmayan denklem için:

$$f''(r) = V(r)f(r) + W(r) \quad (96)$$

integrasyon algoritması $u(r) = (h^2V(r) + h^4V^2(r)/12)\xi(r)$ ile

$\xi(r+h) = 2\xi(r) - \xi(r-h) + u(r) + [W(r+h) + 10W(r) + W(r-h)]/12$ ve

$f(r) = \xi(r) + u(r)/12$.

1.7.3. Nümerik Çözümler ile Karşılaştırmak İçin Kullanılan Asimptotik Nümerik Dalga Fonksiyonları

Nümerik çözümler $F_l(kr)$ ve $G_l(kr)$ Coulomb dalga fonksiyonları ile karşılaştırılabilir ki bunlar nükleer potansiyelin ve çiftlenmenin olmadığı dış bölgede denklem (78)'nin çözümleridir. Coulomb fonksiyonları aşağıdaki denklemin çözümleridir:

$$u_l''(\rho) = -\left[l(l+1)/\rho^2 + 2\eta/\rho \mp 1\right]u_l(\rho) = 0 \quad (97)$$

\mp pozitif ve negatif kanallar için işaretler, $\rho = kr$ $\eta = \frac{Z'Ze^2\mu}{\hbar^2k^2}$. Pozitif enerjiler için

$F_l(kr)$ ve $G_l(kr)$ Coulomb fonksiyonları [36] sırasıyla $\rho = 0$ da düzenli ve düzensizdir. $\eta = 0$ olduğu durumda bu fonksiyonlar ρ ile çarpılarak küresel Bessel ve Neuman fonksiyonlarına indirgenir:

$$F_l(\rho) = \left(\frac{\pi\rho}{2}\right)^{1/2} J_{l+1/2}(\rho) = \rho j_l(\rho) \quad (98)$$

$$G_l(\rho) = (-1)^l \left(\frac{\pi\rho}{2}\right)^{1/2} J_{-(l+1/2)}(\rho) = (-1)^l \rho j_{-l}(\rho) = -\rho \eta_l(\rho)$$

Kapalı kanallar için ve $\eta > 0$ olduğu durumda sadece izin verilen çözüm Whittaker fonksiyonları üstel olarak azalır:

$$u_l(\rho) = W(-\eta, l+1/2, 2\rho) \quad (99)$$

Ancak, denklem (87)'in ve denklem (93)'deki birinci iterasyonun doğru çözüm prosedürü için çözüm lineer bağımsız olarak artmalıdır. Böyle fonksiyonların yüksek doğrulukla çözümü basit değildir. Kapalı kanallarda Coulomb fonksiyonunu elde etmek için $R-h$ ve $R+h$ değerlerinde denklem (97)'in adım adım nümerik integrasyonu alınır. Böylece integral doğru fonksiyon değerleri verir. Hesaplanan fonksiyonun doğruluğu Wronskian ilişkisi kullanılarak kontrol edilir:

$$F_l(\rho)G_l'(\rho) - F_l'(\rho)G_l(\rho) = sbt \quad (100)$$

öyleki $F_l(\rho)$ ve $G_l(\rho)$ fonksiyonları için kontrol $k(R-h)$ ve $k(R+h)$ noktalarında aynıdır.

1.8. C Matrisi ve Çiftlenmiş Kanalların Optiksel Model Tahmini

C matrisi kullanılarak bütün optiksel model tesir kesitleri hesaplanabilir. I_1 nükleer hedefin spini ve s gelen parçacığın spini olmak üzere n . uyarılmış seviyenin diferansiyel tesir kesiti aşağıdaki gibi hesaplanabilir:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_n}{d\Omega} &= \frac{(-1)^{I_1 - I_n}}{2k_1^2(2I_1 + 1)} \\ &\times \sum_{\substack{J_1 J_2 j_1 j_2 l_1 l_2 \\ j_1 j_2 l_1 l_2}} \exp[i(\sigma_{l_1'} - \sigma_{l_2'})] C_{l_1 j_1, n l_1' j_1'}^{J_1} C_{l_2 j_2, n l_2' j_2'}^{*J_2} \hat{J}_1^2 \hat{J}_2^2 \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}_1' \hat{j}_2' \\ &\times \sum_{L=|l_2' - l_1'|}^{l_2' + l_1'} P_L(\cos \theta) \frac{1}{4} \left[1 + (-1)^{l_1 + l_2 - L} \right] \left[1 + (-1)^{l_1' + l_2' - L} \right] \\ &\times (j_1 j_2 1/2 - 1/2 |L0)(j_1' j_2' 1/2 - 1/2 |L0) W(J_1 j_1 J_2 j_2; I_1 L) W(J_1 j_1' J_2 j_2'; I_1 L) \\ &+ \delta_{1n} \left\{ \frac{1}{k_1(2I_1 + 1)} \sum_{J_1 l_1} (2J_1 + 1) \operatorname{Re} \left[\exp(i\sigma_{l_1}) f_c^*(\theta) C_{l_1 j_1, n l_1' j_1'}^{J_1} \right] P_{l_1}(\cos \theta) + |f_c(\theta)|^2 \right\} \end{aligned} \quad (101)$$

Burada σ_{l_n} ve $\eta_n = \frac{Z'Ze^2\mu}{\hbar^2 k_n}$ Coulomb faz kaymasına ve Sommerfeld parametresine

karşılık gelir. $f_c(\theta) = -\frac{\eta_1}{2k_1 \sin^2 \theta/2} \exp 2i[\sigma_{l_1} - \eta_1 \ln \sin \theta/2]$ Coulomb genliğidir.

σ_n saçılma tesir kesiti denklem (101)'un integrali alınarak üretilebilir. Hatırlamalıyız ki sıfır derecede Coulomb süreksizdir, böylece elastik proton saçılması için integrasyon imkansızdır.

$$\sigma_n = \frac{4\pi}{k_1^2 (2I_1 + 1)(2s + 1)} \sum_{Jl'j'} (2J + 1) \left| C_{1ljn'l'j'}^J \right|^2 \quad (102)$$

Toplam nötron tesir kesiti σ_{nT} optiksel teorem [37] ile gösterilir:

$$\sigma_{nT} = \frac{4\pi}{k_1^2 (2I_1 + 1)(2s + 1)} \sum_{Jl_j} (2J + 1) \text{Im} C_{1lj}^J \quad (103)$$

ve birleşik formda tesir kesiti:

$$\begin{aligned} \sigma_c = \sigma_{nT} - \sum_n \sigma_n &= \frac{4\pi}{k_1^2 (2I_1 + 1)(2s + 1)} \\ &\times \sum_{Jl_j} (2J + 1) \left(\text{Im} C_{1lj}^J - \sum_{nl'j'} \left| C_{1ljn'l'j'}^J \right|^2 \right) \end{aligned} \quad (104)$$

Denklem (104) gösterilen genelleştirilmiş geçiş katsayıları:

$$T_{lj}^J = 4 \left(\text{Im} C_{1lj}^J - \sum_{nl'j'} \left| C_{1ljn'l'j'}^J \right|^2 \right) \quad (105)$$

1.9. Saçılan Parçacıkların Açısal Dağılımının Legendre Polinomu Açılımı

Denklem (101), deneysel ölçümlerle karşılaştırılan saçılan çekirdeğin açısal dağılımını hesaplamak için izin verir. Diğer bir deyişle OPTMAN kodu Legendre polinomlarının açılımı gibi böyle açısal dağılımları vermeyi tasarlamaktadır.

ENDF-6 [38] formatına göre nötronların açısal dağılımı (bu protonların inelastik saçılmasına da uygulanabilir):

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \frac{\sigma_n}{2\pi} \sum_{L=0}^{NL} \frac{2L+1}{2} A_L(E) P_L(\cos\theta) \quad (106)$$

(101) denkleminde baktığımızda görebiliriz ki, $A_L(E)$ reel sayılardır ve maksimum L sayısı $NL = \max(l'_2 + l'_1)$ ile aşağıdaki gibi verilebilir:

$$\begin{aligned} A_L(E) = & \frac{2\pi(-1)^{I_1-I_n}}{\sigma_n k_1^2 (2L+1)(2I_1+1)} \sum_{\substack{J_1 J_2 j_1 j_2 l_1 l_2 \\ j_1 j_2 l_1 l_2}} \exp[i(\sigma_{l'_1} - \sigma_{l'_2})] C_{1l_1 j_1, n l'_1 j'_1}^{J_1} C_{1l_2 j_2, n l'_2 j'_2}^{*J_2} \\ & \times \hat{J}_1^2 \hat{J}_2^2 \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}'_1 \hat{j}'_2 \frac{1}{4} \left[1 + (-1)^{l_1+l_2-L} \right] \left[1 + (-1)^{l'_1+l'_2-L} \right] \\ & \times (j_1 j_2 1/2 - 1/2 | L 0) (j'_1 j'_2 1/2 - 1/2 | L 0) W(J_1 j_1 J_2 j_2; I_1 L) W(J_1 j'_1 J_2 j'_2; I_1 L) \end{aligned} \quad (107)$$

Protonların elastik saçılması durumunda Coulomb açılımı da hesaba katılmalıdır. ENDF-6 formatına göre protonların açısal dağılımı aşağıdaki gibi olmalıdır:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_n}{d\Omega} = & \frac{\eta_1^2}{4k_1^2 \sin^4 \theta/2} - \frac{\eta_1}{\sin^2 \theta/2} \\ & \times \text{Re} \left\{ \exp[i\eta \ln(\sin^2 \theta/2)] \sum_{L=0}^{ML} \frac{2L+1}{1} a_L(E) P_L(\cos\theta) \right\} \\ & + \sum_{L=0}^{NL} \frac{2L+1}{1} b_L(E) P_L(\cos\theta) \end{aligned} \quad (108)$$

denklem (101) ile ENDF-6 formatı karşılaştırıldığında L sayısı $ML = \max(l_1)$ ile $A_L(E)$:

$$A_L(E) = \frac{1}{k_1^2(2L+1)(2I_1+1)} \sum_{J_1 j_1} (2J_1+1) C_{1Lj_1, Lj_1}^{J_1} \quad (109)$$

$b_L(E)$ reel değerler alırken, $A_L(E)$ kompleks değerlere sahiptir, nötronlar için $A_L(E)$ benzer şekilde:

$$\begin{aligned} b_L(E) &= \frac{(-1)^{I_1-I_n}}{k_1^2(2L+1)(2I_1+1)} \sum_{\substack{J_1 J_2 j_1 j_2 l_1 l_2 \\ j_1 j_2 l_1 l_2}} \exp[i(\sigma_{l_1'} - \sigma_{l_2'})] C_{1l_1 j_1, nl_1 j_1'}^{J_1} C_{1l_2 j_2, nl_2 j_2'}^{*J_2} \\ &\times \hat{J}_1^2 \hat{J}_2^2 \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}_1' \hat{j}_2' \frac{1}{4} \left[1 + (-1)^{l_1+l_2-L} \right] \left[1 + (-1)^{l_1'+l_2'-L} \right] \\ &\times (j_1 j_2 1/2 - 1/2 | L 0) (j_1' j_2' 1/2 - 1/2 | L 0) W(J_1 j_1 J_2 j_2; I_1 L) W(J_1 j_1' J_2 j_2'; I_1 L) \end{aligned} \quad (110)$$

gösterilir. Nötron ve protonlar için tesir kesiti formülündeki tek fark $\sigma_n / 2\pi$ değeridir.

1.10. Optiksel Potansiyel Parametrelerinin Enerjiye Bağlılığı

SRM çalışmalarında genel olarak 200 MeV e kadar olan deneysel nötron ve proton verilerini eşzamanlı olarak analiz etmek amaçlandığından çalışmada optik potansiyelin bir global biçimi kullanılmıştır. Bu potansiyel, Fermi enerjisinde yok olan bir sanal bileşene ve Delaroche ve arkadaşlarının [22] önerdiği dispersiyon bağıntısını dikkate alarak türetilen, yüksek enerjide doyma davranışı içeren, enerjiye bağlı bir potansiyeldir. İfadesi aşağıda verilen, enerjiye bağlı bu tür bir potansiyel, nötron ve protona ait optiksel verilerin, seçilen bütün enerji bölgesinde fiziksel olmayan kesiklilikler olmaksızın, analizine imkân sağlar.

$$\begin{aligned} V_R &= V_R^0 + V_R^1(E_p - E_{fm}) + V_R^{DISP} e^{-\lambda_R(E_p - E_{fm})} \\ &+ (-1)^{Z'+1} C_{viso} \frac{A-2Z}{A} + C_{coul} \frac{ZZ'}{A^{1/3}} \Phi_{coul}(E_p) \end{aligned} \quad (111)$$

$$W_D = \left[\begin{aligned} &W_D^{DISP} + (-1)^{Z'+1} C_{viso} \frac{A-2Z}{A} \\ &\times e^{-\lambda_D(E_p - E_{fm})} \frac{(E_p - E_{fm})^S}{(E_p - E_{fm})^S + WID_D^S} \end{aligned} \right] \quad (112)$$

$$W_V = W_V^{DISP} \frac{(E_p - E_{fm})^S}{(E_p - E_{fm})^S + WID_V^S} \quad (113)$$

$$V_{SO} = V_{SO}^0 e^{-\lambda_R (E_p - E_{fm})} \quad (114)$$

$$W_{SO} = W_{SO}^{DISP} \frac{(E_p - E_{fm})^S}{(E_p - E_{fm})^S + WID_{SO}^S} \quad (115)$$

Burada, $E_{fm}(Z, A) = -\frac{1}{2} [S_p(Z, A) + S_p(Z+1, A+1)]$ fermi enerjisi, $S_p(Z, A)$, Z atom numaralı ve A kütle numaralı çekirdeğin son protonunu ayırmak için gerekli enerji miktarıdır. Z' gelen parçacığın atom numarası, Z hedef parçacığın atom numarası, A çekirdeğin kütle numarası ve E_p ise gelen parçacığın enerjisidir. $C_{coul} \frac{ZZ'}{A^{1/3}} \Phi_{coul}(E_p)$ reel potansiyel için Coulomb düzeltmesini göstermektedir. $(-1)^{Z'+1} C_{viso} \frac{A-2Z}{A}$ ve $(-1)^{Z'+1} C_{viso} \frac{A-2Z}{A}$ sırasıyla reel ve sanal yüzey terimleri için ilave izospin terimleridir. $E^* = (E_p - E_{fm})$ olmak üzere Coulomb düzeltmesinin enerjiye bağlılığı

$$\begin{aligned} \Phi_{coul}(E_p) = & \lambda V_R^{DISP} e^{-\lambda_R (E_p - E_{fm})} - V_R^1 - 2V_R^2 E^* \\ & - 3V_R^3 E^* \left[1 + \frac{1}{V_R^0 + V_R^{DISP}} (-1)^{Z'+1} C_{viso} \frac{A-2Z}{A} \right] \end{aligned} \quad (116)$$

şekindedir. WID_D , WID_V , W_D^{DISP} , W_V^{DISP} , W_{SO}^{DISP} , λ_D ve λ_R proton ve nötronlar için eşittir.

r_R ve r_C reel Coulomb potansiyel yarıçapı deneysel veri analizlerinin [39,40] dipersiyona benzer enerji bağlılığını gösterdiği gibi enerjiye bağlı olduğunu düşünebiliriz:

$$r_R(E^*) = r_R^0 \left[1 - \frac{C_R E^{*S}}{E^{*S} + WID_R^S} \right] \quad (117)$$

$$r_C(E^*) = r_R^0 \left[1 - \frac{C_C E^{*S}}{E^{*S} + WID_C^S} \right] \quad (118)$$

Potansiyel yaygınlığı a_i enerjiye bağlıdır, nükleer uyarma enerji ile azalabilir veya artabilir:

$$a_i = a_i^0 + a_i^1 E^* \quad (119)$$

a_D^1 'in E_{smr} enerjisi üstünde sıfır olduğu kabul edilir.

Eğer kolektif uyarılmış seviyelere rağmen enerji düşüyorsa, farklı kanallar için lokal optiksel potansiyel aşağıdaki gibi hesaba katılabilir:

$$V_{if} = V \left(E_p - \frac{E_i + E_f}{2} \right)$$

burada i ve f, E_i ve E_f enerji seviyelerine karşılık gelen ilk ve son kanalları göstermektedir.

1.11. Relativistik Olmayan Schrödinger Denkleminin Relativistik Genelleştirilmesi

OPTMAN kodunda gelen enerjinin üst sınırının 200 MeV civarında olduğu farzedilir. Relativistik form nükleon dalga sayısı k 'yı içerir:

$$(\hbar k)^2 = \left[E^2 - (M_p c^2)^2 \right] / c^2 \quad (120)$$

burada E gelen parçacığın toplam enerjisi, M_p parçacığın durgun kütlesi ve c ışık hızıdır. M_T hedefin durgun kütlesi ile relativistik olmayan harekete izin vermek için gelen parçacığın kütlesi M_p formülde yer değiştirir. Bundan dolayı k^2 ve optiksel potansiyel değerleri aşağıdaki katsayı ile çarpılır:

$$\frac{1}{1 + E/(M_T c^2)} \quad (121)$$

1.12. Potansiyel Ayarlaması

χ^2 değerinin otomatik olarak minimum olarak bulunduğu optiksel potansiyel parametreleri en iyi uyumdur:

$$\chi^2 = \frac{1}{N + M + L + 3} \left[\sum_{i=1}^N \frac{1}{K_i} \sum_{j=1}^{K_i} \left(\frac{d\sigma_{ij} / d\Omega_{hes} - d\sigma_{ij} / d\Omega_{den}}{\Delta\sigma_{ij} / d\Omega_{den}} \right)^2 + \sum_{i=1}^M \left(\frac{\sigma_{top_{hes_i}} - \sigma_{top_{eval_i}}}{\Delta\sigma_{top_{eval_i}}} \right)^2 \right] + \sum_{i=1}^L \left(\frac{\sigma_{reak_{hes_i}} - \sigma_{reak_{eval_i}}}{\Delta\sigma_{reak_{eval_i}}} \right)^2 + \left(\frac{S_{hes}^0 - S_{eval}^0}{\Delta S_{eval}^0} \right)^2 + \left(\frac{S_{hes}^1 - S_{eval}^1}{\Delta S_{eval}^1} \right)^2 + \left(\frac{R'_{hes} - R'_{eval}}{\Delta R'_{eval}} \right)^2 \quad (122)$$

burada K_i i gelen enerjisi için ölçülen açısız dağılımların sayısı, N böyle enerjilerin toplam sayısı, M ve L sırasıyla reaksiyon ve toplam tesir kesiti ölçümlerinin sayısıdır. S^0 , S^1 ve R' sembolleri sırasıyla s-p dalga fonksiyonları ve saçılma yarıçapıdır. Diğer bütün optiksel gözlenirler χ^2 arama kriterinde de bulunabilirler.

1.13. B(E2) Veri Analizi

Soft rotator modelin $B(E\lambda)$, γ geçiş ihtimalide hesaplanabilir. $b_{2\mu}$ dinamik değişkenlerinin lineer teriminin hesaba katıldığı homojen yüklü deforme elipsoide B(E2) yi hesaplamak için:

$$B(E2; I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2} \rightarrow I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2}) =$$

$$\frac{5Q_0^2}{16\pi} \left\{ \sum_{K, K' \geq 0} \times \left[\frac{A_{IK}^\tau A_{I'K'}^{\tau'}}{[(1 + \delta_{0K})(1 + \delta_{0K'})]^{1/2}} \left[\begin{array}{l} \langle n_\gamma | \cos \gamma | n_\gamma \rangle \left[\begin{array}{l} (I'2K'0|IK) + \\ (-1)^{I'} (I'2 - K0|IK) \delta_{K0} \end{array} \right] \delta_{KK'} \\ + \sqrt{\frac{1}{2}} \langle n_\gamma | \sin \gamma | n_\gamma \rangle \left[\begin{array}{l} (I'2K'2|IK) \delta_{K, K'+2} + \\ (I'2K' - 2|IK) \delta_{K, K'-2} \end{array} \right] \\ + (-1)^{I'} (I'2 - K'2|IK) \delta_{K, 2-K'} \end{array} \right] \right\} \left[\begin{array}{l} J_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}} \\ I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2} \end{array} [y] \right]$$

bağıntısı kullanılır, burada $\left[\begin{array}{l} J_{I\tau n_\gamma n_{\beta_3} n_{\beta_2}} \\ I'\tau' n'_\gamma n'_{\beta_3} n'_{\beta_2} \end{array} [y] \right]$ artma faktörüdür.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

Bu bölümde, danışmanın tarafından bana sağlanan verilerin ölçümlerinin yapıldığı deneysel sistem ve ölçümlerin analizinde kullandığım OPTMAN ve ECIS03 bilgisayar programları hakkında bilgi verilmektedir.

2.1. Deneysel Sistem

Bu çalışmada kullanılan verilerden $p^{-40}\text{Ar}$ inelastik saçılmasının etkin (tesir) kesitinin, 25.1, 32.5 ve 40.7 MeV proton enerjilerinde ölçümü Kanada'nın Manitoba Üniversitesi Siklotron Laboratuvarı'nda, $p^{-40}\text{Ar}$ inelastik saçılmasının analiz gücünün 25.1, 32.5 ve 40.7 MeV enerjilerde ölçümü de Kaliforniya Üniversitesinin Lawrence Berkeley Laboratuvarı'nda 88 inch siklotronunda Okumuşoğlu ve arkadaşları [1] tarafından yapılmıştır.

2.2. Analiz Gücü (A_y) Ölçümü İçin Deneysel Düzenek

Atomik demet yöntemi ile iyon kaynağında kutuplanmış (spinleri aynı yöne yönelmiş), 2-3 μA akım şiddetindeki proton demeti, siklotron merkezine getirilip, hedefe vardıklarında arzulanan enerjide olacak biçimde hızlandırılmıştır. 88 inch siklotronu eş frekanslı (isocronous) ve parçalı odaklı (sector-focused) akım şiddeti yüksek bir pozitif iyon hızlandırıcısıdır ve hakkında literatürde [41] geniş bilgi bulunmaktadır.

Hızlandırılmış proton demeti Şekil 3'de gösterilen ulaştırma, odaklama elemanlarından geçerek, "CAVE 4B" isimli kutuplama deneyleri odasında bulunan 38 inch çapındaki saçılma odasının merkezindeki argon gazı hedefe odaklanmıştır. Hedefe gelen demetin şiddeti 50-80 nA kutuplanması, $P_Y = 0.82$ dir.

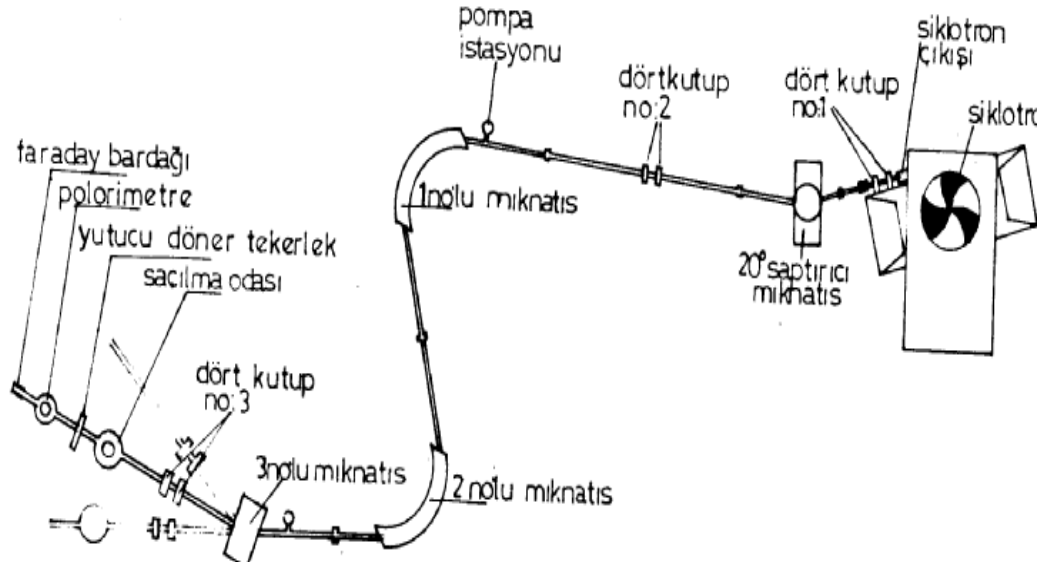
Proton demeti, Şekil 3 ve Şekil 4'de görüldüğü gibi esas hedeften geçtikten sonra, döner bir teker üzerine yerleştirilen değişik kalınlıklardaki alüminyum yapraklar vasıtasıyla yavaşlatılmıştır. Bu yavaşlatmanın amacı, demet durdurucu Faraday bardağının önündeki proton - ^4He polarimetresinde (demetin kutuplanma değerini ölçen aygıtta) demet

enerjisini, ${}^4\text{He}(\bar{p}, p){}^4\text{He}$ saçılmasının analiz gücü $A_y({}^4\text{He})$, değeri bilinen, 24.0, 32.2 ve 39.8 MeV enerjilerine düşürmektir.

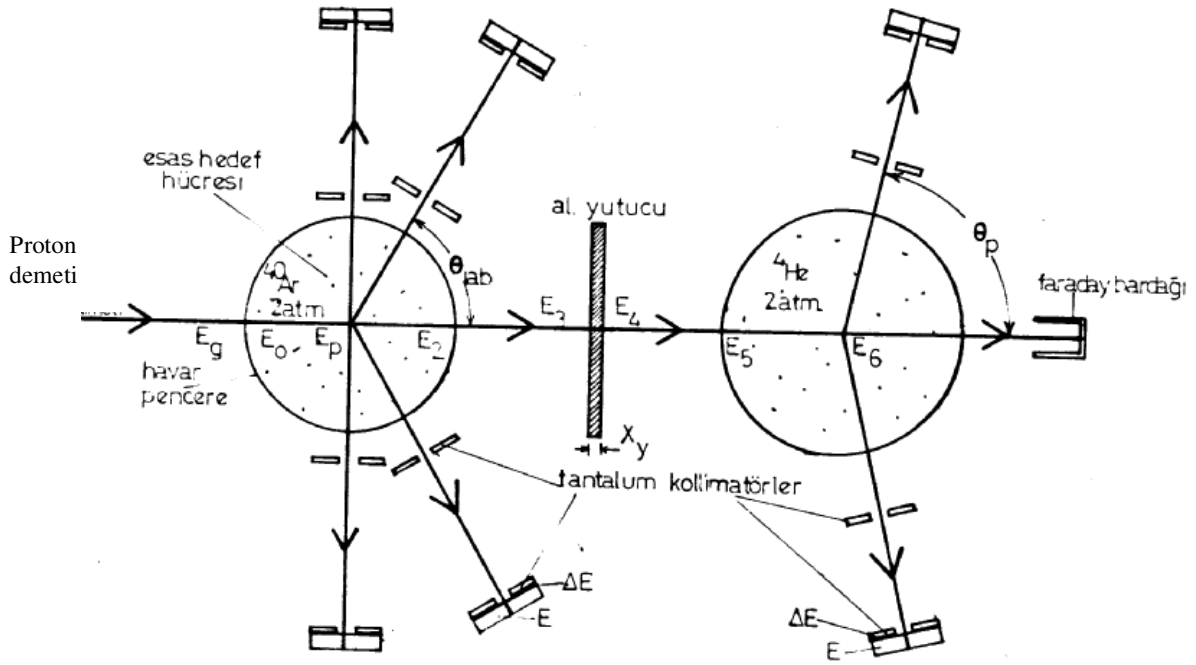
Argon hedeften saçılan protonlar, demetin iki tarafına eşit açılara 30° ara ile yerleştirilen iki çift dedektör teleskobu ile gözlenmiştir. Teleskoplardan her biri, görüş açıları $\pm 0,5^\circ$ içinde belirleyen bir çift tantalum kolimatör sistemi, 0,5 mm kalınlığındaki ΔE ve 3+5 mm kalınlığındaki E, silikon yüzey engelli dedektörden oluşmaktadır. Saçılma açıları 0.1° ye kadar ayarlanabilmektedir.

Polarimetre, ortasında 8 cm çapında, içi 2 atmosfer basınçta helyum gazı dolu olan havar pencereli, silindirik şeklinde bir hedef hücresi ve demete göre simetrik açılara konmuş iki dedektör teleskopundan oluşmaktadır.

Bu dedektör teleskopları 25.1 MeV deneyinde $\theta_p = \mp 77^\circ$ ye 32.5 ve 40.7 deneylerinde $\theta_p = \mp 120^\circ$ ye yerleştirilmiştir. Polarimetredeki dedektör teleskoplarının her biri bir çift tantalum kolimatör ve kalınlıkları 0,5 mm ve 1,5 mm olan , $\Delta E + E$, yüzey engelli dedektörden ibarettir.



Şekil 3. Deneysel Sistem (Ölçeksiz)

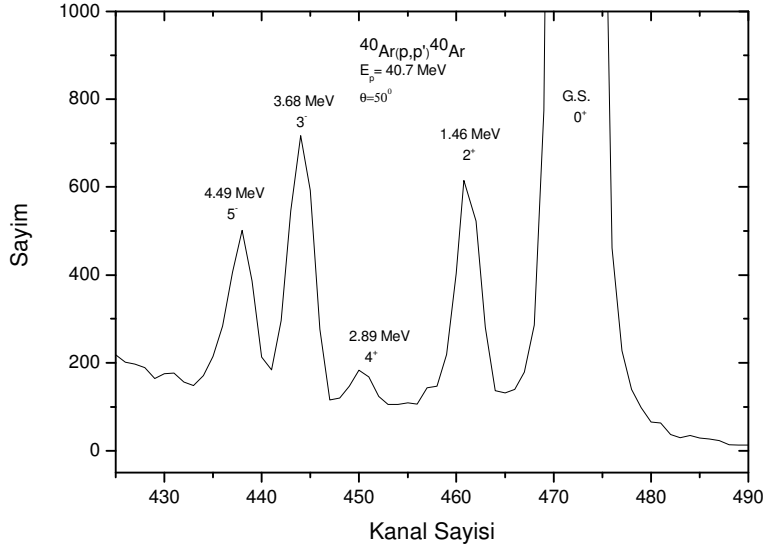


Şekil 4. Saçılma odaları (Ölçeksiz)

2.3. Verilerin Değerlendirilmesi

Deneyde kullanılan ve görüş açıları $\pm 0,5^\circ$ olan dedektör teleskoplarının solda olanları “S”, sağda olanlarısa “Sa” indisleri ile belirtilmiştir. Deneyde, polarize $p\text{-}^{40}\text{Ar}$ saçılmasından, ölçüm yapılan her θ laboratuvar açısında, sol ve sağ simetrik dedektörlere, kutuplanmaları (spinleri) yukarı (Y) ve aşağı (A) durumlarında gelen protonların ayrı ayrı spektrumları elde edilmiştir.

Dedektör teleskoplarının biriyle, $E_p = 40.7 \text{ MeV}$, $\theta = 118^\circ$ için elde edilen tipik bir proton spektrum aşağıdaki şekilde gösterilmiştir. Şekil 5 ^{40}Ar 'ın taban durumundan ve 1.46 MeV, 370 MeV ve 4.43 MeV düzeylerinden elastik ve inelastik saçılan protonların enerjilerine karşı sayımlarını göstermektedir.



Şekil 5. 40.7 MeV enerjili protonların ^{40}Ar çekirdeğinden saçılmasına ait tipik bir spektrum

2.3.1. Diferansiyel Tesir Kesiti Ölçümü

Gaz hedefle yapılan bir esnek saçılmanın diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_s(\theta) \sin \theta}{N_p N_t G} \quad (123)$$

bağıntısıyla verilir. Burada θ laboratuvar saçılma açısı, $N_s(\theta)$, θ açısında saçılan protonların sayısı, N_p , hedef üzerine gelen, faraday bardağının saydığı, proton sayısı, N_t , birim hacimdeki hedef çekirdek sayısı ve G 'de sistemin geometrisine bağlı geometri çarpanıdır. Değişik sistemler için G geometri çarpanı Silverstein [42] tarafından hesaplandığından bu çarpana Silverstein geometri çarpanı da denilmektedir.

Kutuplanmış demetin tesir kesiti, bir dedektöre gelen kutuplanması aşağı ve kutuplanması yukarı parçacık sayıları, $(N_{SA} + N_{SY})$ veya $(N_{SaA} + N_{SaY})$ toplanarak,

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = f(N_{SA} + N_{SY}) \quad (124)$$

bağıntısından hesaplanır. Burada f , mutlak tesir kesiti elde edilmesi için gerekli normalizasyon çarpanıdır. Kutuplanmış demetle ölçülen bağıl tesir kesitinin aynı enerjide önceden ölçülen tesir kesitine uyumundan elde edilir.

2.3.2. Analiz Gücü Ölçümü

Spektrumlardan, her bir ^{40}Ar enerji düzeyi için, zemin (arka plan) düzeltilmesi yapılarak, N_{SY} , N_{SA} , N_{SaY} ve N_{SaA} sayıları elde edilmiş, bu sayılardan da θ açısındaki simetrik dedektörler için kullanılan

$$\beta = \left(\frac{N_{SA} N_{SaY}}{N_{SY} N_{SaA}} \right)^{1/2} = \frac{[1 - P_Y A_Y(\theta)]}{[1 + P_Y A_Y(\theta)]} \quad (125)$$

$$\varepsilon = \left(\frac{N_S - N_{Sa}}{N_{Sa} + N_S} \right) = \frac{(1 - \beta)}{(1 + \beta)} \quad (126)$$

bağıntıları yardımı ile sağ ve sol asimetrisi $\epsilon(\theta)$ bulunmuştur. Bulunan $\epsilon(\theta)$ değeri ve aynı zamanda ölçülen demet kutuplanması, P_Y ile analiz gücü $A_Y(\theta)$ arasındaki

$$A_Y(\theta) = \frac{\epsilon(\theta)}{P_Y} \quad (127)$$

bağıntısı kullanılarak analiz gücü hesaplanmıştır. Analiz gücünün işaretinin doğru olması kutuplanma asimetrisinin hesaplanmasında da analiz gücünün hesaplanmasındaki yöntemin kullanılmasıyla sağlanmıştır. Simetrik dedektör kullanımı yöntemiyle ölçülen analiz gücü değerlerindeki deneysel hata sadece istatistikten gelen hatadır. Bu hata

$$\Delta A_Y = \frac{1}{P_Y} \left[\frac{\beta}{(1+\beta)^2} \right] \left(\frac{1}{N_{SA}} + \frac{1}{N_{SaY}} + \frac{1}{N_{SaA}} + \frac{1}{N_{SY}} \right)^{1/2} \quad (128)$$

2.4. OPTMAN Bilgisayar Programı

OPTMAN bilgisayar programı ROTAT ana programı, 44 tane alt program, 2 tane fonksiyon ve bir tane blok-datadan oluşmaktadır. Alt programların, fonksiyonun ve blok datanın açıklaması aşağıda verilmiştir. OPTMAN bilgisayar programının blok şeması Şekil 6-8 de verilmiştir.

2.4.1. Alt Programlar

1. ROTAT: Bu program ana programdır. Bu programda 2 ana seçenek kullanılır.

1- Optiksel model parametreleri ayarlanmadan optiksel model hesapları

2- Deneysel optiksel veriler kullanılarak ayarlanan potansiyel parametreleri

ROTAT ana programı, eğer 1.seçenek seçilirse ABCT alt programını 2. seçenek seçilmişse DATET alt programını çağırır.

2. ABCT: Bu alt program optiksel model parametreleri ayarlanmadan optiksel model hesaplarının yapılmasını sağlayan alt programdır. PREQU, RIPAT, ASFUT, KNCOE ve QUANT alt programlarını çağırır. Eğer eksensel olmayan çekirdek hesaba katılırsa sırayla

PREQU ve KNCOE çağırılır. Saçılan parçacığın açılmal dağılımı hesaplanacaksa DISCA alt programı çağırılır ve sonuçlar çıkış dosyasına yazdırılır.

3. PREQU: Bu alt program kuadropol deformasyon β_2 , γ ve oktopol deformasyon β_3 dinamik değişkenlerini hazırlar. Bu alt program SHEM, OVLAO, OVLAB ve OVLAGE alt programlarını çağırır.

4. SHEM: Bu alt program denklem (51,62) ile gösterilen kolektif uyarılmış durumların enerjilerini tanımlar. Başlangıç ve sonuç kolektif durum dalga fonksiyonları için β_2 , γ , β_3 ortalama değerlerine ihtiyaç vardır. Bu alt program ANUDF, OVLAB, ANDETO, OVLAGE, INERMO, MATAM, EIT12 alt programlarını ve ERFC(XX) fonksiyonunu çağırır.

5. ANUDF ve ANDETO: Bu alt programlar denklem (54,58) daki sınır şartlarını sağlayan β_2, γ ve β_3 osilatör fonksiyonlarını bulur. ANUDF alt programı DGAMMA(XX) fonksiyonunu, ANDETO alt programı DETX12 alt programını kullanır.

6. DETX12: Sınır şartları ile bağımsız osilatör fonksiyonlarından oluşan bir matrisin determinantını hesaplayan alt programdır. Bu alt program FUNDU alt programını çağırır.

7. OVLAGE: Bu alt program bazı gerekli γ titreşim fonksiyonlarının ortalamasını alır. Bu alt program FUNDU alt programını çağırır.

8. FUNDU: Bu alt program Weber- $D_v(y)$ ve lineer bağımsız $V_v(y)$ fonksiyonlarını hesaplar. Bu alt program DGAMMA(XX) fonksiyonunu kullanır ve dinamik değişkenlerinin ortalamasını alan bütün alt programları çağırır.

9. OVLAB, OVLAGE ve OVLAO: Bu alt programlar sırasıyla β_2 , γ , β_3 titreşim fonksiyonlarının ortalamasını alır. Bu alt program FUNDU alt programını çağırır.

10. INERMO: Kuadropol ve oktopol titreşimlerin potansiyel enerjisi minimum olduğunda deformasyon ile eksensel olmayan katı çekirdek için eylemsizlik momentini veren alt programdır.

11. MATAM: Bir I^π için farklı K ile dönme fonksiyonlarının çiftlenimini gösteren matrisi oluşturan alt programdır. Bu alt program VECNO alt programını çağırır.

12. VECNO: Bu alt programda çiftlenme matrisini köşegen yapar böylece eksensel olmayan katı dönme için $\varepsilon_{I^\pi}^\pm$ dönme enerjileri problemini çözer. Dönme fonksiyonları için $A_{I^\pi}^\tau$ ağırlığı gereklidir, bu alt programda o da hazırlanır.

13. EIT12: Bu alt program γ_0 dönmelerine rağmen uyarılmış kolektif seviyelerin enerji düzeltmelerini hesaplar. INERMO alt programı çağırılır.

14. RIPAT: Bu alt program çiftlenmiş denklemler sisteminin integralini almak için, farklı kanallarda saçılan parçacıkların dalga sayılarını ve bütün noktalardaki potansiyel açılımının “matching” yarıçapını hazırlar. Eğer optiksel potansiyel açılımı $Y_{l0}(\theta)$ küresel fonksiyonlar ile deforme optiksel potansiyelin integralinin bir sonucu gibi ortaya çıkarsa RIPAT alt programı POTVOL ve SPHEPOT alt programlarında aktif hale gelir. Coulomb potansiyel multipollerini de eksensel ve eksensel olmayan nükleer durum için de hesaplanır.

15. POTVOL: Bu alt program optiksel potansiyellerin hacim integrallerini hesaplar. Bu alt programda küresel reel potansiyel hesaplarından denklem (74) yi kullanarak gerekli C_β katsayılarını hazırlar.

16. SPHEPOT: Bu alt program yük yoğunluğunun yüzey dağılımı ile yüklü kürenin Coulomb potansiyelini hesaplar. Bu alt programda SPHER alt programı kullanılır.

