



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

FİZİK ANABİLİM DALI

**PROTON GİRİŞLİ REAKSİYONLARDA NÜKLEER MODEL
HESAPLAMALARI VE YENİ TESİR KESİTİ FORMÜLLERİNİN
ARAŞTIRILMASI**

DOKTORA TEZİ

Hüseyin DÖNMEZ

**DANIŞMAN
Prof. Dr. Mustafa YİĞİT**

AKSARAY, 2024

Aksaray Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 172334002 numaralı Doktora öğrencisi Hüseyin DÖNMEZ tarafından hazırlanan “**PROTON GİRİŞLİ REAKSİYONLARDA NÜKLEER MODEL HESAPLAMALARI VE YENİ TESİR KESİTİ FORMÜLLERİNİN ARAŞTIRILMASI**” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Fizik Anabilim Dalında DOKTORA TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Mustafa YİĞİT

Aksaray Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Üye: Prof. Dr. Sezgin AYDIN

Tarsus Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Üye: Prof. Dr. Ayhan KARA

Giresun Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Üye: Doç. Dr. Mehmet Emin KORKMAZ

Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Üye: Dr. Öğr. Üyesi Halil İbrahim DURSUN

Aksaray Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Doktora Tezi olduğunu onaylıyorum

Tez Savunma Tarihi: 25 / 12 / 2024

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Doktora Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

.....
Prof. Dr. Fazliye KARABÖRK

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

DOĞRULUK BEYANI

Doktora tezi olarak sunduđum bu çalıřmayı, akademik kurallara ve bilimsel etik, ahlak ve geleneklere aykırı dűşecek bir yol ve yardıma bařvurmaksızın yazdıđımı, yararlandıđım eserlerin kaynakçada gűsterilenlerden olduđuunu, çalıřmamda kullandıđım verilerin orijinalliđini ve her tűrlű intihalden uzak olduđuunu beyan ederim.

Enstitű tarafından belli bir zamana bağlı olmaksızın, tezimle ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tűm ahlaki ve hukuki sonuçlara katlanacağımı bildiririm.

Hűseyin DűNMEZ

TEŞEKKÜR

Bu doktora tezinin tamamlanmasında öncelikle danışman hocam Prof. Dr. Mustafa YİĞİT'e, Prof. Dr. Sezgin AYDIN'a, Dr. Öğr. Üyesi Halil İbrahim DURSUN'a, her türlü konuda olduğu gibi bu çalışmamda da benden desteğini ve anlayışını esirgemeyen sevgili eşim Seçil DÖNMEZ'e,

Beni yetiştirip bugünlere getiren sevgili anne ve babama da sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Hüseyin DÖNMEZ

AKSARAY, 2024



İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER.....	ii
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xiii
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ.....	8
3. KURAMSAL TEMELLER.....	13
3.1 Nükleer Veri.....	13
3.2 Nükleer Reaksiyonlar.....	16
3.2.1 Bileşik çekirdek reaksiyonları.....	19
3.2.2 Doğrudan reaksiyonlar.....	21
3.2.3 Denge-öncesi reaksiyonlar.....	22
3.2.4 Korunum yasaları.....	23
3.2.5 Tesir kesitleri.....	26
3.2.6 Proton reaksiyonları.....	30
3.3 Nükleer Modeller ve Reaksiyon Kodları.....	33
3.3.1 Weisskopf-Ewing model.....	33
3.3.2 Hauser-Feshbach model.....	34
3.3.3 Eksiton model.....	36
3.3.4 Hibrid model.....	39
3.3.5 Geometri Bağımlı Hibrid model.....	42
3.3.6 TALYS 1.96 kodu.....	43
3.3.7 ALICE/ASH kodu.....	44
3.3.8 CEM03.01 kodu.....	45
3.4 Proton Girişli Reaksiyonlar için Tesir Kesiti Sistematiği.....	46
4. HESAPLAMALAR.....	50
4.1 (p,n) Reaksiyon Tesir Kesiti Sistematiği.....	50
4.2 Proton Girişli Reaksiyonlar için Nükleer Model Hesaplamaları.....	54
4.2.1 Nükleer kodların varsayılan parametreleri ile tesir kesiti hesaplamaları.....	55
4.2.2 Denge ve denge-öncesi etkiler ile tesir kesiti hesaplamaları.....	68
4.2.3 Farklı seviye yoğunluk modelleri ile tesir kesiti hesaplamaları.....	76
4.2.4 Farklı optik model potansiyelleri ile tesir kesiti hesaplamaları.....	83
4.2.5 Farklı jlmmode'lar ile tesir kesiti hesaplamaları.....	98
4.2.6 Farklı preeqmode'lar ile tesir kesiti hesaplamaları.....	111
4.3 $^{50-70}\text{Fe}$ İzotoplarının (p,n) Reaksiyonları için İzotopik Etkiler.....	125
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	129
KAYNAKLAR.....	134
EKLER.....	145
Ek A. Çizelge A.1. 10–13 MeV'lik enerji aralığında (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için ampirik formül sonuçları ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.....	145
ÖZGEÇMİŞ.....	Ha
ta! Yer işareti tanımlanmamış.	

DOKTORA TEZİ

PROTON GİRİŞLİ REAKSİYONLARDA NÜKLEER MODEL HESAPLAMALARI VE YENİ TESİR KESİTİ FORMÜLLERİNİN ARAŞTIRILMASI

Hüseyin DÖNMEZ

Aksaray Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Mustafa YİĞİT

ÖZET

Nükleer tesir kesitlerine ilişkin verilere hem nükleer fiziğin uygulamalı alanlarında hem de farklı reaksiyon süreçlerinin anlaşılması, reaksiyon modellerinin geliştirilmesi ve mevcut modellerin geçerliliğinin test edilmesi açısından ihtiyaç duyulmaktadır. Bu çalışmanın temel amacı proton girişli reaksiyonların tesir kesitlerinin ampirik formüller ve nükleer modeller çerçevesinde incelenmesidir. Bu düşünce ışığında tezde ilk olarak 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyonları için ampirik tesir kesiti formülleri elde edilmiştir. Bu formüller s asimetri parametresi ile ($E_p + Q$) enerji aşırılığına bağlı ve istatistiksel teori çerçevesinde oluşturulmuş bir yapı içerir. Diğer taraftan bu tez, (p,n), (p,2n) ve (p, α) reaksiyon tesir kesitlerinin teorik modellemesinde kapsamlı nükleer modeller kullanarak veri eksikliği ve deney ile teori arasındaki tutarsızlıklara ek destek sağlamaktadır. Tesir kesiti hesaplamaları TALYS 1.96, ALICE/ASH ve CEM03.01 kodları kullanılarak yapılmıştır. Hesaplamalar farklı nükleer modellerin tesir kesitleri üzerine etkilerini içerir. Bu doğrultuda çeşitli denge ve denge-öncesi modeller, seviye yoğunluk modelleri ve optik modeller bazı orta kütleli hedef çekirdekler üzerine proton girişli reaksiyonların tesir kesitlerini hesaplamak için kullanılmıştır. Son olarak tezde (p,n) reaksiyonlarının izotopik bağımlılıkları araştırılmıştır. Bunun için $^{50-70}\text{Fe}(p,n)$ reaksiyonlarının tesir kesitleri üzerine izotopik etkilerini içeren hesaplamalar TALYS 1.96 kodu kullanılarak yapılmıştır.

Anahtar Kelimeler: (p,n) Reaksiyonları, Tesir Kesiti, Seviye Yoğunluğu, Ampirik Formül, İzotopik Etki.