17. SPHER: Bu alt program yük yoğunluğunun yüzey dağılımı ile bir küre içindeki yükü hesaplar.

18. POTET: $R(\theta)$ nin fonksiyonu gibi optiksel potansiyelleri veren alt programdır.

19. ASFUT: Saçılan parçacığın açılal momentumunun I_{\max} maksimum değerini ve Coulomb parametresini belirleyen alt programdır. Eğer yüklü parçacığın saçılması için hesaplamalar yapılacaksa, Coulomb hesapları için COPHA alt programını çağırır. Daha sonra başlangıç ve bitiş kanalları için sırasıyla BENEK ve BESIM alt programları çağırılır.

20. COPHA: Bu alt program I_{\max} 'a kadar açılal momentum ve bütün uyarılmış saçılma kanalları için Coulomb fazlarını σ_{I_n} (n kanal sayısı) değerini hesaplar.

21. BENEK ve BESIM: Bu alt program sırasıyla başlangıç ve bitiş kanalları “matching” yarıçapında düzenli ve düzensiz çözümleri hesaplar.

22. BESIMC: Bu alt program düşük “matching” noktasından yükseğe Coulomb denkleminin integrali ile iki “matching” noktalarında iki bağımsız Coulomb denkleminin çözümlerini hesaplar.

23. RCWF: Bu alt program “matching” yarıçapında Coulomb fonksiyonlarını hesaplar.

24. KNCOE: Bu alt program denklem (79) deki $\langle I\tau n_\gamma | Q_{\nu\mu}^{(im..n\lambda'\lambda''.. \lambda''')} | I'\tau' n'_\gamma \rangle$ katsayısını hesaplar ve KLEGO alt programını çağırır.

25. KLEGO: Bu alt program BLOCK DATA'dan verileri kullanarak Clebsch-Gordan katsayılarını belirler.

26. BLOK DATA: /SENU/ veri deposu ANUDF alt programının kullandığı rasyonel yaklaşım katsayılarını, /LOFAC/ veri deposu KLEGO alt programının kullandığı Racah ve Clebsch-Gordan katsayılarını hesaplamak için kullanılan faktöryelin logaritmalarını depolar.

27. QUANT: Bu alt program belirli geliş enerjisinde belirli spin ve parite için çiftlenmiş kanallar sistemini oluşturur ve LOGMO alt programı çağırılarak saçılan parçacıkların gerekli bütün kuantum sayıları belirlenir. Bu alt program da CMATC alt programı çağırılır. QUANT alt programı GNASH [43] ve STAPRE [44] istatistiksel kod ve S_0, S_1 ve S_2 fonksiyonları tarafından kullanılan formatta geçiş katsayılarını ve tesir kesitlerini hazırlar.

28. LOGMO: Bu alt programda bileşik çekirdeğin seçilen J^π giden dalgaının ve diğer uyarılmış durumların olası açısal momentumunu üretir.

29. CMATC: Bu alt program çiftlenmiş kanallar çözümü için farklı seçenekler sağlar. 4 tane seçenek seçebiliriz: 1- Standart tam çözüm, 2- Büyük sistemler için kullanılan iterasyonların çözümü ve küçük sistemler için standart tam çözüm, 3- Sıfır yaklaşıklık gibi çiftlenme olmadan bütün sistemler için iterasyonlar, 4- Birkaç çiftlenmiş denklemlerin tam çözümünden elde edilen sıfır yaklaşım iterasyonları. Bu alt program KNDIT, SOSIT, MASCT ve ECISS alt programlarını çağırır.

30. KNDIT: Bu alt programda belirli J^π için çiftlenmiş kanallar sisteminde farklı denklemlerin çiftlenme şiddetini belirler. Eksensel olmayan çekirdeğin hesaplarında böyle çiftlenme denklem (79) ile gösterilir. Bu alt program RACAH ve KLEGO alt programlarını çağırır.

31. RACAH: Bu alt program Racah katsayılarını hesaplar.

32. SOSIT: Bu alt program "matchin" yarıçapına uygun ağ noktalarında bağımsız çözümleri verir ve çiftlenmiş denklemler sisteminin integralini alır.

33. MASCT: Bu alt program C-matris elemanlarını verir ve arzulanan asimtotik davranış ile çözümleri karşılaştırır. Bu alt program INMAT alt programını çağırır.

34. INMAT: A ve B reel olmak üzere $C=A+iB$ kompleks matrisinin tersini alan alt programdır ve bu alt programda INVER alt programı çağırılır.

35. INVER: Bu alt program reel matrisin tersini alır.

36. ECISS: Bu alt programda bir çiftlenmiş sistemde kullanılan iterasyonların integralini alır. İterasyonlar için 2 seçenek mümkündür: 1- Sıfır yaklaşımlar gibi kullanılan küresel çiftlenmemiş optiksel çözümler, 2- çiftlenmiş denklemlerin küçük bir sayısı için standart çözüm. Bu alt program MATCH ve PADE alt programlarını çağırır.

37. MATCH: Bu alt program seçilen kanalda çözümleri karşılaştırır ve C-matris elemanlarını verir.

38. PADE: C-matris elemanlarını belirlemek için Pade [45] yaklaşımını kullanan alt programdır. Bu alt programda MATIN alt programı çağırılır.

39. MATIN: Standart prosedürü kullanarak reel matrisin tersini alan alt programdır.

40. DISCA: Bu alt program C-matris elemanlarını ve analitik formülleri kullanmak için proton ve nötronlar da $s=1/2$ olan parçacıklar için açısız dağılımı hesaplar. Bu alt program PLEGA, KLEGO ve RACAH alt programlarını çağırır. Ayrıca saçılan parçacıkların açısız dağılımının Legendre Katsayılarını hazırlar.

41. PLEGA: Bu alt programda verilen açılarda Legendre polinomları hesaplanır.

42. DATET: Bu alt programında ayarlanan optiksel model parametreleri ile optiksel model hesapları için bütün giriş verilerini düzenler. İlk olarak optiksel model parametreleri okunur ve deneysel optiksel veriler girilir. Bu alt programda PREQU, ABCT ve SEART alt programları çağırılır.

43. SEART: χ^2 fonksiyonunu minimum yapan alt programdır. Burada grandyant metodu kullanılır ve bu alt programda XISQT ve DEFGT alt programları çağırılır.

44. XISQT: χ^2 değerinin hesaplandığı alt programdır. Bu alt programda PREQU, RIPAT, ASFUT, KNCOE, QUANT ve DISCA alt programları çağırılır ve her bir enerji noktasında χ^2 değeri hesaplanır.

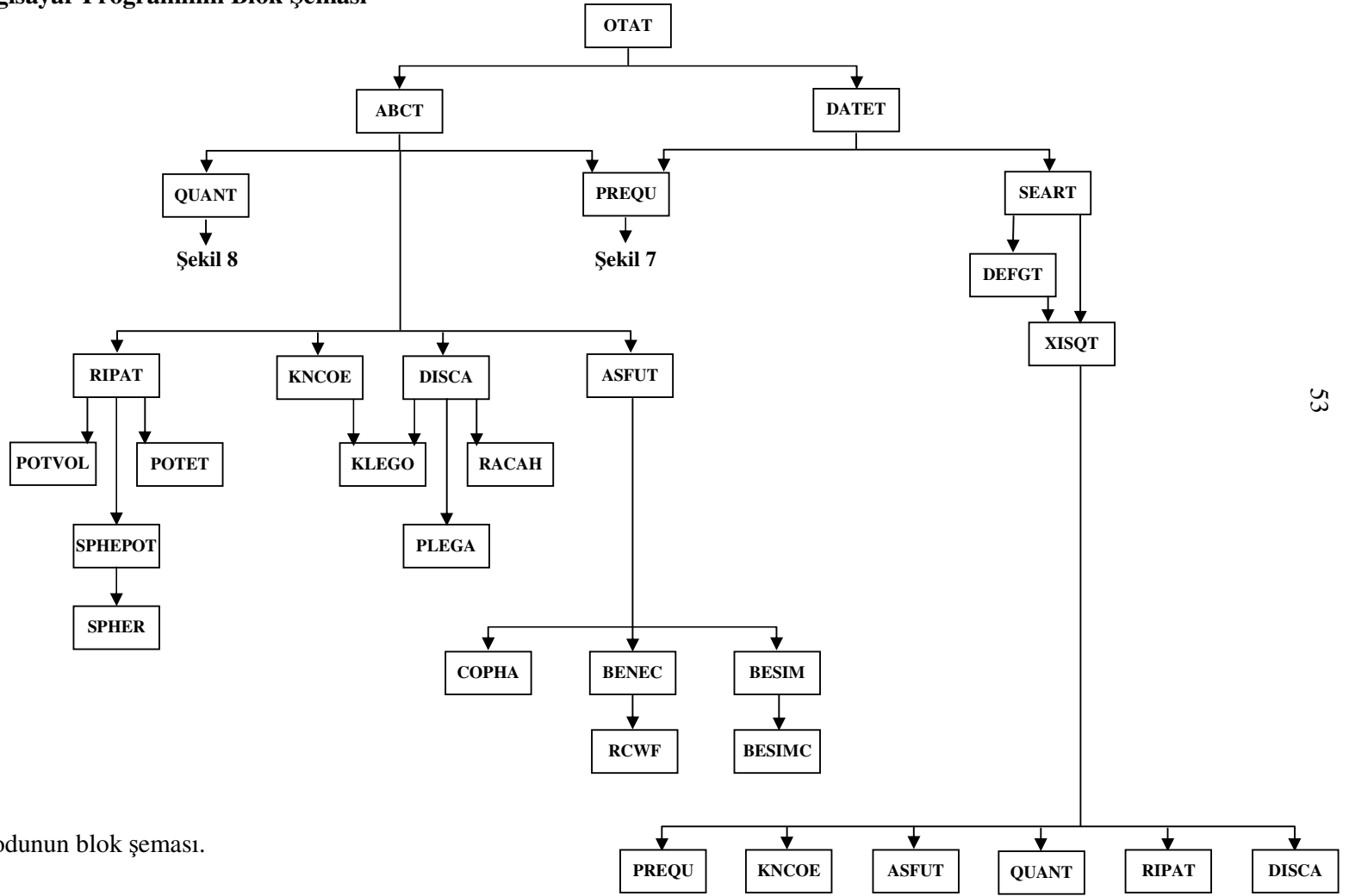
45. DEFGT: Optiksel parametrelerin ayarlandığı bir fonksiyon gibi χ^2 'nin grandyantı hesaplanır. Bu alt programda XISQT alt programı çağırılır.

2.4.2. Fonksiyonlar

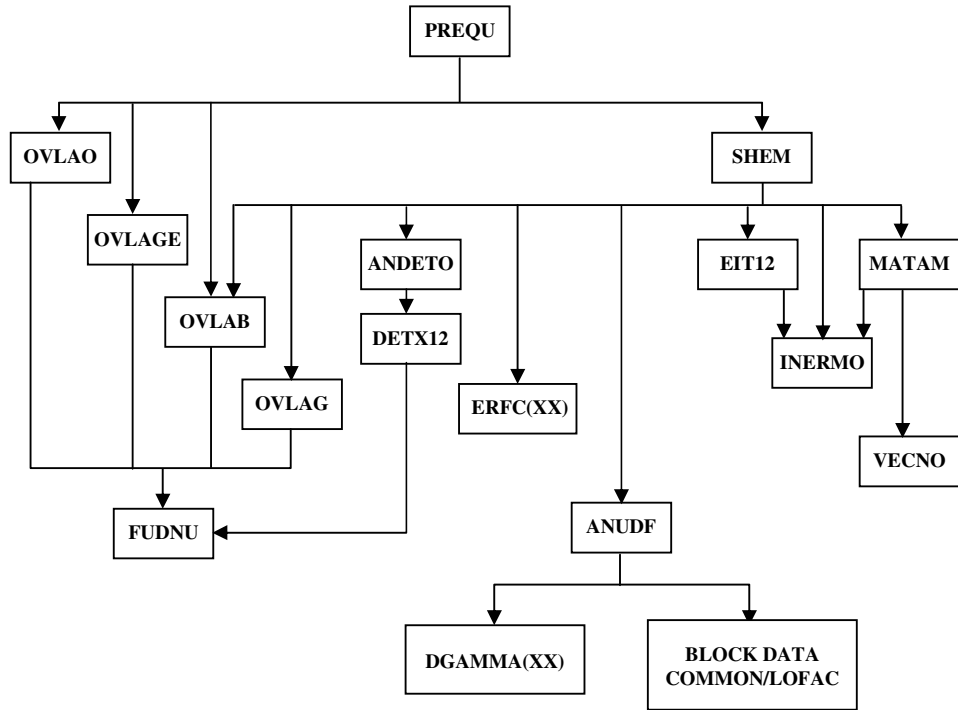
1. ERF(X): $\text{erfc}(x)$ hata fonksiyonunu hesaplayan fonksiyondur.

2. DGAMMA(X): $\Gamma(x)$ gama fonksiyonunu hesaplayan fonksiyondur.

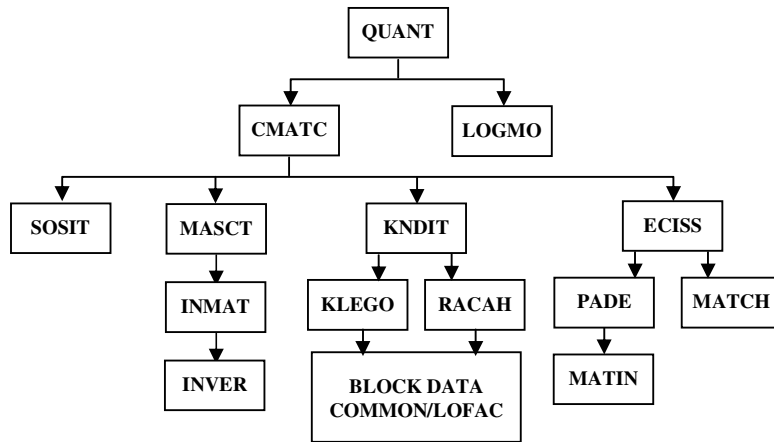
2.4.3. OPTMAN Bilgisayar Programının Blok Şeması



Şekil 6. OPTMAN kodunun blok şeması.



Şekil 7. OPTMAN kodunun blok şeması



Şekil 8. OPTMAN kodunun blok şeması

2.4.4. OPTMAN Bilgisayar Programında Kullanılan Örnek Giriş (INPUT) Veri Kütüğü

Fortran programa dilini kullanan OPTMAN'in çalışır hale getirilmesi Compaq Visual Fortran 6 fortran derleyicisi ile başarılmıştır. Aşağıda 25.1 MeV proton enerjisinde saçılan ⁴⁰Ar çekirdeğinin taban durumu ve uyarılmış durumları için örnek veri kütüğü aşağıda verilmiştir. 25.1, 32.5 ve 40.7 MeV proton enerjilerinde ⁴⁰Ar çekirdeğinin taban durumu ve uyarılmış durumları için OPTMAN programı ile elde edilen çıktı dosyası Ek 1'de verilmiştir.

```
OPTMAN=> Ar-40 parameters bet3=ksi*bet2
0202050001040202000001000101 ME: JOB POT HAM CHA PRI SOL SHA SHO HAO
0.12134E+01 0.19956E+01 0.22544E+00 0.40376E+00 0.09370E+00 0.12400E-00
0.61771E-01 0.11360E+00 0.69743E+00 1.19000E+00 0.80489E-01 0.539087137
0.35000E+00 0.26583E-01 0.00000E+00 0.49157E+01 0.00000E+00
008001004004000060080099001 NUR NST NPD LAS LLMA NCMA NSMA KODMA
.2510000+02 .3250000+02 .407000E+02 .650000E+02
010101010101
0.000000000 00+101000000 ES(I),JU(I),NPI(I),NTU(I),NNB(I),NNG(I),NNO(I)
1.460860000 04+101000000 ES(I),JU(I),NPI(I),NTU(I),NNB(I),NNG(I),NNO(I)
2.120770000 00+101010000
2.524080000 04+102000000 Levels of Ar-40
2.893000000 08+101000000
3.208330000 04+101010000
3.680971000 06-101000001
4.49400000 10-101000001
1.00866520 .5000000-00 .4000000+02 .1800000+02-.7983850+01-.1016852+02
-.3677000+02 .0285000-00 .0001800+00 .0000000+00 .9635000+02 .4751000-02
.0000000+01-.0000000-00 .0000000+01 .1078000+02 .1066000+02 .1741000-01
.0000000+01-.0000000-00 .0000000+01 .1241000+02 .7886000+02 .0000000+01
.6180000+01 .0050000000 .0000000+01-.0000000-00 -3.100 160.
.1179400+01 .0000 .1000000+03 2.00 .6880000-00 .0000000-03
.1196900+01 .5960000-00 .0000000-02 .1194100+01 .6680000+00 .0000000-02
```

.1000000+01 .1000000+01 .0000000-00 .1208100+01 .6690000-00-.0000000-02
 .1131200+01 .00 .1000000+01 .3600 1.0500 .1000000+01
 .1150000+02 .2000000+02
 0000000000
 00000000
 00000000
 0000
 0000000000
 000
 00000000
 0
 000000000
 000000 NPJ(I)=0, WITHOUT SEARCH
 000000030000
 .2180000+01 .0550000-00 .0000000-00 .0000000-00 no total 25.1. MeV
 010159020245070746080842
 1.84600E+01 1.38900E+00 7.45138E-02 2.05000E+01 9.90000E-01 5.30932E-02
 2.30700E+01 5.70000E-01 3.05853E-02 2.56300E+01 2.99000E-01 1.60429E-02
 2.73214E+01 1.86975E-01 1.02986E-02 2.81800E+01 1.10000E-01 5.91628E-03
 3.07000E+01 2.78900E-02 1.81390E-03 3.28000E+01 1.72700E-02 9.55893E-04
 3.48300E+01 1.01000E-02 7.17722E-04 3.68700E+01 2.09000E-02 1.34076E-03
 3.89500E+01 3.74800E-02 2.20397E-03 4.09500E+01 5.68300E-02 3.05426E-03
 4.35000E+01 7.43700E-02 3.99121E-03 4.60500E+01 8.47700E-02 4.54834E-03
 4.85900E+01 8.53500E-02 4.57899E-03 4.90000E+01 8.48500E-02 4.56303E-03
 5.11400E+01 8.08300E-02 4.34302E-03 5.36700E+01 6.85500E-02 3.69488E-03
 5.62100E+01 5.57500E-02 3.00038E-03 5.87500E+01 4.29200E-02 2.31942E-03
 6.12800E+01 2.91500E-02 1.56499E-03 6.33000E+01 2.11900E-02 1.13971E-03
 6.54000E+01 1.49700E-02 8.10156E-04 6.73500E+01 1.07800E-02 5.86021E-04
 6.94000E+01 8.13000E-03 4.40616E-04 7.13000E+01 6.82000E-03 3.72533E-04
 7.39100E+01 6.70000E-03 3.63077E-04 7.64300E+01 7.40000E-03 4.03113E-04
 7.89400E+01 8.46000E-03 4.59705E-04 8.14600E+01 9.52000E-03 5.16310E-04
 8.39600E+01 9.81000E-03 5.29708E-04 8.64800E+01 9.96000E-03 5.40466E-04
 8.89800E+01 9.25000E-03 5.03891E-04 9.14800E+01 8.43000E-03 4.62344E-04

9.39800E+01 7.42000E-03 4.04031E-04 9.64800E+01 6.16000E-03 3.38325E-04
9.89600E+01 4.95000E-03 2.70844E-04 1.01460E+02 3.92000E-03 2.11698E-04
1.03940E+02 2.74000E-03 1.49563E-04 1.06430E+02 2.30000E-03 1.25399E-04
1.08910E+02 1.71000E-03 9.06104E-05 1.11390E+02 1.50000E-03 8.07775E-05
1.13300E+02 1.38000E-03 7.52396E-05 1.18810E+02 1.20000E-03 6.70820E-05
1.21280E+02 1.28000E-03 7.06824E-05 1.23250E+02 1.22000E-03 6.79779E-05
1.26210E+02 1.18000E-03 6.61891E-05 1.28670E+02 1.09000E-03 5.80539E-05
1.31140E+02 1.22000E-03 6.41950E-05 1.33590E+02 9.20000E-04 5.01597E-05
1.36040E+02 8.50000E-04 4.69707E-05 1.38500E+02 8.30000E-04 4.60679E-05
1.40950E+02 8.30000E-04 4.60679E-05 1.43400E+02 8.80000E-04 4.83322E-05
1.48800E+02 9.60000E-04 5.20000E-05 1.50740E+02 9.80000E-04 5.29245E-05
1.52720E+02 9.80000E-04 5.29245E-05 1.55630E+02 1.00000E-03 5.38517E-05
1.58570E+02 9.80000E-04 5.29245E-05
3.07500E+01 6.73000E-03 6.89514E-04 3.27900E+01 5.88000E-03 5.96443E-04
3.48400E+01 5.44000E-03 5.61726E-04 3.58600E+01 4.71000E-03 4.77746E-04
3.89500E+01 4.95000E-03 5.03115E-04 4.09600E+01 4.75000E-03 4.81690E-04
4.40300E+01 3.72000E-03 3.80505E-04 4.73340E+01 3.25800E-03 3.33235E-04
5.11500E+01 2.79000E-03 2.83445E-04 5.62300E+01 2.43000E-03 2.48091E-04
6.13000E+01 2.27000E-03 2.32441E-04 6.33200E+01 2.31000E-03 2.36349E-04
6.53400E+01 2.19000E-03 2.24635E-04 6.63600E+01 2.14000E-03 2.19764E-04
6.94000E+01 1.99000E-03 2.05185E-04 7.14000E+01 1.88000E-03 1.94535E-04
7.44400E+01 1.70000E-03 1.72627E-04 7.64400E+01 1.46000E-03 1.49050E-04
7.87340E+01 1.25000E-03 1.31244E-04 8.14700E+01 1.08000E-03 1.12089E-04
8.45110E+01 8.82000E-04 9.68465E-05 8.64900E+01 7.20000E-04 7.47262E-05
9.15000E+01 6.40000E-04 6.70522E-05 9.64900E+01 7.30000E-04 7.56902E-05
1.01470E+02 8.20000E-04 8.44038E-05 1.04460E+02 7.80000E-04 8.05233E-05
1.06440E+02 8.30000E-04 8.53756E-05 1.07440E+02 8.90000E-04 9.12195E-05
1.11400E+02 7.50000E-04 7.76209E-05 1.13390E+02 6.50000E-04 6.80074E-05
1.16360E+02 5.80000E-04 6.13515E-05 1.19320E+02 4.70000E-04 4.80521E-05
1.21300E+02 4.80000E-04 4.90306E-05 1.23270E+02 3.90000E-04 4.02616E-05
1.26230E+02 3.50000E-04 3.64006E-05 1.29180E+02 2.80000E-04 2.97321E-05
1.31150E+02 2.60000E-04 2.78568E-05 1.34090E+02 2.60000E-04 2.78568E-05
1.37040E+02 2.40000E-04 2.60000E-05 1.42920E+02 2.70000E-04 2.87924E-05

1.45860E+02 2.80000E-04 2.97321E-05 1.48800E+02 3.10000E-04 3.25730E-05
 1.52700E+02 3.50000E-04 3.64006E-05 1.55630E+02 3.50000E-04 3.64006E-05
 1.58570E+02 3.20000E-04 3.35261E-05
 3.07900E+01 4.03000E-03 6.11163E-04 3.28400E+01 3.55000E-03 5.35870E-04
 3.48800E+01 4.00000E-03 6.06713E-04 3.59100E+01 3.90000E-03 5.90445E-04
 3.89700E+01 4.30000E-03 6.51249E-04 4.10100E+01 4.17000E-03 6.31942E-04
 4.40800E+01 3.49000E-03 5.29577E-04 4.70110E+01 3.19240E-03 4.83949E-04
 5.12100E+01 2.85000E-03 4.33193E-04 5.62900E+01 2.32000E-03 3.54970E-04
 6.13600E+01 2.08000E-03 3.15981E-04 6.33900E+01 2.03000E-03 3.08578E-04
 6.54200E+01 2.04000E-03 3.10058E-04 6.64300E+01 1.93000E-03 2.93786E-04
 6.94600E+01 2.10000E-03 3.18944E-04 7.15000E+01 2.05000E-03 3.11539E-04
 7.45100E+01 2.03000E-03 3.05974E-04 7.65200E+01 1.95000E-03 2.96743E-04
 8.15500E+01 1.73000E-03 2.61228E-04 8.65700E+01 1.32000E-03 2.02000E-04
 8.93200E+01 1.14700E-03 1.74646E-04 9.15800E+01 9.20000E-04 1.39442E-04
 9.44510E+01 8.06000E-04 1.23458E-04 9.65700E+01 6.70000E-04 1.02471E-04
 9.95820E+01 5.79000E-04 9.03766E-05 1.01550E+02 4.90000E-04 7.41772E-05
 1.04530E+02 4.00000E-04 6.08276E-05 1.06520E+02 4.30000E-04 6.52706E-05
 1.07510E+02 4.70000E-04 7.12057E-05 1.11480E+02 3.90000E-04 5.93486E-05
 1.13460E+02 3.63000E-04 5.53607E-05 1.16430E+02 3.70000E-04 5.63937E-05
 1.19380E+02 3.30000E-04 5.05000E-05 1.21360E+02 3.50000E-04 5.34439E-05
 1.23340E+02 3.30000E-04 5.05000E-05 1.26290E+02 2.90000E-04 4.46346E-05
 1.29240E+02 3.30000E-04 5.05000E-05 1.31210E+02 3.20000E-04 4.90306E-05
 1.34150E+02 2.70000E-04 4.17163E-05 1.37100E+02 2.70000E-04 4.17163E-05
 1.42970E+02 2.60000E-04 4.02616E-05 1.45910E+02 2.70000E-04 4.17163E-05
 1.48840E+02 2.52000E-04 3.91004E-05 1.52740E+02 2.00000E-04 3.16228E-05
 1.55670E+02 1.80000E-04 2.87924E-05 1.58590E+02 1.80000E-04 2.87924E-05
 .500000-03 .500000-03 .500000-03 .500000-03 .500000-03 .500000-03

2.4.5. OPTMAN Giriş Veri Kütüğü Elemanlarının Açıklanması

Yukarıdaki giriş veri kütüğünün elemanlarının açıklaması aşağıda verilmiştir.

1. Satırdakiler:

Bu satırda yapılan hesap için açıklama yazılmaktadır.

2. Satırdakiler:

Bu satırda tarif edilen modele göre seçenekler verilir:

- MEJOB: (2) 1-Parametreler ayarlanmadan hesaplamalar yapılır
2-Optiksel potansiyel parametreleri ayarlanarak hesaplama
- MEPOT: (2) 1-Dönme model potansiyeli
2-Türevler alınarak potansiyel açılır
- MEHAM: (5) 1-Katı dönme modeli
2-Henüz kullanılmıyor
3-Davydov-Chaban modeli
4-Davydov-Fillipov modeli
5-Soft Rotator model
- MEPRI: (0) 0-Kısa çıkış dosyası
- MESOL: (1) 1-Çiftlenmiş kanallar sistemi çözüm metodu için kod seçilir
2-Tam çözüm
3-İterasyonlar kullanılarak yapılan çözüm
- MESHA: (4) 1-Katı hegzapol deformasyonlar hesaba katılmayacak
2- Katı hegzapol deformasyonlar hesaba katılacak
3- $\gamma_4 = \gamma$ ve $\delta_4 = \cos^{-1}\left(\sqrt{\frac{7}{12}} \cos 3\gamma\right)$ eksensel olmayan parametreler ile

Katı hegzapol deformasyonlar

4-En genel durumda katı hegzapol deformasyonlar, burada γ_4 ve δ_4 seçilen durumdan bağımsız

- MESHO: (2) 0-Oktupol deformasyonlar olmadan nükleer durum
1-Eksensel Oktupol deformasyonlar ile nükleer durum
2- Eksensel olmayan Oktupol deformasyonlar ile nükleer durum
- MEHAO: (2) 0-Oktupol deformasyonlar için katı çekirdek
1-Simetrik olmayan oktipol durum için yumuşak çekirdek
2- Simetrik oktipol durum için yumuşak çekirdek

3. Satırdakiler:

- HW: $\hbar\omega_0$ enerji ölçeği
- AMBO: $\mu_{\beta_{20}}$ nükleer yumuşaklık
- AMGO: μ_{γ_0} nükleer yumuşaklık

GAMO: $0 < \gamma_0 < \pi/3$ raydan aralığında eksensel olmayan γ_0

BETO: Eksensel olmayan Hamiltonyen için β_{20} deformasyonu

BET4: Eksensel olmayan Hamiltonyen için katı β_4 deformasyonu

4. Satırdakiler:

BB42: $a_{42} = B_4 / B_2 (\beta_4 / \beta_{20})^2$ burada B_λ kütle parametreleridir.

GAMG: Eksensel olmayan β_4 parametresi, γ_4

DELG: Eksensel olmayan β_4 parametresi, δ_4

BET3: Eğer MEHA0=2 ise $BET3 = \epsilon_0$ ve $\beta_{30} = \beta_{20} \epsilon_0 = BET3 * BET0$,

MEHA0=3 ise $\beta_{30} = \epsilon_0 = BET3$

ETO: Eksensel olmayan β_3 parametresi, η

AMUO: μ_ϵ nükleer yumuşaklık

5. Satırdakiler:

HW0: Eğer MEHA0=1 ise oktipol titreşimler için enerji ölçeği, $\hbar w_\epsilon$

BB32: $a_{32} = B_3 / B_2 (\beta_{30} / \beta_{20})^2$

GAMDE: Henüz kullanılmıyor

DPAR: Oktipol titreşimler için simetrik potansiyel kuyusunda farklı parite durumları için enerji kayması, δ_n

GSHAPE: Negatif β_2 deformasyonlarına izin veren parametre

6. Satırdakiler:

NUR: Optiksel model hesaplarında çiftlenmiş seviyelerin sayısı ($NUR \leq 20$)

NST: Eğer MEJOB=1 ise optiksel model hesaplamaları için enerji noktalarının sayısı; MEJOB=2 ise optiksel parametrelerin ayarlanması için kullanılan deneysel verilerin enerji noktalarının sayısı ($NST \leq 50$)

NPD: Deforme yarıçap açılımında en yüksek multipol Y_{l0} , dönme modeli için $l_{\max} = NPD$ (MEPOT=MEHAM=1, $NPD \leq 8$).

LAS: Deforme potansiyel açılımında en yüksek multipol Y_{l0} , dönme modeli için $l_{\max} = NPD$ (MEPOT=MEHAM=1, $LAS \leq 8$). Eksensel olmayan Nükleer Hamiltonyen modellerinde (MEPOT=2, MEHAM>2) deforme potansiyel açılımı için üretilen potansiyellerin sayısı, bunlar 4 den büyük olmamalıdır.

LLMA: Saçılan nükleonların hesaba katılan maksimum açısal momentumu. Bu değer çok büyük olursa ihmal edilir, $LLMA < 90$.

NCMA: J^π için çiftlenmiş denklemlerin maksimum sayısı, $NCMA \leq 200$

NSMA: Çiftlenmiş kanallar sistemi için J^π durumlarının maksimum çözümlerinin sayısı, $NSMA \leq 180$

KODMA: 0-Çiftlenmiş denklemler birinden diğerine sıralanır, birincisi ilk seviyeye.

1-Saçılan nükleonların büyüyen açısal momentumu ile birinden diğerine sıralanan çiftlenmiş denklemler, çiftlenmiş denklemlerin toplam sayısı $\leq NCMA$.

7. Satırdakiler:

MEJOB=1 ise hesaplanan optiksel model hesaplarının enerjileri, MEJOB=2 ise potansiyel ayarlamaları için kullanılan deneysel noktaların enerjileri; $NST \leq 50$
(EE(I), I=1, NST)

8. Satırdakiler:

Hesaplanan enerjiler için gelen parçacığın atom numarası

9.-15. Satırdakiler:

Nükleer seviyelerin karakteristikleri

ES(I): I. seviyenin enerjisi

JU(I): Seviyenin spininin 2 ile çarpılmış hali

NPI(I): +1 ise seviyenin spini pozitif, -1 ise negatiftir.

NTU(I): Dönme enerji çözümlerinin sayısı, τ .

NNB(I): β_2 titreşim fonksiyonlarının çözümünün sayısı, n_{β_2} .

NNG(I): γ titreşim fonksiyonlarının çözümünün sayısı, n_γ .

NN0(I): β_3 titreşim fonksiyonlarının çözümünün sayısı, n_{β_3} .

16. Satırdakiler:

Gelen parçacık ve çekirdeğin karakteristiği

ANEU: Gelen parçacığın kütlesi

ASP: Gelen parçacığın spini

AT: Hedef çekirdeğin kütlesi

ZNUC: Hedef çekirdeğin Z yükü

EFERMN: Nötronların fermi enerjisi

EFERMP: Protonların fermi enerjisi

17. Satırdakiler:

Optiksel model parametreleri

VR0: V_R reel optiksel potansiyelin karalı terimi V_R^0

VR1: V_R reel optiksel potansiyelin doğrusal terimi V_R^1

VR2: V_R reel optiksel potansiyelin kare terimi V_R^2

VR3: V_R reel optiksel potansiyelin kübik terimi V_R^3

VRLA: V_R reel optiksel potansiyelin üstel terimi V_R^{DISP}

ALAVR: V_R reel optiksel potansiyelin üstel sabit terimi λ_R

18. Satırdakiler:

Optiksel model parametreleri

WD0: W_D sanal yüzey potansiyelin karalı terimi W_D^0

WD1: W_D sanal yüzey potansiyelin doğrusal terimi W_D^1

WDA1: Gelen parçacığın enerjisi E 'den büyükse W_D sanal yüzey potansiyelin doğrusal terimi W_D^1

WDBW: W_D sanal yüzey potansiyelin üstel terimi W_D^{DISP}

WDWID: W_D sanal yüzey potansiyelin dağılım genişliği WID_D

ALAWD: W_D sanal yüzey potansiyelin üstel sabiti λ_D

19. Satırdakiler:

Optiksel model parametreleri

WC0: W_V sanal hacim potansiyelin karalı terimi W_V^0

WC1: W_V sanal hacim potansiyelin doğrusal terimi W_V^1

WCA1: Gelen parçacığın enerjisi E 'den büyükse W_V sanal hacim potansiyelin doğrusal terimi W_V^1

WCBW: W_C sanal hacim potansiyelin üstel terimi W_C^{DISP}

WCWID: W_C sanal hacim potansiyelin dağılım genişliği WID_V

BNDC: Sınır enerjisi

20. Satırdakiler:

Optiksel model parametreleri

- VS: Reel spin yörünge potansiyeli V_{S0}^0
- ALAS0: Reel spin yörünge potansiyeli V_{S0}^0 in üstel sabiti λ_{S0}
- WS0: Sanal spin yörünge potansiyeli W_{S0} in kararlı terimi W_{S0}^0
- WS1: Sanal spin yörünge potansiyeli W_{S0} in doğrusal terimi W_{S0}^1
- WSBW: Sanal spin yörünge potansiyeli W_{S0} in üstel terimi W_{S0}^{DISP}
- WSWID: Sanal spin yörünge potansiyeli W_{S0} in dağılım genişliği WID_{S0}

21. Satırdakiler:

Optiksel model parametreleri

- RR: Reel potansiyelin yarıçapı R_R
- RRBWC: Reel potansiyelin yarıçapı R_R 'nin dağılım sabiti C_R
- RRWID: Reel potansiyelin yarıçapı R_R 'nin dağılım genişliği WID_R
- PDIS: Dağılım güç sabiti S
- ARO: Reel potansiyelin yaygınlığı a_R nin kararlı terimi a_R^0
- AR1: Reel potansiyelin yaygınlığı a_R nin doğrusal terimi a_R^1

22. Satırdakiler:

Optiksel model parametreleri

- RD: Sanal yüzey potansiyelin yarıçapı R_D
- ADO: Sanal yüzey potansiyelin yaygınlığı a_D nin kararlı terimi a_D^0
- AD1: Sanal yüzey potansiyelin yaygınlığı a_D nin doğrusal terimi a_D^1
- RC: Sanal hacim potansiyelin yarıçapı R_V
- ACO: Sanal hacim potansiyelin yaygınlığı a_V nin kararlı terimi a_V^0
- AC1: Sanal hacim potansiyelin yaygınlığı a_V nin doğrusal terimi a_V^1

23. Satırdakiler:

Optiksel model parametreleri

- RW: Sanal Gausssan potansiyelin yarıçapı R_W
- AWO: Sanal Gausssan potansiyelin yaygınlığı a_W nin kararlı terimi a_W^0

AW1: Sanal Gaussan potansiyelin yaygınlığı a_w nin doğrusal terimi a_w^1

RS: Spin-yörünge potansiyelinin yarıçapı R_{S0}

ASO: Spin-yörünge potansiyelinin yaygınlığı a_{S0} nin karalı terimi a_{S0}^0

AS1: Spin-yörünge potansiyelinin yaygınlığı a_{S0} nin lineer terimi a_{S0}^1

24. Satırdakiler:

Optiksel model parametreleri

RZ: Yüklü elipsoidin yarıçapı R_C

RZBWC: Yüklü elipsoidin yarıçapı R_C 'in dağılım sabiti C_C

RRWID: Yüklü elipsoidin yarıçapı R_C 'in dağılım genişliği WID_C

AZ: Yüklü elipsoidin yarıçap yaygınlığı C_{coul}

ALF: Sanal hacim ve Gaussan potansiyelleri için katsayı, α .

25. Satırdakiler:

Optiksel model parametreleri

CIS0: Reel potansiyelin izospin terimi için sabit C_{viso}

WCIS0: Sanal yüzey potansiyelin izospin terimi için sabit C_{wiso}

26-35. Satırdakiler:

Bu satırdakiler MEHAM=1 alındığında okunur. Biz Soft Rotator Model için MEHAM=2 aldığımızdan dolayı bu terimler sıfırdır.

36. Satırdakiler:

DeneySEL verilerin ayarlanması için kullanılan parametreleri belirlemek için giriş işaretleri

NT(I): Toplam tesir kesitinin işareti

NR(I): Reaksiyon tesir kesitinin işareti

NGN(I): Bir grup uyarılmış seviyelerin tesir kesiti integralinin işareti. Böyle grupların sayısı, NGN(I), 5'den büyük olmamalıdır.

NGD(I): Bir grup uyarılmış seviyelerde saçılan nükleonların açısAL dağılımının işareti. Böyle grupların sayısı, NGD(I), 5'den büyük olmamalıdır.

NSF1(I): S_0 fonksiyonunun işareti

NSF2(I): S_1 fonksiyonunun işareti

37. Satırdakiler:

Geçerli enerjide toplam ve reaksiyon tesir kesitleri için deneySEL veriler

- STE(I): Deneysel toplam tesir kesiti
 DST(I): Deneysel toplam tesir kesitin hatası
 SRE(I): Deneysel reaksiyon tesir kesiti
 DSR(I): Deneysel reaksiyon tesir kesitinin hatası

38. Satırdakiler:

Uyarılmış durumdaki saçılan nükleonların açısız dağılımı için deneysel verilerin tanıtımı. Burada (NID(I,K), NFD(I,K),MTD(I,K), K=1,NGD(I)) dır. NGD(I) değeri bizim verilerimiz için 3 dür.

- NID(I,K): Bir grupta birinci uyarılmış durumun sayısı
 NFD(I,K): Bir grupta birinci uyarılmış durumun sayısı
 MTD(I,K): Uyarılmış seviyelerde deneysel açısız dağılımda açılarının sayısı

39. Satırdakiler:

Bir grupta birinci uyarılmış seviyelerin deneysel açısız dağılımı. Bu bölümde NGD(I)=0 ise veri okuması durdurulur. (TED(I,K,L), SNGD(I,K,L), DSD(I,K,L), L=1, MTD(I,K))

- TED(I,K,L): Açısız dağılım için merkezi kütle açıları
 SNGD(I,K,L): Deneysel diferansiyel tesir kesiti (b/sr)
 DSD(I,K,L): Deneysel diferansiyel tesir kesitinin hatası (b/sr)

Bu işlem bizim hesabımızda 3 enerji olduğu için bu üç enerjinin taban durumu ve uyarılmış durumlar için değerler verilir.

Son satırdakiler:

Bu satırda bir önceki χ^2 değeri verilir.

2.5. SHEMMAN Bilgisayar Programı

SHEMMAN kodu, OPTMAN kodunda kullanılan nükleer hamilyonyen parametrelerini ve deneysel olarak hesaplanan enerji seviyelerine en iyi uyan enerji seviyelerini hesaplar. OPTMAN gibi burada da aynı arama prosedürü kullanılır.

2.5.1. SHEMMAN Bilgisayar Programında Kullanılan Örnek Giriş (INPUT) Veri Kütüğü

```

SHEMMAN=> Ar-40 parameters bet3=ksi*bet2
200805040202
0.12134E+01 0.19956E+01 0.22544E+00 0.40376E+00 0.09370E+00 0.12400E-00
0.61771E-01 0.11360E+00 0.69743E+00 1.19000E+00 0.80489E-01 0.539087137
0.35000E+00 0.26583E-01 0.00000E+00 0.49157E+01 0.00000E+00
0.000000000 00+101000000
1.460860000 02+101000000
2.120770000 00+101010000
2.524080000 02+102000000 Levels of Ar-40
2.893000000 04+101000000
3.208330000 02+101010000
3.680971000 03-101000001
4.49400000 05-101000001
1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
1.0000-05

```

2.5.2. SHEMMAN Giriş Veri Kütüğü Elemanlarının Açıklanması

Yukarıdaki giriş veri kütüğünün elemanlarının açıklaması aşağıda verilmiştir.

1. Satırdakiler:

Bu satırda yapılan hesap için açıklama yazılmaktadır.

2. Satırdakiler:

NPRI: Nükleer hamiltonyen parametreleri ve χ^2 üzerinde yapılacak arama sayısı.

NUR: Ayarlanan deneysel seviyelerin sayısı

MEHAM, MESH, MESH, MESH, MEHAO parametreleri OPTMAN programında açıklanmıştır.

3, 4 ve 5. Satırdakiler:

Bu satırlardaki parametreler eksensel olmayan nükleer hamiltonyen parametreleridir

3.Satır: HW, AMBO, AMGO, GAMO, BET0, BET4

4. Satır: BB42, GAMG, DELG, BET3, ETO, AMUO

5. Satır: HW0, BB32, GAMDE, DPAR, GSHAPE

Bunların detaylı açıklaması OPTMAN programının elemanlarının açıklanmasında verilmiştir.

6-13. Satırdakiler:

Nükleer seviyelerin karakteristikleri

ES(I): I. seviyenin enerjisi

JU(I): Seviyenin spininin 2 ile çarpılmış hali

NPI(I): +1 ise seviyenin spini pozitif, -1 ise negatiftir.

NTU(I): Dönme enerji çözümlerinin sayısı, τ .

NNB(I): β_2 titreşim fonksiyonlarının çözümünün sayısı, n_{β_2} .

NNG(I): γ titreşim fonksiyonlarının çözümünün sayısı, n_{γ} .

NN0(I): β_3 titreşim fonksiyonlarının çözümünün sayısı, n_{β_3} .

14. Satırdakiler:

Bu satırdaki 16 değişken değerleri aşağıda açıklanmaktadır. Bu değerler 1 olduğunda bu parametreler üzerinde ayarlama yapılır, eğer değer 0 ise ayarlama yapılmaz.

NPJ(1): $\hbar\omega_0$, HW enerji slaka faktörü

NPJ(2): μ_{β_2} , AMBO nükleer yumuşaklık

NPJ(3): μ_{γ_0} , AMGO nükleer yumuşaklık

NPJ(4): Eksensel olmayan γ_0 , GAMO

NPJ(5): BB42

NPJ(6): Eksensel olmayan γ_4 , GAMG

NPJ(7): Eksensel olmayan δ_4 , DELG

NPJ(8): Eğer MEHAO=2 ise β_3 deformasyonu, MEHAO=3 ise β_{30} deformasyonu

NPJ(9): β_3 deformasyonu için eksensel olmayan η , ETO

NPJ(10): β_3 deformasyonu için yumuşaklık μ_{ϵ} , AMUO

NPJ(11): Eğer MEHAO=1 ise oktupol salınımlar için enerji skalası

NPJ(12): BB32

NPJ(13): Kullanılmıyor

NPJ(14): δ_n , DPAR

NPJ(15): Kullanılmıyor

NPJ(16): Seviyeler arasındaki γ geçişleri hesaplanır (eğer NPJ(16)=1 ise diğer değişkenler ihmal edilir).

2.6. ECIS03 Bilgisayar Programı

ECIS (Çiftlenmiş Denklemler İçin Ardışık İterasyon) bilgisayar programı [46] 20 MeV civarında inelastik proton saçılmasında polarizasyon etkilerini araştırmak için geliştirildi. Bu program, ECIS68 den başlayarak, bugün son versiyonu olan ECIS03'e çeşitli eklemeler yapılarak gelmiştir.

ECIS nükleer model hesaplarında ortaya çıkan çiftlenmiş diferansiyel denklemleri çözmek için ardışık bir iterasyon metodunu kullanır. İterasyon tekniği bir çok matematiksel olasılık arasında gerekli bir çözümü araştırır. Hesaplanan sonuçları deneysel verilere uydurmak için de parametre aramaları yapılmaktadır.

İnelastik analiz güçleri üzerinde büyük etkisi olan spin-yörünge deformasyonunu hesaba katar. Son versiyonunda Dirac doğası da eklenmiştir.

Metot kanalların bir sıralanmasını varsayar: birincisi taban durumu, sonra ona kuvvetlice çiftlenen durum. Bütün kanallar önde bulunan bir kanala çiftlenmelidir. Her iterasyon sonucu bu seçilen sıraya bağlıdır. Eğer taban durumuna bağlı birden fazla denklem varsa, tüm hesaplama tekrarlanmalıdır. Metodun verimi, taban durumuna bağlı denklemlerin sayısına denklemlerin toplam sayısının oranıyla orantılıdır.

Alışılmış metotlar da kullanılır, spin-yörünge deformasyonu ve Dirac formalizmi için iterasyon metodu gereklidir.

ECIS03 kodu 75 tane alt programdan ve 6 tane fonksiyondan oluşmaktadır. Bu programın geniş bir şekilde anlatını [7] de verilmiştir.

3. BULGULAR

3.1. p-⁴⁰Ar'ın Elastik ve İnelastik Saçılmalarının Analizi

Bu bölümde, Bölüm 2.4'te ayrıntılı olarak anlatılan, OPTMAN programı kullanılarak 25.1, 32.5 ve 40.7 MeV enerjili protonların ⁴⁰Ar çekirdeğinden inelastik saçılması sonucu elde edilen deneysel diferansiyel tesir kesitlerine en iyi uyan teorik diferansiyel tesir kesiti değerleri, Legendre polinom katsayıları ve γ geçiş ihmalı B(E2) hesaplanmıştır. Ayrıca OPTMAN programı sonucunda elde edilen optiksel potansiyel parametreleri ECIS03 programında kullanılarak, 25.1, 32.5 ve 40.7 MeV enerjili protonların ⁴⁰Ar çekirdeğinden inelastik saçılması sonucu elde edilen deneysel olarak ölçülen analiz gücü değerlerine karşılık teorik analiz gücü değerleri hesaplanmıştır. Yine ECIS03 programı kullanılarak 40.7 MeV enerjili protonların ⁴⁰Ar çekirdeğinden inelastik saçılması sonucu elde edilen deneysel diferansiyel tesir kesitleri ve analiz gücü değerlerine karşılık gelen teorik değerler ve deformasyon parametreleri β_2, β_3 ve β_5 elde edilmiştir.

3.2. ⁴⁰Ar'ın Kolektif Nükleer Düzey Yapısının SRM Analizi

Başlangıçta; daha önceki benzer çalışmalardan yararlanılarak ⁴⁰Ar'ın taban durumu dönme bandındaki spin ve pariteleri $J^\pi = 0^+(G.S.)$, $2_1^+(1.46 \text{ MeV})$ ve $4_1^+(2.89 \text{ MeV})$ olan düzeyleri için $\tau = 1, n_\gamma = n_{\beta_2} = n_{\beta_3} = 0$; $J^\pi = 0_1^+(2.12 \text{ MeV})$, $2_3^+(3.20 \text{ MeV})$ düzeyleri için $\tau = 1, n_\gamma = n_{\beta_3} = 0$ ve $n_{\beta_2} = 1$; $J^\pi = 2_2^+(2.52 \text{ MeV})$ düzeyi için $\tau = 2, n_\gamma = n_{\beta_2} = n_{\beta_3} = 0$ SRM kuantum sayıları seçildi. Negatif pariteli $J^\pi = 3_1^-(3.68 \text{ MeV})$ düzeyi için ise $\tau = 1, n_\gamma = n_{\beta_2} = n_{\beta_3} = 0$ seçildi. 1.46 MeV, 3.68 MeV uyarılmış durumları gibi deneysel verileri bulunan 4.49 MeV uyarılmış durumu için spin ve parite 5^- olarak varsayıldı ve SRM kuantum sayıları $\tau = 1, n_\gamma = n_{\beta_2} = n_{\beta_3} = 0$ olarak seçildi. ⁴⁰Ar'ın deneysel enerji düzeyleri için seçilen bu SRM kuantum sayıları, bize ⁴⁰Ar'ın seçilen deneysel düzeylerini tanımlayan başlangıç SRM nükleer Hamiltoniyen

parametrelerini bulmamızı sağladı. Bu başlangıç SRM nükleer Hamiltoniyen parametreleri girdi olarak verilip, ^{40}Ar 'ın deneysel enerji şemasına en yakın hesaplanan enerji düzeylerini elde etmek için nükleer Hamiltoniyen parametreleri ayarlandı ve Tablo 2'de verilen sonuç nükleer Hamiltoniyen parametreleri elde edildi. Deneysel enerji düzeylerine en iyi uyan Hamiltoniyen parametrelerini bulmak için yapılan çalışmada elde edilen bazı sonuçlar ve χ^2 değerleri Tablo 1'de verilmiştir.

Tablo1. Hamiltoniyen parametrelerine karşılık gelen χ^2 değerleri

$\hbar\omega_0$	$\mu_{\beta_{20}}$	χ^2	Enerji (MeV)	
1.1444	2.3857	112.06	1.46 3.68 4.49	1.32 3.63 4.59
1.1417	2.3688	106.14	1.46 3.68 4.49	1.31 3.61 4.58
1.1452	2.3435	98.25	1.46 3.68 4.49	1.30 3.62 4.58
1.1918	2.092	42.71	1.46 3.68 4.49	1.2887 3.613 4.54
1.201	2.0636	40.76	1.46 3.68 4.49	1.29 3.66 4.61
1.219	2.0358	38.89	1.46 3.68 4.49	1.293 3.676 4.626
1.2134	1.9956	6.48	1.46 3.68 4.49	1.28 3.67 4.63
1.20040	1.9840	6.58	1.46 3.68 4.49	1.35 3.639 4.475

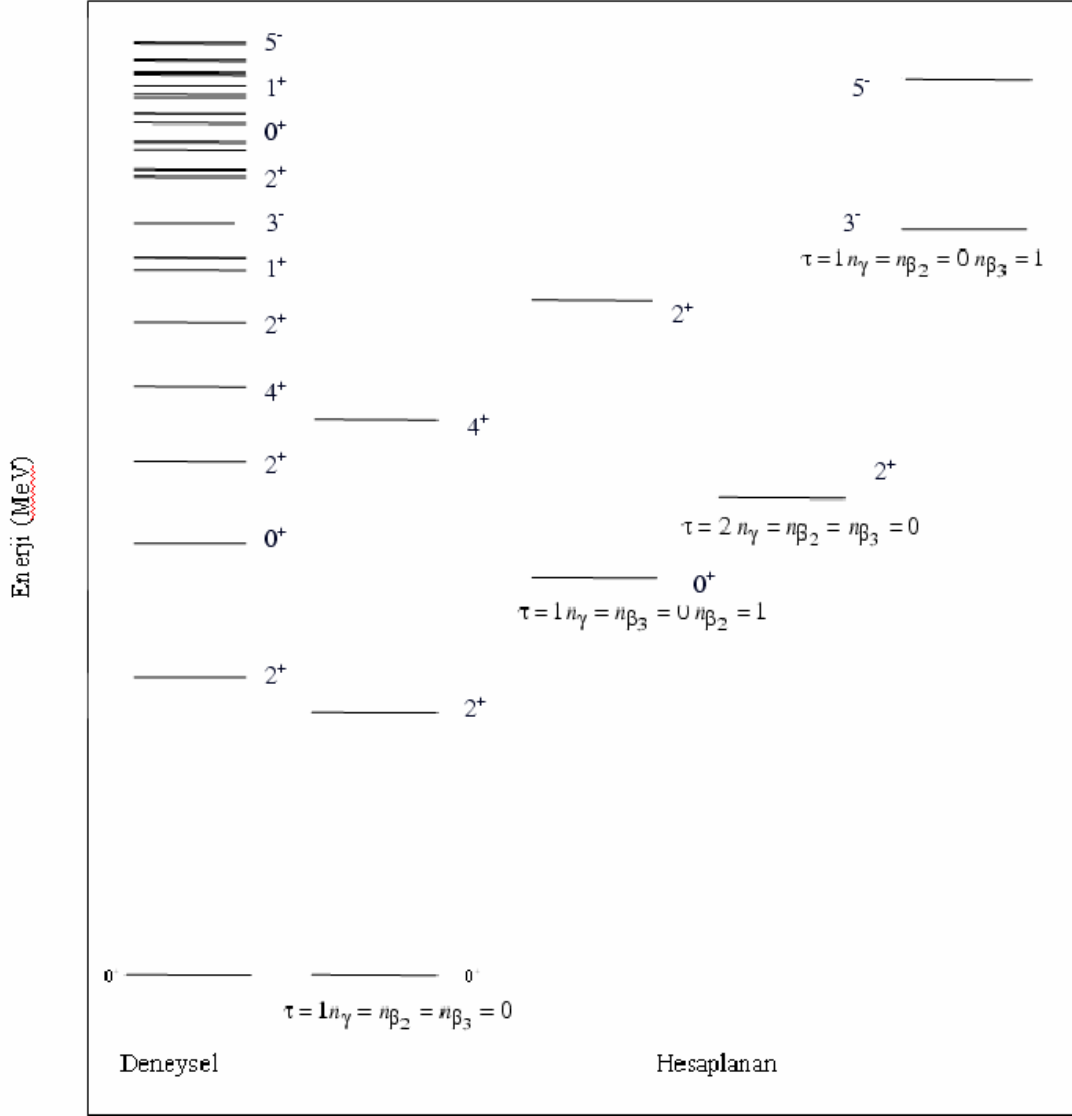
Elde edilen hamiltoniyen parametreleri kullanılarak OPTMAN programı ile deneysel diferansiyel tesir kesiti değerlerine en iyi uyan teorik diferansiyel tesir kesiti değerleri için en küçük χ^2 değeri bulundu. Bu parametreler Tablo 2'de verilmiştir.

Tablo2. ^{40}Ar 'ın seçilen deneysel enerji düzeylerine en yakın hesaplanan enerji düzeylerini veren SRM nükleer Hamiltoniyen parametreleri

$\hbar w_0 = 1.2004$	$a_{42} = 0.06177$	$\gamma_4 = 0.11360$	$\gamma_0 = 0.49304$
$\mu_{\beta_{20}} = 1.9840$	$\eta = 0.08049$	$\mu_{\varepsilon} = 0.54815$	$\delta_4 = 0.69743$
$a_{32} = 0.02658$	$\mu_{\gamma_0} = 0.22544$	$\delta_n = 4.9157$	

Tablo 2.deki $\mu_{\beta_{20}}$ yumuşaklık parametresinin değerinin 1.9840 olması bize ^{40}Ar 'ın yumuşak β_2 deformasyonlarına sahip olduğunu göstermektedir. Şekil 9'da ^{40}Ar 'ın deneysel enerji düzeylerine en yakın olan ve SRM ile hesaplanan enerji düzeyleri gösterilmiştir.

Şekil 9'daki ince çizgiler ^{40}Ar 'ın hesaba katılmayan deneysel enerji düzeylerini göstermektedir. Tablo 3'de ^{40}Ar için SRM ile hesaplanan enerji seviyeleri ile deneysel enerji seviyeleri karşılaştırılmıştır

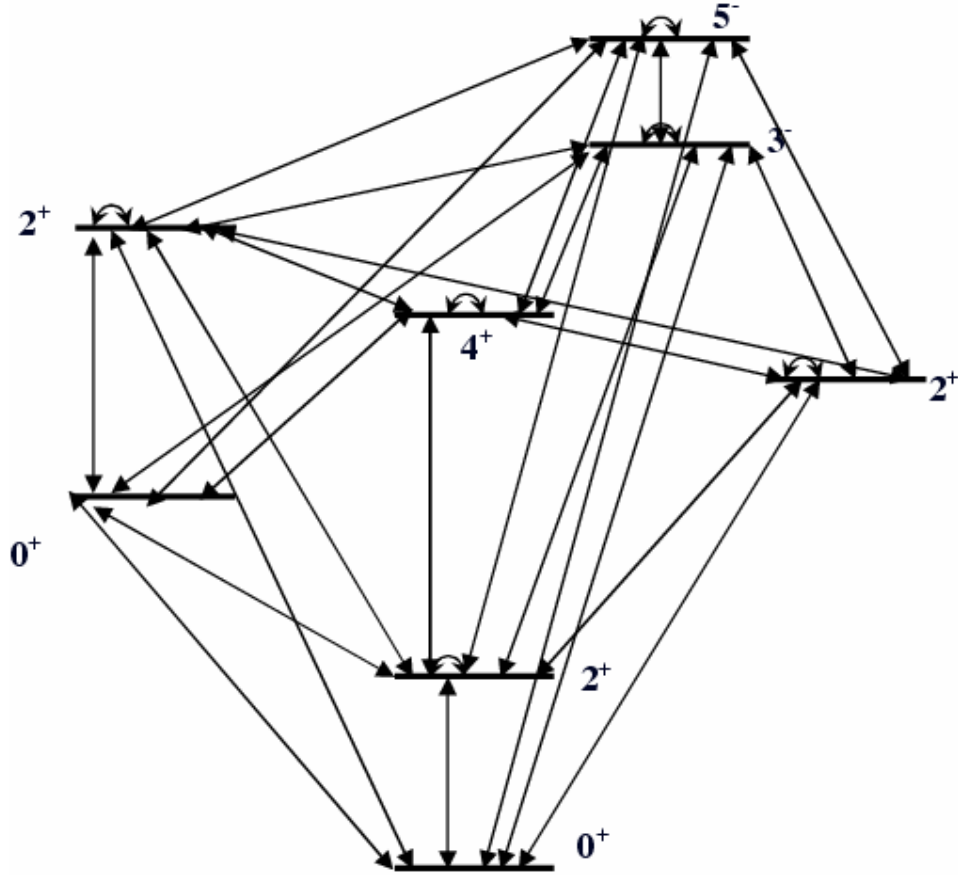


Şekil 9. ^{40}Ar çekirdeği için deneysel ve SRM ile hesaplanan düzeylerin karşılaştırılması

Tablo 3. Deneysel ve SRM ile hesaplanan ^{40}Ar uyarılmış enerji düzeylerinin karşılaştırılması ve SRM nükleer hamiltoniyen parametreleri

Uyarılmış durumlar (J^π)	Deneysel Enerji Düzeyleri(MeV)	SRM ile Hesaplanan Enerji Düzeyleri (MeV)	τ	n_{β_2}	n_γ	n_{β_3}
0^+	0	0	1	1	0	0
2_1^+	1.46	1.3525	1	0	0	0
0_1^+	2.12	2.0668	1	1	0	0
2_2^+	2.52	2.1124	2	0	0	0
4_1^+	2.89	2.5824	1	0	0	0
2_3^+	3.20	3.5786	1	1	0	0
3_1^-	3.68	3.6394	1	0	0	1
5_1^-	4.49	4.4750	1	0	0	1

CC hesaplarında, Tablo 2’de parametreleri verilen ayarlanmış nükleer Hamiltoniyenin SRM nükleer dalga fonksiyonları, ^{40}Ar ’ın sekiz kolektif düzeyi arasındaki Şekil 10’da gösterilen çiftlenmelerin kurulmasında kullanıldı. Bu düzeyler, $0^+(G.S.)$, $2_1^+(1.46\text{MeV})$, $0_1^+(2.12\text{MeV})$, $2_2^+(2.52\text{MeV})$, $4_1^+(2.89\text{MeV})$, $2_3^+(3.20\text{MeV})$, $3_1^-(3.68\text{MeV})$ ve $5_1^-(4.49\text{MeV})$ dir.



Şekil 10. Çiftlenme Şeması

Başka düzeylerin eklenmesinin sayısal sonuçları, deneysel hatalardan çok küçük miktarda etkilediği ön hesaplarda görüldü. Bizim modelimizdeki hesaplarda, değişik bantlardaki düzeylerin sadece taban durumu bandı ile değil birbirleriyle de çiftlendiğini belirtmemiz önemlidir. Bu özellik daha önceki analizlerin çoğunluğunda yoktu veya sık olarak kullanılan DWBA analizlerinde imkânsızdır.

$A=40$ ve $Z=18$ olan çekirdek için deneysel verilerine en iyi uyan teorik sonuçları veren optik potansiyel parametreleri Tablo 4'de verilmiştir. Tablo 4'de katsayılar ve E_p 'nin birimi MeV, yarıçap ve yaygınlık parametrelerinin birimi fm'dir.

Tablo 4. p-⁴⁰Ar (A=40, Z=18) saçılması optik potansiyel parametreleri

$$V_R = -36.93 + 0.0285(E_p - E_{fm}) + 96.37e^{0.00476(E_p - E_{fm})} + 11.5(-1)^{Z'+1} \frac{A-2Z}{A}$$

$$+ 0.9 \frac{ZZ'}{A^{1/3}} \varphi_{coul}(E_p)$$

$$W_D = \left[10.01 + 20(-1)^{Z'+1} \frac{A-2Z}{A} \times e^{-0.0174(E_p - E_{fm})} \frac{(E_p - E_{fm})^2}{(E_p - E_{fm})^2 + 13.39^2} \right]$$

$$W_V = 16.5 \frac{(E_p - E_{fm})^2}{(E_p - E_{fm})^2 + 73.09^2}$$

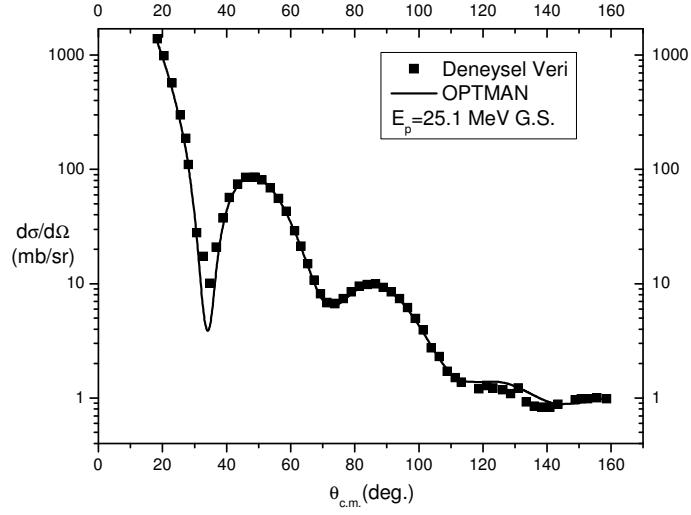
$$V_{SO} = 5.76e^{-0.00476(E_p - E_{fm})}$$

$$W_{SO} = -3.1 \frac{(E_p - E_{fm})^2}{(E_p - E_{fm})^2 + 160^2} \quad E_{fm}(Z, A) = -\frac{1}{2} [S_p(Z, A) + S_p(Z+1, A+1)]$$

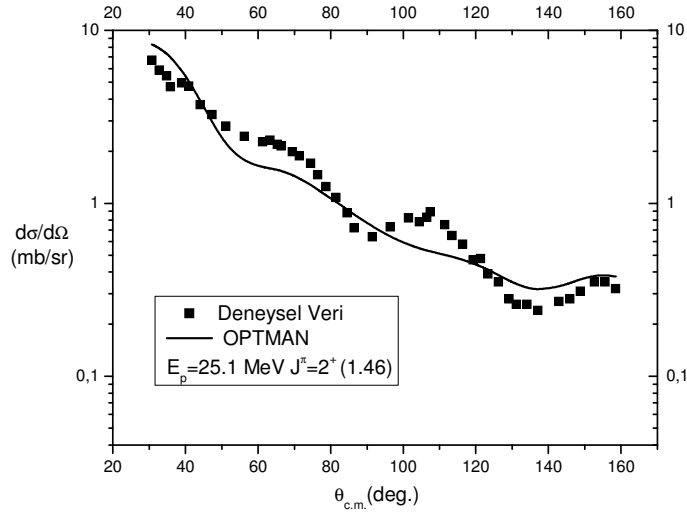
$$\beta_{20} = 0.0891$$

$a_{SO} = 0.6120$	$a_R = 0.6820$	$a_D = 0.5290$	$a_Z = 0.3600$	$a_c = 0.6820$	$a_v = 1.00$
$r_{SO} = 1.0877$	$r_R = 1.1919$	$r_D = 1.28$	$r_Z = 1.1407$	$r_c = 1.1919$	$r_v = 1.00$

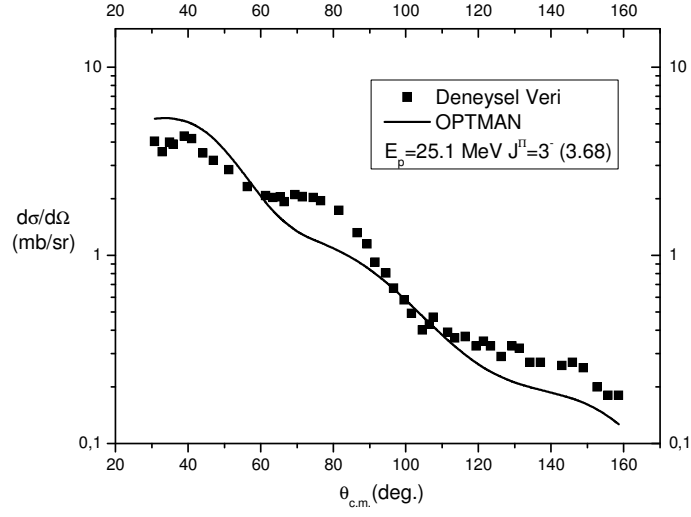
Uzun aramalar sonucunda p-⁴⁰Ar elastik ve inelastik saçılmasının deneysel tesir kesiti verilerinin OPTMAN programı sonucu elde edilen açısal dağılımlarının teorik sonuçlarla uyumunu gösteren χ^2 değeri 6.58 olarak bulunmuştur. Bu teorik değerlerin deneysel değerlerle karşılaştırılması Şekil 11-22'de gösterilmiştir. Buradaki grafikler 25.1, 32.5 ve 40.7 MeV enerjili protonların Ar-40 çekirdeğinden inelastik saçılması sonucu 1.46, 3.68 ve 4.49 MeV uyarılmış durumlarında deneysel olarak ölçülen diferansiyel tesir kesitlerine en iyi uyan diferansiyel tesir kesitlerini göstermektedir.



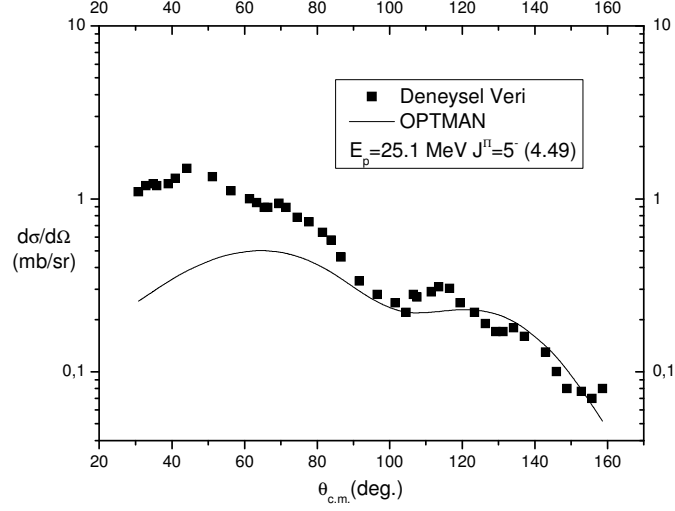
Şekil 11. ^{40}Ar çekirdeğinin 25.1 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı



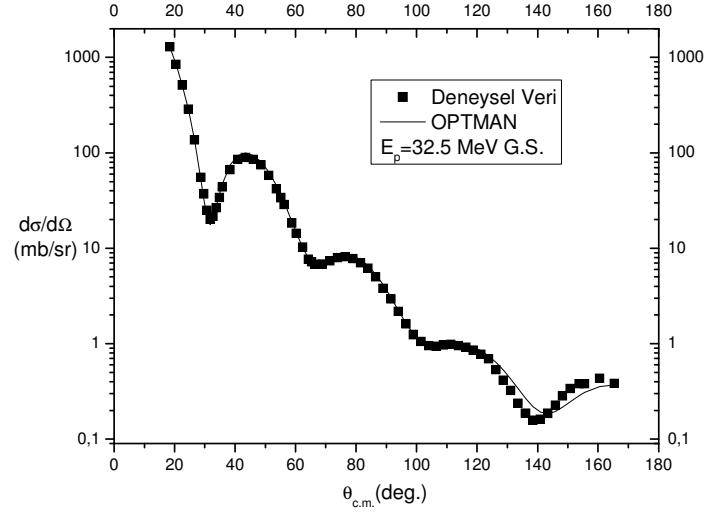
Şekil 12. ^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı



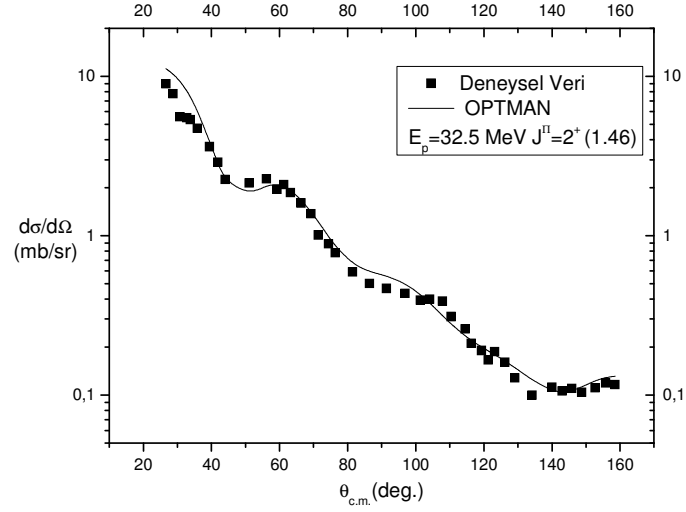
Şekil 13. ^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımı



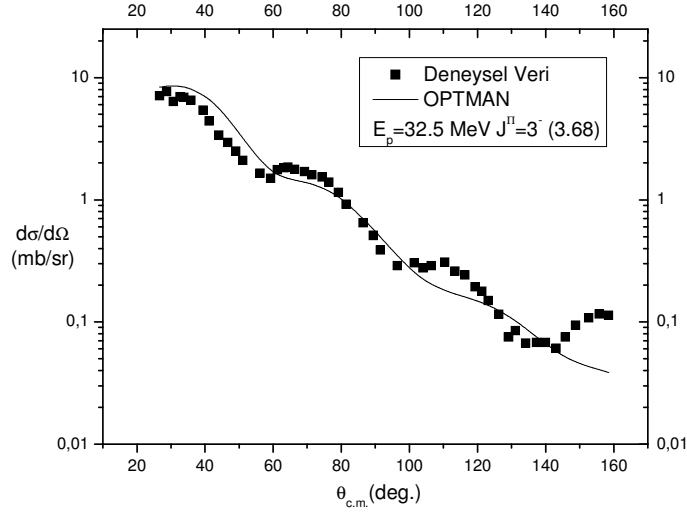
Şekil 14. ^{40}Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımı



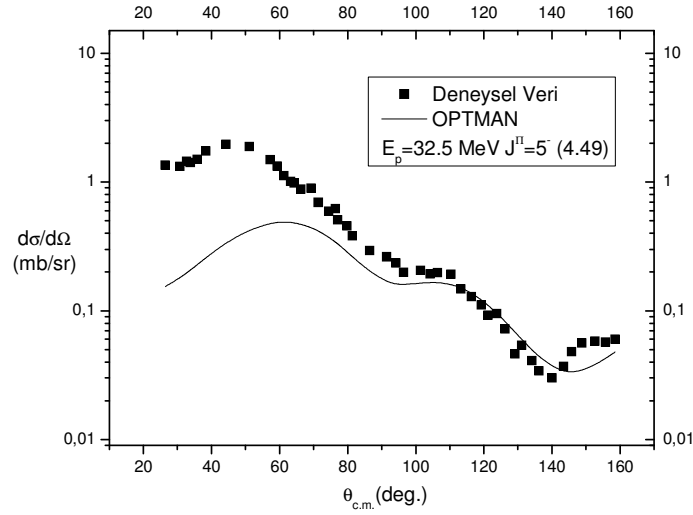
Şekil 15. ^{40}Ar çekirdeğinin 32.5 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı



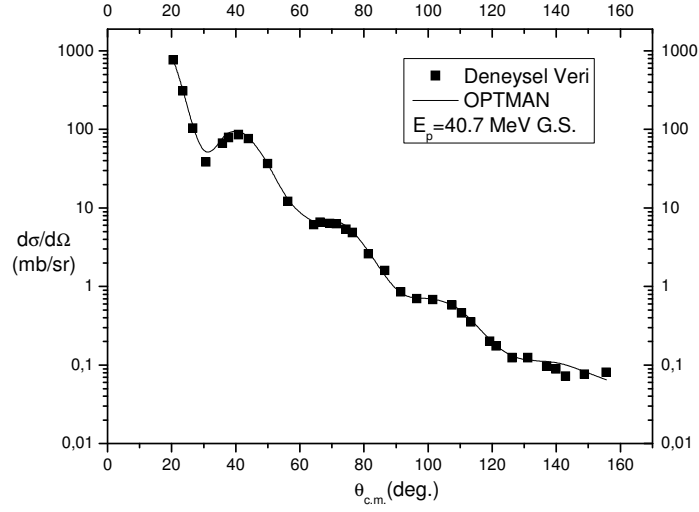
Şekil 16. ^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı



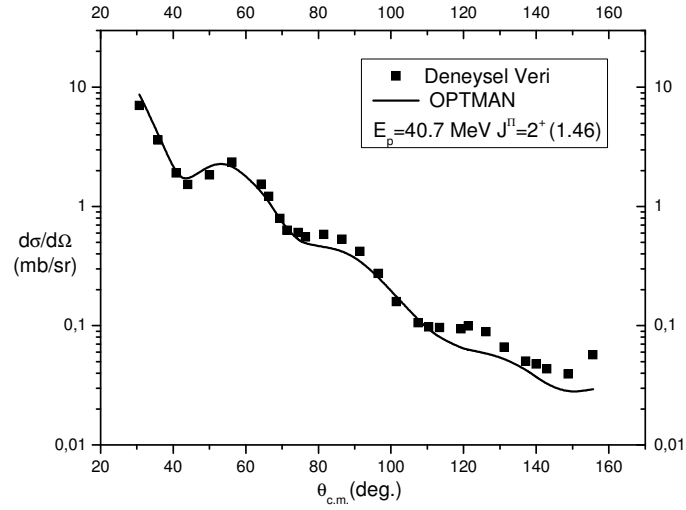
Şekil 17. ^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı



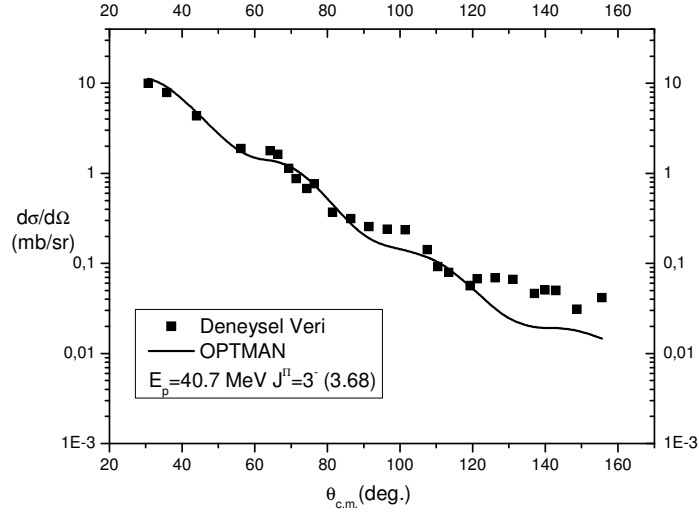
Şekil 18. ^{40}Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı



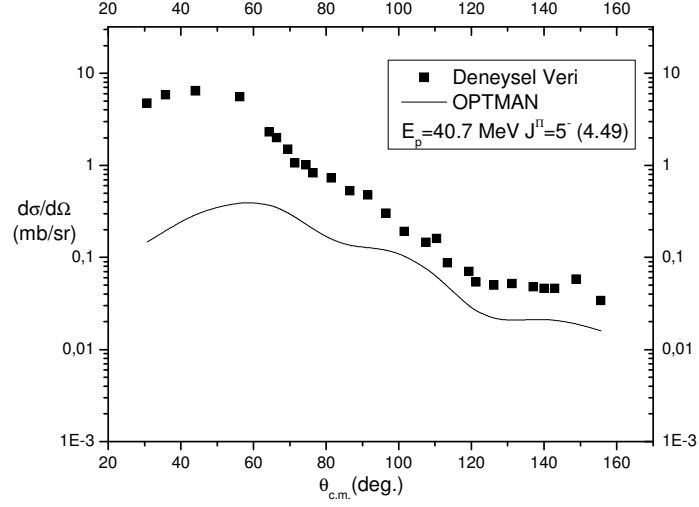
Şekil 19. ^{40}Ar çekirdeğinin 40.7 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için diferansiyel tesir kesiti açisal dağılımı



Şekil 20. ^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açisal dağılımı



Şekil 21. ^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı



Şekil 22. ^{40}Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı

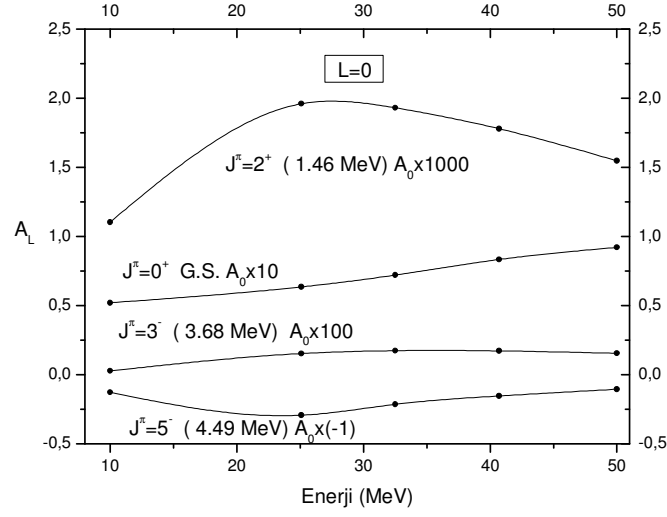
OPTMAN programı ile yaptığımız analizler sonucunda ^{40}Ar çekirdeği için $\beta_2 = 0.2522$, $\beta_3 = 0.2387$ ve $\beta_5 = 0.2235$ olarak bulunmuştur. OPTMAN programında diğer programlardan farklı olarak bütün çiftlenmiş durumlarda ayrı ayrı deformasyonlar hesaplanabilir. β_2, β_3 ve β_5 değerleri sırasıyla ^{40}Ar 1.46, 3.68 ve 4.49 MeV uyarılmış durumlarının taban durumuyla çiftlenmesi sonucunda elde edilen deformasyon parametreleridir. Örneğin, 1.46 MeV ve 3.68 MeV uyarılmış durumları arasındaki çiftlenme sonucu elde edilen deformasyon parametresi $\beta = 0.27$ ' dir.