Aralık, 2024; 155 sayfa

PhD. THESIS

NUCLEAR MODEL CALCULATIONS AT PROTON-INDUCED REACTIONS AND INVESTIGATION OF NEW CROSS SECTION FORMULAS

Hüseyin DÖNMEZ

Aksaray University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Mustafa YİĞİT

ABSTRACT

Data on nuclear cross sections are needed both in the applied fields of nuclear physics and for understanding different reaction processes, developing reaction models and testing the validity of existing models. The main objective of this study is to analyze the cross sections of proton-induced reactions within the framework of empirical formulas and nuclear models. Starting from this point of view, empirical cross section formulas for (p,n) reactions in the energy range of 10–13 MeV were obtained in this thesis. These formulas include a structure based on the asymmetry parameter s and energy excess ($E_p + Q$), and formed within the framework of statistical theory. On the other hand, this thesis makes a contribution to the lack of data and inconsistencies between experiment and theory by using comprehensive nuclear models in the theoretical modeling of the (p,n), (p,2n) and (p, α) reaction cross sections. The cross section calculations were carried out using TALYS 1.96, ALICE/ASH and CEM03.01 codes. The calculations include the effects of different nuclear models on the cross sections. Accordingly, various equilibrium and pre-equilibrium models, level density models and optical models were used to calculate the cross sections of proton-induced reactions on some intermediate mass target nuclei. Finally, the isotopic dependence of (p,n) reactions was investigated in this thesis. For this purpose, the calculations including isotopic effects on the cross sections of $^{50-70}\text{Fe}(p,n)$ reactions were performed using the TALYS 1.96 code.

Keywords: (p,n) Reactions, Cross Section, Level Density, Empirical Formula, Isotopic Effect.

December, 2024; 155 pages

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1.	Nükleer verinin yaşam döngüsü	14
Şekil 3.2.	a) Rutherford'un altın bir folyo üzerine gönderilen α parçacıklarıyla yapmış olduğu saçılma deneyi b) Yapılan deneyin mikroskopik boyutta gösterimi.....	18
Şekil 3.3.	Altı nükleer reaksiyon sonucu oluşan $^{14}_7N^*$ bileşik çekirdeğinin, uyarılma enerjisi 12 MeV ise bozunabileceği dört biçim gösterilmiştir.....	20
Şekil 3.4.	Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi	21
Şekil 3.5.	$a + A \rightarrow b + B$ reaksiyonu için basit reaksiyon geometrisi.....	24
Şekil 3.6.	Tesir kesiti kavramının geometrik yorumu.....	27
Şekil 3.7.	Tesir kesiti ve gelen parçacık demeti arasındaki bağıntı	27
Şekil 3.8.	$d\Omega$ katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi	29
Şekil 3.9.	Eksiton, Hibrid ve Geometri Bağımlı Hibrid modelde nükleon girişli bir reaksiyonun ilk evrelerinin gösterimi	41
Şekil 4.1.	$10 \leq E_p \leq 11.5$ (MeV) enerji bölgesinde (p,n) reaksiyonlarının sistematigi.....	52
Şekil 4.2.	$11.5 < E_p \leq 13$ (MeV) enerji bölgesinde (p,n) reaksiyonlarının sistematigi.....	52
Şekil 4.3.	Deneyssel değerler ile bu tez çalışmasından elde edilen ampirik formül hesaplama sonuçlarının oranı	53
Şekil 4.4.	a) $^{45}Sc(p,n)^{45}Ti$, b) $^{45}Sc(p,2n)^{44}Ti$ c) $^{46}Ti(p,\alpha)^{43}Sc$ d) $^{47}Ti(p,n)^{47}V$ reaksiyonlarının ALICE/ASH, CEM03.01 ve TALYS 1.96 kodları ile hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneyssel değerlerle karşılaştırılması	57
Şekil 4.5.	a) $^{48}Ti(p,n)^{48}V$ b) $^{48}Ti(p,2n)^{47}V$ c) $^{49}Ti(p,2n)^{48}V$ d) $^{49}Ti(p,\alpha)^{46}Sc$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır	58
Şekil 4.6.	a) $^{49}Ti(p,n)^{49}V$ b) $^{50}Ti(p,n)^{50}V$ c) $^{51}V(p,n)^{51}Cr$ d) $^{52}Cr(p,n)^{52}Mn$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır	59
Şekil 4.7.	a) $^{53}Cr(p,n)^{53}Mn$ b) $^{54}Cr(p,n)^{54}Mn$ c) $^{54}Fe(p,\alpha)^{51}Mn$ d) $^{55}Mn(p,n)^{55}Fe$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.....	60
Şekil 4.8.	a) $^{56}Fe(p,n)^{56}Co$ b) $^{56}Fe(p,2n)^{55}Co$ c) $^{57}Fe(p,2n)^{56}Co$ d) $^{57}Fe(p,\alpha)^{54}Mn$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.....	61
Şekil 4.9.	a) $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ b) $^{58}Fe(p,2n)^{57}Co$ c) $^{58}Fe(p,n)^{58}Co$ d) $^{59}Co(p,n)^{59}Ni$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır	62
Şekil 4.10.	a) $^{58}Ni(p,\alpha)^{55}Co$ b) $^{60}Ni(p,\alpha)^{57}Co$ c) $^{60}Ni(p,n)^{60}Cu$ d) $^{61}Ni(p,2n)^{60}Cu$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır	63
Şekil 4.11.	a) $^{61}Ni(p,\alpha)^{58}Co$ b) $^{61}Ni(p,n)^{61}Cu$ c) $^{62}Ni(p,2n)^{61}Cu$ d) $^{62}Ni(p,n)^{62}Cu$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır	64
Şekil 4.12.	a) $^{63}Cu(p,n)^{63}Zn$ b) $^{63}Cu(p,2n)^{62}Zn$ c) $^{64}Ni(p,\alpha)^{61}Co$ d) $^{64}Ni(p,n)^{64}Cu$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır	65
Şekil 4.13.	a) $^{65}Cu(p,n)^{65}Zn$ b) $^{65}Cu(p,\alpha)^{62}Ni$ c) $^{64}Zn(p,\alpha)^{61}Cu$ d) $^{66}Zn(p,2n)^{65}Ga$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.....	66

Şekil 4.14.	a) $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ b) $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ d) $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.....	67
Şekil 4.15.	a) $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ d) $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.....	68
Şekil 4.16.	a) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ b) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ c) $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ d) $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonlarının denge ve denge-öncesi modellerle hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	70
Şekil 4.17.	a) $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ b) $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$ c) $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.....	70
Şekil 4.18.	a) $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ b) $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ c) $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ d) $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.....	71
Şekil 4.19.	a) $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ b) $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ c) $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ d) $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.....	71
Şekil 4.20.	a) $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ b) $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ c) $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ d) $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.....	72
Şekil 4.21.	a) $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ b) $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ c) $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ d) $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.....	72
Şekil 4.22.	a) $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ b) $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ c) $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ d) $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.....	73
Şekil 4.23.	a) $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ b) $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ c) $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ d) $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.....	73
Şekil 4.24.	a) $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ b) $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ c) $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ d) $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.....	74
Şekil 4.25.	a) $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ b) $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ c) $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ d) $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.....	74
Şekil 4.26.	a) $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ b) $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ d) $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.....	75
Şekil 4.27.	a) $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ d) $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.....	75
Şekil 4.28.	a) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ b) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ c) $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ d) $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonları için farklı seviye yoğunluk modelleriyle hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.....	76
Şekil 4.29.	a) $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ b) $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$ c) $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ d) $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.....	77
Şekil 4.30.	a) $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ b) $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ c) $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ d) $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.....	77
Şekil 4.31.	a) $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ b) $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ c) $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ d) $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.....	78
Şekil 4.32.	a) $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ b) $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ c) $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ d) $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.....	78
Şekil 4.33.	a) $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ b) $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ c) $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ d) $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.....	79