3.2.1. OPTMAN Programı ile B(E2) Analizi

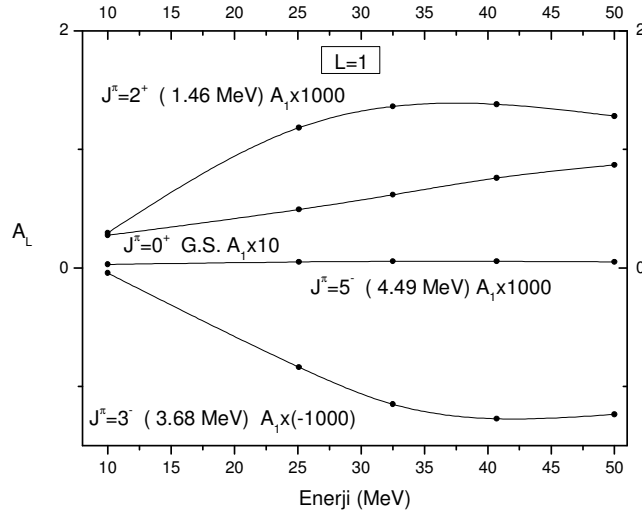
SRM modeli ile uyarılmış durumlar ve taban durumu arasındaki γ geçiş ihtimali $B(E_\lambda)$ da hesaplanabilir. Bu programda, $\lambda = 2$ için geçiş ihtimali hesaplanabilmektedir. Daha büyük λ değerleri için geçiş ihtimali hesapları için çalışmalar sürmektedir. Bu hesaplama genel bilgiler kısmında ayrıntılı olarak anlatılmıştır. ^{40}Ar çekirdeği için $B(E2:0^+(G.S.) \rightarrow 2^+)$ geçiş ihtimali $0.029 e^2 b^2$ olarak, $B(E2:2^+ \rightarrow 0^+(G.S.))$ geçiş ihtimali $0.0058 e^2 b^2$ hesaplanmıştır. Bu geçişler arasında $2J+1$ çarpanı kadar fark vardır. $J=2$ olduğundan $B(E2:0^+(G.S.) \rightarrow 2^+) = 5 \times B(E2:2^+ \rightarrow 0^+(G.S.))$ dir. Burada e , elektronun yükü, b is e barn'dır. Bu değer deneysel değerle uyum içerisindedir.

3.2.2. ^{40}Ar Çekirdeği için Legendre Polinom Katsayılarının Hesabı

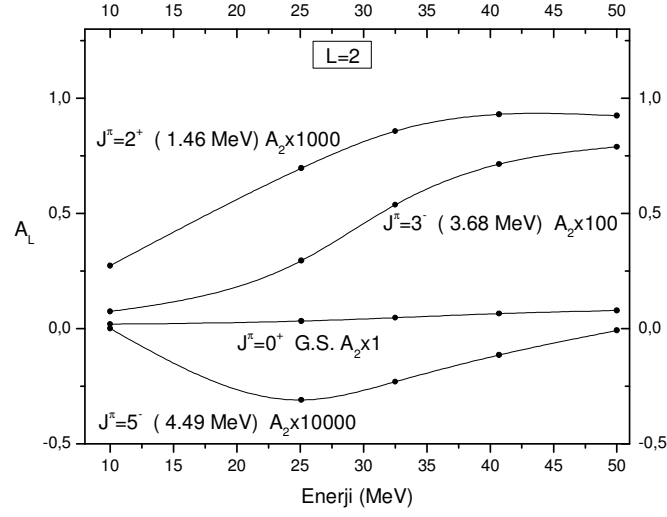
OPTMAN programı ile istediğimiz her bir enerjide Legendre polinom katsayılarını hesaplayabiliriz. Genel bilgiler kısmında bölüm 1.9. da denklem 109'da verilen A_L , Legendre polinomu katsayılarını bulunmuş ve enerji ile değişiminin düzgün olduğu görülmüştür. Bu nedenle Legendre polinomu katsayılarını deneysel veri bulunmayan enerjilerdeki tesir kesiti değerlerinin interpolasyonla hesaplanmasına imkan sağlamıştır. Hesaplanan A_L değerleri denklem 106'da kullanılarak diferansiyel tesir kesiti değerleri hesaplanabilir. Şekil 23-26'daki grafiklerde $L=0,1,2,3$ için A_L , Legendre polinom katsayılarının enerji ile değişimi gösterilmiştir. Ayrıca ^{40}Ar çekirdeği için 25.1, 32.5 ve 40.7 MeV enerjilerinde Legendre polinom katsayıları $L=36$ 'ya kadar ekte verilmiştir.



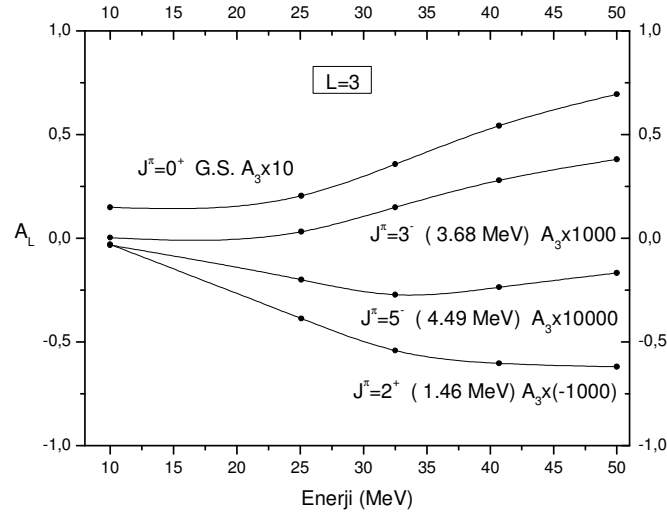
Şekil 23. $L=0$ için Legendre polinom katsayısı A_0 'ın enerji ile değişimi



Şekil 24. $L=1$ için Legendre polinom katsayısı A_1 'ın enerji ile değişimi



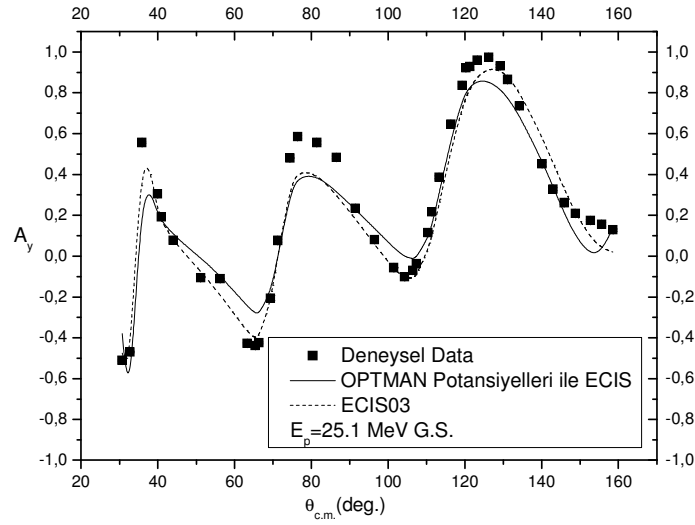
Şekil 25. $L=2$ için Legendre polinom katsayısı A_2 'ın enerji ile değişimi



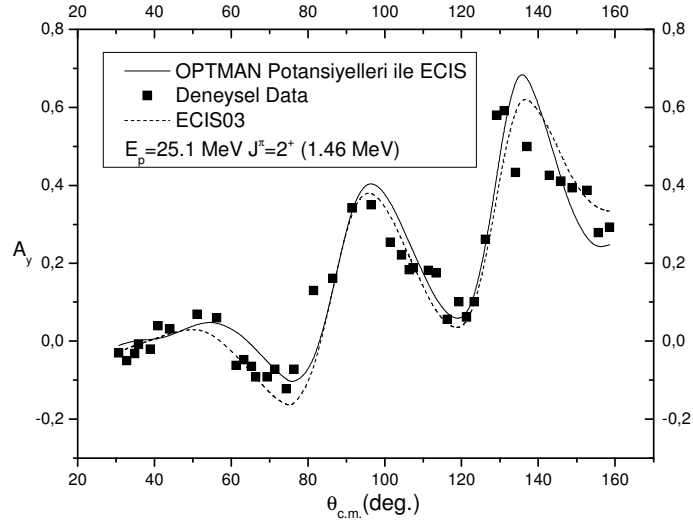
Şekil 26. $L=3$ için Legendre polinom katsayısı A_3 'ın enerji ile değişimi

3.3. ECIS03 Programı ile Yapılan Analizler

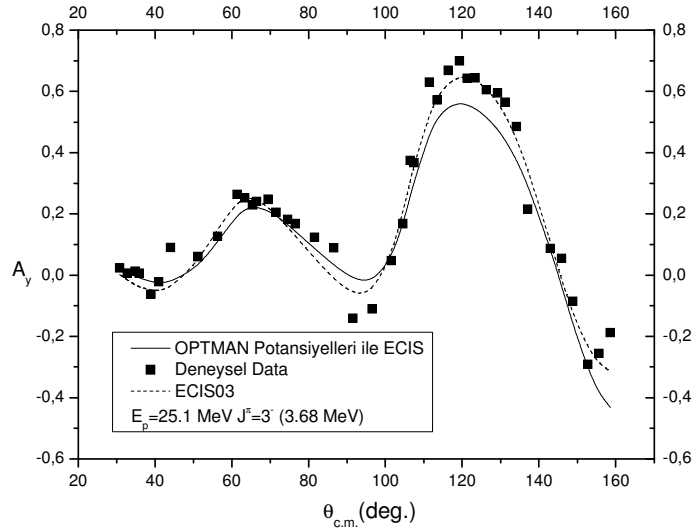
Bu bölümde OPTMAN programı sonucu elde edilen ve Tablo 3'de verilen potansiyel parametreleri kullanılarak ECIS03 programı ile 25.1, 32.5 ve 40.7 MeV enerjili protonların taban durumunda ve 1.46, 3.68 ve 4.49 MeV durumlarında deneysel olarak ölçülen analiz gücü değerlerine karşılık gelen teorik analiz gücü verilerinin karşılaştırılması Şekil 27-38'de verilmiştir.



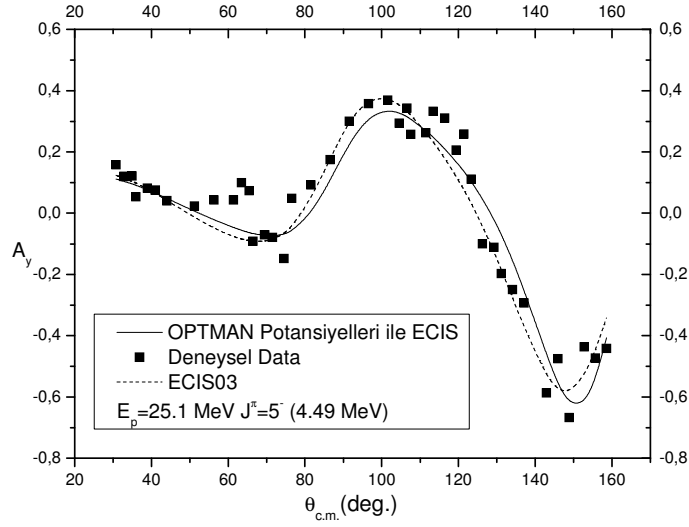
Şekil 27. ^{40}Ar çekirdeğinin 25.1 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için analiz gücü verilerinin açısız dağılımı



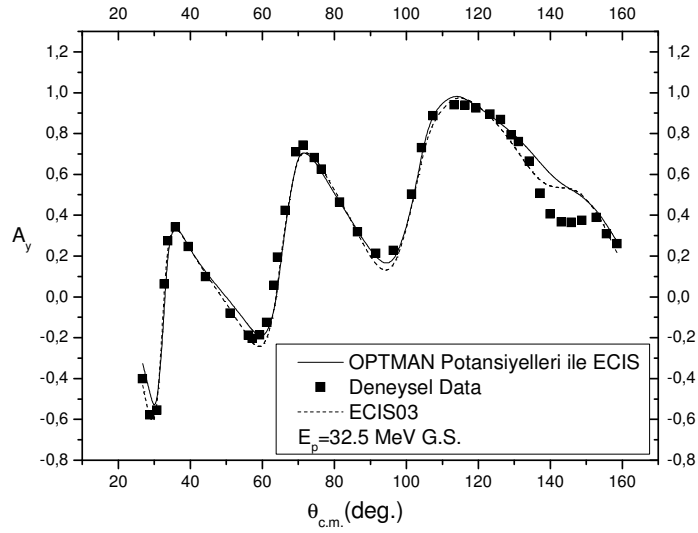
Şekil 28. ^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açisal dağılımı



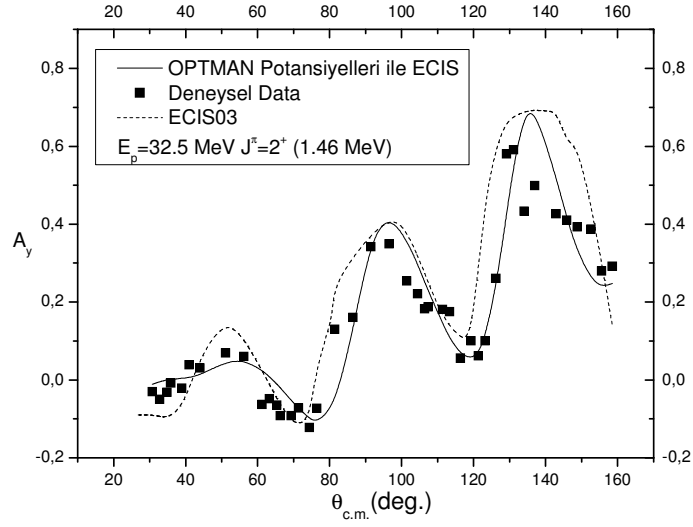
Şekil 29. ^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açisal dağılımı



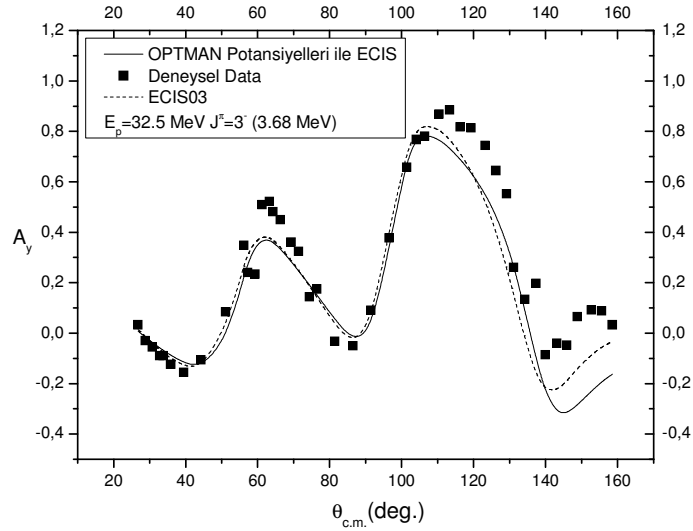
Şekil 30. ^{40}Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 25.1 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açsal dağılımı



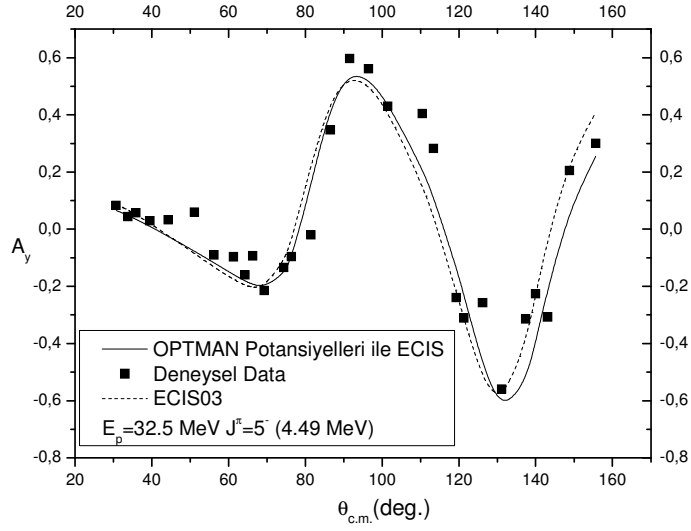
Şekil 31. ^{40}Ar çekirdeğinin 32.5 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için analiz gücü verilerinin açsal dağılımı



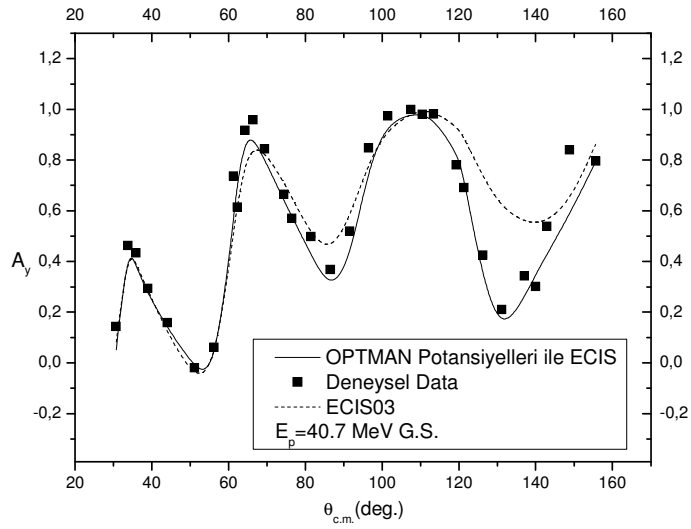
Şekil 32. ^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açisal dağılımı



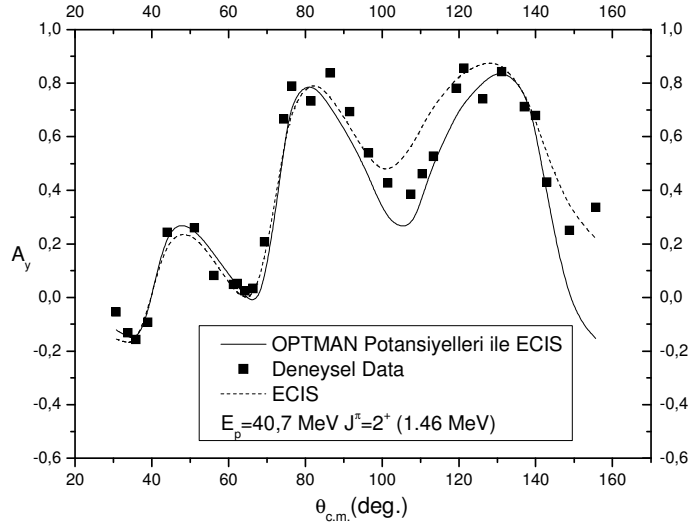
Şekil 33. ^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açisal dağılımı



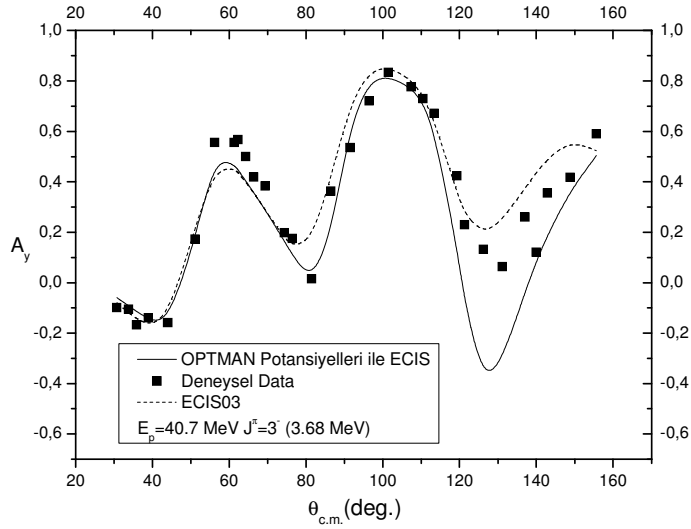
Şekil 34. ^{40}Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açısıl dağılımı



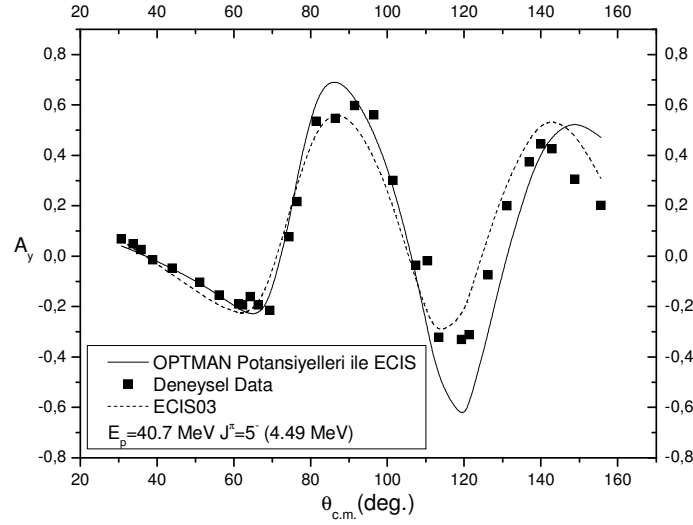
Şekil 35. ^{40}Ar çekirdeğinin 40.7 MeV enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için analiz gücü verilerinin açısıl dağılımı



Şekil 36. ^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açisal dağılımı



Şekil 37. ^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açisal dağılımı



Şekil 38. ^{40}Ar çekirdeğinin 4.49 MeV düzeyine göre 40.7 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için analiz gücü verilerinin açisal dağılımı

3.4. 40.7 MeV Enerjili Polarize Protonların ^{40}Ar Çekirdeğinden Elastik ve İnelastik Saçılmasının Analizi

3.4.1. Optiksel Model Parametreleri (OMP)

Bu çalışmada, Becchetti ve Greenless'in [47], Fabrici ve arkadaşlarının [5] ve Okumuşoğlu ve arkadaşlarının [8] 40.7 MeV enerjili polarize protonların ^{40}Ar çekirdeğinden elastik saçılmasına ait optiksel model parametreleri üzerine arama yapıldı. Bu aramalar, hacim reel potansiyel, hacim sanal potansiyel, yüzey sanal potansiyel ve reel spin-yörünge potansiyeli için yapıldı. ECIS03 programına ait veri kütükleri oluşturuldu ve programda uzun aramalar sonucunda sonuç kütükleri elde edildi.

Programda giriş olarak kullanılan optiksel model parametreleri Tablo 5 'de verilmiştir. ECIS03 de uzun aramalar sonucu elde edilen optiksel model parametreleri Tablo 6'de gösterilmiştir. Elde edilen teorik değerlerle deneysel diferansiyel tesir kesiti ve analiz gücü değerleri arasındaki uyumu gösteren χ^2 / N değerleri Tablo 7'de verilmiştir. Elde edilen teorik diferansiyel tesir kesiti ve analiz gücü değerleri ile deneysel diferansiyel tesir kesiti ve analiz gücü değerlerinin açisal dağılımları Şekil 39 ve Şekil 40'da gösterilmiştir.

Tablo 5. $^{40}\text{Ar}(p,p)^{40}\text{Ar}$, $E_p = 40.7 \text{ MeV}$, giriş olarak kullanılan optiksel model parametreleri, $r_w = r_D$ ve $a_w = a_D$ alındı

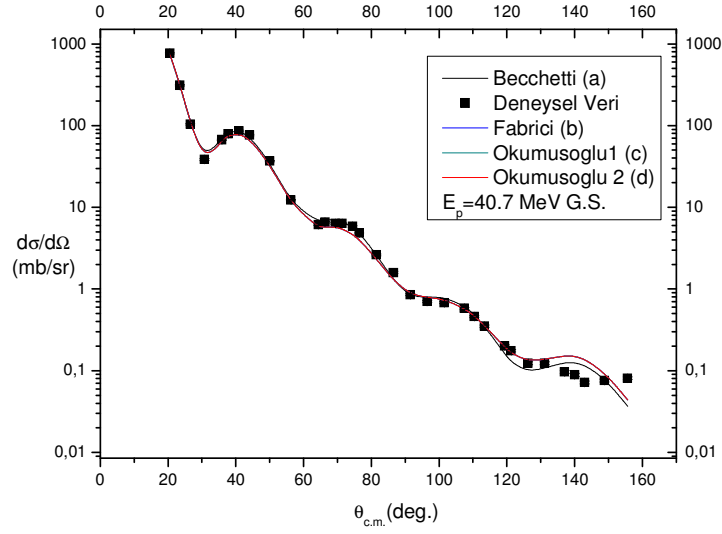
Parametreler	a	b	c	d
V_0 : Hacim Reel Pot. (MeV)	45.48	46.89	45.7664	46.590
W_v : Hacim Sanal Pot. (MeV)	6.25	5.36	5.8337	5.2277
W_D : Yüzey Sanal Pot. (MeV)	2.83	3.65	3.8252	3.646
$V_{S.O.}$: Reel Spin-Yörünge Pot. (MeV)	6.9168	6.2084	5.9325	4.2056
r_0 : Yarıçap (fm)	1.17	1.14	1.14	1.14
a_0 : Yaygınlık (fm)	0.75	0.75	0.75	0.75
r_w : Yarıçap (fm)	1.32	1.30	1.30	1.30
a_w : Yaygınlık (fm)	0.58	0.66	0.66	0.66
$r_{S.O.}$: Yarıçap (fm)	1.01	1.01	1.01	1.01
$a_{S.O.}$: Yaygınlık (fm)	0.75	0.56	0.56	0.56
Başlangıç Parametreleri	[47]	[5]	[8]	[8]

Tablo 6. $^{40}\text{Ar}(p, p)^{40}\text{Ar}$, $E_p = 40.7 \text{ MeV}$, elde edilen optiksel model parametreleri,
 $r_w = r_D$ ve $a_w = a_D$ alındı

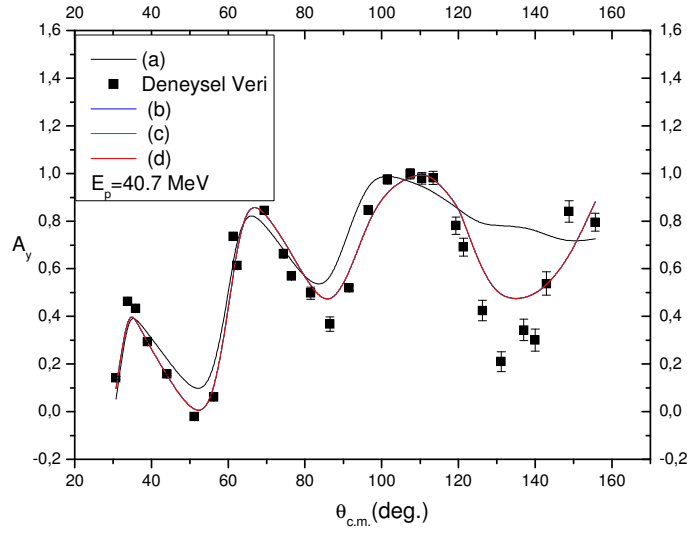
Parametreler	a	b	c	d
V_0 : Hacim Reel Pot. (MeV)	45.48	46.89	45.7664	46.590
W_v : Hacim Sanal Pot. (MeV)	6.25	5.36	5.8337	5.2277
W_D : Yüzey Sanal Pot. (MeV)	2.83	3.65	3.8252	3.646
$V_{s.o.}$: Reel Spin-Yörünge Pot. (MeV)	6.9168	6.2084	5.9325	4.2056
r_0 : Yarıçap (fm)	1.17	1.14	1.14	1.14
a_0 : Yaygınlık (fm)	0.75	0.75	0.75	0.75
r_w : Yarıçap (fm)	1.32	1.30	1.30	1.30
a_w : Yaygınlık (fm)	0.58	0.66	0.66	0.66
$r_{s.o.}$: Yarıçap (fm)	1.01	1.01	1.01	1.01
$a_{s.o.}$: Yaygınlık (fm)	0.75	0.56	0.56	0.56
Başlangıç Parametreleri	[47]	[5]	[8]	[8]

Tablo 7. Diferansiyel tesir kesiti ve analiz gücü için χ^2 / N değerleri (sütun harfleri Tablo 5 deki sütun harflerine karşılık gelmektedir.)

	a	b	c	d
σ	34.181	40.78	40.79	40.75
A_y	72.76	23.41	23.426	23.437



Şekil 39. 40.7 MeV enerjili protonların ^{40}Ar çekirdeğinden elastik saçılmasına ait diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı optiksel model uyumu



Şekil 40. 40.7 MeV enerjili protonların ^{40}Ar çekirdeğinden elastik saçılmasına ait analiz gücü açısal dağılımı optiksel model uyumu

Şekilde işaretlenen harfler Tablo 5'deki sütun harflerini göstermektedir

En iyi uyum Fabrici ve arkadaşlarının [5] ve Okumuşoğlu ve arkadaşlarının [8] optiksel model parametrelerinin başlangıç olarak kullanılmasından elde edilen parametrelerden olduğu açıktır.

3.4.2. 1.46 MeV (2^+) Durumu

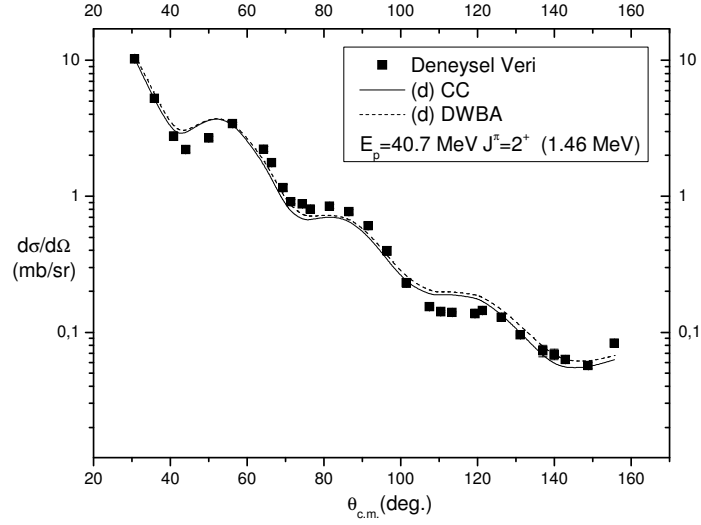
^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV durumunun çalışmasında, Becchetti ve Greenless'in [47], Fabrici ve arkadaşlarının [5] ve Okumuşoğlu ve arkadaşlarının [8] 40.7 MeV enerjili polarize protonların ^{40}Ar çekirdeğinden elastik saçılmasına ait optiksel model parametreleri başlangıç parametreleri olarak kullanıldı. Bu aramalar dinamik parametreler için yapıldı.

^{40}Ar çekirdeğinin her bir uyarılmış durumu (1.46, 3.68 ve 4.49 MeV) için optiksel model başlangıç parametreleri kullanıldı. ECIS03 programı ile uzun aramalar sonucu elde edilen potansiyel parametrelerinin ortalamaları alındı. Bu ortalamalar ^{40}Ar çekirdeğinin her bir uyarılmış durumu için ortak kullanıldı ve sonuçlar elde edildi. Örneğin Tablo 9'in (d) sütununda gösterilen Okumuşoğlu ve arkadaşlarının 2. başlangıç parametreleri her bir uyarılmış durum için kullanıldığında 1.46 MeV (2^+) durumu için dinamik parametreler $V_0 = 45.743510$ MeV, $W_V = 4.450032$ MeV, $W_D = 4.155018$ MeV, $V_{S,0} = 6.177783$ MeV ; 3.68 MeV (3^-) durumu için $V_0 = 45.263472$ MeV, $W_V = 3.684161$ MeV, $W_D = 4.436926$ MeV, $V_{S,0} = 6.559635$ MeV ; 4.49 MeV (5^-) durumu için $V_0 = 43.579167$ MeV, $W_V = 4.964970$ MeV, $W_D = 3.471357$ MeV, $V_{S,0} = 5.638551$ MeV elde edildi. Bu parametrelerin ortalaması alınarak her bir uyarılmış durum için parametre araması yapılmadan kullanıldı. Elde edilen sonuçlar Tablo 9'in (d) sonuç kısmında verilmiştir. Ayrıca burada deformasyon parametreleri üzerine de arama yapıldı. Başlangıç parametreleri olarak, Johnson ve Griffiths [3]'in 25 MeV proton enerjisi için elde ettiği 1.46 MeV için 0.21, 3.68 MeV için 0.26 ve 4.49 MeV için 0.19 parametreler kullanıldı. Elde edilen deformasyon parametreleri Tablo 8 ve Tablo 9 de verilmiştir.

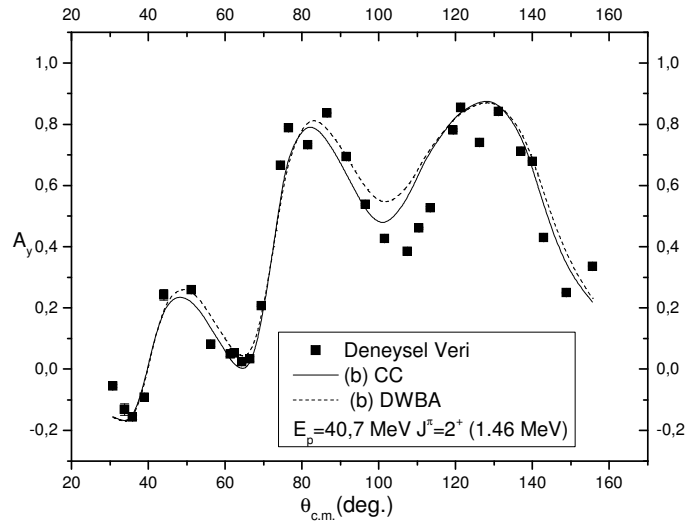
ECIS programı çiftlenmiş kanal hesaplarının yanı sıra DWBA hesaplaması da yapabilmektedir. Bu hesaplama 92. mantıksal kontrol "T" yapılarak gerçekleştirilmiştir. Çiftlenmiş kanal çalışmasında elde edilen parametreler, DWBA hesabında da kullanılmıştır.

Elde edilen en iyi diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımı Şekil 41'de, en iyi analiz gücü dağılımı Şekil 42'de verilmektedir. Şekillerdeki harfler Tablo 5'de verilen sütun harflerine karşılık gelmektedir. Tablo 10'da ise uzun aramalar sonucu elde edilen

diferansiyel tesir kesiti ve analiz gücü değerlerinin deneysel değerlere uyumunu gösteren χ^2 / N değerleri verilmektedir.



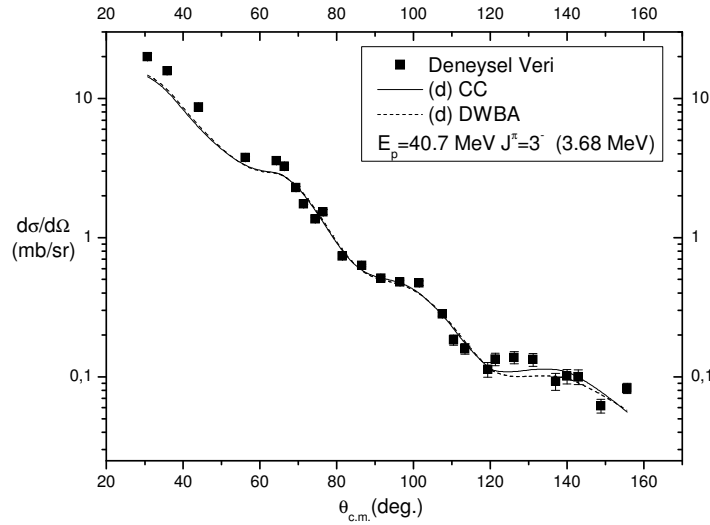
Şekil 41. 40.7 MeV enerjili protonların 1.46 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımı



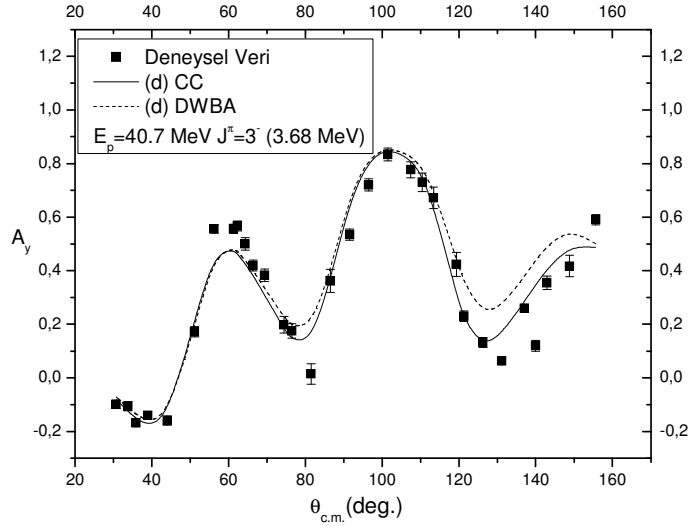
Şekil 42. 40.7 MeV enerjili protonların 1.46 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait analiz gücü açısıl dağılımı

3.4.3. 3.68 MeV (3^-) Durumu

^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV durumunun çalışmasında, Becchetti ve Greenless'in [47], Fabrici ve arkadaşlarının [5] ve Okumuşoğlu ve arkadaşlarının [8] 40.7 MeV enerjili polarize protonların ^{40}Ar çekirdeğinden elastik saçılmasına ait optiksel model parametreleri başlangıç parametreleri olarak kullanıldı. Bu aramalar dinamik parametreler için yapıldı. Yapılan çalışma 1.46 MeV durumunda yapılan çalışmaya benzerdir ve Bölüm 3.4.2'de ayrıntılı olarak açıklanmaktadır. Sonuçlar Tablo 8 ve Tablo 9'da verilmiştir. Elde edilen en iyi diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımı Şekil 43'de, en iyi analiz gücü dağılımı Şekil 44'de verilmektedir.



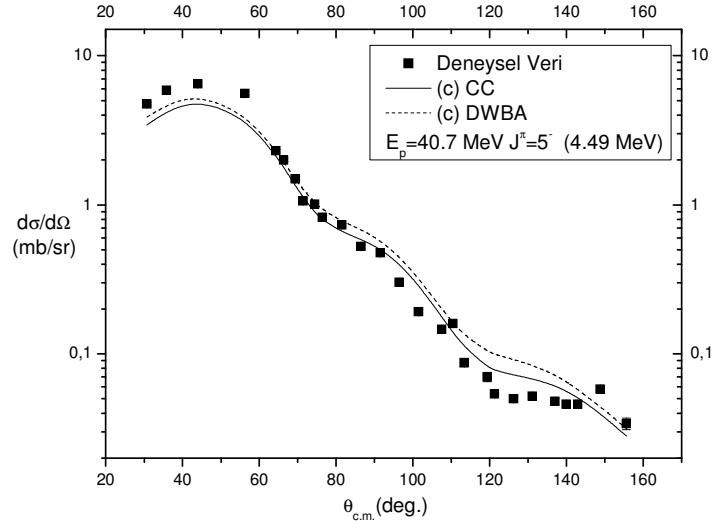
Şekil 43. 40.7 MeV enerjili protonların 3.68 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımı



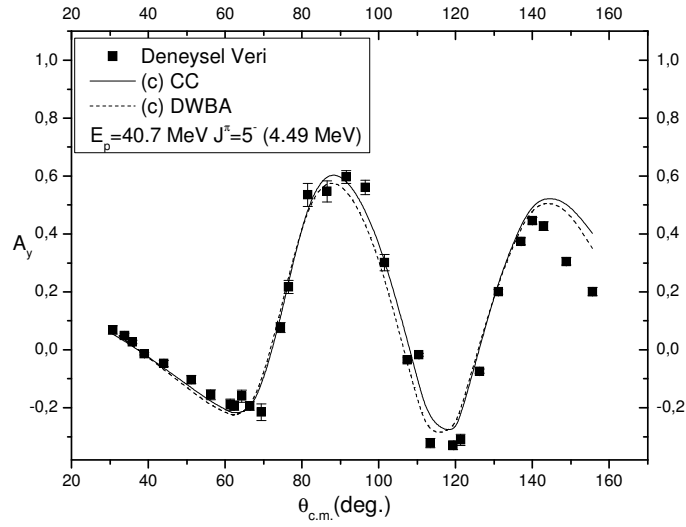
Şekil 44. 40.7 MeV enerjili protonların 3.68 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait analiz gücü açısıl dağılımı

3.4.4. 4.49 MeV (5⁻) Durumu

^{40}Ar çekirdeğinin 4.49 MeV durumunun çalışmasında, Becchetti ve Greenless'in [47], Fabrici ve arkadaşlarının [5] ve Okumuşoğlu ve arkadaşlarının [8] 40.7 MeV enerjili polarize protonların ^{40}Ar çekirdeğinden elastik saçılmasına ait optiksel model parametreleri başlangıç parametreleri olarak kullanıldı. Bu aramalar dinamik parametreler için yapıldı. Yapılan çalışma 1.46 MeV durumunda yapılan çalışmaya benzerdir ve Bölüm 4.2'de ayrıntılı olarak açıklanmaktadır. Sonuçlar Tablo 8 ve Tablo 9'de verilmiştir. Elde edilen en iyi diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımı Şekil 45'de, en iyi analiz gücü dağılımı Şekil 46'de verilmektedir.



Şekil 45. 40.7 MeV enerjili protonların 4.49 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımı



Şekil 46. 40.7 MeV enerjili protonların 4.49 MeV düzeyine göre ^{40}Ar çekirdeğinden inelastik saçılmasına ait analiz gücü açısıl dağılımı

Tablo 8. $p\text{-}^{40}\text{Ar}$, $E_p = 40.7\text{ MeV}$ Çiftlenmiş kanal parametreleri ve elde edilen deformasyon parametreleri. Burada $r_w = r_D$ ve $a_w = a_D$ alındı

Parametreler	a Başlangıç	a Sonuç	b Başlangıç	b Sonuç
V_0 : Hacim Reel Pot. (MeV)	45.48	43.841343	46.89	44.861267
W_v : Hacim Sanal Pot. (MeV)	6.25	4.292363	5.36	4.366403
W_D : Yüzey Sanal Pot. (MeV)	2.83	4.336017	3.65	4.020951
$V_{S.O.}$: Reel Spin-Yörünge Pot. (MeV)	6.9168	7.072368	6.2084	6.125316
r_0 : Yarıçap (fm)	1.17	1.17	1.14	1.14
a_0 : Yaygınlık (fm)	0.75	0.75	0.75	0.75
r_w : Yarıçap (fm)	1.32	1.32	1.30	1.30
a_w : Yaygınlık (fm)	0.58	0.58	0.66	0.66
$r_{S.O.}$: Yarıçap (fm)	1.01	1.01	1.01	1.01
$a_{S.O.}$: Yaygınlık (fm)	0.75	0.75	0.56	0.56
$\beta(2^+)$	0.21	0.32151	0.21	0.32628
$\beta(3^-)$	0.26	0.34696	0.26	0.36100
$\beta(5^-)$	0.19	0.30102	0.19	0.31316
Başlangıç Parametreleri	[47]		[5]	

Tablo 9. $p\text{-}^{40}\text{Ar}$, $E_p = 40.7\text{MeV}$ Çiftlenmiş kanal parametreleri ve elde edilen deformasyon parametreleri. Burada $r_w = r_D$ ve $a_w = a_D$ alındı

Parametreler	c		d	
	Başlangıç	Sonuç	Başlangıç	Sonuç
V_0 : Hacim Reel Pot. (MeV)	45.7664	44.860706	46.590	44.861277
W_v : Hacim Sanal Pot. (MeV)	5.8337	4.366619	5.2277	4.367246
W_D : Yüzey Sanal Pot. (MeV)	3.8252	4.02042	3.646	4.020299
$V_{S.O.}$: Reel Spin-Yörünge Pot. (MeV)	5.9325	6.12467	4.2056	6.124694
r_0 : Yarıçap (fm)	1.14	1.17	1.14	1.14
a_0 : Yaygınlık (fm)	0.75	0.75	0.75	0.75
r_w : Yarıçap (fm)	1.30	1.32	1.30	1.30
a_w : Yaygınlık (fm)	0.66	0.58	0.66	0.66
$r_{S.O.}$: Yarıçap (fm)	1.01	1.01	1.01	1.01
$a_{S.O.}$: Yaygınlık (fm)	0.56	0.75	0.56	0.56
$\beta(2^+)$	0.21	0.32629	0.21	0.32631
$\beta(3^-)$	0.26	0.36105	0.26	0.36110
$\beta(5^-)$	0.19	0.31321	0.19	0.31314
Başlangıç Parametreleri	[8]		[8]	

Tablo 10. Diferansiyel tesir kesiti ve analiz gücü değerleri için χ^2 / N değerleri. Sütun harfleri Tablo 4.1 de verilen sütun harflere karşılık gelmektedir

	a CC	b CC	c CC	d CC	a DWBA	b DWBA	c DWBA	d DWBA
$\sigma (2^+)$	26.13	14.10	14.10	14.10	28.62	10.93	10.931	10.95
$A_y (2^+)$	27.03	26.09	26.11	26.10	45.48	28.96	28.98	28.98
$\sigma (3^-)$	30.96	18.48	18.47	18.44	33.40	19.81	19.82	19.77
$A_y (3^-)$	37.16	14.19	14.22	14.22	53.87	32.19	32.22	32.22
$\sigma (5^-)$	43.85	43.81	43.81	43.81	65.14	65.62	65.68	65.58
$A_y (5^-)$	46.96	42.51	42.51	42.52	104.9	63.29	63.25	63.28

40.7 MeV enerjili protonların ^{40}Ar 'dan inelastik saçılmasında bazı değerler tedirgin edilmiş born yaklaşımı (DWBA) çiftlenmiş kanal analizinden daha iyi sonuçlar vermektedir. Genel olarak 3 uyarılmış durum için yapılan analizlerde CC analizleri daha iyi sonuç vermektedir. Tablo 10 da görüldüğü gibi CC analizlerinde χ^2 / N değerleri düşmektedir. Her üç grubun başlangıç parametrelerinin [47,5,8] kullanılmasında elde edilen sonuçlar deneysel değerlerle uyumludur. Fabrici ve arkadaşlarının [5] ve Okumuşoğlu ve arkadaşlarının [8] başlangıç parametreleri kullanılarak yapılan analiz sonuçları birbirine oldukça yakındır.

4. TARTIŞMA

^{40}Ar için hesaplanan SRM enerji düzeyleri deneysel düzeylerle karşılaştırıldığında Tablo 3'den görüldüğü gibi bizim verilerimizin bulunduğu 3_1^- (3.68 MeV) düzeyi için bulunan 3.6394 MeV ve 5_1^- (4.49 MeV) düzeyi için hesaplanan 4.4750 MeV değerleri deneysel değerlere çok yakındır. Bu da 4.49 MeV civarındaki düzeyin spin ve paritesini $J^\pi = 5^-$ olarak belirlememizi sağlar. 2_1^+ (1.46 MeV) düzeyi için bulunan 1.3525 MeV ise deneysel değerden biraz aşağıdadır. Diğer düzeylerin karşılaştırmasının oldukça iyi olduğu Tablo 3'den ve Şekil 9'dan görülmektedir.

Tablo 11'de ^{40}Ar için belirlenen kuadropol SRM nükleer Hamiltoniyen parametreleri: enerji skala çarpanı $\hbar w_0$, kuadropol yumuşaklığı $\mu_{\beta_{20}}$ ve kuadropol deformasyonu β_{20} , ^{12}C , ^{58}Ni , ^{52}Cr ve ^{56}Fe çekirdeklerinin karşılık gelen parametreleri ile karşılaştırılmıştır. Tablo 8'den görüldüğü üzere ^{40}Ar çekirdeği ^{12}C , ^{58}Ni ve ^{52}Cr gibi oldukça yumuşak ($\mu_{\beta_{20}}$ değeri yüksek) fakat, ^{56}Fe çok daha fazla katıdır.

Tablo 11. Değişik çekirdekler için deneysel enerji düzeylerine yakın SRM düzeyleri elde etmek için ayarlanan ana kuadropol Hamiltoniyen parametrelerinin karşılaştırılması

Çekirdek	$\hbar w_0$	$\mu_{\beta_{20}}$	β_{20}	$1/\left[A^{5/3}\hbar w_0(\mu_{\beta_{20}}\beta_{20})^2\right]$	Referans
^{40}Ar	1.2004	1.9840	0.0891	0.0557	Bu çalışma
^{12}C	4.2825	2.7943	0.170	0.325	[13]
^{58}Ni	1.25	1.91	0.0788	0.041	[14]
^{52}Cr	1.48	1.21	0.131	0.037	[21]
^{56}Fe	2.57	0.489	0.231	0.037	[15]

SHEMMAN programında elde edilen hamiltoniyen parametreleri OPTMAN programında kullanılarak p- ^{40}Ar elastik ve inelastik saçılmasının deneysel tesir kesiti

verilerinin açılmal dağılımlarının teorik sonuçlarla karşılaştırılmaları Şekil 11-22'de gösterilmiştir. Ancak 5^- düzeyi tesir kesit hesapları çiftlenmelerin yeterli olmaması ve OPTMAN programının $L=3$ 'e kadar olan açılmal momentum değerlerinde proton-çekirdek saçılmalarını iyi tasvir ettiği için çok iyi değildir ve SRM sonuçları düşüktür.

^{40}Ar çekirdeği için daha önce farklı programlar kullanılarak çalışmalar yapılmıştır. Becchetti ve Greenless'in 25 MeV'deki DWBA [47] analizinde, $\beta_2 = 0.21$, $\beta_3 = 0.26$ ve $\beta_5 = 0.19$ bulunmuşken bu çalışmada, $\beta_2 = 0.2522$, $\beta_3 = 0.2387$ ve $\beta_5 = 0.2235$ bulundu.

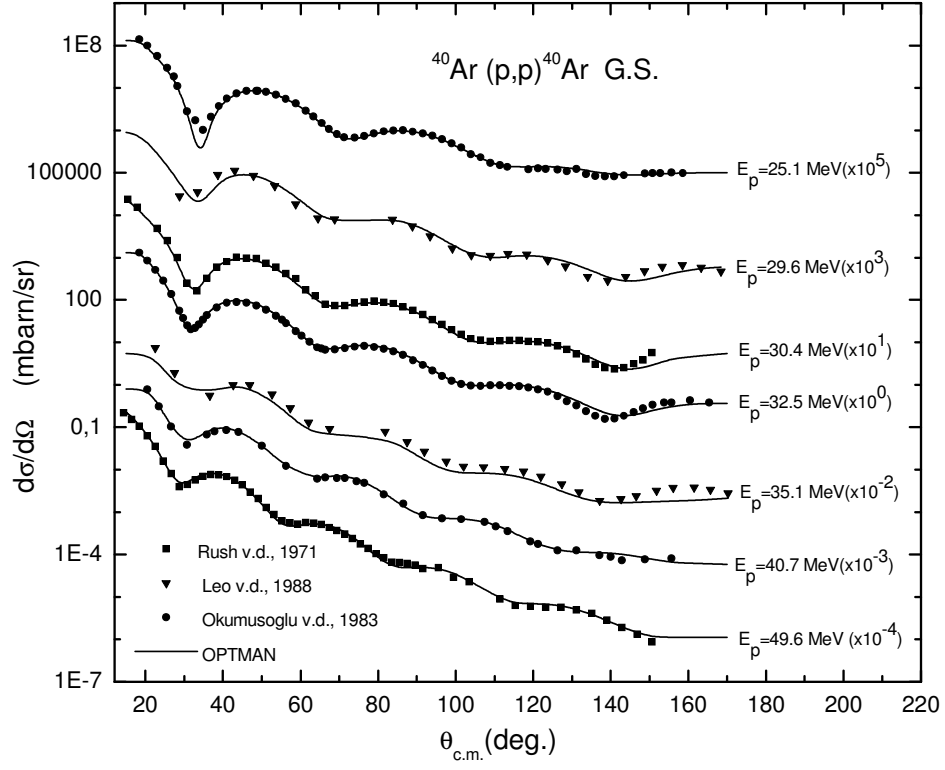
Rush ve arkadaşlarının yaptığı 30 MeV'deki DWBA analizinde [4] $\beta_2 = 0.24$ ve CC analizinde 0.25 iken bu çalışmada $\beta_2 = 0.2522$ bulunmuştur, yine DWBA analizinde $\beta_3 = 0.27$ bulunmuşken bu çalışmada 0.2387 bulunmuştur.

Taşan tarafından [7] 25.1 ve 32.5 MeV'de yapılan CC ve DWBA analizlerinde sırasıyla $\beta_2 = 0.24, 0.25$, $\beta_3 = 0.25, 0.26$ ve $\beta_5 = 0.19, 0.20$ bulunmuşken, bu çalışmada $\beta_2 = 0.2522$, $\beta_3 = 0.2387$ ve $\beta_5 = 0.2235$ bulundu.

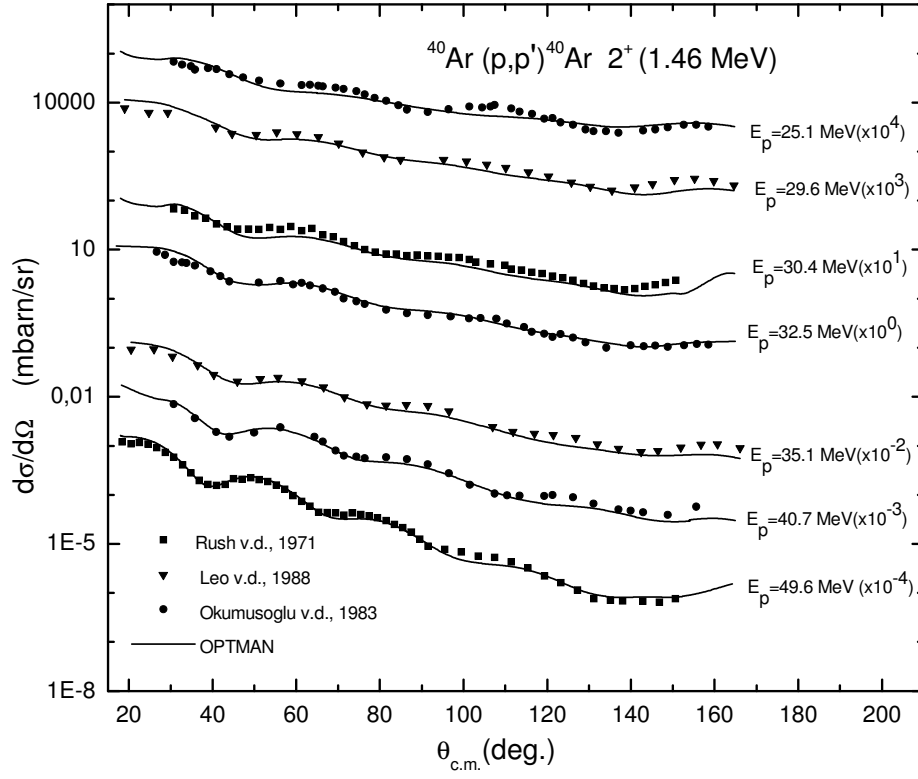
$p-^{40}\text{Ar}$ inelastik saçılmasında 40.7 MeV proton enerjisi için ECIS03 ile yaptığım analizlerde $\beta_2 = 0.32629$, $\beta_3 = 0.36105$ ve $\beta_5 = 0.31321$ bulundu. Aynı enerji için OPTMAN programı ile yapılan çalışmada ise $\beta_2 = 0.2522$, $\beta_3 = 0.2387$ ve $\beta_5 = 0.2235$ bulundu.

$p-^{40}\text{Ar}$ inelastik saçılmasında, OPTMAN programı hesaplanan γ geçiş ihtimali bu çalışma için $B(E2)=0.029 e^2b^2$ hesaplanırken, deneysel değer $0.0316 e^2b^2$ [48]'dir. Burada e , elektronun yükü b ise barn'dır.

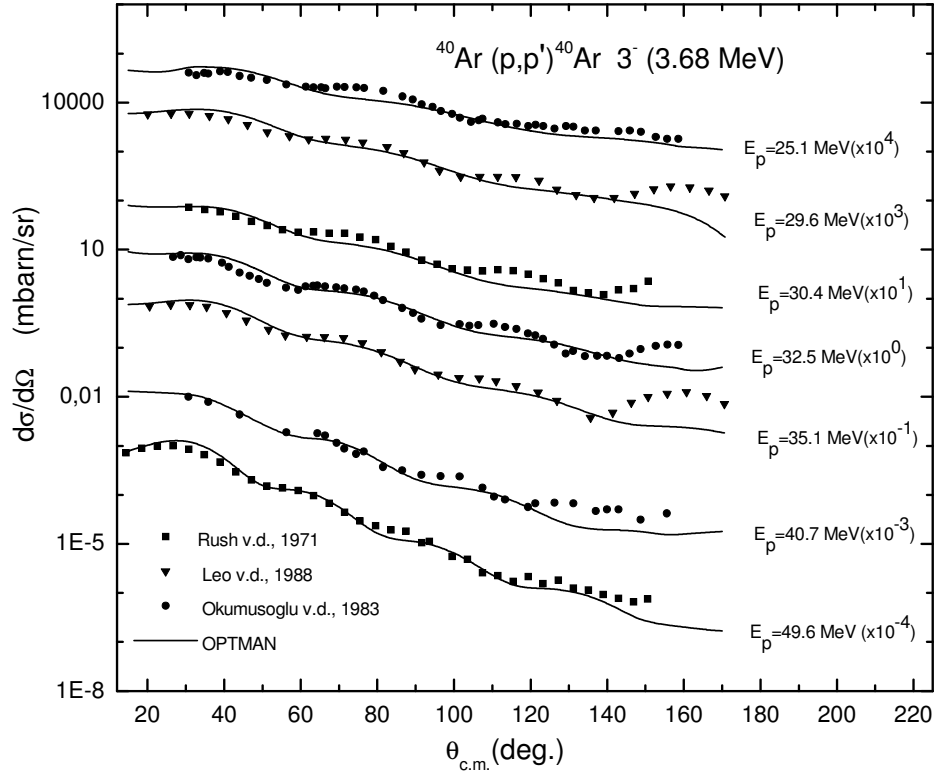
$p-^{40}\text{Ar}$ inelastik saçılması için, Rush ve arkadaşlarının [4] 30.4 ve 49.6 MeV proton enerjilerinde, Leo ve arkadaşlarının [6] 29.6 ve 35.1 MeV proton enerjilerinde taban durumu, 1.46 MeV ve 3.68 MeV uyarılmış durumları için deneysel diferansiyel tesir kesitleri için de OPTMAN programı ile SRM analizi yapıldı. Bu analiz sonucunda elde edilen teorik değerler ve bizim verilerimizin sonuçları toplu halde Şekil 46-48'de gösterildi. Grafiklerden de görüldüğü gibi elde edilen teorik değerler deneysel değerlerle uyum içerisindedir.



Şekil 47. ^{40}Ar çekirdeğinin değişik enerjili protonlardan saçılmasının taban durumu için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımı

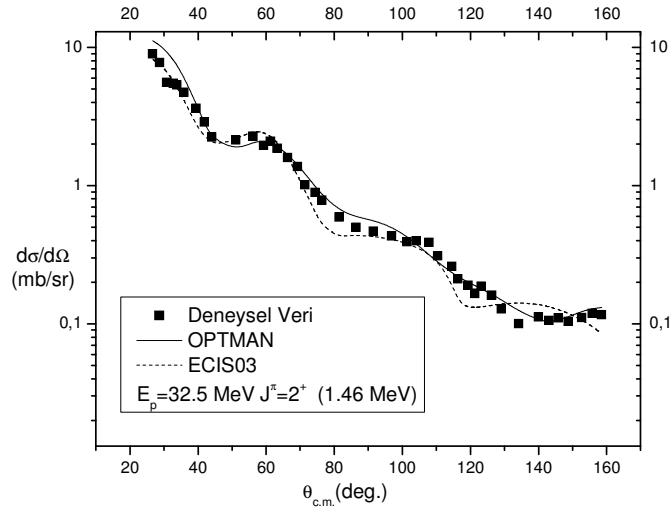


Şekil 48. ^{40}Ar çekirdeğinin değişik enerjili protonlardan saçılmasının 1.46 MeV uyarılmış durumu için diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımı

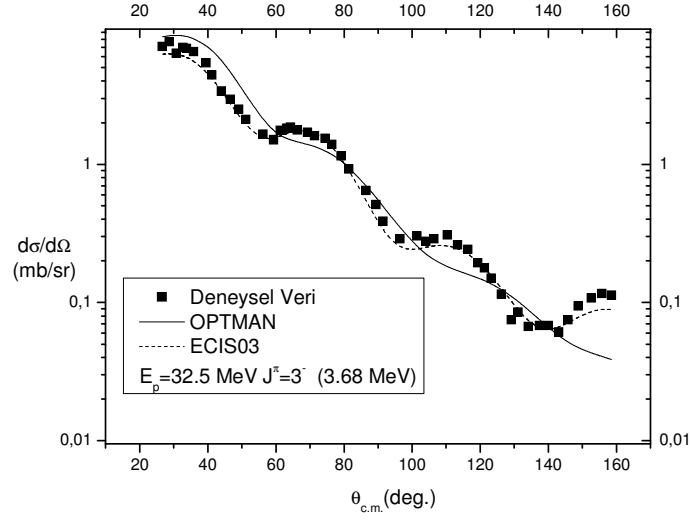


Şekil 49. ^{40}Ar çekirdeğinin değişik enerjili protonlardan saçılmasının 3.68 MeV uyarılmış durumu için diferansiyel tesir kesiti açısıl dağılımı

$p\text{-}^{40}\text{Ar}$ elastik ve inelastik saçılmasının deneysel tesir kesitine karşılık gelen 25.1 ve 32.5 MeV'deki teorik değerler daha önce ECIS98 programı ile yapılmıştır [7]. Bu enerjilerde OPTMAN programı ile yapılan analizler sonucu elde edilen teorik diferansiyel tesir kesiti açısai dağılımları ile ECIS03 programı ile elde ettiğim değerler 32.5 MeV enerjisinde 1.46 MeV uyarılmış durumu için Şekil 50'de , aynı enerjide 3.68 MeV uyarılmış durumu için Şekil 51'de verilmiştir. Grafikden de görüleceği gibi deneysel değerler analiz sonucunda elde edilen değerler ile uyum içerisindedir. OPTMAN programında ECIS programında olduğu gibi potansiyel parametreleri ve deneysel değerlere yakın teorik değerler üzerinde arama yapılmamaktadır. Bu yüzden uyum OPTMAN programın ECIS programın göre daha kötüdür.



Şekil 50. ^{40}Ar çekirdeğinin 1.46 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısai dağılımları



Şekil 51. ^{40}Ar çekirdeğinin 3.68 MeV düzeyine göre 32.5 MeV enerjili protonların inelastik saçılması için diferansiyel tesir kesiti açısal dağılımları

5. SONUÇLAR

Bu çalışmada, SRM modeli dalga fonksiyonlarına çiftlenmiş kanal yaklaşımı, OPTMAN programı, kullanılarak deneysel değerleri Okumuşoğlu ve arkadaşları tarafından ölçülen $E_p = 25.1, 32.5$ ve 40.7 MeV enerjilerindeki $p-^{40}\text{Ar}$ elastik ve inelastik saçılmasının deneysel verilerinin analizi yapılmıştır. Bu enerjilerde elde edilen teorik diferansiyel tesir kesiti değerleri ile deneysel diferansiyel tesir kesiti değerlerinin karşılaştırılması grafik olarak verilmiştir. Model $L=3$ ve 4.5 MeV uyarma enerjisine kadar olan nükleer enerji düzey yapısını ve $20-40$ MeV bölgesinde proton-çekirdek etkileşmesini iyi tasvir etmekte başarılıdır. Bu yüzden uyarma enerjisi 4.49 MeV olan 5^- durumunda uyum değerlerine göre daha kötüdür. Çalışmada Legendre polinom katsayıları bulunmuş ve enerji ile değişiminin düzgün olduğu görülmüştür. Bu nedenle deneysel veri bulunmayan enerjilerdeki tesir kesiti değerlerinin interpolasyonla hesaplanmasına imkan sağlamıştır. Bu çalışmada yine düzeyler arasındaki $B(E2)$ γ -geçiş ihtimali hesaplanmış ve deneysel değerlerle uyum içerisinde olduğu görülmüştür.

Ayrıca ECIS03 programı ile 40.7 MeV enerjili protonların ^{40}Ar çekirdeğinden elastik saçılma diferansiyel tesir kesiti ve analiz gücü değerlerinin optiksel model ve inelastik saçılma diferansiyel tesir kesiti ve analiz gücü değerlerinin çiftlenmiş kanal (CC) ve tedirgin edilmiş dalga born yaklaşımı (DWBA) analizleri yapıldı. Çalışmada, başlangıç potansiyel parametreleri olarak, Becchetti ve Greenless'in [47], Fabrici ve arkadaşlarının [5] ve Okumuşoğlu ve arkadaşlarının [8] optiksel model parametreleri kullanıldı. Bu parametreler üzerine aramalar yapılarak, optiksel model parametreleri, çiftlenmiş kanal parametreleri ve deformasyon parametreleri bulundu. Elde edilen parametreler Tablo 6'da verilmiştir. Bu enerji için en iyi uyumun Fabrici ve arkadaşlarının [5] ve Okumuşoğlu ve arkadaşlarının [8] optiksel model parametrelerinin başlangıç olarak kullanılmasından elde edilen parametrelerden olduğu açıktır. 40.7 MeV enerjili protonların ^{40}Ar 'dan inelastik saçılmasında bazı değerler tedirgin edilmiş born yaklaşımı (DWBA) çiftlenmiş kanal analizinden daha iyi sonuçlar vermektedir. Genel olarak 3 uyarılmış durum için yapılan analizlerde CC analizleri daha iyi sonuç vermektedir. CC analizlerinde χ^2/N değerleri daha küçük olduğu Tablo 10'da verilmiştir.

6. ÖNERİLER

OPTMAN programı sadece diferansiyel tesir kesiti değerleri üzerine uyum yapmaktadır. Bu programa analiz gücü verileri de eklenerek analizler daha uyumlu hale getirilebilir. Ayrıca OPTMAN programı $L=3$ 'e kadar olan nükleer enerji düzey yapısını iyi tasvir etmektedir. Program daha büyük L değerlerinde daha iyi sonuç verebilecek hale getirilebilir.

ECIS kodunda, çiflenmiş kanal parametrelerinin aranması çalışmalarında, dinamik parametre aramalarının yanında geometrik arama parametre aramaları da yapılabilir. Ayrıca ECIS koduna l 'ye bağlı terim eklenmesi daha iyi sonuçlar vererek geri açılış probleminde bir çözüm getirilebilir.

7. KAYNAKLAR

1. Okumuşoğlu, N.T., 22-42 MeV Enerjili Protonların ^{40}Ar Çekirdeğinden Esnek Saçılması, Doçentlik Tezi, Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Fen ve Mühendislik Fakültesi, Samsun, 1981.
2. Feshbach, H., Porter, C.E. ve Weisskopf, V.F., Model for nuclear reactions with neutrons, Phys. Rev., 96 (1954) 448-464.
3. Johnson, R.R. ve Griffiths, R.J., Proton elastic and inelastic scattering from Argon at 25 MeV, Nucl. Phys. A, 117 (1968) 273-288.
4. Rush, A.A., Burge, E.J. ve Smith, D.A., Elastic and inelastic scattering of 30 and 50 MeV polarized and unpolarized beams of protons by ^{40}Ar and ^{14}N , Nucl. Phys. A, 166 (1971) 378-392.
5. Fabrici, E., Michelletti, S., Pignanelli, M., Resmini, F.G., Deleo, R., D'Erasmus, G., Pantaleo, A., Escudie J.L. ve Tarrats, A., Proton elastic scattering on light nuclei. I. Energy dependence, Phys. Rev. C, 21 (1980) 830-837.
6. Leo, R., Micheletti, S., Pignanelli M. ve Harakeh, M.N., Coupled channel analysis of proton scattering from ^{40}Ar , Phys. Rev. C, 31 (1985) 362-371.
7. Taşan, M., $^{40}\text{Ar}(\bar{p}, p')^{40}\text{Ar}$ İnelastik Saçılmasınının 25.1 MeV ve 32.5 MeV Enerjilerde Çiftlenmiş Kanal (CC) Analizi, Doktora Tezi, Ondokuz Mayıs Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Samsun, 2001.
8. Okumuşoğlu, N.T., Birchall, J., Al Ghazi, M.S.A.L., Lapointe, C., McKee, J.S.C., Conzett, H.E., Larimer R.M. ve Von Rossen, P., The elastic scattering of polarised protons by ^{40}Ar , Nucl. Phys. A, 393 (1983) 45-51.
9. Blokhin, A.I., Ignatjuk, A.V. ve Manokhin, V.N., Brond-2 Library of Recommended Evaluated Neutron Data, Documentation of Data Files, Yudernie Konstanty, 2 (1980) 3-8.
10. Tamura, T., Coupled Channel approach to nuclear reactions, Rev. Mod. Phys., 37 (1965) 679.
11. Raynal, J., Optical Model and Coupled-Channel Calculations in Nuclear Physics, IAEA SMR-9/8, IAEA, 1970.
12. Porodzinskii, Y.V. ve Sukhovitskii, E.S., Analysis of Neutron Scattering by Even-Even Nuclei with Allowance for Dynamical Octupole Deformations, Phys. of Atom. Nucl., 59 (1996) 247-256.

13. Porodzinskii, Y.V. ve Sukhovitskii, E.S., Rotational-vibrational states of nonaxial deformable even-even nuclei, Sov. J. Nucl. Phys., 53 (1991) 41-44.
14. Porodzinskii, Y.V. ve Sukhovitskii, E.S., Dynamics of nucleon scattering by even-even deformed nonaxial nuclei, Sov. J. Nucl. Phys., 54 (1991) 570-574.
15. Sukhovitskii, E.S., ve Chiba, S., Soft-Rotator Model and Coupled-Channels Approach for Consistent Description of the Nuclear Collective Levels and Their Excitation by Nucleons, J. Nucl. Sci. Technol. Suppl., 2 (2002) 697-702.
16. Sukhovitskii, E.S., ve Chiba, S., Analyses of Nucleon Interaction with ^{238}U up to 150 MeV Incident Energies Using Coupled-Channels Approach with a Saturated Coupling Scheme Based on Soft-Rotator Nuclear Model Hamiltonian, J. Nucl. Sci. Technol., Supple., 2 (2002) 144-147.
17. Chiba, S., Iwamoto, O., Yamanouti, Y., Sugimoto, M., Mizumoto, M., Hasegawa, K., Sukhovitskii, E.S., Porodzinskii, Y.V. ve Watanabe, Y., Consistent description of collective level structure and neutron interaction data for ^{12}C in the framework of the soft-rotator model, Nucl. Phys. A, 624 (1997) 305-327.
18. Chiba, S., Iwamoto, O., Sukhovitskii, E.S., Yu Watanabe ve Fukahori, T., Coupled-Channels Optical Potential for Interaction of Nucleons with ^{12}C up to 150 MeV in the Soft-Rotator Model, J. Nucl. Sci. Technol., 37 (2000) 498-508.
19. Sun, W., Watanabe, Y., Sukhovitskii, E.S., Iwamoto, O. ve Chiba, S., Coupled-Channels Analysis of Nucleon Interaction Data of $^{28,30}\text{Si}$ up to 200 MeV Based on the Soft Rotator Model, J. Nucl. Sci. And Technol., 40 (2003) 635-643.
20. Sukhovitskii, E.S. ve Chiba S., Lee, J-T., Kim, B-T. and Hong, S-W., Analysis of Nucleon Scattering Data of ^{52}Cr with a Coupling Scheme Built with the Soft-rotator Model, J. Nucl. Sci. Technol., 40 (2003) 69-76.
21. Sukhovitskii, E.S., Chiba, S., Lee, J.Y., Lee, Y-O., Chang, J., Maruyama T. ve Iwamoto, O., Nuclear Level Structure, B(E2) Gamma-transitions and Nucleon Interaction Data for ^{56}Fe by a Unified Soft-rotator Model and Coupled-Channels Framework, J. Nucl. Sci. Technol., 39 (2002) 816-826.
22. Lee, J.Y., Sukhovitskii, E.S., Lee, Y-O., Chang, J., Chiba S. ve Iwamoto, O., Analysis of the Nuclear Level Structure and Nucleon Interaction Data for ^{56}Fe Based on the Soft-Rotator Model, J. Korean Phys. Soc., 38 (2001) 88-95.
23. Sukhovitskii, E.S., Lee, Y-O., Chang, J., Chiba S. ve Iwamoto, O., Nucleon interaction with ^{58}Ni up to 150 MeV studied in the coupled-channels approach based on the soft-rotator nuclear structure model, Phys. Rev. C, 62 (2000) 62-73.
24. Bohr, A., ve Mottelson, B.R., Nuclear Structure, Vol.II, Nuclear Deformations, p. 195, W.A. Benjamin Inc, 1975.

25. Davydov, A.S., *Vozbuzhdennye sostoyaniya atomnykh yader (Excited States of Atomic Nuclei)*, Moscow, 1969.
26. Lipas, P.O. ve Davidson, J.P., Octupole vibrations of deformed even nuclei , Nucl. Phys., 26 (1961) 80-90.
27. Todd Baker, F., A new rigid asymmetric-rotor model description of the heavy transitional nuclei, Nucl. Phys. A, 331 (1979) 39-49.
28. Flugge, S., *Practical Quantum Mechanics*” Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1971.
29. Eisenberg, J.M. ve Greiner, W., *Nuclear Models*, North-Holland, Amsterdam, 1970.
30. Davydov, A.S., ve Filippov, G.F., Rotational states in even atomic nuclei, Nucl. Phys., 8 (1958) 237-249.
31. Bassel, R.H., Drisko, R.M., ve Satchler, G.R., Oak Ridge National Laboratory Report ORNL- 3240, 1962.
32. Raynal, J., Recurrence relations for DWBA Coulomb excitation integrals and their use in coupled channel calculations, Phys. Rev. C, 23 (1981) 2571-2580.
33. Sukhovitskii, E.S., Chiba, S., ve Iwamoto, O., Coupled-Channels Optical Model Calculations with Account of Nuclear Volume Conservation, Nucl. Phys. A, 646 (1999) 19-24.
34. Raynal, J., Equations couplées à DWBA, Report LYCEN, 6804, Aussois, 1968.
35. Melkonoff, M.A., Raynal, J., Sawada, T., *Methods Computer. Physics.*, 6. Academic Press, 1966.
36. Abramowitz, M. ve Stegun, I.A., *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publications, New York, 1965.
37. Hodgson, P.E., *The Optical Model of Elastic Scattering*, The Clarendon Press, Oxford, 1963.
38. McLane, V., ENDF-6 Formats Manual, Report IAEA-NDS-76, Rev. 6., 2001.
39. Sukhovitskii, E. S., Iwamoto, O., Chiba, S., ve Fukahori, T., Nucleon Optical Potential of Uranium-238 up to 150 MeV, J. Nucl. Sci. Technol., 37 (2000) 120-127.
40. Delaroche, J.P., Wang, Y., ve Rappoport, J., Neutron-⁹⁰Zr mean field from a dispersive optical model analysis, Phys. Rev. C, 39 (1989) 391-404.
41. Kelly, E.E., General Description and Operating Characteristics of the Berkeley 88 inch Cyclotron, Nucl. Instr. Meth., 18-19 (1962) 33-34.

42. Silverstein, E.A., Calculation of the G factor for gas scattering experiments, Nucl. Enstr. Meth., 4 (1959) 53-66.
43. Young, P.G., Arthur, E.D., Chadwick, M.B., Proc. IAEA Workshop Nucl. Reaction Data and Nucl. Reactor-Physics, Design and safety, Trieste, April 15-May 17, Italy, 1996.
44. Uhl, M., Strohmaire, B., STAPRE, A Computer Code for Particle Induced Activation Cross Sections and Related Quantities, IRK Vienna, 1976.
45. Wall, H. S., Continued Fractions, Van Nostard, New York, 1948.
46. Raynal, J., Notes on ECIS, Note CEA-N-2772, 145p, 1994.
47. Becchetti, F.D. ve Greenless, G.W., Nucleon-nucleus optical model parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV., Phys. Rev., 182 (1969) 1190.
48. Raman, S., Nestor, C.W. ve Tikkanen P., Transition Probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even-even nuclides, At. Data and Nuc. Data Tab., 78 (2001) 1-128.