Şekil 4.34.	a) $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ b) $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ c) $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ d) $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.....	79
Şekil 4.35.	a) $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ b) $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ c) $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ d) $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.....	80
Şekil 4.36.	a) $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ b) $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ c) $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ d) $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.....	80
Şekil 4.37.	a) $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ b) $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ c) $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ d) $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.....	81
Şekil 4.38.	a) $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ b) $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ d) $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.....	81
Şekil 4.39.	a) $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ d) $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.....	82
Şekil 4.40.	a) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için CT+FGM b) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için mHFB-G c) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonu için CT+FGM d) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonu için mHFB-G seviye yoğunluk modelleri kullanılarak farklı optik model potansiyelleri ile yapılan hesaplamaların deneysel değerlerle karşılaştırılması	86
Şekil 4.41.	a) CT+FGM, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.....	86
Şekil 4.42.	a) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.....	87
Şekil 4.43.	a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.....	87
Şekil 4.44.	a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.....	88
Şekil 4.45.	a) CT+FGM, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ b) mHFB-G, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ c) CT+FGM, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.....	88
Şekil 4.46.	a) CT+FGM, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ b) mHFB-G, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.....	89
Şekil 4.47.	a) CT+FGM, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ b) mHFB-G, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.....	89
Şekil 4.48.	a) CT+FGM, $^{56}\text{Mn}(p,n)^{56}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{56}\text{Mn}(p,n)^{56}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.....	90
Şekil 4.49.	a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.....	90
Şekil 4.50.	a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.....	91

Şekil 4.51.	a) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	91
Şekil 4.52.	a) CT+FGM, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	92
Şekil 4.53.	a) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	92
Şekil 4.54.	a) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	93
Şekil 4.55.	a) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	93
Şekil 4.56.	a) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	94
Şekil 4.57.	a) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ d) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	94
Şekil 4.58.	a) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	95
Şekil 4.59.	a) CT+FGM, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	95
Şekil 4.60.	a) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	96
Şekil 4.61.	a) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	96
Şekil 4.62.	a) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	97
Şekil 4.63.	a) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.....	97
Şekil 4.64.	a) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için ct-fgm, b) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için mHFB-G, c) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için CT+FGM, d) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonları için mHFB-G seviye yoğunluk modelleri kullanılarak farklı jlmmode'lar ile yapılan hesaplamaların deneysel değerlerle karşılaştırılması	99
Şekil 4.65.	a) CT+FGM, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	100
Şekil 4.66.	a) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	100

Şekil 4.67.	a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	101
Şekil 4.68.	a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	101
Şekil 4.69.	a) CT+FGM, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ b) mHFB-G, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ c) CT+FGM, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	102
Şekil 4.70.	a) CT+FGM, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ b) mHFB-G, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	102
Şekil 4.71.	a) CT+FGM, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ b) mHFB-G, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	103
Şekil 4.72.	a) CT+FGM, $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	103
Şekil 4.73.	a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	104
Şekil 4.74.	a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ c) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	104
Şekil 4.75.	a) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	105
Şekil 4.76.	a) CT+FGM, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	105
Şekil 4.77.	a) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	106
Şekil 4.78.	a) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	106
Şekil 4.79.	a) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	107
Şekil 4.80.	a) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	107
Şekil 4.81.	a) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ d) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	108
Şekil 4.82.	a) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	108

Şekil 4.83.	a) CT+FGM, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	109
Şekil 4.84.	a) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	109
Şekil 4.85.	a) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır	110
Şekil 4.86.	a) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.....	110
Şekil 4.87.	a) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır	111
Şekil 4.88.	a) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için CT+FGM b) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için mHFB-G c) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için CT+FGM d) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için mHFB-G seviye yoğunluk modelleri kullanılarak farklı preeqmode'lar ile yapılan hesaplamalar deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır	113
Şekil 4.89.	a) CT+FGM, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.....	113
Şekil 4.90.	a) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.....	114
Şekil 4.91.	a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.....	114
Şekil 4.92.	a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.....	115
Şekil 4.93.	a) CT+FGM, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ b) mHFB-G, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ c) CT+FGM, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.....	115
Şekil 4.94.	a) CT+FGM, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ b) mHFB-G, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.....	116
Şekil 4.95.	a) CT+FGM, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ b) mHFB-G, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.....	116
Şekil 4.96.	a) CT+FGM, $^{56}\text{Mn}(p,n)^{56}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{56}\text{Mn}(p,n)^{56}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.....	117
Şekil 4.97.	a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.....	117
Şekil 4.98.	a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.....	118

Şekil 4.99.	a) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.....	118
Şekil 4.100.	a) CT+FGM, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	119
Şekil 4.101.	a) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	119
Şekil 4.102.	a) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	120
Şekil 4.103.	a) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	120
Şekil 4.104.	a) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	121
Şekil 4.105.	a) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ d) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	121
Şekil 4.106.	a) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	122
Şekil 4.107.	a) CT+FGM, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	122
Şekil 4.108.	a) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	123
Şekil 4.109.	a) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	123
Şekil 4.110.	a) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	124
Şekil 4.111.	a) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır	124
Şekil 4.112.	$^{50-70}\text{Fe}$ izotopları üzerine 6, 11, 16 ve 21 MeV'lik gelen protonlar için olası çıkış kanalları	125
Şekil 4.113.	a) $^{50-70}\text{Fe}$ izotopları üzerine 6, 11, 16 ve 21 MeV'lik gelen protonlar için (p,n) tesir kesitleri. b) Fe izotopları için (p,n) reaksiyon Q-değerleri.....	126
Şekil 4.114.	a) çift-çift $^{50-70}\text{Fe}$ izotopları ve b) çift-tek $^{51-69}\text{Fe}$ izotopları için (p,n) reaksiyon tesir kesitleri	127
Şekil 4.115.	a) $^{50-70}\text{Fe}(p,n)$ reaksiyonları için maksimum tesir kesiti değerleri b) maximum değerlere karşılık gelen enerji değerleri	128

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1. Yeni formül için χ^2 ve F/N değerleri.....	54
--	----



SİMGELER VE KISALTMALAR

CEM	Kaskat Eksiton Model
CT-FGM	Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli
ENDF	Değerlendirilmiş Nükleer Veri Dosyası
ENDL	Değerlendirilmiş Nükleer Veri Kütüphanesi
EXFOR	DeneySEL Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi
HF	Hauser-Feschbach
IAEA	Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu
JENDL	Japon Değerlendirilmiş Nükleer Veri Kütüphanesi
JLM OMP	Jeukenne-Lejeune-Mahaux Optik Model Potansiyel
KD03 OMP	Koning ve Delaroche Optik Model Potansiyel
KRM	Kataria-Ramamurthy Fermi Gaz Model
mHBF-G	Mikroskobik Hartree-Fock-Bogolyubov Gogny Modeli
WE	Weisskopf-Ewing
A	Kütle numarası
Al	Alüminyum
B	Bor
Be	Berilyum
C	Karbon
Co	Kobalt
Cr	Krom
Cu	Bakır
Dy	Disprosyum
Er	Erbiyum
E_p	Protonun Gelme Enerjisi
F	Flor
Fe	Demir
Ga	Galyum
Ge	Germenyum
H	Hidrojen
He	Helyum (Alfa Parçacığı)
Ho	Holmiyum
I	İyot
I	Çekirdek Momentumu
In	İndiyum
L	Açısal Momentum
m	Kütle
Mn	Mangan
Mg	Magnezyum
Na	Sodyum
N	Nötron Sayısı
Ni	Nikel
P	Momentum
Pb	Kurşun
Q	Reaksiyon Enerjisi
R	Yarıçap
Sc	Skandiyum
T	Sıcaklık
Te	Tellür