8. EKLER

Ek 1. p-⁴⁰Ar İnelastik Saçılmasının OPTMAN ile Analizine Ait Örnek Çıktı Kütüğü

OPTMAN=> Ar-40 parameters bet3=ksi*bet2
INTERACTION OF PARTICLE HAVING SPIN = 0.50
WITH NUCLEI A= 40.0000000
COUPLED CHANNELS METHOD
RELATIVISTIC KINEMATICS AND POTENTIAL DEPENDENCE
COULOMB CORRECTION PROPORTIONAL REAL POTENTIAL DER-VE
CHARGE RADIUS IS ENERGY DEPENDENT
REAL RADIUS IS ENERGY DEPENDENT
WITH AC. NONAXIAL GEXADECAPOLE DEFORMATIONS

HAMILTONN-N 5PA0 POTENTIAL EXPANDED BY BET0
WITH AC. NONAXIAL OCTUPOLE SOFT DEFORMATIONS

NUMBER OF COUPLED LEVELS= 8 NPD = 4
NUMBER OF TERMS IN POTENTIAL EXPANSION= 4

	ENERGY	LEVEL'S SPIN*2	NTU	NNB	NNG	NNO	NPO
1	.0000000E+00	0	1	0	0	0	1
2	.1460860E+01	4	1	0	0	0	1
3	.2120770E+01	0	1	1	0	0	1
4	.2524080E+01	4	2	0	0	0	1
5	.2893000E+01	8	1	0	0	0	1
6	.3208330E+01	4	1	1	0	0	1
7	.3680971E+01	6	1	0	0	1	-1
8	.4494000E+01	10	1	0	0	1	-1

PARAMETERS OF HAMILTONIAN

HW= 1.20040 AMB0= 1.98400 AMG0= 0.28544 GAM0= 0.49304 BET0= 0.09570
BET4= 0.17300 BB42= 0.06177 GAMG= 0.11360 DELG= 0.69743
BET3= 1.21000 ETO= 0.08049 AMUO= 0.54815 HWO= 0.35000 BB32= 0.02658
GAMDE= 0.00000 DPAR= 4.9157 GSHAPE= 0.00000

IO1= 1 IO2= 1 NNT= 1 FOLAR= 0.0000000D+00 ANU1= 0.8366425D-02 ANU2= 0.8366425D-02
IO1= 1 IO2= 1 NNT= 2 FOLAR= 0.1095018D+01 ANU1= 0.8366425D-02 ANU2= 0.8366425D-02
IO1= 1 IO2= 2 NNT= 1 FOLAR= 0.1000029D+01 ANU1= 0.8366425D-02 ANU2= 0.1063363D+01
IO1= 1 IO2= 2 NNT= 2 FOLAR= 0.0000000D+00 ANU1= 0.8366425D-02 ANU2= 0.1063363D+01
IO1= 2 IO2= 2 NNT= 1 FOLAR= 0.0000000D+00 ANU1= 0.1063363D+01 ANU2= 0.1063363D+01
IO1= 2 IO2= 2 NNT= 2 FOLAR= 0.1110323D+01 ANU1= 0.1063363D+01 ANU2= 0.1063363D+01
JU1= 1 JU2= 1 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2496114D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.5272148D+00
JU1= 1 JU2= 1 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.7287377D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.5272148D+00
JU1= 1 JU2= 1 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2393875D+02 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.5272148D+00
JU1= 1 JU2= 1 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.8643605D+02 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.5272148D+00
JU1= 1 JU2= 2 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2636102D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.3837297D-01
JU1= 1 JU2= 2 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.8091909D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.3837297D-01
JU1= 1 JU2= 2 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2748387D+02 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.3837297D-01
JU1= 1 JU2= 2 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1012725D+03 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.3837297D-01
JU1= 1 JU2= 3 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.9993480D+00 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.2248939D+01

‘Ek 1’in devamı’

JU1= 1 JU2= 3 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.5766238D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.2248939D+01
 JU1= 1 JU2= 3 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2810265D+02 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.2248939D+01
 JU1= 1 JU2= 3 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1339494D+03 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.2248939D+01
 JU1= 1 JU2= 4 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2694734D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 1 JU2= 4 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.8930509D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 1 JU2= 4 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3244895D+02 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 1 JU2= 4 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1270444D+03 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 1 JU2= 5 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2686512D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 1 JU2= 5 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.9057212D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 1 JU2= 5 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3340942D+02 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 1 JU2= 5 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1325919D+03 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 1 JU2= 6 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.5623855D+00 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 1 JU2= 6 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.4473967D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 1 JU2= 6 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2376543D+02 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 1 JU2= 6 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1169908D+03 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 1 JU2= 7 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2494996D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 1 JU2= 7 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.9241731D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 1 JU2= 7 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3703600D+02 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 1 JU2= 7 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1583856D+03 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 1 JU2= 8 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2336102D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 1 JU2= 8 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.9023002D+01 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 1 JU2= 8 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3752226D+02 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 1 JU2= 8 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1659264D+03 ANU1= 0.5272148D+00 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 2 JU2= 2 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2857180D+01 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.3837297D-01
 JU1= 2 JU2= 2 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.9148328D+01 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.3837297D-01
 JU1= 2 JU2= 2 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3195362D+02 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.3837297D-01
 JU1= 2 JU2= 2 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1197910D+03 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.3837297D-01
 JU1= 2 JU2= 3 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1439846D+01 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.2248939D+01
 JU1= 2 JU2= 3 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.7324328D+01 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.2248939D+01
 JU1= 2 JU2= 3 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3433709D+02 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.2248939D+01
 JU1= 2 JU2= 3 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1602394D+03 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.2248939D+01
 JU1= 2 JU2= 4 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3007553D+01 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 2 JU2= 4 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1030606D+02 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 2 JU2= 4 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3821059D+02 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 2 JU2= 4 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1511432D+03 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 2 JU2= 5 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3016329D+01 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 2 JU2= 5 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1049306D+02 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 2 JU2= 5 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3942354D+02 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 2 JU2= 5 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1578168D+03 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 2 JU2= 6 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.9864737D+00 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 2 JU2= 6 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.5961402D+01 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 2 JU2= 6 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2974484D+02 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 2 JU2= 6 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1425279D+03 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 2 JU2= 7 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2880213D+01 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 2 JU2= 7 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1087715D+02 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 2 JU2= 7 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.4394198D+02 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 2 JU2= 7 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1878292D+03 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 2 JU2= 8 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2721149D+01 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 2 JU2= 8 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1065601D+02 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 2 JU2= 8 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.4445902D+02 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 2 JU2= 8 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1956872D+03 ANU1= 0.3837297D-01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 3 JU2= 3 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3573404D+01 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.2248939D+01
 JU1= 3 JU2= 3 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1568358D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.2248939D+01
 JU1= 3 JU2= 3 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.7531290D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.2248939D+01
 JU1= 3 JU2= 3 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3804021D+03 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.2248939D+01
 JU1= 3 JU2= 4 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2217207D+01 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 3 JU2= 4 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1067449D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 3 JU2= 4 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.5029960D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 3 JU2= 4 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2403308D+03 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 3 JU2= 5 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2391005D+01 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 3 JU2= 5 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1145833D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 3 JU2= 5 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.5419177D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 3 JU2= 5 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2606002D+03 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.6009718D-02

‘Ek 1’in devamı’

JU1= 3 JU2= 6 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3376952D+01 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 3 JU2= 6 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1441305D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 3 JU2= 6 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.6765725D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 3 JU2= 6 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3340918D+03 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 3 JU2= 7 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3238507D+01 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 3 JU2= 7 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1556887D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 3 JU2= 7 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.7597561D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 3 JU2= 7 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3806715D+03 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 3 JU2= 8 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3510749D+01 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 3 JU2= 8 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1708247D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 3 JU2= 8 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.8493191D+02 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 3 JU2= 8 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.4345389D+03 ANU1= 0.2248939D+01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 4 JU2= 4 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3341545D+01 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 4 JU2= 4 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1222069D+02 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 4 JU2= 4 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.4798288D+02 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 4 JU2= 4 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1998584D+03 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.8625930D-02
 JU1= 4 JU2= 5 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3393222D+01 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 4 JU2= 5 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1258951D+02 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 4 JU2= 5 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.5006357D+02 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 4 JU2= 5 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2109354D+03 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 4 JU2= 6 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1759371D+01 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 4 JU2= 6 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.9152933D+01 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 4 JU2= 6 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.4448275D+02 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 4 JU2= 6 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2146305D+03 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 4 JU2= 7 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3477318D+01 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 4 JU2= 7 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1394919D+02 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 4 JU2= 7 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.5945384D+02 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 4 JU2= 7 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2667739D+03 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 4 JU2= 8 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3394843D+01 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 4 JU2= 8 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1409436D+02 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 4 JU2= 8 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.6194803D+02 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 4 JU2= 8 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2858766D+03 ANU1= 0.8625930D-02 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 5 JU2= 5 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3455536D+01 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 5 JU2= 5 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1300439D+02 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 5 JU2= 5 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.5236847D+02 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 5 JU2= 5 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2231740D+03 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.6009718D-02
 JU1= 5 JU2= 6 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1934279D+01 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 5 JU2= 6 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.9898395D+01 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 5 JU2= 6 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.4803561D+02 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 5 JU2= 6 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2325525D+03 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 5 JU2= 7 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3598806D+01 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 5 JU2= 7 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1462978D+02 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 5 JU2= 7 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.6309881D+02 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 5 JU2= 7 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2862031D+03 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 5 JU2= 8 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3539797D+01 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 5 JU2= 8 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1488654D+02 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 5 JU2= 8 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.6618893D+02 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 5 JU2= 8 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3086810D+03 ANU1= 0.6009718D-02 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 6 JU2= 6 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3313272D+01 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 6 JU2= 6 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1366469D+02 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 6 JU2= 6 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.6256071D+02 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 6 JU2= 6 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3025144D+03 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.1194208D+01
 JU1= 6 JU2= 7 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2791011D+01 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 6 JU2= 7 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1374052D+02 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 6 JU2= 7 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.6732599D+02 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 6 JU2= 7 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3347414D+03 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 6 JU2= 8 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3063346D+01 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 6 JU2= 8 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1508506D+02 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 6 JU2= 8 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.7474700D+02 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 6 JU2= 8 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3774088D+03 ANU1= 0.1194208D+01 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 7 JU2= 7 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.4105390D+01 ANU1= 0.6405050D-03 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 7 JU2= 7 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1793430D+02 ANU1= 0.6405050D-03 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 7 JU2= 7 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.8251410D+02 ANU1= 0.6405050D-03 ANU2= 0.6405050D-03

‘Ek 1’in devamı’

JU1= 7 JU2= 7 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.3970518D+03 ANU1= 0.6405050D-03 ANU2= 0.6405050D-03
 JU1= 7 JU2= 8 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.4211350D+01 ANU1= 0.6405050D-03 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 7 JU2= 8 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.1898813D+02 ANU1= 0.6405050D-03 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 7 JU2= 8 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.8989936D+02 ANU1= 0.6405050D-03 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 7 JU2= 8 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.4441365D+03 ANU1= 0.6405050D-03 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 8 JU2= 8 NNT= 1 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.4404382D+01 ANU1= 0.2009332D-03 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 8 JU2= 8 NNT= 2 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.2047575D+02 ANU1= 0.2009332D-03 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 8 JU2= 8 NNT= 3 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.9967923D+02 ANU1= 0.2009332D-03 ANU2= 0.2009332D-03
 JU1= 8 JU2= 8 NNT= 4 FOV(JU1,JU2,NNT)= 0.5052758D+03 ANU1= 0.2009332D-03 ANU2= 0.2009332D-03
 POTENTIAL PARAMETERS V(R)

VR0=-36.770 VR1= 0.0285 VR2= 0.0001800 RR= 1.1866 AR0= 0.6670 AR1= 0.0000
 WD0= 0.0000 WD1= 0.0000 VR3= 0.0000000 RD= 1.1893 AD0= 0.6090 AD1= 0.0000
 WC0= 0.0000 WC1= 0.0000 RC= 1.1866 AC0= 0.6670 AC1= 0.0000
 RW= 1.0000 AW0= 1.0000 AW1= 0.0000
 VSO= 5.5700 RS= 1.2081 AS0= 0.6690 AS1= 0.0000
 ALF= 1.0000 ANEU= 1.0087 RZ= 1.1312 AZ0= 0.3600
 BNDC= 0.00 WDA1= 0.0000 WCA1= 0.0000 CCOUL= 1.0500 CISO= 11.500 WCISO= 20.000
 WS0= 0.0000 WS1= 0.0000 VRLA=96.4500 ALAVR= 0.00475 WCBW=12.3900
 WCWID=78.8600
 WDBW=10.6300 WDWID=10.6600 ALAWD= 0.0174 EFERMN= -7.984 EFERMP=-10.169
 ALASO= 0.0050
 PDIS= 2.0000 WSBW=-3.1000 WSWID= 160.00 RRBWC= 0.0000 RRWID=100.00 RZBWC=
 0.0000
 RZWID= 1.0000

NUCLEUS CHARGE = 18.0000

EXPERIMENTAL DATA FOR ENERGY= 25.10000 MeV

0 0 0 4 0 0
 .2180000E+01.5500000E-01.0000000E+00.0000000E+00
 1 159 2 245
 7 746 8 842
 ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S.
 .1846000E+02.1389000E+01.7451380E-01.2050000E+02.9900000E+00.5309320E-01 (25.1 MeV G.S.)
 .2307000E+02.5700000E+00.3058530E-01.2563000E+02.2990000E+00.1604290E-01
 .2732140E+02.1869750E+00.1029860E-01.2818000E+02.1100000E+00.5916280E-02
 .3070000E+02.2789000E-01.1813900E-02.3280000E+02.1727000E-01.9558930E-03
 .3483000E+02.1010000E-01.7177220E-03.3687000E+02.2090000E-01.1340760E-02
 .3895000E+02.3748000E-01.2203970E-02.4095000E+02.5683000E-01.3054260E-02
 .4350000E+02.7437000E-01.3991210E-02.4605000E+02.8477000E-01.4548340E-02
 .4859000E+02.8535000E-01.4578990E-02.4900000E+02.8485000E-01.4563030E-02
 .5114000E+02.8083000E-01.4343020E-02.5367000E+02.6855000E-01.3694880E-02
 .5621000E+02.5575000E-01.3000380E-02.5875000E+02.4292000E-01.2319420E-02
 .6128000E+02.2915000E-01.1564990E-02.6330000E+02.2119000E-01.1139710E-02
 .6540000E+02.1497000E-01.8101560E-03.6735000E+02.1078000E-01.5860210E-03
 .6940000E+02.8130000E-02.4406160E-03.7130000E+02.6820000E-02.3725330E-03
 .7391000E+02.6700000E-02.3630770E-03.7643000E+02.7400000E-02.4031130E-03
 .7894000E+02.8460000E-02.4597050E-03.8146000E+02.9520000E-02.5163100E-03
 .8396000E+02.9810000E-02.5297080E-03.8648000E+02.9960000E-02.5404660E-03
 .8898000E+02.9250000E-02.5038910E-03.9148000E+02.8430000E-02.4623440E-03
 .9398000E+02.7420000E-02.4040310E-03.9648000E+02.6160000E-02.3383250E-03
 .9896000E+02.4950000E-02.2708440E-03.1014600E+03.3920000E-02.2116980E-03
 .1039400E+03.2740000E-02.1495630E-03.1064300E+03.2300000E-02.1253990E-03
 .1089100E+03.1710000E-02.9061040E-04.1113900E+03.1500000E-02.8077750E-04
 .1133000E+03.1380000E-02.7523960E-04.1188100E+03.1200000E-02.6708200E-04
 .1212800E+03.1280000E-02.7068240E-04.1232500E+03.1220000E-02.6797790E-04

‘Ek 1’in devamı’

.1262100E+03.1180000E-02.6618910E-04.1286700E+03.1090000E-02.5805390E-04
 .1311400E+03.1220000E-02.6419500E-04.1335900E+03.9200000E-03.5015970E-04
 .1360400E+03.8500000E-03.4697070E-04.1385000E+03.8300000E-03.4606790E-04
 .1409500E+03.8300000E-03.4606790E-04.1434000E+03.8800000E-03.4833220E-04
 .1488000E+03.9600000E-03.5200000E-04.1507400E+03.9800000E-03.5292450E-04
 .1527200E+03.9800000E-03.5292450E-04.1556300E+03.1000000E-02.5385170E-04
 .1585700E+03.9800000E-03.5292450E-04

ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. (25.1 MeV 2⁺)
 .3075000E+02.6730000E-02.6895140E-03.3279000E+02.5880000E-02.5964430E-03
 .3484000E+02.5440000E-02.5617260E-03.3586000E+02.4710000E-02.4777460E-03
 .3895000E+02.4950000E-02.5031150E-03.4096000E+02.4750000E-02.4816900E-03
 .4403000E+02.3720000E-02.3805050E-03.4733400E+02.3258000E-02.3332350E-03
 .5115000E+02.2790000E-02.2834450E-03.5623000E+02.2430000E-02.2480910E-03
 .6130000E+02.2270000E-02.2324410E-03.6332000E+02.2310000E-02.2363490E-03
 .6534000E+02.2190000E-02.2246350E-03.6636000E+02.2140000E-02.2197640E-03
 .6940000E+02.1990000E-02.2051850E-03.7140000E+02.1880000E-02.1945350E-03
 .7444000E+02.1700000E-02.1726270E-03.7644000E+02.1460000E-02.1490500E-03
 .7873400E+02.1250000E-02.1312440E-03.8147000E+02.1080000E-02.1120890E-03
 .8451100E+02.8820000E-03.9684650E-04.8649000E+02.7200000E-03.7472620E-04
 .9150000E+02.6400000E-03.6705220E-04.9649000E+02.7300000E-03.7569020E-04
 .1014700E+03.8200000E-03.8440380E-04.1044600E+03.7800000E-03.8052330E-04
 .1064400E+03.8300000E-03.8537560E-04.1074400E+03.8900000E-03.9121950E-04
 .1114000E+03.7500000E-03.7762090E-04.1133900E+03.6500000E-03.6800740E-04
 .1163600E+03.5800000E-03.6135150E-04.1193200E+03.4700000E-03.4805210E-04
 .1213000E+03.4800000E-03.4903060E-04.1232700E+03.3900000E-03.4026160E-04
 .1262300E+03.3500000E-03.3640060E-04.1291800E+03.2800000E-03.2973210E-04
 .1311500E+03.2600000E-03.2785680E-04.1340900E+03.2600000E-03.2785680E-04
 .1370400E+03.2400000E-03.2600000E-04.1429200E+03.2700000E-03.2879240E-04
 .1458600E+03.2800000E-03.2973210E-04.1488000E+03.3100000E-03.3257300E-04
 .1527000E+03.3500000E-03.3640060E-04.1556300E+03.3500000E-03.3640060E-04
 .1585700E+03.3200000E-03.3352610E-04

ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. (25.1 MeV 3⁻)
 .3079000E+02.4030000E-02.6111630E-03.3284000E+02.3550000E-02.5358700E-03
 .3488000E+02.4000000E-02.6067130E-03.3591000E+02.3900000E-02.5904450E-03
 .3897000E+02.4300000E-02.6512490E-03.4101000E+02.4170000E-02.6319420E-03
 .4408000E+02.3490000E-02.5295770E-03.4701100E+02.3192400E-02.4839490E-03
 .5121000E+02.2850000E-02.4331930E-03.5629000E+02.2320000E-02.3549700E-03
 .6136000E+02.2080000E-02.3159810E-03.6339000E+02.2030000E-02.3085780E-03
 .6542000E+02.2040000E-02.3100580E-03.6643000E+02.1930000E-02.2937860E-03
 .6946000E+02.2100000E-02.3189440E-03.7150000E+02.2050000E-02.3115390E-03
 .7451000E+02.2030000E-02.3059740E-03.7652000E+02.1950000E-02.2967430E-03
 .8155000E+02.1730000E-02.2612280E-03.8657000E+02.1320000E-02.2020000E-03
 .8932000E+02.1147000E-02.1746460E-03.9158000E+02.9200000E-03.1394420E-03
 .9445100E+02.8060000E-03.1234580E-03.9657000E+02.6700000E-03.1024710E-03
 .9958200E+02.5790000E-03.9037660E-04.1015500E+03.4900000E-03.7417720E-04
 .1045300E+03.4000000E-03.6082760E-04.1065200E+03.4300000E-03.6527060E-04
 .1075100E+03.4700000E-03.7120570E-04.1114800E+03.3900000E-03.5934860E-04
 .1134600E+03.3630000E-03.5536070E-04.1164300E+03.3700000E-03.5639370E-04
 .1193800E+03.3300000E-03.5050000E-04.1213600E+03.3500000E-03.5344390E-04
 .1233400E+03.3300000E-03.5050000E-04.1262900E+03.2900000E-03.4463460E-04
 .1292400E+03.3300000E-03.5050000E-04.1312100E+03.3200000E-03.4903060E-04
 .1341500E+03.2700000E-03.4171630E-04.1371000E+03.2700000E-03.4171630E-04
 .1429700E+03.2600000E-03.4026160E-04.1459100E+03.2700000E-03.4171630E-04
 .1488400E+03.2520000E-03.3910040E-04.1527400E+03.2000000E-03.3162280E-04
 .1556700E+03.1800000E-03.2879240E-04.1585900E+03.1800000E-03.2879240E-04

ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. (25.1 MeV 5⁻)
 .3080000E+02.1100000E-02.2220360E-03.3285000E+02.1194000E-02.2406770E-03
 .3490000E+02.1220000E-02.2538420E-03.3592000E+02.1190000E-02.2398830E-03

“Ek 1’in devamı”

.3899000E+02.1220000E-02.2458370E-03.4103000E+02.1310000E-02.2667280E-03
.4410000E+02.1500000E-02.3014960E-03.5123000E+02.1340000E-02.2696740E-03
.5631000E+02.1110000E-02.2240180E-03.6139000E+02.1000000E-02.2022370E-03
.6342000E+02.9500000E-03.1910500E-03.6544000E+02.8900000E-03.1791200E-03
.6645000E+02.8900000E-03.1791200E-03.6949000E+02.9400000E-03.1890610E-03
.7151000E+02.8900000E-03.1791200E-03.7453000E+02.7800000E-03.1572770E-03
.7779000E+02.7350000E-03.1483540E-03.8158000E+02.6400000E-03.1295530E-03
.8386600E+02.5780000E-03.1173170E-03.8660000E+02.4600000E-03.9676780E-04
.9160000E+02.3340000E-03.6754440E-04.9660000E+02.2800000E-03.5688590E-04
.1015800E+03.2500000E-03.5099020E-04.1045600E+03.2200000E-03.4512210E-04
.1065500E+03.2800000E-03.5688590E-04.1075400E+03.2700000E-03.5491810E-04
.1115100E+03.2900000E-03.5885580E-04.1134900E+03.3100000E-03.6280130E-04
.1164500E+03.3030000E-03.6141950E-04.1194200E+03.2500000E-03.5099020E-04
.1233600E+03.2200000E-03.4512210E-04.1263100E+03.1900000E-03.3929380E-04
.1292600E+03.1700000E-03.3544010E-04.1312300E+03.1700000E-03.3544010E-04
.1341700E+03.1800000E-03.3736310E-04.1371200E+03.1600000E-03.3352610E-04
.1429900E+03.1300000E-03.2785680E-04.1459200E+03.1000000E-03.2236070E-04
.1488500E+03.8000000E-04.1886800E-04.1527600E+03.7700000E-04.1836190E-04
.1556800E+03.7000000E-04.1720470E-04.1586000E+03.8000000E-04.1886800E-04

EXPERIMENTAL DATA FOR ENERGY= 32.500000 MeV

0 0 0 4 0 0

.2180000E+01.5500000E-01.0000000E+00.0000000E+00

1 166 2 242

7 749 8 846

ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S.

.1846000E+02.1294000E+01.6944530E-01.2050000E+02.8449000E+00.4529500E-01 (32.5 MeV G.S.)
.2256000E+02.5140300E+00.2756750E-01.2461000E+02.2860000E+00.1533560E-01
.2666000E+02.1366100E+00.7326540E-02.2870000E+02.5534000E-01.2992640E-02
.2972000E+02.3709000E-01.1993010E-02.3075000E+02.2494000E-01.1339820E-02
.3177000E+02.2006000E-01.1083560E-02.3279000E+02.2153000E-01.1159200E-02
.3381000E+02.2650000E-01.1423390E-02.3484000E+02.3407000E-01.1830520E-02
.3586000E+02.4400000E-01.2362120E-02.3841000E+02.6643000E-01.3563210E-02
.4096000E+02.8558000E-01.4589710E-02.4351000E+02.8924000E-01.4785640E-02
.4606000E+02.8552000E-01.4586910E-02.4860000E+02.7475000E-01.4008920E-02
.5114000E+02.5812000E-01.3125270E-02.5369000E+02.4204000E-01.2256280E-02
.5521000E+02.3396000E-01.1829100E-02.5622000E+02.2872000E-01.1541330E-02
.5876000E+02.1845000E-01.9902560E-03.6028000E+02.1432000E-01.7688020E-03
.6231000E+02.1033000E-01.5575590E-03.6433000E+02.7660000E-02.4150770E-03
.6534000E+02.7200000E-02.3900000E-03.6635000E+02.6770000E-02.3663090E-03
.6888000E+02.6830000E-02.3690830E-03.7140000E+02.7400000E-02.3992490E-03
.7392000E+02.7970000E-02.4294210E-03.7644000E+02.8160000E-02.4420000E-03
.7896000E+02.7810000E-02.4220070E-03.8147000E+02.7080000E-02.3844680E-03
.8398000E+02.6190000E-02.3356940E-03.8649000E+02.5000000E-02.2692580E-03
.8899000E+02.3800000E-02.2061550E-03.9149000E+02.2940000E-02.1587730E-03
.9400000E+02.2170000E-02.1194670E-03.9649000E+02.1610000E-02.8989020E-04
.9898000E+02.1240000E-02.6887670E-04.1014700E+03.1050000E-02.5618050E-04
.1039600E+03.9500000E-03.5153880E-04.1064400E+03.9360000E-03.5129560E-04
.1089200E+03.9670000E-03.5271360E-04.1114000E+03.9830000E-03.5344830E-04
.1138800E+03.9490000E-03.5188930E-04.1163500E+03.9200000E-03.5056680E-04
.1188200E+03.8550000E-03.4762940E-04.1212900E+03.7700000E-03.4250000E-04
.1237600E+03.6970000E-03.3794100E-04.1262200E+03.5350000E-03.3066860E-04
.1286800E+03.4140000E-03.2498980E-04.1311400E+03.3230000E-03.1899530E-04
.1336000E+03.2370000E-03.1488030E-04.1360600E+03.1870000E-03.1060290E-04
.1385100E+03.1580000E-03.8854940E-05.1409600E+03.1610000E-03.8989020E-05
.1434100E+03.1860000E-03.1055890E-04.1458600E+03.2260000E-03.1235680E-04
.1483000E+03.2830000E-03.1625490E-04.1507500E+03.3390000E-03.1874310E-04
.1537900E+03.3800000E-03.2147090E-04.1556300E+03.3800000E-03.2147090E-04

‘Ek 1’in devamı’

.1605100E+03.4330000E-03.2384790E-04.1654000E+03.3830000E-03.2115950E-04
 ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. (32.5 MeV 2⁺)
 .2666000E+02.8950000E-02.9240810E-03.2870000E+02.7770000E-02.8023270E-03
 .3075000E+02.5570000E-02.5853620E-03.3279000E+02.5490000E-02.5777550E-03
 .3381000E+02.5330000E-02.5594540E-03.3586000E+02.4730000E-02.4932840E-03
 .3950000E+02.3620000E-02.3755580E-03.4190000E+02.2880000E-02.3120000E-03
 .4403000E+02.2250000E-02.2304890E-03.5114000E+02.2140000E-02.2197640E-03
 .5622000E+02.2270000E-02.2324410E-03.5930000E+02.1950000E-02.2013080E-03
 .6128000E+02.2090000E-02.2237880E-03.6330000E+02.1860000E-02.1926030E-03
 .6635000E+02.1600000E-02.1649240E-03.6930000E+02.1370000E-02.1427200E-03
 .7140000E+02.1010000E-02.1053610E-03.7444000E+02.8900000E-03.9121950E-04
 .7644000E+02.7810000E-03.8014740E-04.8147000E+02.5910000E-03.6122750E-04
 .8649000E+02.4990000E-03.5240240E-04.9148000E+02.4657000E-03.4924190E-04
 .9695000E+02.4330000E-03.4582460E-04.1013940E+03.3930000E-03.4171920E-04
 .1041130E+03.3990000E-03.4196440E-04.1079000E+03.3880000E-03.4061330E-04
 .1104000E+03.3100000E-03.3228000E-04.1145000E+03.2600000E-03.2692580E-04
 .1163500E+03.2110000E-03.2256570E-04.1193000E+03.1900000E-03.1992490E-04
 .1212900E+03.1660000E-03.1707510E-04.1232500E+03.1870000E-03.1935690E-04
 .1262200E+03.1610000E-03.1658950E-04.1291800E+03.1280000E-03.1341040E-04
 .1342000E+03.1000000E-03.1044030E-04.1400000E+03.1120000E-03.1159480E-04
 .1431000E+03.1060000E-03.1101640E-04.1458600E+03.1100000E-03.1140180E-04
 .1488000E+03.1040000E-03.1082400E-04.1527200E+03.1110000E-03.1149830E-04
 .1557900E+03.1190000E-03.1227230E-04.1585700E+03.1160000E-03.1198170E-04
 ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. (32.5 MeV 3⁺)
 .2666000E+02.7120000E-02.1078480E-02.2870000E+02.7690000E-02.1164540E-02
 .3075000E+02.6370000E-02.9657020E-03.3279000E+02.6970000E-02.1056210E-02
 .3381000E+02.6900000E-02.1045810E-02.3586000E+02.6510000E-02.9879540E-03
 .3950000E+02.5420000E-02.8249660E-03.4122000E+02.4424000E-02.6762140E-03
 .4403000E+02.3380000E-02.5132730E-03.4669500E+02.2947000E-02.4475580E-03
 .4907050E+02.2498000E-02.3794730E-03.5114000E+02.2100000E-02.3189440E-03
 .5622000E+02.1650000E-02.2507120E-03.5930000E+02.1500000E-02.2304890E-03
 .6128000E+02.1760000E-02.2686930E-03.6330000E+02.1830000E-02.2790170E-03
 .6433000E+02.1850000E-02.2819690E-03.6635000E+02.1770000E-02.2684960E-03
 .6930000E+02.1700000E-02.2598560E-03.7140000E+02.1600000E-02.2433110E-03
 .7444000E+02.1540000E-02.2344380E-03.7644000E+02.1390000E-02.2123020E-03
 .7915600E+02.1150000E-02.1770770E-03.8147000E+02.9200000E-03.1412230E-03
 .8649000E+02.6460000E-03.9821210E-04.8941400E+02.5110000E-03.7851260E-04
 .9149000E+02.3860000E-03.5913050E-04.9649000E+02.2890000E-03.4408200E-04
 .1014700E+03.3040000E-03.4647970E-04.1040500E+03.2770000E-03.4231320E-04
 .1064400E+03.2890000E-03.4408200E-04.1104000E+03.3080000E-03.4706850E-04
 .1134000E+03.2610000E-03.3977090E-04.1163500E+03.2420000E-03.3679250E-04
 .1193000E+03.1940000E-03.2952640E-04.1212900E+03.1780000E-03.2716410E-04
 .1232500E+03.1500000E-03.2285280E-04.1262200E+03.1150000E-03.1770770E-04
 .1291800E+03.7500000E-04.1164310E-04.1311400E+03.8500000E-04.1309820E-04
 .1342000E+03.6700000E-04.1048820E-04.1374000E+03.6800000E-04.1063200E-04
 .1400000E+03.6800000E-04.1063200E-04.1431000E+03.6100000E-04.9629250E-05
 .1458600E+03.7500000E-04.1164310E-04.1488000E+03.9400000E-04.1465640E-04
 .1527200E+03.1080000E-03.1668650E-04.1557900E+03.1160000E-03.1785390E-04
 .1585700E+03.1130000E-03.1741560E-04
 ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. (32.5 MeV 5⁺)
 .2646000E+02.1350000E-02.2765860E-03.3075000E+02.1320000E-02.2707320E-03
 .3279000E+02.1450000E-02.2983290E-03.3381000E+02.1420000E-02.2925000E-03
 .3586000E+02.1500000E-02.3080580E-03.3841000E+02.1737000E-02.3509800E-03
 .4430000E+02.1960000E-02.3931460E-03.5114000E+02.1878000E-02.3767960E-03
 .5730000E+02.1490000E-02.3006730E-03.5930000E+02.1330000E-02.2706580E-03
 .6128000E+02.1120000E-02.2260000E-03.6330000E+02.1010000E-02.2042160E-03
 .6433000E+02.9800000E-03.1982830E-03.6635000E+02.8800000E-03.1771330E-03
 .6930000E+02.8930000E-03.1794070E-03.7140000E+02.6930000E-03.1396390E-03

‘Ek 1’in devamı’

.7444000E+02.5940000E-03.1198730E-03.7644000E+02.6190000E-03.1248300E-03
.7712500E+02.5080000E-03.1027010E-03.7984500E+02.4550000E-03.9239590E-04
.8147000E+02.3810000E-03.7713910E-04.8649000E+02.2930000E-03.5928710E-04
.9149000E+02.2620000E-03.5300720E-04.9419900E+02.2340000E-03.4765750E-04
.9649000E+02.1990000E-03.4024970E-04.1014700E+03.2050000E-03.4143670E-04
.1043000E+03.1930000E-03.3892250E-04.1064400E+03.1970000E-03.3971600E-04
.1103500E+03.1920000E-03.3872420E-04.1133000E+03.1470000E-03.2967090E-04
.1163500E+03.1280000E-03.2591060E-04.1193000E+03.1110000E-03.2255750E-04
.1212900E+03.9200000E-04.1864300E-04.1237600E+03.9500000E-04.1923540E-04
.1262200E+03.7200000E-04.1470920E-04.1291800E+03.4600000E-04.9414880E-05
.1311400E+03.5400000E-04.1098360E-04.1342000E+03.4100000E-04.8440380E-05
.1362000E+03.3400000E-04.7432360E-05.1400000E+03.3000000E-04.6708200E-05
.1434100E+03.3700000E-04.7984990E-05.1458600E+03.4800000E-04.1040000E-04
.1488000E+03.5600000E-04.1189290E-04.1527200E+03.5800000E-04.1227030E-04
.1557900E+03.5700000E-04.1208140E-04.1585700E+03.6000000E-04.1264910E-04

EXPERIMENTAL DATA FOR ENERGY= 40.700000 MeV

0 0 0 4 0 0

.2180000E+01.5500000E-01.0000000E+00.0000000E+00

1 133 2 229

7 727 8 827

ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S.

.2050000E+02.7650000E+00.4119650E-01.2350000E+02.3100000E+00.1671640E-01 (40.7 MeV G.S.)

.2660000E+02.1040000E+00.5657990E-02.3074000E+02.3840000E-01.2095710E-02

.3586000E+02.6730000E-01.3652350E-02.3780000E+02.7910000E-01.4297030E-02

.4090000E+02.8600000E-01.4653860E-02.4403000E+02.7620000E-01.4113220E-02

.5000000E+02.3680000E-01.1986980E-02.5623000E+02.1220000E-01.6592420E-03

.6434000E+02.6140000E-02.3374150E-03.6637000E+02.6580000E-02.3615810E-03

.6940000E+02.6350000E-02.3469960E-03.7142000E+02.6320000E-02.3456240E-03

.7444000E+02.5350000E-02.2974160E-03.7645000E+02.4850000E-02.2662820E-03

.8148000E+02.2620000E-02.1485290E-03.8650000E+02.1590000E-02.9391620E-04

.9150000E+02.8500000E-03.4740520E-04.9650000E+02.7050000E-03.3913520E-04

.1015000E+03.6810000E-03.3805790E-04.1075000E+03.5830000E-03.3278300E-04

.1104200E+03.4590000E-03.2637620E-04.1134000E+03.3520000E-03.2075480E-04

.1193300E+03.2010000E-03.1224760E-04.1213000E+03.1750000E-03.1060950E-04

.1262300E+03.1240000E-03.7964920E-05.1311500E+03.1240000E-03.7964920E-05

.1370500E+03.9700000E-04.6286690E-05.1400000E+03.8900000E-04.5983520E-05

.1429300E+03.7200000E-04.4686150E-05.1488000E+03.7600000E-04.4841490E-05

.1556400E+03.8100000E-04.5040090E-05

ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. (40.7 MeV 2⁺)

.3074000E+02.1020400E-01.1065010E-02.3586000E+02.5230000E-02.5635860E-03

.4090000E+02.2770000E-02.3387540E-03.4403000E+02.2210000E-02.2514780E-03

.5000000E+02.2671000E-02.2815380E-03.5623000E+02.3421000E-02.3511030E-03

.6434000E+02.2220000E-02.2414730E-03.6637000E+02.1762000E-02.1956310E-03

.6940000E+02.1154000E-02.1319590E-03.7142000E+02.9130000E-03.9777880E-04

.7444000E+02.8770000E-03.9681060E-04.7645000E+02.8050000E-03.8944970E-04

.8148000E+02.8440000E-03.8991310E-04.8650000E+02.7690000E-03.8183890E-04

.9150000E+02.6070000E-03.6957360E-04.9650000E+02.3970000E-03.4916390E-04

.1015000E+03.2310000E-03.2868120E-04.1075000E+03.1540000E-03.3283530E-04

.1104200E+03.1420000E-03.2292680E-04.1134000E+03.1400000E-03.2280350E-04

.1193300E+03.1370000E-03.2106400E-04.1213000E+03.1440000E-03.2152580E-04

.1262300E+03.1290000E-03.2055260E-04.1311500E+03.9600000E-04.1386220E-04

.1370500E+03.7300000E-04.1011390E-04.1400000E+03.6900000E-04.9143850E-05

.1429300E+03.6300000E-04.7462570E-05.1488000E+03.5700000E-04.6441270E-05

.1556400E+03.8300000E-04.9213580E-05

“Ek 1’in devamı”

ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S.
 .3074000E+02.1995000E-01.3188270E-02.3586000E+02.1581000E-01.2536540E-02 (40.7 MeV 3)
 .4403000E+02.8660000E-02.1378040E-02.5623000E+02.3760000E-02.5727970E-03
 .6434000E+02.3560000E-02.5399590E-03.6637000E+02.3250000E-02.4940210E-03
 .6940000E+02.2280000E-02.3456360E-03.7142000E+02.1750000E-02.2642090E-03
 .7444000E+02.1360000E-02.2078850E-03.7645000E+02.1530000E-02.2372140E-03
 .8148000E+02.7380000E-03.1146930E-03.8650000E+02.6300000E-03.9568310E-04
 .9150000E+02.5120000E-03.7844900E-04.9650000E+02.4800000E-03.7375640E-04
 .1015000E+03.4720000E-03.7305230E-04.1075000E+03.2820000E-03.4346600E-04
 .1104200E+03.1840000E-03.3190240E-04.1134000E+03.1590000E-03.2765540E-04
 .1193300E+03.1130000E-03.2198410E-04.1213000E+03.1340000E-03.2449510E-04
 .1262300E+03.1380000E-03.2498980E-04.1311500E+03.1330000E-03.2437220E-04
 .1370500E+03.9300000E-04.1906840E-04.1400000E+03.1010000E-03.1932670E-04
 .1429300E+03.1000000E-03.1920940E-04.1488000E+03.6200000E-04.1164000E-04
 .1556400E+03.8300000E-04.1428290E-04

ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S. ANGL(CENT) EXP. C.-S ERR. C.S.
 .3074000E+02.4740000E-02.9597940E-03.3586000E+02.5860000E-02.1188940E-02 (40.7 MeV 5)
 .4403000E+02.6470000E-02.1312570E-02.5623000E+02.5590000E-02.1126730E-02
 .6434000E+02.2300000E-02.4627090E-03.6637000E+02.2000000E-02.4031130E-03
 .6940000E+02.1490000E-02.3006730E-03.7142000E+02.1060000E-02.2141120E-03
 .7444000E+02.1010000E-02.2042160E-03.7645000E+02.8270000E-03.1666050E-03
 .8148000E+02.7310000E-03.1473040E-03.8650000E+02.5260000E-03.1062640E-03
 .9150000E+02.4770000E-03.9690280E-04.9650000E+02.3020000E-03.6122220E-04
 .1015000E+03.1920000E-03.3886590E-04.1075000E+03.1460000E-03.2962500E-04
 .1104200E+03.1600000E-03.3275670E-04.1134000E+03.8700000E-04.1810410E-04
 .1193300E+03.7000000E-04.1486610E-04.1213000E+03.5400000E-04.1120890E-04
 .1262300E+03.5000000E-04.1019800E-04.1311500E+03.5200000E-04.1059060E-04
 .1370500E+03.4800000E-04.9806120E-05.1400000E+03.4600000E-04.9414880E-05
 .1429300E+03.4600000E-04.9414880E-05.1488000E+03.5800000E-04.1198170E-04
 .1556400E+03.3400000E-04.7432360E-05

SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF REAL POTENTIAL F-FACTORS AND DERIVATIVES:
 VIR0= 28.218 VIR1= 72.762 VIR2= 66.855 VIR3= 22.226 CBET0= 1.000
 SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF IMAGINARY (WC) F-FACTORS AND DERIVATIVES:
 WIC0= 28.218 WIC1= 72.762 WIC2= 66.855 WIC3= 22.226 CBETC= 0.919
 SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF IMAGINARY (WD) F-FACTORS AND DERIVATIVES:
 WID0= 43.270 WID1= 80.614 WID2= 40.249 WID3= 0.113 CBETD= 0.499
 SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF IMAGINARY (WW) F-FACTORS AND DERIVATIVES:
 WIW0= 0.000 WIW1= 0.000 WIW2= 0.000 WIW3= 0.000 CBETW= 0.000

POTENTIAL VALUES FOR INCIDENT ENERGY= 25.100000 MeV:

VR= 48.867 WC= 2.065 WD= 6.263 VSO= 4.670 WSO= -0.144 RELPOT= 1.013

PROTON ENERGY = 25.100000

TOTAL CR-SECT.= 1.813695

REACTION CR-SECT. = 0.948675

NMAX	CR-SECT. OF LEVEL EXCITATION
1	0.797403
2	0.024617
3	0.003795
4	0.004149
5	0.007236
6	0.004932
7	0.019212
8	0.003675

‘Ek 1’in devami’

STRENGTH FUNCTIONS

SF0= 0.2547086E-04 SF1= 0.2544830E-04 SF2= 0.2921897E-04
 ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES

MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.

1 0.18460D+02 0.13890D+01 0.12876D+01 2 0.20500D+02 0.99000D+00 0.88228D+00
 3 0.23070D+02 0.57000D+00 0.51043D+00 4 0.25630D+02 0.29900D+00 0.26080D+00
 5 0.27321D+02 0.18698D+00 0.15021D+00 6 0.28180D+02 0.11000D+00 0.10813D+00
 7 0.30700D+02 0.27890D-01 0.29804D-01 8 0.32800D+02 0.17270D-01 0.44507D-02
 9 0.34830D+02 0.10100D-01 0.30772D-02 10 0.36870D+02 0.20900D-01 0.15475D-01
 11 0.38950D+02 0.37480D-01 0.34646D-01 12 0.40950D+02 0.56830D-01 0.53793D-01
 13 0.43500D+02 0.74370D-01 0.73628D-01 14 0.46050D+02 0.84770D-01 0.84905D-01
 15 0.48590D+02 0.85350D-01 0.86879D-01 16 0.49000D+02 0.84850D-01 0.86403D-01
 17 0.51140D+02 0.80830D-01 0.80932D-01 18 0.53670D+02 0.68550D-01 0.69634D-01
 19 0.56210D+02 0.55750D-01 0.55628D-01 20 0.58750D+02 0.42920D-01 0.41407D-01
 21 0.61280D+02 0.29150D-01 0.28838D-01 22 0.63300D+02 0.21190D-01 0.20685D-01
 23 0.65400D+02 0.14970D-01 0.14252D-01 24 0.67350D+02 0.10780D-01 0.10124D-01
 25 0.69400D+02 0.81300D-02 0.74982D-02 26 0.71300D+02 0.68200D-02 0.63572D-02
 27 0.73910D+02 0.67000D-02 0.62480D-02 28 0.76430D+02 0.74000D-02 0.70779D-02
 29 0.78940D+02 0.84600D-02 0.82059D-02 30 0.81460D+02 0.95200D-02 0.91910D-02
 31 0.83960D+02 0.98100D-02 0.97511D-02 32 0.86480D+02 0.99600D-02 0.97830D-02
 33 0.88980D+02 0.92500D-02 0.93029D-02 34 0.91480D+02 0.84300D-02 0.84154D-02
 35 0.93980D+02 0.74200D-02 0.72673D-02 36 0.96480D+02 0.61600D-02 0.60142D-02
 37 0.98960D+02 0.49500D-02 0.48039D-02 38 0.10146D+03 0.39200D-02 0.37210D-02
 39 0.10394D+03 0.27400D-02 0.28463D-02 40 0.10643D+03 0.23000D-02 0.21925D-02
 41 0.10891D+03 0.17100D-02 0.17565D-02 42 0.11139D+03 0.15000D-02 0.15032D-02
 43 0.11330D+03 0.13800D-02 0.14042D-02 44 0.11881D+03 0.12000D-02 0.13730D-02
 45 0.12128D+03 0.12800D-02 0.13933D-02 46 0.12325D+03 0.12200D-02 0.13974D-02
 47 0.12621D+03 0.11800D-02 0.13687D-02 48 0.12867D+03 0.10900D-02 0.13113D-02
 49 0.13114D+03 0.12200D-02 0.12302D-02 50 0.13359D+03 0.92000D-03 0.11381D-02
 51 0.13604D+03 0.85000D-03 0.10475D-02 52 0.13850D+03 0.83000D-03 0.96978D-03
 53 0.14095D+03 0.83000D-03 0.91377D-03 54 0.14340D+03 0.88000D-03 0.88297D-03
 55 0.14880D+03 0.96000D-03 0.89514D-03 56 0.15074D+03 0.98000D-03 0.91703D-03
 57 0.15272D+03 0.98000D-03 0.94233D-03 58 0.15563D+03 0.10000D-02 0.97612D-03
 59 0.15857D+03 0.98000D-03 0.99627D-03

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES

MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.

1 0.30750D+02 0.67300D-02 0.83095D-02 2 0.32790D+02 0.58800D-02 0.78929D-02
 3 0.34840D+02 0.54400D-02 0.73334D-02 4 0.35860D+02 0.47100D-02 0.70067D-02
 5 0.38950D+02 0.49500D-02 0.58766D-02 6 0.40960D+02 0.47500D-02 0.50901D-02
 7 0.44030D+02 0.37200D-02 0.39447D-02 8 0.47334D+02 0.32580D-02 0.29365D-02
 9 0.51150D+02 0.27900D-02 0.21713D-02 10 0.56230D+02 0.24300D-02 0.17304D-02
 11 0.61300D+02 0.22700D-02 0.16194D-02 12 0.63320D+02 0.23100D-02 0.15932D-02
 13 0.65340D+02 0.21900D-02 0.15594D-02 14 0.66360D+02 0.21400D-02 0.15380D-02
 15 0.69400D+02 0.19900D-02 0.14555D-02 16 0.71400D+02 0.18800D-02 0.13887D-02
 17 0.74440D+02 0.17000D-02 0.12761D-02 18 0.76440D+02 0.14600D-02 0.11996D-02
 19 0.78734D+02 0.12500D-02 0.11134D-02 20 0.81470D+02 0.10800D-02 0.10160D-02
 21 0.84511D+02 0.88200D-03 0.91722D-03 22 0.86490D+02 0.72000D-03 0.85890D-03
 23 0.91500D+02 0.64000D-03 0.73316D-03 24 0.96490D+02 0.73000D-03 0.63934D-03
 25 0.10147D+03 0.82000D-03 0.57504D-03 26 0.10446D+03 0.78000D-03 0.54802D-03
 27 0.10644D+03 0.83000D-03 0.53359D-03 28 0.10744D+03 0.89000D-03 0.52704D-03
 29 0.11140D+03 0.75000D-03 0.50358D-03 30 0.11339D+03 0.65000D-03 0.49180D-03
 31 0.11636D+03 0.58000D-03 0.47225D-03 32 0.11932D+03 0.47000D-03 0.44923D-03
 33 0.12130D+03 0.48000D-03 0.43175D-03 34 0.12327D+03 0.39000D-03 0.41308D-03
 35 0.12623D+03 0.35000D-03 0.38406D-03 36 0.12918D+03 0.28000D-03 0.35671D-03
 37 0.13115D+03 0.26000D-03 0.34103D-03 38 0.13409D+03 0.26000D-03 0.32383D-03
 39 0.13704D+03 0.24000D-03 0.31598D-03 40 0.14292D+03 0.27000D-03 0.32919D-03

‘Ek 1’in devamı’

41 0.14586D+03 0.28000D-03 0.34584D-03 42 0.14880D+03 0.31000D-03 0.36379D-03
 43 0.15270D+03 0.35000D-03 0.38141D-03 44 0.15563D+03 0.35000D-03 0.38472D-03
 45 0.15857D+03 0.32000D-03 0.37671D-03

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES

MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.

1 0.30790D+02 0.40300D-02 0.53281D-02 2 0.32840D+02 0.35500D-02 0.53624D-02
 3 0.34880D+02 0.40000D-02 0.53588D-02 4 0.35910D+02 0.39000D-02 0.53395D-02
 5 0.38970D+02 0.43000D-02 0.51997D-02 6 0.41010D+02 0.41700D-02 0.50308D-02
 7 0.44080D+02 0.34900D-02 0.46626D-02 8 0.47011D+02 0.31924D-02 0.42044D-02
 9 0.51210D+02 0.28500D-02 0.34508D-02 10 0.56290D+02 0.23200D-02 0.25732D-02
 11 0.61360D+02 0.20800D-02 0.19103D-02 12 0.63390D+02 0.20300D-02 0.17196D-02
 13 0.65420D+02 0.20400D-02 0.15685D-02 14 0.66430D+02 0.19300D-02 0.15065D-02
 15 0.69460D+02 0.21000D-02 0.13626D-02 16 0.71500D+02 0.20500D-02 0.12928D-02
 17 0.74510D+02 0.20300D-02 0.12135D-02 18 0.76520D+02 0.19500D-02 0.11686D-02
 19 0.81550D+02 0.17300D-02 0.10592D-02 20 0.86570D+02 0.13200D-02 0.93602D-03
 21 0.89320D+02 0.11470D-02 0.86228D-03 22 0.91580D+02 0.92000D-03 0.80002D-03
 23 0.94451D+02 0.80600D-03 0.72097D-03 24 0.96570D+02 0.67000D-03 0.66405D-03
 25 0.99582D+02 0.57900D-03 0.58713D-03 26 0.10155D+03 0.49000D-03 0.54025D-03
 27 0.10453D+03 0.40000D-03 0.47530D-03 28 0.10652D+03 0.43000D-03 0.43631D-03
 29 0.10751D+03 0.47000D-03 0.41827D-03 30 0.11148D+03 0.39000D-03 0.35491D-03
 31 0.11346D+03 0.36300D-03 0.32851D-03 32 0.11643D+03 0.37000D-03 0.29493D-03
 33 0.11938D+03 0.33000D-03 0.26804D-03 34 0.12136D+03 0.35000D-03 0.25317D-03
 35 0.12334D+03 0.33000D-03 0.24054D-03 36 0.12629D+03 0.29000D-03 0.22528D-03
 37 0.12924D+03 0.33000D-03 0.21349D-03 38 0.13121D+03 0.32000D-03 0.20713D-03
 39 0.13415D+03 0.27000D-03 0.19929D-03 40 0.13710D+03 0.27000D-03 0.19270D-03
 41 0.14297D+03 0.26000D-03 0.18050D-03 42 0.14591D+03 0.27000D-03 0.17354D-03
 43 0.14884D+03 0.25200D-03 0.16533D-03 44 0.15274D+03 0.20000D-03 0.15193D-03
 45 0.15567D+03 0.18000D-03 0.13993D-03 46 0.15859D+03 0.18000D-03 0.12657D-03

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES

MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.

1 0.30800D+02 0.11000D-02 0.25585D-03 2 0.32850D+02 0.11940D-02 0.27337D-03
 3 0.34900D+02 0.12200D-02 0.29208D-03 4 0.35920D+02 0.11900D-02 0.30178D-03
 5 0.38990D+02 0.12200D-02 0.33210D-03 6 0.41030D+02 0.13100D-02 0.35278D-03
 7 0.44100D+02 0.15000D-02 0.38373D-03 8 0.51230D+02 0.13400D-02 0.44767D-03
 9 0.56310D+02 0.11100D-02 0.48030D-03 10 0.61390D+02 0.10000D-02 0.49853D-03
 11 0.63420D+02 0.95000D-03 0.50133D-03 12 0.65440D+02 0.89000D-03 0.50141D-03
 13 0.66450D+02 0.89000D-03 0.50040D-03 14 0.69490D+02 0.94000D-03 0.49301D-03
 15 0.71510D+02 0.89000D-03 0.48441D-03 16 0.74530D+02 0.78000D-03 0.46614D-03
 17 0.77790D+02 0.73500D-03 0.43964D-03 18 0.81580D+02 0.64000D-03 0.40183D-03
 19 0.83866D+02 0.57800D-03 0.37671D-03 20 0.86600D+02 0.46000D-03 0.34595D-03
 21 0.91600D+02 0.33400D-03 0.29299D-03 22 0.96600D+02 0.28000D-03 0.25180D-03
 23 0.10158D+03 0.25000D-03 0.22731D-03 24 0.10456D+03 0.22000D-03 0.22051D-03
 25 0.10655D+03 0.28000D-03 0.21871D-03 26 0.10754D+03 0.27000D-03 0.21849D-03
 27 0.11151D+03 0.29000D-03 0.22081D-03 28 0.11349D+03 0.31000D-03 0.22305D-03
 29 0.11645D+03 0.30300D-03 0.22646D-03 30 0.11942D+03 0.25000D-03 0.22872D-03
 31 0.12336D+03 0.22000D-03 0.22802D-03 32 0.12631D+03 0.19000D-03 0.22380D-03
 33 0.12926D+03 0.17000D-03 0.21603D-03 34 0.13123D+03 0.17000D-03 0.20886D-03
 35 0.13417D+03 0.18000D-03 0.19543D-03 36 0.13712D+03 0.16000D-03 0.17914D-03
 37 0.14299D+03 0.13000D-03 0.14136D-03 38 0.14592D+03 0.10000D-03 0.12161D-03
 39 0.14885D+03 0.80000D-04 0.10246D-03 40 0.15276D+03 0.77000D-04 0.79200D-04
 41 0.15568D+03 0.70000D-04 0.64294D-04 42 0.15860D+03 0.80000D-04 0.51880D-04

SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF REAL POTENTIAL F-FACTORS AND DERIVATIVES:

VIR0= 28.218 VIR1= 72.762 VIR2= 66.855 VIR3= 22.226 CBET0= 1.000

SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF IMAGINARY (WC) F-FACTORS AND DERIVATIVES:

WIC0= 28.218 WIC1= 72.762 WIC2= 66.855 WIC3= 22.226 CBETC= 0.919

“Ek 1’in devamı”

SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF IMAGINARY (WD) F-FACTORS AND DERIVATIVES:
 WID0= 43.270 WID1= 80.614 WID2= 40.249 WID3= 0.113 CBETD= 0.499
 SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF IMAGINARY (WW) F-FACTORS AND DERIVATIVES:
 WIW0= 0.000 WIW1= 0.000 WIW2= 0.000 WIW3= 0.000 CBETW= 0.000

POTENTIAL VALUES FOR INCIDENT ENERGY= 32.500000 MeV:

VR= 46.225 WC= 2.806 WD= 5.656 VSO= 4.500 WSO= -0.206 RELPOT= 1.017

PROTON ENERGY = 32.500000
 TOTAL CR-SECT.= 1.863459
 REACTION CR-SECT. = 0.890826

NMAX	CR-SECT. OF LEVEL EXCITATION
1	0.905747
2	0.024289
3	0.003595
4	0.003204
5	0.007351
6	0.003857
7	0.021884
8	0.002706

STRENGTH FUNCTIONS

SF0= 0.2202321E-04 SF1= 0.2228075E-04 SF2= 0.2416523E-04
 ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES

MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.
 1 0.18460D+02 0.12940D+01 0.12829D+01 2 0.20500D+02 0.84490D+00 0.84291D+00
 3 0.22560D+02 0.51403D+00 0.51047D+00 4 0.24610D+02 0.28600D+00 0.27932D+00
 5 0.26660D+02 0.13661D+00 0.13250D+00 6 0.28700D+02 0.55340D-01 0.52667D-01
 7 0.29720D+02 0.37090D-01 0.31884D-01 8 0.30750D+02 0.24940D-01 0.20862D-01
 9 0.31770D+02 0.20060D-01 0.17747D-01 10 0.32790D+02 0.21530D-01 0.20493D-01
 11 0.33810D+02 0.26500D-01 0.27396D-01 12 0.34840D+02 0.34070D-01 0.37062D-01
 13 0.35860D+02 0.44000D-01 0.48016D-01 14 0.38410D+02 0.66430D-01 0.74990D-01
 15 0.40960D+02 0.85580D-01 0.93612D-01 16 0.43510D+02 0.89240D-01 0.99841D-01
 17 0.46060D+02 0.85520D-01 0.94453D-01 18 0.48600D+02 0.74750D-01 0.80935D-01
 19 0.51140D+02 0.58120D-01 0.63483D-01 20 0.53690D+02 0.42040D-01 0.45787D-01
 21 0.55210D+02 0.33960D-01 0.36308D-01 22 0.56220D+02 0.28720D-01 0.30688D-01
 23 0.58760D+02 0.18450D-01 0.19343D-01 24 0.60280D+02 0.14320D-01 0.14512D-01
 25 0.62310D+02 0.10330D-01 0.10161D-01 26 0.64330D+02 0.76600D-02 0.78214D-02
 27 0.65340D+02 0.72000D-02 0.72342D-02 28 0.66350D+02 0.67700D-02 0.69449D-02
 29 0.68880D+02 0.68300D-02 0.71040D-02 30 0.71400D+02 0.74000D-02 0.78290D-02
 31 0.73920D+02 0.79700D-02 0.84851D-02 32 0.76440D+02 0.81600D-02 0.87182D-02
 33 0.78960D+02 0.78100D-02 0.84159D-02 34 0.81470D+02 0.70800D-02 0.76421D-02
 35 0.83980D+02 0.61900D-02 0.65502D-02 36 0.86490D+02 0.50000D-02 0.53225D-02
 37 0.88990D+02 0.38000D-02 0.41277D-02 38 0.91490D+02 0.29400D-02 0.30797D-02
 39 0.94000D+02 0.21700D-02 0.22420D-02 40 0.96490D+02 0.16100D-02 0.16420D-02
 41 0.98980D+02 0.12400D-02 0.12547D-02 42 0.10147D+03 0.10500D-02 0.10406D-02
 43 0.10396D+03 0.95000D-03 0.95093D-03 44 0.10644D+03 0.93600D-03 0.93708D-03
 45 0.10892D+03 0.96700D-03 0.95750D-03 46 0.11140D+03 0.98300D-03 0.98121D-03
 47 0.11388D+03 0.94900D-03 0.98799D-03 48 0.11635D+03 0.92000D-03 0.96751D-03
 49 0.11882D+03 0.85500D-03 0.91735D-03 50 0.12129D+03 0.77000D-03 0.84070D-03
 51 0.12376D+03 0.69700D-03 0.74439D-03 52 0.12622D+03 0.53500D-03 0.63758D-03
 53 0.12868D+03 0.41400D-03 0.52892D-03 54 0.13114D+03 0.32300D-03 0.42681D-03
 55 0.13360D+03 0.23700D-03 0.33819D-03 56 0.13606D+03 0.18700D-03 0.26803D-03
 57 0.13851D+03 0.15800D-03 0.21926D-03 58 0.14096D+03 0.16100D-03 0.19206D-03
 59 0.14341D+03 0.18600D-03 0.18489D-03 60 0.14586D+03 0.22600D-03 0.19455D-03

“Ek 1’in devamı”

61 0.14830D+03 0.28300D-03 0.21660D-03 62 0.15075D+03 0.33900D-03 0.24631D-03
 63 0.15379D+03 0.38000D-03 0.28648D-03 64 0.15563D+03 0.38000D-03 0.30941D-03
 65 0.16051D+03 0.43300D-03 0.35447D-03 66 0.16540D+03 0.38300D-03 0.36999D-03

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES

MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.

1 0.26660D+02 0.89500D-02 0.11152D-01 2 0.28700D+02 0.77700D-02 0.10367D-01
 3 0.30750D+02 0.55700D-02 0.93387D-02 4 0.32790D+02 0.54900D-02 0.81142D-02
 5 0.33810D+02 0.53300D-02 0.74530D-02 6 0.35860D+02 0.47300D-02 0.60962D-02
 7 0.39500D+02 0.36200D-02 0.39120D-02 8 0.41900D+02 0.28800D-02 0.28415D-02
 9 0.44030D+02 0.22500D-02 0.22057D-02 10 0.51140D+02 0.21400D-02 0.18041D-02
 11 0.56220D+02 0.22700D-02 0.20736D-02 12 0.59300D+02 0.19500D-02 0.21046D-02
 13 0.61280D+02 0.20900D-02 0.20458D-02 14 0.63300D+02 0.18600D-02 0.19303D-02
 15 0.66350D+02 0.16000D-02 0.16835D-02 16 0.69300D+02 0.13700D-02 0.14107D-02
 17 0.71400D+02 0.10100D-02 0.12222D-02 18 0.74440D+02 0.89000D-02 0.98493D-03
 19 0.76440D+02 0.78100D-03 0.86048D-03 20 0.81470D+02 0.59100D-03 0.66480D-03
 21 0.86490D+02 0.49900D-03 0.59277D-03 22 0.91480D+02 0.46570D-03 0.56070D-03
 23 0.96950D+02 0.43300D-03 0.50181D-03 24 0.10139D+03 0.39300D-03 0.42781D-03
 25 0.10411D+03 0.39900D-03 0.37838D-03 26 0.10790D+03 0.38800D-03 0.31446D-03
 27 0.11040D+03 0.31000D-03 0.27901D-03 28 0.11450D+03 0.26000D-03 0.23467D-03
 29 0.11635D+03 0.21100D-03 0.21964D-03 30 0.11930D+03 0.19000D-03 0.20021D-03
 31 0.12129D+03 0.16600D-03 0.18910D-03 32 0.12325D+03 0.18700D-03 0.17892D-03
 33 0.12622D+03 0.16100D-03 0.16386D-03 34 0.12918D+03 0.12800D-03 0.14873D-03
 35 0.13420D+03 0.10000D-03 0.12436D-03 36 0.14000D+03 0.11200D-03 0.10618D-03
 37 0.14310D+03 0.10600D-03 0.10391D-03 38 0.14586D+03 0.11000D-03 0.10641D-03
 39 0.14880D+03 0.10400D-03 0.11260D-03 40 0.15272D+03 0.11100D-03 0.12292D-03
 41 0.15579D+03 0.11900D-03 0.12911D-03 42 0.15857D+03 0.11600D-03 0.13093D-03

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES

MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.

1 0.26660D+02 0.71200D-02 0.83524D-02 2 0.28700D+02 0.76900D-02 0.85103D-02
 3 0.30750D+02 0.63700D-02 0.85691D-02 4 0.32790D+02 0.69700D-02 0.85015D-02
 5 0.33810D+02 0.69000D-02 0.84136D-02 6 0.35860D+02 0.65100D-02 0.81197D-02
 7 0.39500D+02 0.54200D-02 0.72248D-02 8 0.41220D+02 0.44240D-02 0.66652D-02
 9 0.44030D+02 0.33800D-02 0.56417D-02 10 0.46695D+02 0.29470D-02 0.46435D-02
 11 0.49071D+02 0.24980D-02 0.38142D-02 12 0.51140D+02 0.21000D-02 0.31827D-02
 13 0.56220D+02 0.16500D-02 0.20978D-02 14 0.59300D+02 0.15000D-02 0.17469D-02
 15 0.61280D+02 0.17600D-02 0.16127D-02 16 0.63300D+02 0.18300D-02 0.15261D-02
 17 0.64330D+02 0.18500D-02 0.14952D-02 18 0.66350D+02 0.17700D-02 0.14493D-02
 19 0.69300D+02 0.17000D-02 0.13926D-02 20 0.71400D+02 0.16000D-02 0.13451D-02
 21 0.74440D+02 0.15400D-02 0.12535D-02 22 0.76440D+02 0.13900D-02 0.11773D-02
 23 0.79156D+02 0.11500D-02 0.10574D-02 24 0.81470D+02 0.92000D-03 0.94598D-03
 25 0.86490D+02 0.64600D-03 0.70273D-03 26 0.89414D+02 0.51100D-03 0.57538D-03
 27 0.91490D+02 0.38600D-03 0.49583D-03 28 0.96490D+02 0.28900D-03 0.34666D-03
 29 0.10147D+03 0.30400D-03 0.25410D-03 30 0.10405D+03 0.27700D-03 0.22364D-03
 31 0.10644D+03 0.28900D-03 0.20328D-03 32 0.11040D+03 0.30800D-03 0.18093D-03
 33 0.11340D+03 0.26100D-03 0.16951D-03 34 0.11635D+03 0.24200D-03 0.16008D-03
 35 0.11930D+03 0.19400D-03 0.15070D-03 36 0.12129D+03 0.17800D-03 0.14384D-03
 37 0.12325D+03 0.15000D-03 0.13650D-03 38 0.12622D+03 0.11500D-03 0.12425D-03
 39 0.12918D+03 0.75000D-04 0.11102D-03 40 0.13114D+03 0.85000D-04 0.10205D-03
 41 0.13420D+03 0.67000D-04 0.88339D-04 42 0.13740D+03 0.68000D-04 0.75263D-04
 43 0.14000D+03 0.68000D-04 0.66141D-04 44 0.14310D+03 0.61000D-04 0.57377D-04
 45 0.14586D+03 0.75000D-04 0.51518D-04 46 0.14880D+03 0.94000D-04 0.47024D-04
 47 0.15272D+03 0.10800D-03 0.43000D-04 48 0.15579D+03 0.11600D-03 0.40636D-04
 49 0.15857D+03 0.11300D-03 0.38583D-04

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES

MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.

1 0.26460D+02 0.13500D-02 0.15450D-03 2 0.30750D+02 0.13200D-02 0.18032D-03
 3 0.32790D+02 0.14500D-02 0.19713D-03 4 0.33810D+02 0.14200D-02 0.20670D-03

‘Ek 1’in devamı’

5 0.35860D+02 0.15000D-02 0.22817D-03 6 0.38410D+02 0.17370D-02 0.25859D-03
 7 0.44300D+02 0.19600D-02 0.33810D-03 8 0.51140D+02 0.18780D-02 0.42538D-03
 9 0.57300D+02 0.14900D-02 0.47660D-03 10 0.59300D+02 0.13300D-02 0.48452D-03
 11 0.61280D+02 0.11200D-02 0.48730D-03 12 0.63300D+02 0.10100D-02 0.48457D-03
 13 0.64330D+02 0.98000D-03 0.48095D-03 14 0.66350D+02 0.88000D-03 0.46942D-03
 15 0.69300D+02 0.89300D-03 0.44254D-03 16 0.71400D+02 0.69300D-03 0.41697D-03
 17 0.74440D+02 0.59400D-03 0.37294D-03 18 0.76440D+02 0.61900D-03 0.34128D-03
 19 0.77125D+02 0.50800D-03 0.33025D-03 20 0.79845D+02 0.45500D-03 0.28700D-03
 21 0.81470D+02 0.38100D-03 0.26261D-03 22 0.86490D+02 0.29300D-03 0.20130D-03
 23 0.91490D+02 0.26200D-03 0.16806D-03 24 0.94199D+02 0.23400D-03 0.16116D-03
 25 0.96490D+02 0.19900D-03 0.15982D-03 26 0.10147D+03 0.20500D-03 0.16394D-03
 27 0.10430D+03 0.19300D-03 0.16616D-03 28 0.10644D+03 0.19700D-03 0.16612D-03
 29 0.11035D+03 0.19200D-03 0.16040D-03 30 0.11330D+03 0.14700D-03 0.15094D-03
 31 0.11635D+03 0.12800D-03 0.13720D-03 32 0.11930D+03 0.11100D-03 0.12136D-03
 33 0.12129D+03 0.92000D-04 0.11001D-03 34 0.12376D+03 0.95000D-04 0.95935D-04
 35 0.12622D+03 0.72000D-04 0.82599D-04 36 0.12918D+03 0.46000D-04 0.68226D-04
 37 0.13114D+03 0.54000D-04 0.59998D-04 38 0.13420D+03 0.41000D-04 0.49439D-04
 39 0.13620D+03 0.34000D-04 0.44067D-04 40 0.14000D+03 0.30000D-04 0.37032D-04
 41 0.14341D+03 0.37000D-04 0.33936D-04 42 0.14586D+03 0.48000D-04 0.33377D-04
 43 0.14880D+03 0.56000D-04 0.34345D-04 44 0.15272D+03 0.58000D-04 0.38086D-04
 45 0.15579D+03 0.57000D-04 0.42668D-04 46 0.15857D+03 0.60000D-04 0.47796D-04
 SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF REAL POTENTIAL F-FACTORS AND DERIVATIVES:
 VIR0= 28.218 VIR1= 72.762 VIR2= 66.855 VIR3= 22.226 CBET0= 1.000
 SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF IMAGINARY (WC) F-FACTORS AND DERIVATIVES:
 WIC0= 28.218 WIC1= 72.762 WIC2= 66.855 WIC3= 22.226 CBETC= 0.919
 SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF IMAGINARY (WD) F-FACTORS AND DERIVATIVES:
 WID0= 43.270 WID1= 80.614 WID2= 40.249 WID3= 0.113 CBETD= 0.499
 SPHERICAL VOLUME INTEGRALS OF IMAGINARY (WW) F-FACTORS AND DERIVATIVES:
 WIW0= 0.000 WIW1= 0.000 WIW2= 0.000 WIW3= 0.000 CBETW= 0.000
 POTENTIAL VALUES FOR INCIDENT ENERGY= 40.700000 MeV:
 VR= 43.440 WC= 3.641 WD= 4.990 VSO= 4.319 WSO= -0.285 RELPOT= 1.021
 PROTON ENERGY = 40.700000
 TOTAL CR-SECT.= 1.938038
 REACTION CR-SECT. = 0.829882

NMAX	CR-SECT. OF LEVEL EXCITATION
1	1.047059
2	0.022362
3	0.003065
4	0.002483
5	0.006786
6	0.002867
7	0.021619
8	0.001916

STRENGTH FUNCTIONS
 SF0= 0.1951759E-04 SF1= 0.1989952E-04 SF2= 0.2087823E-04
 ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES
 MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.
 1 0.20500D+02 0.76500D+00 0.78144D+00 2 0.23500D+02 0.31000D+00 0.32959D+00
 3 0.26600D+02 0.10400D+00 0.10514D+00 4 0.30740D+02 0.38400D-01 0.38952D-01
 5 0.35860D+02 0.67300D-01 0.80235D-01 6 0.37800D+02 0.79100D-01 0.92996D-01
 7 0.40900D+02 0.86000D-01 0.96921D-01 8 0.44030D+02 0.76200D-01 0.82979D-01
 9 0.50000D+02 0.36800D-01 0.39279D-01 10 0.56230D+02 0.12200D-01 0.11208D-01
 11 0.64340D+02 0.61400D-02 0.63646D-02 12 0.66370D+02 0.65800D-02 0.68357D-02
 13 0.69400D+02 0.63500D-02 0.71465D-02 14 0.71420D+02 0.63200D-02 0.69237D-02
 15 0.74440D+02 0.53500D-02 0.60003D-02 16 0.76450D+02 0.48500D-02 0.51320D-02
 17 0.81480D+02 0.26200D-02 0.28671D-02 18 0.86500D+02 0.15900D-02 0.13515D-02
 19 0.91500D+02 0.85000D-03 0.77161D-03 20 0.96500D+02 0.70500D-03 0.70364D-03
 21 0.10150D+03 0.68100D-03 0.71597D-03 22 0.10750D+03 0.58300D-03 0.59256D-03

‘Ek 1’in devami’

23 0.11042D+03 0.45900D-03 0.48910D-03 24 0.11340D+03 0.35200D-03 0.37970D-03
 25 0.11933D+03 0.20100D-03 0.20958D-03 26 0.12130D+03 0.17500D-03 0.17409D-03
 27 0.12623D+03 0.12400D-03 0.12633D-03 28 0.13115D+03 0.12400D-03 0.11470D-03
 29 0.13705D+03 0.97000D-04 0.11199D-03 30 0.14000D+03 0.89000D-04 0.10809D-03
 31 0.14293D+03 0.72000D-04 0.10153D-03 32 0.14880D+03 0.76000D-04 0.83299D-04
 33 0.15564D+03 0.81000D-04 0.64696D-04

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES

MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.

1 0.30740D+02 0.10204D-01 0.87335D-02 2 0.35860D+02 0.52300D-02 0.41266D-02
 3 0.40900D+02 0.27700D-02 0.18087D-02 4 0.44030D+02 0.22100D-02 0.16200D-02
 5 0.50000D+02 0.26710D-02 0.22789D-02 6 0.56230D+02 0.34210D-02 0.23627D-02
 7 0.64340D+02 0.22200D-02 0.13413D-02 8 0.66370D+02 0.17620D-02 0.10855D-02
 9 0.69400D+02 0.11540D-02 0.78552D-03 10 0.71420D+02 0.91300D-03 0.64729D-03
 11 0.74440D+02 0.87700D-03 0.52447D-03 12 0.76450D+02 0.80500D-03 0.48559D-03
 13 0.81480D+02 0.84400D-03 0.45913D-03 14 0.86500D+02 0.76900D-03 0.42939D-03
 15 0.91500D+02 0.60700D-03 0.35270D-03 16 0.96500D+02 0.39700D-03 0.25644D-03
 17 0.10150D+03 0.23100D-03 0.17510D-03 18 0.10750D+03 0.15400D-03 0.11213D-03
 19 0.11042D+03 0.14200D-03 0.93080D-04 20 0.11340D+03 0.14000D-03 0.79514D-04
 21 0.11933D+03 0.13700D-03 0.65195D-04 22 0.12130D+03 0.14400D-03 0.62853D-04
 23 0.12623D+03 0.12900D-03 0.58731D-04 24 0.13115D+03 0.96000D-04 0.53339D-04
 25 0.13705D+03 0.73000D-04 0.42997D-04 26 0.14000D+03 0.69000D-04 0.37280D-04
 27 0.14293D+03 0.63000D-04 0.32336D-04 28 0.14880D+03 0.57000D-04 0.27189D-04
 29 0.15564D+03 0.83000D-04 0.29376D-04

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES

MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.

1 0.30740D+02 0.19950D-01 0.11239D-01 2 0.35860D+02 0.15810D-01 0.95939D-02
 3 0.44030D+02 0.86600D-02 0.48051D-02 4 0.56230D+02 0.37600D-02 0.15053D-02
 5 0.64340D+02 0.35600D-02 0.13975D-02 6 0.66370D+02 0.32500D-02 0.13430D-02
 7 0.69400D+02 0.22800D-02 0.12066D-02 8 0.71420D+02 0.17500D-02 0.10862D-02
 9 0.74440D+02 0.13600D-02 0.88340D-03 10 0.76450D+02 0.15300D-02 0.74690D-03
 11 0.81480D+02 0.73800D-03 0.45314D-03 12 0.86500D+02 0.63000D-03 0.26893D-03
 13 0.91500D+02 0.51200D-03 0.18382D-03 14 0.96500D+02 0.48000D-03 0.15394D-03
 15 0.10150D+03 0.47200D-03 0.14039D-03 16 0.10750D+03 0.28200D-03 0.11847D-03
 17 0.11042D+03 0.18400D-03 0.10379D-03 18 0.11340D+03 0.15900D-03 0.87336D-04
 19 0.11933D+03 0.11300D-03 0.55896D-04 20 0.12130D+03 0.13400D-03 0.47158D-04
 21 0.12623D+03 0.13800D-03 0.30863D-04 22 0.13115D+03 0.13300D-03 0.22422D-04
 23 0.13705D+03 0.93000D-04 0.19429D-04 24 0.14000D+03 0.10100D-03 0.19300D-04
 25 0.14293D+03 0.10000D-03 0.19309D-04 26 0.14880D+03 0.62000D-04 0.18330D-04
 27 0.15564D+03 0.83000D-04 0.14634D-04

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF SCATTERED PARTICLES

MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S. MTET ANGL(CENT) EXP. C.-S. CALC. C.-S.

1 0.30740D+02 0.47400D-02 0.14703D-03 2 0.35860D+02 0.58600D-02 0.19467D-03
 3 0.44030D+02 0.64700D-02 0.30536D-03 4 0.56230D+02 0.55900D-02 0.41298D-03
 5 0.64340D+02 0.23000D-02 0.37391D-03 6 0.66370D+02 0.20000D-02 0.34933D-03
 7 0.69400D+02 0.14900D-02 0.30589D-03 8 0.71420D+02 0.10600D-02 0.27491D-03
 9 0.74440D+02 0.10100D-02 0.23002D-03 10 0.76450D+02 0.82700D-03 0.20336D-03
 11 0.81480D+02 0.73100D-03 0.15503D-03 12 0.86500D+02 0.52600D-03 0.13374D-03
 13 0.91500D+02 0.47700D-03 0.12772D-03 14 0.96500D+02 0.30200D-03 0.12123D-03
 15 0.10150D+03 0.19200D-03 0.10543D-03 16 0.10750D+03 0.14600D-03 0.76350D-04
 17 0.11042D+03 0.16000D-03 0.61629D-04 18 0.11340D+03 0.87000D-04 0.48240D-04
 19 0.11933D+03 0.70000D-04 0.29689D-04 20 0.12130D+03 0.54000D-04 0.26060D-04
 21 0.12623D+03 0.50000D-04 0.21380D-04 22 0.13115D+03 0.52000D-04 0.20608D-04
 23 0.13705D+03 0.48000D-04 0.21167D-04 24 0.14000D+03 0.46000D-04 0.21225D-04
 25 0.14293D+03 0.46000D-04 0.20920D-04 26 0.14880D+03 0.58000D-04 0.19172D-04
 27 0.15564D+03 0.34000D-04 0.15905D-04

KEV X KEV X KEV X KEV X KEV X KEV X

FU= 0.6587645E+01

NI= 0 FM= 0.658764456678300D+01

Ek 2. p-⁴⁰Ar İnelastik Saçılmasının 25.1, 32.5 ve 40.7 MeV Enerjilerinde Legendre Polinom Katsayıları

EN= 10.000 MeV LKK= 28 LCOUL= 15
 1.00000E+01 1.60460E+00 9.15426E-01 6.53247E-01 1.38722E-02 4.13192E-03 4.11718E-03 1.99732E-03 6.70369E-03 3.50038E-03 1.60017E-03

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (G.S. 0⁺) ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.5198374E-01 0.2755651E-01 0.1881191E-01 0.1488471E-01 0.7154539E-02 0.4289412E-02
 0.2907140E-02 0.1285841E-02 0.4324858E-03 0.1127301E-03 0.2519461E-04 0.4982764E-05
 0.8960067E-06 0.1486060E-06 0.2302127E-07 0.3375121E-08 0.4735788E-09 0.6364482E-10
 0.8229683E-11 0.1025047E-11 0.1225706E-12 0.1380605E-13 0.1445549E-14 0.1388434E-15
 0.1203065E-16 0.9163003E-18 0.5807846E-19 0.2560271E-20

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED PROTONS ANGULAR DISTRIBUTIONS - COULOMB AMPLITUDE

-0.6498629E-04 0.1939216E-03 -0.2961645E-03 -0.5943198E-04 -0.1462474E-03 -0.1060121E-03
 -0.1329872E-05 -0.6880041E-04 -0.8680915E-05 -0.3576484E-04 -0.2912732E-05 -0.5531296E-05
 -0.3255552E-06 -0.8895034E-06 -0.2452766E-07 -0.1409492E-06 0.1331227E-09 -0.2058762E-07
 0.4800662E-09 -0.2701906E-08 0.1093091E-09 -0.3145815E-09 0.1692188E-10 -0.3248677E-10
 0.2101006E-11 -0.2996709E-11 0.2228422E-12 -0.2498792E-12 0.8168660E-14 -0.6783015E-14

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (1.46 MeV 2⁺) ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1103911E-02 0.2752383E-03 0.2733580E-04 -0.2909546E-04 -0.1004791E-03 -0.4986439E-04
 0.4863761E-05 0.1645810E-04 0.9904019E-05 0.2548379E-05 0.3244082E-06 -0.6486320E-08
 0.1527342E-07 0.2155380E-07 0.1154200E-07 0.4132197E-08 0.1147769E-08 0.2638968E-09
 0.5207619E-10 0.8984182E-11 0.1369028E-11 0.1846454E-12 0.2197885E-13 0.2292076E-14
 0.2066329E-15 0.1573176E-16 0.9592938E-18 0.3914685E-19

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.12 MeV 0⁺) ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.3288073E-03 0.1213060E-03 0.1066758E-03 0.7847975E-04 0.1746057E-04 -0.5918336E-05
 0.7762206E-05 -0.2283363E-05 0.4716796E-06 0.1312590E-07 0.4190955E-07 0.1712542E-07
 0.3929299E-08 0.7873522E-09 0.1344964E-09 0.2015045E-10 0.2728243E-11 0.3401891E-12
 0.3928273E-13 0.4282519E-14 0.4362679E-15 0.4203260E-16 0.3750584E-17 0.3043176E-18
 0.2198551E-19 0.1374560E-20 0.7003892E-22 0.2428824E-23

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.52 MeV 2⁺) ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.3276344E-03 0.3597826E-04 -0.1542554E-04 -0.5127143E-04 -0.1261289E-04 0.3781736E-05
 0.7008305E-05 0.6463938E-06 0.1996003E-06 0.3847497E-07 0.1108553E-07 0.2096044E-08
 0.4300569E-09 0.7656554E-10 0.1241222E-10 0.1887041E-11 0.2842965E-12 0.4287938E-13
 0.6353923E-14 0.8995890E-15 0.1202947E-15 0.1448023E-16 0.1553944E-17 0.1469139E-18
 0.1206225E-19 0.8396025E-21 0.4694862E-22 0.1760871E-23

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.89 MeV 4⁺) ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1589420E-03 0.3488480E-04 0.2639876E-05 -0.4926376E-05 -0.1576597E-07 0.2984504E-05
 0.1197339E-06 -0.3120413E-06 -0.7012300E-07 0.9268158E-08 0.1022004E-07 0.3521618E-08
 0.6145402E-09 0.8571258E-10 0.4539774E-11 -0.9131303E-12 -0.3001700E-12 -0.5045395E-13
 -0.5494422E-14 -0.3585625E-15 0.6404690E-17 0.5761644E-17 0.9322004E-18 0.1122172E-18
 0.1057303E-19 0.8067443E-21 0.4856262E-22 0.1921445E-23