Ti	Titanyum
V	Vanadyum
Z	Proton Sayısı
Zn	Çinko
Zr	Zirkonyum
χ^2	Kikare Değeri
σ	Tesir Kesiti



1. GİRİŞ

Nükleer fizik ile ilgili çalışmalar modern fiziğin temellerinin atıldığı 1895 ve 1906 yılları arasında başladı. Özellikle Henri Becquerel'in 1896 yılında radyoaktivite'yi keşfetmesi nükleer fizik için kritik öneme sahip oldu. Daha sonra 1898'de Marie Curie ve Pierre Curie'nin uranyumun radyoaktif bozunumunda oluşan polonyum (Po) ve radyum (Ra) elementlerini keşfetmesiyle nükleer fizik çalışmaları hız kesmeden devam etti. 1909 yılına gelindiğinde ise Hans Geiger ve Ernest Marsden tarafından alfa parçacıklarının ince metal levhalar tarafından saçılmaya uğradığını gösteren bir deney gerçekleştirildi. Deney sonucunda çoğu alfa parçacıklarının levhayı delip geçtiği ve oldukça küçük sapmaya maruz kaldığını, ancak yaklaşık 10.000'de birinin ise geriye doğru saptığını gözlemlediler. Kütlesi kabaca elektrondan 7300 kat fazla olan bir alfa parçacığı hafif bir parçacığa çarparak geri dönmüş olamazdı. Bu durumun en uygun ve tatmin edici izahı 1911'de Rutherford tarafından yapıldı. Atomun, pozitif yük ve kütlesinin büyük bir kısmının çekirdek adı verilen çok küçük bir hacimde toplandığını bunun haricindeki kısmın ise hemen hemen boş olduğunu açıkladı (Arya, 1989). 1926'ya kadar atom çekirdeğinin 10^{-12} cm'lik bir çapa sahip olduğu ve pozitif yüklü protonlardan oluştuğu sanılıyordu. Aynı zamanda o yıllarda çekirdeğin etrafında, 10^{-8} cm mertebesindeki yörüngelerde dolanan elektronun yükü ölçülmüştü. Dahası, proton parçacığının yükünün de aynı değerde fakat pozitif olduğu ve elektronun yaklaşık 2000 katı büyüklüğünde bir kütleye sahip olduğu bilinmekteydi (Krane, 1988).

Atom çekirdeğiyle ilgili daha kapsamlı bilgilere ulaşılabilmesi için belli bir enerjiye sahip parçacıklar ile hedef çekirdeklerin tepkimeye sokulması ve bu reaksiyon neticesinde oluşan durumun incelenmesi gerekiyordu. Gelen protonun yine pozitif yüklü bir çekirdeğe doğru yönlendirilmesi durumunda etkileşme ihtimalinin olabilmesi için protonun bir kinetik enerjiye sahip olması gerektiği anlaşıldı. Bu hızlanma parçacık hızlandırıcıları adı verilen sistemlerde gerçekleştirilmeye başlandı. Bu bağlamda 1926 yılında daha enerjik ve daha şiddetli x-ışınları oluşturmak için yapılmaya başlanan elektron hızlandırıcıları, hızlandırıcı rekabetinde ilk adım olmuştur. Bunu 1930'da ilk parçacık hızlandırıcısını icat eden Cockcroft ve Walton, daha sonra da 1932'de Chadwick'in nötronu keşfi izlemiştir (Krane, 1988). O yıllarda çekirdek fiziği hakkındaki çalışmalar giderek hız kazanmış ve böylece daha fazla bilgiye sahip olunmuştur. Bu bilgilerin çoğu; belli bir enerjiye sahip

parçacıkların durgun bir parçacık veya hedef çekirdekler üzerine gönderilmesiyle (bombardıman edilmesiyle) elde edilen verilerden kaynaklanır. Bombardıman sonucunda bir saçılma ya da bir reaksiyon meydana gelebilir (Krane, 1988). Gelen parçacığın hedef çekirdek ile etkileşmesi sonucunda meydana gelebilecek soğrulma, saçılma v.b. nükleer olayların hangi derecede gerçekleşebileceği ihtimalini göstermek için “tesir kesiti” kavramından yararlanılır. Tesir kesiti büyük olan bir reaksiyonun gerçekleşme olasılığı da büyüktür. Aynı zamanda uyarılma fonksiyonu da denilen tesir kesiti hesaplamaları deneylerin geleceğini öngörmek adına özellikle gerekli bir parametredir. Bu sayede teorik olarak yapılan hesaplamalar, gerçekleştirilecek deneylere de öncülük etmektedir (Arya, 1989; Trkov, 2005). Parçacık ve çekirdek arasındaki etkileşimlerden, yani tesir kesitinden, enerji üretimi, radyasyon hasarı, radyoaktivite ve bozunum ısısı gibi bilgileri çıkartabiliriz. Söz konusu parçacık-çekirdek etkileşimlerinin hassas bir simülasyonu, nükleer reaksiyonların olabilecek sonuçlarını yeterli hassasiyetle tahmin etmeyi sağlar (Koning ve Rochman, 2008). Gözlemlenen her bir reaksiyon deneyi, bir parametre değerini verir ve her bir reaksiyon için bulunan tesir kesiti de yüksek oranda enerjiye bağlıdır. Dolayısıyla reaksiyon tesir kesitleri deneysel olarak ölçülmeye çalışıldığında; her bir nükleer reaksiyon kanalı için yeteri kadar veri oluşturmak amacıyla çeşitli enerjilerde çok sayıda ölçüm yapmak gerekir. Bu ölçümleri yapmak uzun ve oldukça zorlu bir süreçtir. Bunun için nükleer model hesaplamaları kullanılır. Bu hesaplamaların sonuçları bağlanma enerjisi, optik model parametreleri, nükleer seviye yoğunluğu, deformasyon ve eksiton sayısı gibi girdi parametrelerine büyük oranda bağlıdır (Küçüksucu vd., 2024; Trkov, 2005; Yiğit, 2014).

Tesir kesitlerini teorik nükleer modeller çerçevesinde hesaplayan TALYS, PCROSS, CEM03.01, NON-SMOKER, ALICE/ASH, EMPIRE, GEANT, MCNP, FLUKA ve GNASH gibi çeşitli bilgisayar kodları geliştirilmiştir. Bu amaçla oluşturulan ilk bilgisayar kodu HELGA’dır. Sonrasında Amerika’da, denge-öncesi etkileri de dikkate alan GNASH, Avrupa’da ise STAPRE kodları geliştirilmiştir. Orta enerji bölgelerinde Blann (1991) tarafından geliştirilen ALICE kodu yaygın olarak kullanılmıştır (Qaim, 2010). Son yıllarda kullanımı oldukça yaygın olan EMPIRE (Herman vd., 2007) ve TALYS (Koning vd., 2007) kodları birçok reaksiyon kanalında nükleer parametrelerin hesabını yapmaya uygundur. EMPIRE kodu, istatistiksel süreç ve denge-öncesi mekanizmaların genel özellikleri birleştirilerek

oluşturulmuştur. TALYS kodunda ise doğrudan reaksiyonlar da dâhil olmak üzere bütün reaksiyon süreçleri birleştirilmiş ve oldukça başarılı sonuçlar elde edilmiştir (Akça, 2018; Trkov, 2005; Yiğit, 2014).

Bir nükleer reaksiyon sürecinde deneysel veriler az olduğunda ya da model hesaplamaları kesin sonuçlar vermediğinde o reaksiyonun tesir kesitini elde etmek için nükleer model hesaplamalarının yanı sıra ampirik formüllerden de yararlanılabilir. Bu sebeple, belirli enerjilerde tesir kesiti sistematiğlerinin oluşturulması son derece önemlidir. Bu sistematiğler genellikle istatistiksel teori üzerine kurulu bir yaklaşım üzerine temellendirilir. Bu sistematiğler deneysel veriler fit edilerek elde edilir ve önerilen formüllerin biçimi nükleer reaksiyonların istatistiksel teorisi açısından teorik bir yorum sağlar. Bazı gelme enerjilerinde birçok reaksiyon kanalı için ampirik tesir kesiti formülleri önerilmiştir. Bu formüllerin büyük bir kısmı 14–15 MeV enerji aralığında nötronlarla oluşturulan reaksiyonlar için türetilmiştir (Belgaid ve Asghar, 1998; Konobeyev vd., 1994; Korovin ve Konobeyev, 1995; Kumabe ve Fukuda, 1987; Küçüksucu ve Yiğit, 2023; Pai ve Andrews, 1976; Pai vd., 1971). Diğer taraftan proton, döteron ve alfa girişli reaksiyonlar için oluşturulan ampirik formüller oldukça azdır (Akça, 2018; Yiğit ve Dönmez, 2022; Yiğit ve Tel, 2014, 2016, 2017). Levkovski (1964)'nin 14 MeV civarındaki enerjilerde (n,p) ve (n,α) nükleer reaksiyonlarının tesir kesitlerini elde etmek için önerdiği ampirik formüller çoğunlukla diğer oluşturulan sistematiğlere öncülük etmiştir. Sonuçta takip eden yıllarda farklı reaksiyon kanalları için diğer araştırmacılar tarafından hem Levkovski (1964)'nin formülünü geliştirerek hem de daha farklı nükleer parametrelerle apayrı bir sistematiğ oluşturularak tesir kesitlerinin ampirik formüller üzerinden tasviri sağlanmaya çalışılmıştır. Bu formüllerin büyük bir kısmında $(N - Z)/A$, $(N - Z + 1)/A$, $(2Z - 1)/A$, $(Z - 1)/A^{1/3}$ ve $A^{2/3}$ gibi hedef çekirdeğin atom numarası ve nötron sayısı ile ilişkili parametreler kullanılmıştır.

Yapılan nükleer çalışmaların ve bu çalışmalar neticesinde elde edilen tesir kesiti verilerinin zamanla artması ile bu verilerin ortak bir kütüphanede toplanması kararlaştırılmıştır. 1955 Cenevre konferansında nükleer enerjinin barışçıl uygulamalarda kullanılması ve elde edilen verilere tüm ülkelerin serbestçe ulaşabilmeleri hususunda mutabakata varılmıştır. Bu amaçla Uluslararası Atom

Enerjisi Kurumu (IAEA) kurulmuş ve sonraki yıllarda nükleer veri programı başlatılmıştır (Trkov, 2005). Fizikçiler tarafından parçacık hızlandırıcıları ve detektörler yardımıyla yapılan deneylerde yaklaşık 5 milyon nükleer veri ölçülerek bilgisayarlarda kullanılmak üzere kaydedilmiştir. Ancak, bu tür deneyler yüksek maliyetli olup etkileşime giren mermi parçacık ve hedef çekirdeğin enerjisi, reaksiyon ürünü, çıkan enerji gibi olası çok sayıda kombinasyonun detaylı bir şekilde ölçülmesini gerektirir. Bu da istenilen tüm verilerin derlenmesini zorlaştırır (Leray, 2000). Yapılan deneysel çalışmaların verileri IAEA ile koordineli bir şekilde olan EXFOR (Deneysel Nükleer Reaksiyon Verileri) (URL-1) kütüphanesinde toplanmaktadır. Toplanan bu veriler gerekli kontrol ve ölçümler neticesinde onaylanmakta ve derleme işlemlerinin ardından değerlendirilmiş veri olarak kullanıma sunulmaktadır (Qaim, 2010; Trkov, 2005).

Nükleer fizik, atom çekirdeklerinin özellikleri, yapıları ve etkileşimleri ile bunları oluşturan parçacıklar arasındaki kuvvetleri yöneten yasalarla ilgilenir. Atom çekirdeklerinin parçacıklarla ya da elektromanyetik radyasyonla olan etkileşimi yukarıda da bahsettiğimiz gibi nükleer fiziğin, nükleer reaksiyon kısmını oluşturmaktadır. Esasen, iki çekirdek birbirine yaklaştığında, hızlandırılan çekirdeğin kinetik enerjisine bağlı olarak birbirleriyle etkileşime girme olasılıkları vardır. Bu etkileşimler saçılma süreçleri ve nükleer reaksiyonlar olarak ayrılabilir. Genellikle, etkileşime giren çekirdekler hedef çekirdek ve mermi olarak sınıflandırılır. Merminin kinetik enerjisi hedef çekirdeğin içine giremeyecek kadar düşükse, elastik veya elastik olmayan bir şekilde saçılır ve böylece ikinci durumda uyarılma enerjisi hedef çekirdeğe aktarılır. Etkileşime giren çekirdeklerin enerjisi yeterince yüksekse, hedef çekirdeğin atom numarasında ve/veya kütle numarasında bir değişiklikle sonuçlanan bir nükleer reaksiyon meydana gelebilir. Çoğunlukla nötronlarla çekirdeğin etkileşimi üzerine veriler literatürde olsa da, son zamanlarda proton girişli reaksiyonlar için çalışmalar hız kesmeden devam etmektedir. Nötron girişli reaksiyonlarda olduğu gibi, proton kaynaklı reaksiyonlar için de tahminler nükleer reaksiyon modellemesi ve dikkatle seçilmiş deneysel verilerin bir kombinasyonunu içerir. Son yıllarda nükleer reaksiyon teorisinde oldukça ilerleme sağlanmasına rağmen uyarılma fonksiyonlarının model hesaplamalarından elde edilen verilerle deneysel verilerin karşılaştırılması, genellikle bu iki değer arasındaki farklılıkları ortaya koymaktadır. Dolayısıyla daha fazla teorik ve deneysel çalışma