“Ek 2'nin devami”

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (3.20 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.5334630E-03 0.9457384E-04 -0.1938885E-04 -0.6683381E-04 -0.2115242E-04 0.2776379E-05
 0.3838615E-05 0.1249174E-05 0.1039787E-05 0.4297212E-06 0.1253787E-06 0.3318326E-07
 0.7448228E-08 0.1730912E-08 0.4180328E-09 0.9776137E-10 0.2089263E-10 0.3965564E-11
 0.6659759E-12 0.9909757E-13 0.1314118E-13 0.1546098E-14 0.1608121E-15 0.1467774E-16
 0.1159189E-17 0.7736660E-19 0.4138158E-20 0.1481780E-21

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (3.68 MeV 3⁻)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.2785514E-03 0.4394827E-04 0.7416502E-05 0.2413317E-05 -0.6949470E-05 0.1397055E-05
 0.2267520E-05 -0.4410765E-06 -0.5508211E-06 -0.1932606E-06 -0.3713252E-07 0.1805191E-11
 0.1538098E-08 0.4941476E-09 0.1014443E-09 0.1005297E-10 -0.5654514E-13 -0.2858179E-12
 -0.7355932E-13 -0.1276672E-13 -0.1785288E-14 -0.2114575E-15 -0.2152521E-16 -0.1866130E-17
 -0.1441778E-18 -0.9385552E-20 -0.4903553E-21 -0.1712198E-22

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (4.49 MeV 5⁻)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1273375E-03 0.2901542E-04 0.7781636E-05 -0.3320856E-05 -0.8808015E-06 0.4280125E-06
 0.4680666E-07 -0.1835484E-07 -0.2409108E-08 0.8457768E-10 0.9273534E-11 -0.2367556E-10
 -0.1061732E-10 -0.2571625E-11 -0.4315211E-12 -0.5440695E-13 -0.5525091E-14 -0.4559299E-15
 -0.3088010E-16 -0.1711894E-17 -0.7354786E-19 -0.1721043E-20 0.6943308E-22 0.1123908E-22
 0.7796090E-24 0.3484141E-25 0.7064019E-27 -0.1494015E-28

EN= 25.100 MeV LKK= 36 LCOUL= 19
 2.51000E+01 1.81369E+00 9.48675E-01 7.97403E-01 2.46174E-02 3.79541E-03 4.14850E-03 7.23644E-
 03 4.93181E-03 1.92120E-02 3.67511E-03

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (G.S. 0⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.6345532E-01 0.4936408E-01 0.3295022E-01 0.2044569E-01 0.1382655E-01 0.1267672E-01
 0.1511240E-01 0.1648821E-01 0.1459258E-01 0.1039063E-01 0.6034479E-02 0.2983004E-02
 0.1303052E-02 0.5162262E-03 0.1895345E-03 0.6519929E-04 0.2109260E-04 0.6431423E-05
 0.1854013E-05 0.5078370E-06 0.1329227E-06 0.3338491E-07 0.8054677E-08 0.1863757E-08
 0.4129335E-09 0.8747252E-10 0.1766514E-10 0.3382678E-11 0.6106489E-12 0.1031881E-12
 0.1618446E-13 0.2332558E-14 0.3047117E-15 0.3523338E-16 0.3416497E-17 0.2328706E-18

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED PROTONS

ANGULAR DISTRIBUTIONS - COULOMB AMPLITUDE

0.9005122E-05 0.4834753E-04 -0.2053522E-04 0.2981227E-04 -0.2596729E-04 0.3678228E-05
 -0.2174687E-04 -0.2099343E-04 -0.2032827E-04 -0.3053273E-04 -0.2100913E-04 -0.1876579E-04
 -0.1087253E-04 -0.3703668E-05 -0.3274195E-05 -0.6656826E-06 -0.9258725E-06 -0.2100629E-06
 -0.2576157E-06 -0.7414582E-07 -0.6784264E-07 -0.2494114E-07 -0.1663747E-07 -0.7607440E-08
 -0.3699714E-08 -0.2044254E-08 -0.7370159E-09 -0.4800959E-09 -0.1314636E-09 -0.9871341E-10
 -0.2116275E-10 -0.1793287E-10 -0.3110883E-11 -0.2915742E-11 -0.4222262E-12 -0.4300536E-12
 -0.1717411E-13 -0.2189274E-13

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (1.46 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1958993E-02 0.1183115E-02 0.6962280E-03 0.3872966E-03 0.1997922E-03 0.7697770E-04
 0.8144339E-05 -0.1109340E-04 -0.1573081E-06 0.3261875E-04 0.4511395E-04 0.4490758E-04
 0.3224142E-04 0.1696422E-04 0.6160103E-05 0.8407752E-06 -0.6639590E-06 -0.5710393E-06
 -0.2269816E-06 -0.3641304E-07 0.1815394E-07 0.1894142E-07 0.1012397E-07 0.4109485E-08
 0.1391601E-08 0.4088501E-09 0.1062692E-09 0.2469948E-10 0.5154954E-11 0.9658828E-12
 0.1618914E-12 0.2410321E-13 0.3149464E-14 0.3530193E-15 0.3220788E-16 0.2002978E-17

“Ek 2’nin devamı”

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.12 MeV 0⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.3020291E-03 0.8350838E-04 0.3184271E-04 0.1615462E-04 0.2845752E-04 0.2029430E-04
 0.8102140E-05 0.1580975E-04 0.2539300E-04 0.1543191E-04 0.5793311E-05 0.4837264E-05
 0.5137635E-05 0.3290404E-05 0.1730680E-05 0.7800052E-06 0.3104204E-06 0.1107933E-06
 0.3581227E-07 0.1057306E-07 0.2877902E-08 0.7286916E-09 0.1729691E-09 0.3866950E-10
 0.8153275E-11 0.1621857E-11 0.3045883E-12 0.5384099E-13 0.8909108E-14 0.1370415E-14
 0.1940416E-15 0.2498332E-16 0.2875330E-17 0.2877987E-18 0.2367331E-19 0.1343773E-20

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.52 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.3301273E-03 0.1921846E-03 0.1091985E-03 0.5567940E-04 0.3793364E-04 0.3384054E-04
 0.4103454E-04 0.2979493E-04 0.1646880E-04 0.1167734E-04 0.5816550E-05 0.2584989E-05
 0.1144446E-05 0.3626134E-06 0.1190825E-06 0.4115204E-07 0.1521148E-07 0.5412081E-08
 0.1751506E-08 0.5128222E-09 0.1396741E-09 0.3679934E-10 0.9611444E-11 0.2486943E-11
 0.6267760E-12 0.1508560E-12 0.3409031E-13 0.7131976E-14 0.1366851E-14 0.2382858E-15
 0.3751530E-16 0.5283285E-17 0.6564571E-18 0.7025708E-19 0.6140218E-20 0.3667069E-21

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.89 MeV 4⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.5758574E-03 0.2582890E-03 0.4685790E-04 -0.2009372E-04 -0.3055661E-04 -0.1209061E-04
 0.2603366E-05 0.8225986E-05 0.6223070E-05 0.4703370E-06 -0.2241717E-05 -0.2014083E-05
 -0.9638014E-06 -0.2054023E-07 0.2113638E-06 0.1623657E-06 0.8688057E-07 0.3560610E-07
 0.1184759E-07 0.3290562E-08 0.7762325E-09 0.1565252E-09 0.2685050E-10 0.3841272E-11
 0.4428806E-12 0.3895676E-13 0.2579037E-14 0.3137262E-15 0.1197818E-15 0.3928580E-16
 0.9349581E-17 0.1748087E-17 0.2676799E-18 0.3383172E-19 0.3408798E-20 0.2270121E-21

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (3.20 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.3924612E-03 0.1865816E-03 0.8938148E-04 0.3485299E-04 0.1111753E-04 0.5853614E-05
 0.5046989E-05 -0.3706810E-05 0.3151270E-05 0.1462269E-04 0.1089290E-04 0.5448035E-05
 0.2927659E-05 0.1794851E-05 0.1038953E-05 0.4781920E-06 0.1643705E-06 0.4359854E-07
 0.1148420E-07 0.4986458E-08 0.2939374E-08 0.1549580E-08 0.6724675E-09 0.2449320E-09
 0.7693543E-10 0.2123430E-10 0.5213533E-11 0.1147521E-11 0.2271354E-12 0.4039895E-13
 0.6433012E-14 0.9105813E-15 0.1131933E-15 0.1207801E-16 0.1049614E-17 0.6219861E-19

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (3.68 MeV 3⁻)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1528840E-02 0.8384081E-03 0.2948410E-03 0.3224867E-04 -0.7048634E-04 -0.9584962E-04
 -0.7715101E-04 -0.2949659E-04 0.1658603E-05 0.8452584E-05 0.1508121E-05 -0.5041674E-05
 -0.6731434E-05 -0.5070773E-05 -0.2728460E-05 -0.1114762E-05 -0.3392517E-06 -0.6819088E-07
 -0.2803331E-08 0.4487604E-08 0.2303567E-08 0.7077862E-09 0.1525148E-09 0.1940862E-10
 -0.1365207E-11 -0.1764149E-11 -0.6666731E-12 -0.1824386E-12 -0.4102250E-13 -0.7892770E-14
 -0.1320401E-14 -0.1928794E-15 -0.2448726E-16 -0.2654710E-17 -0.2340447E-18 -0.1398201E-19

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (4.49 MeV 5⁻)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.2924563E-03 0.4943475E-04 -0.3099722E-04 -0.2002529E-04 -0.1263819E-04 0.6651953E-05
 0.4232489E-05 -0.2032681E-05 -0.9009399E-07 0.3629936E-06 0.4852708E-08 -0.2240756E-06
 -0.9537932E-07 0.7694566E-08 0.1390534E-07 0.3071610E-08 -0.1347024E-08 -0.1591895E-08
 -0.8607101E-09 -0.3382450E-09 -0.1081969E-09 -0.2975099E-10 -0.7278184E-11 -0.1612509E-11
 -0.3271885E-12 -0.6140290E-13 -0.1073056E-13 -0.1742914E-14 -0.2616923E-15 -0.3615863E-16
 -0.4569899E-17 -0.5245416E-18 -0.5406825E-19 -0.4905404E-20 -0.3724931E-21 -0.1931633E-22

EN= 32.500 MeV LKK= 40 LCOUL= 21
 3.25000E+01 1.86346E+00 8.90826E-01 9.05747E-01 2.42887E-02 3.59539E-03 3.20401E-03 7.35100E-
 03 3.85682E-03 2.18844E-02 2.70620E-03

“Ek 2’nin devamı”

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (G.S. 0⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.7207702E-01 0.6166563E-01 0.4791535E-01 0.3569968E-01 0.2770508E-01 0.2429554E-01
 0.2405095E-01 0.2410604E-01 0.2211061E-01 0.1789669E-01 0.1259966E-01 0.7732711E-02
 0.4193066E-02 0.2050896E-02 0.9245613E-03 0.3904197E-03 0.1559230E-03 0.5911899E-04
 0.2129501E-04 0.7291864E-05 0.2379204E-05 0.7426404E-06 0.2226703E-06 0.6430486E-07
 0.1789401E-07 0.4790124E-08 0.1230450E-08 0.3025467E-09 0.7108060E-10 0.1591817E-10
 0.3387838E-11 0.6827483E-12 0.1296630E-12 0.2306765E-13 0.3817864E-14 0.5828697E-15
 0.8105375E-16 0.1002679E-16 0.1044543E-17 0.7684525E-19

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED PROTONS

ANGULAR DISTRIBUTIONS - COULOMB AMPLITUDE

0.9094086E-05 0.2117398E-04 -0.8197781E-05 0.1144317E-04 -0.1440904E-04 -0.7652551E-07
 -0.1802365E-04 -0.1098166E-04 -0.1973764E-04 -0.1664218E-04 -0.1900510E-04 -0.1290755E-04
 -0.1329123E-04 -0.3914493E-05 -0.5413707E-05 -0.1819153E-06 -0.1814876E-05 0.5778148E-07
 -0.5999481E-06 0.8325261E-08 -0.1949616E-06 -0.5138394E-08 -0.6071015E-07 -0.4923711E-08
 -0.1768970E-07 -0.2503576E-08 -0.4693862E-08 -0.9558729E-09 -0.1118324E-08 -0.2959891E-09
 -0.2387585E-09 -0.7694850E-10 -0.4597827E-10 -0.1720029E-10 -0.8071920E-11 -0.3375323E-11
 -0.1305713E-11 -0.5926689E-12 -0.1960390E-12 -0.9463202E-13 -0.9364206E-14 -0.5658404E-14

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (1.46 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1932831E-02 0.1361688E-02 0.8573897E-03 0.5414262E-03 0.3478974E-03 0.2051186E-03
 0.1004361E-03 0.2369805E-04 -0.2196229E-04 -0.2150191E-04 0.1009300E-04 0.4501688E-04
 0.5500889E-04 0.4553237E-04 0.2930258E-04 0.1479574E-04 0.5190459E-05 0.4987883E-06
 -0.8646543E-06 -0.7545637E-06 -0.3578192E-06 -0.9898330E-07 0.1166414E-08 0.2035130E-07
 0.1484458E-07 0.7390693E-08 0.2983230E-08 0.1034132E-08 0.3163872E-09 0.8673483E-10
 0.2149247E-10 0.4833977E-11 0.9875254E-12 0.1828584E-12 0.3055074E-13 0.4571140E-14
 0.6050005E-15 0.6921338E-16 0.6492929E-17 0.4186691E-18

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.12 MeV 0⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.2861123E-03 0.1227478E-03 0.3314140E-04 0.5056877E-05 0.6701189E-05 0.3096733E-05
 0.1925043E-05 -0.3424383E-05 0.6049973E-05 0.1440896E-04 0.1379295E-04 0.1311789E-04
 0.1136775E-04 0.8903534E-05 0.6246253E-05 0.3704662E-05 0.1937808E-05 0.9113619E-06
 0.3902617E-06 0.1531560E-06 0.5533734E-07 0.1850790E-07 0.5767634E-08 0.1685750E-08
 0.4646355E-09 0.1211978E-09 0.2994948E-10 0.7009274E-11 0.1551618E-11 0.3244439E-12
 0.6391477E-13 0.1181971E-13 0.2042098E-14 0.3274069E-15 0.4830031E-16 0.6483506E-17
 0.7794441E-18 0.8174049E-19 0.7072258E-20 0.4245905E-21

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.52 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.2549669E-03 0.1775687E-03 0.1169906E-03 0.7988343E-04 0.6007292E-04 0.4998873E-04
 0.4484260E-04 0.3673241E-04 0.2245224E-04 0.1378218E-04 0.1006495E-04 0.7392945E-05
 0.4131064E-05 0.1802287E-05 0.7017344E-06 0.2540923E-06 0.9469247E-07 0.3847054E-07
 0.1603112E-07 0.6318527E-08 0.2269374E-08 0.7461309E-09 0.2312126E-09 0.6991227E-10
 0.2105627E-10 0.6294399E-11 0.1834071E-11 0.5103122E-12 0.1336870E-12 0.3265466E-13
 0.7390291E-14 0.1542372E-14 0.2956326E-15 0.5178741E-16 0.8237056E-17 0.1179083E-17
 0.1498747E-18 0.1651849E-19 0.1496696E-20 0.9340004E-22

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.89 MeV 4⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.5849737E-03 0.3403169E-03 0.1119134E-03 -0.6766040E-05 -0.4518062E-04 -0.3739578E-04
 -0.1544882E-04 0.5256296E-05 0.1266615E-04 0.7767658E-05 0.1346055E-05 -0.2624263E-05
 -0.3260003E-05 -0.1890348E-05 -0.5689750E-06 0.1179478E-06 0.2835023E-06 0.2224664E-06
 0.1244872E-06 0.5606214E-07 0.2126535E-07 0.6969864E-08 0.2009682E-08 0.5171726E-09
 0.1201803E-09 0.2545257E-10 0.4961629E-11 0.9032038E-12 0.1568878E-12 0.2664420E-13

“Ek 2’nin devamı”

0.4536741E-14 0.7845194E-15 0.1361758E-15 0.2304456E-16 0.3684686E-17 0.5424968E-18
0.7190379E-19 0.8346394E-20 0.8036284E-21 0.5278834E-22

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (3.20 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.3069161E-03 0.1787937E-03 0.9793428E-04 0.5640002E-04 0.3539450E-04 0.2398003E-04
0.1450605E-04 0.3731019E-05 -0.8892923E-05 -0.3927624E-05 0.8669209E-05 0.1228167E-04
0.8206013E-05 0.4277080E-05 0.2439096E-05 0.1556694E-05 0.9142775E-06 0.4212110E-06
0.1411204E-06 0.3131828E-07 0.4627214E-08 0.2348537E-08 0.2724448E-08 0.2093616E-08
0.1168301E-08 0.5219677E-09 0.1970464E-09 0.6480678E-10 0.1892632E-10 0.4966477E-11
0.1179797E-11 0.2546314E-12 0.4995249E-13 0.8887970E-14 0.1427705E-14 0.2054962E-15
0.2617686E-16 0.2883666E-17 0.2606108E-18 0.1619361E-19

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (3.68 MeV 3⁻)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1741501E-02 0.1151626E-02 0.5370555E-03 0.1487908E-03 -0.4571619E-04 -0.1268905E-03
-0.1445715E-03 -0.1100422E-03 -0.4555633E-04 0.3728191E-05 0.1733442E-04 0.9590625E-05
-0.1868883E-05 -0.7845702E-05 -0.8107412E-05 -0.5743001E-05 -0.3169760E-05 -0.1403380E-05
-0.4920043E-06 -0.1280627E-06 -0.1857472E-07 0.2949246E-08 0.3280859E-08 0.1388655E-08
0.4065125E-09 0.8461017E-10 0.8805402E-11 -0.2198547E-11 -0.1682271E-11 -0.6378595E-12
-0.1857945E-12 -0.4555733E-13 -0.9718675E-14 -0.1829064E-14 -0.3051869E-15 -0.4509864E-16
-0.5856808E-17 -0.6554973E-18 -0.6014473E-19 -0.3772948E-20

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (4.49 MeV 5⁻)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.2153525E-03 0.5689410E-04 -0.2304028E-04 -0.2725856E-04 -0.1136938E-04 0.9308101E-06
0.1026315E-04 0.2760819E-05 -0.2849662E-05 -0.1221690E-05 0.5762405E-06 0.1722840E-07
-0.3310388E-06 -0.1597756E-06 -0.1307231E-07 0.2386361E-07 0.1451928E-07 0.2118028E-08
-0.2798511E-08 -0.2880277E-08 -0.1694022E-08 -0.7613645E-09 -0.2854532E-09 -0.9333679E-10
-0.2740620E-10 -0.7360268E-11 -0.1826333E-11 -0.4215588E-12 -0.9087248E-13 -0.1831600E-13
-0.3441133E-14 -0.6001740E-15 -0.9677955E-16 -0.1436437E-16 -0.1952593E-17 -0.2414674E-18
-0.2687908E-19 -0.2639519E-20 -0.2174746E-21 -0.1228919E-22

EN= 40.700 MeV LKK= 44 LCOUL= 23
4.07000E+01 1.93804E+00 8.29882E-01 1.04706E+00 2.23621E-02 3.06485E-03 2.48297E-03 6.78565E-
03 2.86664E-03 2.16188E-02 1.91600E-03

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (G.S. 0⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.8332231E-01 0.7586770E-01 0.6510946E-01 0.5424627E-01 0.4545240E-01 0.3957609E-01
0.3607981E-01 0.3347278E-01 0.3005853E-01 0.2526657E-01 0.1953872E-01 0.1372811E-01
0.8725775E-02 0.5045065E-02 0.2685631E-02 0.1334415E-02 0.6264710E-03 0.2802608E-03
0.1199537E-03 0.4915011E-04 0.1926957E-04 0.7231478E-05 0.2603131E-05 0.9016619E-06
0.3013745E-06 0.9734154E-07 0.3036931E-07 0.9134328E-08 0.2641556E-08 0.7325358E-09
0.1944000E-09 0.4930173E-10 0.1193311E-10 0.2752477E-11 0.6037408E-12 0.1255295E-12
0.2463600E-13 0.4541008E-14 0.7815440E-15 0.1246201E-15 0.1817768E-16 0.2366626E-17
0.2599681E-18 0.2021233E-19

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED PROTONS

ANGULAR DISTRIBUTIONS - COULOMB AMPLITUDE

0.3520100E-05 0.8986602E-05 -0.7192940E-05 0.4157260E-05 -0.1143726E-04 -0.1093082E-05
-0.1457114E-04 -0.5128495E-05 -0.1646377E-04 -0.7459928E-05 -0.1581661E-04 -0.6479840E-05
-0.1235389E-04 -0.2698049E-05 -0.6684531E-05 0.2742803E-06 -0.2680459E-05 0.5184763E-06
-0.1001727E-05 0.2294555E-06 -0.3726669E-06 0.8007894E-07 -0.1365874E-06 0.2493621E-07
-0.4834900E-07 0.6698878E-08 -0.1607244E-07 0.1443168E-08 -0.4879812E-08 0.1967160E-09
-0.1332256E-08 -0.9344491E-11 -0.3261000E-09 -0.1632403E-10 -0.7198345E-10 -0.6249791E-11
-0.1447586E-10 -0.1677155E-11 -0.2680055E-11 -0.3672517E-12 -0.4603342E-12 -0.6991756E-13

“Ek 2’nin devamı”

-0.7359699E-13 -0.1201061E-13 -0.3937383E-14 -0.9659923E-15

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (1.46 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1779520E-02 0.1380236E-02 0.9304754E-03 0.6032869E-03 0.3974307E-03 0.2561625E-03
 0.1476247E-03 0.5927392E-04 -0.1049006E-04 -0.5088269E-04 -0.4631120E-04 -0.7004177E-05
 0.3436152E-04 0.5531225E-04 0.5326011E-04 0.3926732E-04 0.2369855E-04 0.1143943E-04
 0.3739267E-05 0.6981329E-07 -0.9681824E-06 -0.8241781E-06 -0.4295694E-06 -0.1486975E-06
 -0.2053680E-07 0.1618665E-07 0.1708176E-07 0.1022884E-07 0.4788575E-08 0.1901842E-08
 0.6635593E-09 0.2072423E-09 0.5860898E-10 0.1511677E-10 0.3570270E-11 0.7731653E-12
 0.1533758E-12 0.2778794E-13 0.4574995E-14 0.6792203E-15 0.8979964E-16 0.1032937E-16
 0.9804949E-18 0.6443360E-19

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.12 MeV 0⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.2438927E-03 0.1412780E-03 0.5571413E-04 0.1367328E-04 0.1460148E-05 -0.3029842E-05
 -0.5394599E-05 -0.7888764E-05 -0.7355950E-05 -0.1283891E-05 0.6768160E-05 0.1180431E-04
 0.1411915E-04 0.1470685E-04 0.1294766E-04 0.9578933E-05 0.6207819E-05 0.3580374E-05
 0.1882869E-05 0.9188410E-06 0.4168668E-06 0.1760590E-06 0.6935333E-07 0.2557068E-07
 0.8866053E-08 0.2904430E-08 0.9021802E-09 0.2662433E-09 0.7466866E-10 0.1988084E-10
 0.5017229E-11 0.1198114E-11 0.2702963E-12 0.5749700E-13 0.1150775E-13 0.2160337E-14
 0.3787205E-15 0.6163315E-16 0.9239525E-17 0.1262807E-17 0.1550037E-18 0.1665453E-19
 0.1482309E-20 0.9201780E-22

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.52 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1975885E-03 0.1511859E-03 0.1060751E-03 0.7758271E-04 0.6080261E-04 0.5037698E-04
 0.4285566E-04 0.3526072E-04 0.2518128E-04 0.1540171E-04 0.1038785E-04 0.8886891E-05
 0.7034603E-05 0.4479296E-05 0.2323778E-05 0.1033279E-05 0.4223691E-06 0.1711685E-06
 0.7353053E-07 0.3343529E-07 0.1508016E-07 0.6365152E-08 0.2465008E-08 0.8859854E-09
 0.3041323E-09 0.1027484E-09 0.3469333E-10 0.1163827E-10 0.3806578E-11 0.1190346E-11
 0.3509493E-12 0.9677196E-13 0.2484913E-13 0.5927757E-14 0.1311296E-14 0.2684141E-15
 0.5068015E-16 0.8787193E-17 0.1390552E-17 0.1991316E-18 0.2546790E-19 0.2840703E-20
 0.2620021E-21 0.1675620E-22

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.89 MeV 4⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.5399847E-03 0.3659288E-03 0.1629797E-03 0.2205568E-04 -0.4468763E-04 -0.5744987E-04
 -0.4044741E-04 -0.1353372E-04 0.9330634E-05 0.1753645E-04 0.1235190E-04 0.2981882E-05
 -0.2946852E-05 -0.4320457E-05 -0.3122020E-05 -0.1405131E-05 -0.2441912E-06 0.2498425E-06
 0.3290647E-06 0.2458088E-06 0.1424119E-06 0.6912575E-07 0.2907270E-07 0.1081858E-07
 0.3619844E-08 0.1103838E-08 0.3102803E-09 0.8113518E-10 0.1988040E-10 0.4593994E-11
 0.1007428E-11 0.2108692E-12 0.4229881E-13 0.8149564E-14 0.1507453E-14 0.2666214E-15
 0.4477234E-16 0.7075266E-17 0.1041966E-17 0.1414154E-18 0.1742726E-19 0.1903042E-20
 0.1745859E-21 0.1110534E-22

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (3.20 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.2281200E-03 0.1524785E-03 0.9070109E-04 0.5381299E-04 0.3752858E-04 0.2750994E-04
 0.1999498E-04 0.9297069E-05 -0.1550606E-05 -0.1071283E-04 -0.7521246E-05 0.3589934E-05
 0.9360878E-05 0.8362758E-05 0.5299763E-05 0.3090572E-05 0.1952531E-05 0.1262266E-05
 0.7179412E-06 0.3183485E-06 0.9658085E-07 0.1211135E-07 -0.4705704E-08 -0.1976929E-08
 0.1322951E-08 0.2053888E-08 0.1495065E-08 0.8016142E-09 0.3532736E-09 0.1341368E-09
 0.4500932E-10 0.1355639E-10 0.3702638E-11 0.9232037E-12 0.2109267E-12 0.4421178E-13
 0.8493269E-14 0.1490824E-14 0.2379034E-15 0.3424822E-16 0.4392261E-17 0.4902731E-18
 0.4517748E-19 0.2882666E-20

“Ek 2'nin devamı”

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (3.68 MeV 3⁻)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1720367E-02 0.1273319E-02 0.7141036E-03 0.2786117E-03 0.1090448E-04 -0.1276872E-03
 -0.1809202E-03 -0.1741574E-03 -0.1211906E-03 -0.4549276E-04 0.1212729E-04 0.3075672E-04
 0.2166944E-04 0.5432804E-05 -0.5584215E-05 -0.9237466E-05 -0.8230047E-05 -0.5606012E-05
 -0.3140947E-05 -0.1468349E-05 -0.5667555E-06 -0.1737693E-06 -0.3731041E-07 -0.2041140E-08
 0.2844745E-08 0.1759947E-08 0.6614158E-09 0.1813353E-09 0.3359885E-10 0.1142257E-11
 -0.2344297E-11 -0.1305453E-11 -0.4797048E-12 -0.1431883E-12 -0.3687970E-13 -0.8400845E-14
 -0.1711351E-14 -0.3131577E-15 -0.5148467E-16 -0.7576028E-17 -0.9884227E-18 -0.1119861E-18
 -0.1047307E-19 -0.6748452E-21

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (4.49 MeV 5⁻)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1524703E-03 0.5620944E-04 -0.1153097E-04 -0.2359225E-04 -0.1141963E-04 -0.2248625E-06
 0.5854837E-05 0.6214622E-05 0.5818952E-06 -0.2618316E-05 -0.1098371E-05 0.2655854E-06
 0.9813483E-08 -0.3457394E-06 -0.2367806E-06 -0.4594607E-07 0.2962732E-07 0.3231492E-07
 0.1436883E-07 0.8867814E-09 -0.4027848E-08 -0.3973111E-08 -0.2498038E-08 -0.1241209E-08
 -0.5241752E-09 -0.1954961E-09 -0.6600973E-10 -0.2051506E-10 -0.5925599E-11 -0.1599027E-11
 -0.4042260E-12 -0.9582624E-13 -0.2128215E-13 -0.4416824E-14 -0.8540203E-15 -0.1533561E-15
 -0.2548860E-16 -0.3906789E-17 -0.5498187E-18 -0.7060317E-19 -0.8185302E-20 -0.8394245E-21
 -0.7242841E-22 -0.4307268E-23

EN= 50.000 MeV LKK= 46 LCOUL= 24
 5.00000E+01 1.97971E+00 7.70106E-01 1.15698E+00 1.94538E-02 2.46126E-03 1.92063E-03 5.91024E-
 03 2.06050E-03 1.94932E-02 1.32368E-03

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (G.S. 0⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.9206924E-01 0.8679856E-01 0.7863033E-01 0.6951396E-01 0.6089999E-01 0.5362546E-01
 0.4776425E-01 0.4274064E-01 0.3768326E-01 0.3202184E-01 0.2586015E-01 0.1964444E-01
 0.1391186E-01 0.9139307E-02 0.5576787E-02 0.3181239E-02 0.1711840E-02 0.8767301E-03
 0.4303892E-03 0.2033465E-03 0.9257703E-04 0.4058754E-04 0.1712369E-04 0.6955368E-05
 0.2724940E-05 0.1032181E-05 0.3787261E-06 0.1346695E-06 0.4635477E-07 0.1540904E-07
 0.4932242E-08 0.1515959E-08 0.4464542E-09 0.1257843E-09 0.3385628E-10 0.8692758E-11
 0.2124399E-11 0.4925728E-12 0.1079008E-12 0.2222049E-13 0.4277231E-14 0.7636574E-15
 0.1248621E-15 0.1823928E-16 0.2249278E-17 0.1966756E-18

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED PROTONS

ANGULAR DISTRIBUTIONS - COULOMB AMPLITUDE

-0.6575904E-06 0.5132964E-05 -0.7180161E-05 0.2783738E-05 -0.9785627E-05 0.2306535E-06
 -0.1139987E-04 -0.1314925E-05 -0.1242849E-04 -0.2060049E-05 -0.1205905E-04 -0.1886606E-05
 -0.9989072E-05 -0.7340273E-06 -0.6576651E-05 0.6878302E-06 -0.3237938E-05 0.9463387E-06
 -0.1371239E-05 0.5383626E-06 -0.5641871E-06 0.2342057E-06 -0.2310690E-06 0.9302853E-07
 -0.9366137E-07 0.3500052E-07 -0.3689323E-07 0.1235210E-07 -0.1370499E-07 0.3991968E-08
 -0.4664272E-08 0.1153320E-08 -0.1429789E-08 0.2943082E-09 -0.3932070E-09 0.6655837E-10
 -0.9751927E-10 0.1361110E-10 -0.2202636E-10 0.2601885E-11 -0.4578651E-11 0.4803809E-12
 -0.8830395E-12 0.8671254E-13 -0.1586261E-12 0.1506302E-13 -0.9469902E-14 0.6222769E-17

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (1.46 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1548086E-02 0.1280143E-02 0.9242586E-03 0.6192012E-03 0.4029064E-03 0.2553166E-03
 0.1480231E-03 0.6306494E-04 -0.5906129E-05 -0.5681300E-04 -0.8075935E-04 -0.6803337E-04
 -0.2624237E-04 0.1992196E-04 0.4875520E-04 0.5500449E-04 0.4595874E-04 0.3156714E-04
 0.1824312E-04 0.8467753E-05 0.2555282E-05 -0.2052515E-06 -0.9680735E-06 -0.8208248E-06
 -0.4620151E-06 -0.1865992E-06 -0.4376058E-07 0.8032068E-08 0.1696371E-07 0.1241198E-07
 0.6708074E-08 0.3023828E-08 0.1189234E-08 0.4173450E-09 0.1324157E-09 0.3828764E-10
 0.1013360E-10 0.2458879E-11 0.5465583E-12 0.1109767E-12 0.2048388E-13 0.3411101E-14

“Ek 2’nin devami”

0.5061676E-15 0.6539473E-16 0.6977836E-17 0.5162518E-18

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.12 MeV 0⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1958612E-03 0.1366925E-03 0.7305419E-04 0.3108530E-04 0.1037992E-04 0.1103170E-05
 -0.3250167E-05 -0.6189122E-05 -0.7559824E-05 -0.6766157E-05 -0.2641237E-05 0.3465075E-05
 0.9785782E-05 0.1469311E-04 0.1670128E-04 0.1556254E-04 0.1240675E-04 0.8694814E-05
 0.5498346E-05 0.3199806E-05 0.1736989E-05 0.8854047E-06 0.4245641E-06 0.1915496E-06
 0.8139056E-07 0.3265047E-07 0.1240804E-07 0.4481765E-08 0.1542152E-08 0.5059409E-09
 0.1581590E-09 0.4703222E-10 0.1327675E-10 0.3550627E-11 0.8978100E-12 0.2142172E-12
 0.4811714E-13 0.1014206E-13 0.1997073E-14 0.3651966E-15 0.6154412E-16 0.9460836E-17
 0.1306985E-17 0.1581669E-18 0.1586705E-19 0.1112369E-20

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.52 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1528392E-03 0.1241148E-03 0.9057120E-04 0.6603256E-04 0.5061112E-04 0.4064911E-04
 0.3336981E-04 0.2704218E-04 0.2049088E-04 0.1379659E-04 0.8871425E-05 0.7218350E-05
 0.7129827E-05 0.6291657E-05 0.4476765E-05 0.2619506E-05 0.1321078E-05 0.6053278E-06
 0.2675372E-06 0.1213207E-06 0.5819186E-07 0.2867317E-07 0.1371298E-07 0.6125281E-08
 0.2534093E-08 0.9851437E-09 0.3695709E-09 0.1372625E-09 0.5104947E-10 0.1887442E-10
 0.6812445E-11 0.2355862E-11 0.7700656E-12 0.2359598E-12 0.6746490E-13 0.1795092E-13
 0.4435673E-14 0.1015432E-14 0.2146428E-15 0.4170411E-16 0.7402480E-17 0.1190164E-17
 0.1710644E-18 0.2146441E-19 0.2229311E-20 0.1608221E-21

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (2.89 MeV 4⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.4703221E-03 0.3498170E-03 0.1876458E-03 0.5195198E-04 -0.3095279E-04 -0.6339924E-04
 -0.5996537E-04 -0.3690861E-04 -0.8840451E-05 0.1316000E-04 0.2138239E-04 0.1611995E-04
 0.5685503E-05 -0.2193227E-05 -0.5040006E-05 -0.4351391E-05 -0.2484192E-05 -0.8961976E-06
 -0.7625303E-08 0.3187477E-06 0.3406843E-06 0.2508005E-06 0.1510218E-06 0.7844952E-07
 0.3607243E-07 0.1493697E-07 0.5646685E-08 0.1971199E-08 0.6413189E-09 0.1957927E-09
 0.5636123E-10 0.1534934E-10 0.3964466E-11 0.9723968E-12 0.2264743E-12 0.5002240E-13
 0.1045299E-13 0.2058960E-14 0.3804653E-15 0.6558264E-16 0.1047595E-16 0.1537538E-17
 0.2046987E-18 0.2415943E-19 0.2399450E-20 0.1656492E-21

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (3.20 MeV 2⁺)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1639693E-03 0.1214706E-03 0.7829576E-04 0.4822620E-04 0.3130641E-04 0.2238822E-04
 0.1641332E-04 0.9663258E-05 0.1346774E-05 -0.6158409E-05 -0.1114911E-04 -0.9082659E-05
 -0.1121485E-05 0.5444237E-05 0.7025875E-05 0.5596763E-05 0.3721242E-05 0.2393387E-05
 0.1572391E-05 0.9933395E-06 0.5424889E-06 0.2290307E-06 0.5998654E-07 -0.2657283E-08
 -0.1223194E-07 -0.6229000E-08 -0.6279973E-09 0.1550879E-08 0.1617197E-08 0.1046580E-08
 0.5343823E-09 0.2315914E-09 0.8811199E-10 0.2999271E-10 0.9242688E-11 0.2597869E-11
 0.6687738E-12 0.1579129E-12 0.3417166E-13 0.6757465E-14 0.1215211E-14 0.1972332E-15
 0.2853501E-16 0.3595627E-17 0.3743263E-18 0.2702505E-19

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (3.68 MeV 3⁻)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1551222E-02 0.1235812E-02 0.7887579E-03 0.3807014E-03 0.8543659E-04 -0.9520404E-04
 -0.1842268E-03 -0.2051748E-03 -0.1753742E-03 -0.1114399E-03 -0.3583379E-04 0.2120129E-04
 0.4242182E-04 0.3457567E-04 0.1588162E-04 0.2171520E-06 -0.7699594E-05 -0.9293784E-05
 -0.7652771E-05 -0.5132303E-05 -0.2934809E-05 -0.1443740E-05 -0.6066771E-06 -0.2129681E-06
 -0.5891122E-07 -0.1035704E-07 0.6843556E-09 0.1549777E-08 0.7994488E-09 0.2794224E-09
 0.7017698E-10 0.9574105E-11 -0.1955757E-11 -0.2070355E-11 -0.9673863E-12 -0.3438649E-12
 -0.1030404E-12 -0.2700895E-13 -0.6293318E-14 -0.1312614E-14 -0.2454620E-15 -0.4103627E-16
 -0.6079011E-17 -0.7818712E-18 -0.8302682E-19 -0.6077163E-20

“Ek 2’nin devamı”

LEGANDR. COEFFICIENTS FOR SCATTERED NUCLEONS (4.49 MeV 5°)

ANGULAR DISTRIBUTIONS - NUCLEAR AMPLITUDE

0.1053349E-03 0.4957040E-04 -0.7554614E-06 -0.1680936E-04 -0.1025431E-04 -0.5559437E-06
 0.3749559E-05 0.3850200E-05 0.1905687E-05 -0.5340483E-06 -0.1343146E-05 -0.5908653E-06
 -0.3584256E-07 -0.1733376E-06 -0.3713377E-06 -0.2781136E-06 -0.8362758E-07 0.3089632E-07
 0.5367920E-07 0.3592341E-07 0.1382640E-07 0.2509192E-09 -0.4692456E-08 -0.4751288E-08
 -0.3210201E-08 -0.1747241E-08 -0.8184055E-09 -0.3417524E-09 -0.1301155E-09 -0.4580542E-10
 -0.1502971E-10 -0.4615939E-11 -0.1329552E-11 -0.3592896E-12 -0.9095546E-13 -0.2151441E-13
 -0.4740889E-14 -0.9702007E-15 -0.1837936E-15 -0.3211720E-16 -0.5154927E-17 -0.7552507E-18
 -0.9994695E-19 -0.1170733E-19 -0.1154910E-20 -0.7843467E-22

ÖZGEÇMİŞ

01.11.1977 tarihinde Samsun'da doğdu. İlkokul tahsilini Samsun Mustafa Kemal İlköğretim Okulu'nda, ortaokul tahsilini Samsun Gülsüm Sami Kefeli İlköğretim Okulu'nda ve lise tahsilini Samsun Ondokuz Mayıs Lisesi'nde tamamladı. 1995 yılında Ondokuz Mayıs Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği bölümüne başladı. 1999 yılında Ondokuz Mayıs Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği bölümünü birincilikle bitirerek Lisans Fizik Öğretmeni ünvanını aldı. 1999 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Rize Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak memuriyet hayatına başladı.1999 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde yüksek lisansa başladı, Ağustos 2002 döneminde mezun oldu. Eylül 2002 döneminde Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde doktora programına başladı. Halen Karadeniz Teknik Üniversitesi Rize Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.