gerekmektedir. Genellikle yapılan sistematik çalışmalar, EXFOR veri tabanından elde edilen deneysel verilere uyacak şekilde, farklı nükleer modeller yardımıyla hesaplama yapıp parametreler fitlenerek gerçekleştirilmektedir (Henriksson vd., 2007). Proton girişli reaksiyonlar için nükleer veriler, proton terapisi, tıbbi radyoizotopların üretimi, hızlandırıcı fiziği, zırhlama, malzeme geliştirme çalışmaları ve astrofizik gibi geniş bir uygulama alanında kullanılır. Nükleer enerji santrallerinde, fisyon reaksiyonlarının tesir kesitleri yakıt elemanlarının ne kadar verimli bir şekilde enerji üretebileceğini belirler. Bu, reaktör tasarımı ve verimliliği için kritik bir parametredir. Radyoterapi ve nükleer tıpta kullanılan radyoizotopların üretimi için çeşitli nükleer reaksiyon tesir kesitleri belirlenir. Bu işlem kanser tedavisi ve görüntüleme tekniklerinde önemlidir. Astrofizikte, yıldızlardaki çekirdeklerin nükleer reaksiyonlarının tesir kesitleri, elementlerin oluşumu ve evrimini anlamak için önemlidir. Radyasyon dozimetresinde, belirli bir nükleer reaksiyon sonucunda oluşan radyasyonun miktarını ölçmek veya tahmin etmek için nükleer reaksiyon tesir kesitleri kullanılır. Bu sayede, radyasyona maruz kalma olasılığına karşı gerekli güvenlik değerlendirmelerinin yapılmasında zaman kazanılır. Nükleer silahların performansını değerlendirmek için de nükleer reaksiyon tesir kesitleri kullanılır. Bu, nükleer silahların patlama etkilerini anlamak ve kontrol etmek için önemlidir. Ayrıca, nükleer güvenlik ve reaktör tasarımında, nükleer reaksiyon tesir kesitleri çeşitli nükleer olayların ve parçacıkların çekirdeklerle etkileşimlerini anlamak için kullanılır. Bu, reaktörlerin güvenli bir şekilde işlemlerini sağlar (Yiğit, 2018, 2020). İki hafif atom çekirdeğinin bir araya gelerek daha ağır bir çekirdek oluşturması sonucu oluşan reaksiyonlar için veriler, füzyon reaktör teknolojisinde kullanılmaktadır. Füzyon reaksiyonlarında radyoaktif atık üretilmez. Reaksiyon sonucunda çok fazla enerji açığa çıkmaktadır. Reaktördeki yüksek sıcaklık ve yoğun radyasyon, reaktörün yapı malzemelerine fazla zarar verebilir. Bundan dolayı, malzeme seçimi ve reaktör tasarımı oldukça önemlidir. Bu aşamada oluşabilecek nükleer reaksiyonların reaksiyon tesir kesitleri, reaktör tasarım hesaplamaları ve ilgili diğer araştırmalar için gereklidir (Yiğit, 2015; Yiğit vd., 2013).

Bu tez çalışmasının temel amacı, proton girişli reaksiyonların tesir kesitlerinin ampirik formüller ve nükleer modeller çerçevesinde incelenmesidir. Bu düşünce ışığında tezde yapılan hesaplamaların tümü 4. bölümde verilmiştir. Tezde ilk olarak 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyonları için bir tesir kesiti sistematığı

elde edilmiş ve bununla ilişkili hesaplamalar 4.1 bölümünde sunulmuştur. Bu sistematikten 10–11.5 MeV ve 11.5–13 MeV enerji aralıkları için farklı fit parametrelerine sahip iki ampirik formül oluşturulmuştur. Bu formüller s asimetri parametresi ve $(E_p + Q)$ enerji aşırılığına bağlı bir yapı içerir. Ayrıca eksponansiyel bir fonksiyon tarafından verilen bu sistematik istatistiksel teori çerçevesinde türetilmiştir. Levkovski (1964)'nin 14 MeV civarındaki enerjilerde (n,p) ve (n,α) nükleer reaksiyonlarının tesir kesitleri için önerdiği ampirik formüller modifiye edilerek şu anki tesir kesiti sistematigi türetilmiştir. Deneysel verilerin fit işlemi boyunca ampirik formüllerin fit parametrelerini belirlemek için en küçük kareler yöntemi kullanılmıştır. Tesir kesiti sistematiginin oluşturulmasında EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel veriler kullanılmıştır. Bu veriler $45 \leq A \leq 68$ aralığındaki 20 orta ağırlıklı hedef çekirdek üzerinden 299 deneysel tesir kesitini içerir. Ayrıca χ^2 ve F/N istatistiksel teknikleri, ampirik formüllerin uygunluğunu test etmek için kullanılmıştır.

Tezin ikinci kısmının amacı (p,n) , $(p,2n)$ ve (p,α) reaksiyon tesir kesitlerinin teorik modellemesinde kapsamlı nükleer modeller kullanarak veri eksikliği ve deney ile teori arasındaki tutarsızlıklara ek destek sağlamaktır. Yapılan hesaplamalar 4.2 bölümünde detaylı olarak sunulmuştur. Bu doğrultuda $45 \leq A \leq 70$ aralığında yer alan deneysel değerleri mevcut olan hedef çekirdekler üzerinden 24 adet (p,n) , 12 adet $(p,2n)$ ve 12 adet de (p,α) reaksiyonu için çeşitli nükleer model hesaplamaları yapılmıştır. Hesaplamalarda TALYS 1.96 (Koning vd., 2021), ALICE/ASH (Broeders vd., 2006) ve CEM03.01 (Mashnik vd., 2005) kodları kullanılmıştır. Bu doğrultuda öncelikle tezin 4.2.1 kısmında bu kodların varsayılan (default) girdi parametreleri boyunca tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. 48 proton girişli nükleer reaksiyon üzerinden yapılan bu hesaplamaların sonuçları TENDL-2023 (URL-2) verileri ve deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Ayrıca ilk kısımda elde edilen ampirik formüller kullanılarak (p,n) reaksiyonlarının tesir kesitleri hesaplanmış ve deney ile teori arasındaki karşılaştırmaya dahil edilmiştir. Tezin 4.2.2 bölümünde denge ve denge-öncesi yayınlanma süreçlerinin uyarılma fonksiyonlarının yapısı üzerine etkilerine bakılmıştır. Bunun için ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodları içerisinde altı farklı model kullanarak araştırılan reaksiyonlar için tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır. Tezin 4.2.3 bölümünde seviye yoğunluk modellerinin değişiminin tesir kesiti üzerine etkileri ALICE/ASH ve TALYS 1.96

kodları kullanılarak araştırılmıştır. Hesaplamalar dört farklı seviye yoğunluk modeli ile yapılmıştır. 4.2.4 bölümünde optik modelin tesir kesitleri üzerine etkileri TALYS 1.96 kodu içerisinde iki farklı model boyunca incelenmiştir. Tezin 4.2.5 bölümünde JLM optik modelinin sanal potansiyelinde parametre değişikliklerini içeren dört farklı model kullanılarak tesir kesiti hesaplamaları yapılmış ve deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Tezin 4.2.6 bölümünde proton girişli reaksiyonlarda denge-öncesi katkısı belirleyebilmek için iki bileşenli eksiton modelin içerisinde farklı preeqmode'lar (üç farklı model ile) kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır.

Son olarak tezde (p,n) reaksiyonları üzerine çekirdeklerin izotopik bağımlılıkları incelenmiş ve 4.3 bölümünde verilmiştir. Bu bağlamda hedef $^{50-70}\text{Fe}$ izotoplarının (p,n) reaksiyonları için izotopik etkileri içeren hesaplamalar TALYS 1.96 kodu aracılığıyla yapılmıştır.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

Literatürde proton girişli reaksiyonlar üzerine yapılan çalışmalar nötron girişli reaksiyonlara kıyasla oldukça azdır. Özellikle bu reaksiyonlar için deneysel tesir kesiti çalışmaları oldukça sınırlıdır. Herhangi bir gelme enerjisinde bir tesir kesiti sistematığının oluşturulabilmesi o enerjideki deneysel tesir kesitlerinin sayısı ile doğrudan ilişkilidir. Araştırılan enerjide ne kadar fazla ölçüm yapıldıysa ve bu ölçümler sonucu elde edilen veriler ne denli fazlaysa oluşturulabilecek sistematikler de o kadar fazla ve güvenilir olacaktır. Dolayısıyla proton reaksiyonları için önerilen ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formülleri de deneysel verilerin yetersizliğinden dolayı bir o kadar azdır. Aynı zamanda nükleer model hesaplamaları boyunca tesir kesiti çalışmaları da nötronlarla oluşturulan reaksiyonlara kıyasla daha az sayılır. Proton girişli reaksiyonlar için geçmişten günümüze kadar yapılan çalışmaların bir kısmı aşağıda özetlenmiştir.

Broeders ve Konobeyev (2007), protonlarla oluşturulan reaksiyonların tesir kesitlerini tahmin etmek için bazı sistematikler geliştirmişlerdir. Onlar 17.9 MeV gelme enerjisinde (p,α) reaksiyonları, 24.8 ve 28.5 MeV'de $(p,n\alpha)$ reaksiyonları ve 22.3 MeV'de ise (p,np) reaksiyonları için ampirik tesir kesiti formülleri elde etmişlerdir. Elde ettikleri formüller, denge-öncesi eksiton modeli, buharlaşma modeli ve yarı deneysel kütle formülü kullanılarak türetilen sistematiklere dayanmaktadır.

Proton girişli reaksiyonlar için bir başka tesir kesiti sistematığı yine Broeders ve Konobeyev (2008) tarafından 7.5 MeV, 12.4 MeV ve 24.8 MeV gelme enerjilerinde (p,n) reaksiyonları için önerilmiştir. 7.5 MeV gelme enerjisi için atom numarası 17–80 arasında olan 90 çekirdek, 12.4 MeV için 65 çekirdek ve 24.8 MeV için 45 çekirdekle gerçekleşen deneysel verileri inceleyerek ampirik formülleri türetmişlerdir. Burada da formüller, denge-öncesi eksiton modeli, buharlaşma modeli ve yarı deneysel kütle formülü kullanılarak elde edilen sistematikler üzerine kuruludur.

Khandaker vd. (2009), 5–40 MeV enerji aralığında istiflenmiş folyo aktivasyon tekniği kullanarak doğal kalay üzerinde proton girişli reaksiyonlar yoluyla Sn, Sb ve In'ın çeşitli radyoizotoplarının oluşumu için uyarılma fonksiyonlarını hesaplamışlardır. Hesaplamalar için TALYS ve ALICE-IPPE (Dityuk vd., 1998)

kodlarında çeşitli modellerden yararlanmışlardır. Her bir nükleer reaksiyon tesir kesitinin ölçümü için iki veya daha fazla γ -ışını kullanılmış ve ortalama bir değer sunulmuştur.

Tel vd. (2010b), 17.9 MeV'de (p, α), 22.3 MeV'de (p,np) ek olarak 24.8 ve 28.5 MeV enerjilerinde (p,n α) reaksiyonları için Coulomb etkilerini de içeren yeni ampirik formüller önermişlerdir. Bu formüllerde Levkovski'nin orijinal asimetri parametrelili formülü revize edilmiştir. Proton kaynaklı reaksiyonlar için elde edilen bu formüllerdeki katsayılar en küçük kareler yöntemi kullanılarak belirlenmiş, çıkan sonuçlar deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır.

Spahn vd. (2011), 2.4–44.8 MeV enerji aralığında protonun manganez üzerine gönderilmesiyle oluşabilecek reaksiyonlar için bir deneysel çalışma yürütmüşlerdir. Ayrıca çalışmalarında üç farklı bilgisayar kodu kullanarak bir teorik analiz sunmuşlardır. ^{55}Fe , ^{54}Mn ve ^{51}Cr için hesapladıkları integral verimleri ile araştırdıkları reaksiyonlar yoluyla bu üç radyonüklidin mevcut uygulamalar için yeterli miktarda üretilebileceğini ortaya koymuşlardır.

Alharbi ve Azzam (2012), $^{63,65}\text{Cu}$ izotopları üzerine 50 MeV'e kadar enerjiye sahip protonların gönderilmesiyle oluşan etkileşimi ALICE-IPPE kodu kullanarak incelemişlerdir. Çalışmada tesir kesiti hesaplamaları $^{65,63,62,61}\text{Zn}$, $^{64,62,61,60}\text{Cu}$, ^{57}Ni , $^{61,60,58,57}\text{Co}$ ve ^{54}Mn radyoizotoplarının üretimi için gerçekleştirilmiştir. Kod içerisinde çeşitli nükleer reaksiyonlar için uyarılma fonksiyonları hesaplanmış ve deneysel değerlerle karşılaştırılarak analiz edilmiştir. Ayrıca çalışmalarında deneysel ve teorik tesir kesiti değerleri arasındaki uyumun kalitesini kontrol etmek için bazı istatistiksel parametreler ortaya konmuştur.

Kandil ve Al-Abyad (2013), doğal tellür üzerine proton girişli reaksiyonların uyarılma fonksiyonlarını ölçmüşlerdir. $^{nat}\text{Te}(p,xn)^{123,124,126,130}\text{I}$ nükleer reaksiyonlarını 17 MeV'lik proton enerjilerine kadar ki etkileşimler için incelenmişlerdir. ^{130}I izotopunun bu etkileşim için en baskın ürün olduğu çalışmalarında gözlenmiştir. Ölçtükleri uyarılma fonksiyonlarını hem literatür verileriyle hem de TALYS 1.2 (Koning vd., 2009) ve ALICE-IPPE kodları ile yaptıkları teorik hesaplama sonuçlarıyla karşılaştırmışlardır. Çalışmalarından elde

edilen deneysel verilerin, TALYS 1.2 hesaplamalarıyla iyi bir uyum sergilediği ancak ALICE-IPPE sonuçlarında bazı sapmalara sahip olduklarını gözlemişlerdir.

Tel vd. (2014), füzyon yapısal malzemesi olarak düşünülen Fe ve Ni izotopları üzerine 10–40 MeV enerji aralığında gönderilen protonlar için bir teorik çalışma sunmuşlardır. Onlar çalışmalarında, (p, α) reaksiyonları için Tel vd. (2010a)'nın yarı-ampirik formülü ve nükleer kodlar kullanarak tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirmişlerdir. Bu hesaplamalarda PCROSS (Capote vd., 1991) ve CEM95 (Mashnik, 1995) kodları içerisinde denge ve denge-öncesi yayınlanma süreçlerinin tesir kesitleri üzerine katkısına bakılmıştır.

Tarkanyi vd. (2016) tarafından gerçekleştirilen çalışmanın temel amacı ise radyoterapi ile ilişkili ^{161}Ho ve ^{160}Er 'in üretim olasılıklarının araştırılmasıdır. $^{160,161}\text{Er}$ ve $^{159,157}\text{Dy}$ üretimine ait tesir kesiti verilerinin ölçülmesinde, yığın folyo ışınlama tekniği ve yüksek çözünürlüklü gama spektrometresi kullanılmıştır. Aktivasyon yönteminin kullanıldığı ölçümler 7–65 MeV enerji aralığında gerçekleştirilmiştir. Farklı üretim yollarının karşılaştırılması ile yüksek radyonüklid saflığında ^{161}Ho üretimi için $^{161}\text{Dy}(p,n)$, $^{162}\text{Dy}(p,2n)$ ve $^{161}\text{Dy}(d,2n)$ reaksiyon kanallarının en yüksek üretim verimini sağladığını göstermişlerdir. Diğer taraftan ^{160}Er durumunda $^{158}\text{Dy}(\alpha,2n)$ reaksiyonunun daha yüksek özgül aktivite ve radyonüklid saflığına sahip olduğunu çalışmalarında belirtmişlerdir.

Pd, Rh ve Ru radyonüklidlerinin proton girişli reaksiyonlarla üretimi için tesir kesiti ölçümleri Tarkanyi vd. (2017) tarafından gerçekleştirilmiştir. Bazıları ilk kez olmak üzere 70 MeV enerjiye kadar proton ışınlarıyla ^{103}Rh hedeflerinin bombardımanı yoluyla $^{101,100}\text{Pd}$, $^{102m,102g,101m,101g,100,99m,99g}\text{Rh}$ ve ^{97}Ru radyonüklidlerinin üretimi için uyarılma fonksiyonları ölçülmüştür. Deneysel sonuçlarını, literatürdeki diğer deneysel verilerle ve ALICE-IPPE, EMPIRE ve TALYS 1.6 (Koning vd., 2013) kodlarından hesapladıkları teorik nükleer model sonuçlarıyla karşılaştırmışlardır. Ölçümleri, önceki düşük enerjili gerçekleştirilen deneysel verilerle iyi bir uyum sağlamıştır. Oysa yüksek enerjili ışınlamada bazı reaksiyonlar için literatür verileriyle uyum azalmıştır. Genellikle EMPIRE ile elde edilen sonuçların deneyle uyumunun, birçok durumda TENDL tahminlerinden daha iyi olduğu ve ALICE-IPPE kodunun da çoğu durumda kötü sonuçlar verdiğini belirtmişlerdir.

Hidrojen depolama özelliği nedeniyle soğuk nükleer füzyon teknolojisinde önemli bir role sahip olan paladyum üzerine tesir kesiti hesaplamaları Yiğit (2017)'in bir çalışmasında sunulmuştur. Çalışmada paladyum izotoplarının protonla etkileşimi boyunca gerçekleşen (p,n) reaksiyonu için uyarılma fonksiyonu hesaplamalarına yer verilmiştir. Bu hesaplamalar ALICE/ASH ve TALYS 1.6 kodları içerisinde farklı nükleer seviye yoğunluk modelleri kullanılarak yapılmıştır. Bu modellerin tesir kesiti sonuçları üzerine etkisi tartışılmıştır. Elde edilen uyarılma fonksiyonu hesaplamalarının çoğunlukla deneysel verilerle uyumlu oldukları belirtilmiştir.

Kobalt üzerine gönderilen protonlarla oluşturulan reaksiyonların tesir kesitleri Yiğit (2018)'in bir çalışmasında ALICE/ASH kodu kullanılarak hesaplanmış ve farklı nükleer seviye yoğunluklarının bu hesaplamalar üzerindeki etkileri analiz edilmiştir. Aynı zamanda ALICE/ASH kodu içerisindeki denge ve denge-öncesi modellerin de uyarılma fonksiyonlarının yapısı üzerine etkileri tartışılmıştır. İnceledikleri reaksiyonlar için Kataria-Ramamurthy Fermi Gaz Model (Kataria vd., 1990) ile seviye yoğunluk hesaplamaları yapıldığında deneysel ve teorik tesir kesitlerinin genellikle uyumlu olduğu gözlenmiştir. Kabuk etkilerinin proton kaynaklı nükleer reaksiyonların uyarılma fonksiyonlarını açıklamak için oldukça önemli olduğunu göstermişlerdir.

^{27}Al , ^{56}Fe , ^{58}Ni ve ^{90}Zr elementlerinin 61.5, 61.7 ve 90 MeV enerjili protonlar ile etkileşimi sonucunda ^3He 'ün oluşumu için yayınlama spektrumları Özdoğan vd. (2018)'nin bir çalışmasında incelenmiştir. Füzyon reaktörlerinin yapısında kullanılabilen bu malzemeler için TALYS ve ALICE/ASH kodları boyunca elde ettikleri tesir kesiti sonuçlarını deneysel verilerle karşılaştırmışlardır. Hesaplamalarında, denge ve denge-öncesi etkilerin spektrumlar üzerine etkileri incelenmiştir. Bu bağlamda iki bileşenli Eksiton model, Geometri Bağımlı Hibrid model, Hibrid model ve Weisskopf-Ewing model hesaplamalarda kullanılmıştır.

Özdoğan (2019) tarafından proton girişli reaksiyonlarda ^{201}Pb , ^{111}In , ^{18}F ve ^{11}C radyoizotoplarının üretimi üzerine reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır. Ayrıca bu radyoizotoplar için toplam aktiviteler hesaplanmıştır. Hesaplamalar TALYS 1.8 (Koning vd., 2015) kodu ile gerçekleştirilmiştir. Kod içerisinde seviye yoğunluk modellerinin tesir kesitleri üzerine etkileri analiz edilmiştir. Seviye yoğunluk hesaplamaları için Sabit sıcaklık Fermi gaz model, Geri

kaydırılmış Fermi gaz model ve Genelleştirilmiş süper akışkan model kullanılmıştır. En iyi seviye yoğunluk modelini belirlemek için istatistiksel hesaplamalar yapılmıştır.

$^{93}\text{Nb}(p,x)^{90}\text{Mo}$, $^{92m,90,89m}\text{Nb}$, $^{89,88,86}\text{Zr}$ ve $^{88,87m,87g}\text{Y}$ reaksiyonları için üretim tesir kesitleri, 58–100 MeV proton enerji aralığında yığın folyo tekniği kullanılarak Bakhtiari vd. (2021)'nin bir çalışmalarında ölçülmüştür. Reaksiyonların uyarılma fonksiyonları ayrıca farklı nükleer seviye yoğunluk modelleri çerçevesinde TALYS kodu kullanılarak hesaplanmıştır. Teorik hesaplamaların ölçülen uyarılma fonksiyonlarının yapısını iyi bir şekilde yeniden üretebildiği, ancak büyüklüğünü çok iyi kestiremediği sonucuna varılmıştır. Ayrıca proton girişli reaksiyonların tesir kesiti hesaplamalarında denge-öncesi reaksiyon mekanizmasının önemli bir rol oynadığı gösterilmiştir.

Yiğit ve Dönmez (2022), 17.9 MeV'lik proton enerjisinde (p, α) reaksiyonları üzerine reaksiyon Q-değeri bağımlılığını göz önünde bulundurarak ampirik tesir kesiti formülleri önermişlerdir. İstatistiksel teori üzerine kurulan bu formüller Coulomb ve tek-çift etkilerini de içermektedir. Bu formüller, Levkovski'nin nötron kaynaklı reaksiyonlar için orijinal asimetri parametresi içeren formüllerinin bir modifikasyonudur. Formüllerin fit parametreleri en küçük kareler fit işlemi tarafından belirlenmiştir. Geliştirdikleri formüllerden elde ettikleri tesir kesitlerinin deneysel değerler ile iyi bir uyum yakaladığını göstermişlerdir.

3. KURAMSAL TEMELLER

3.1 Nükleer Veri

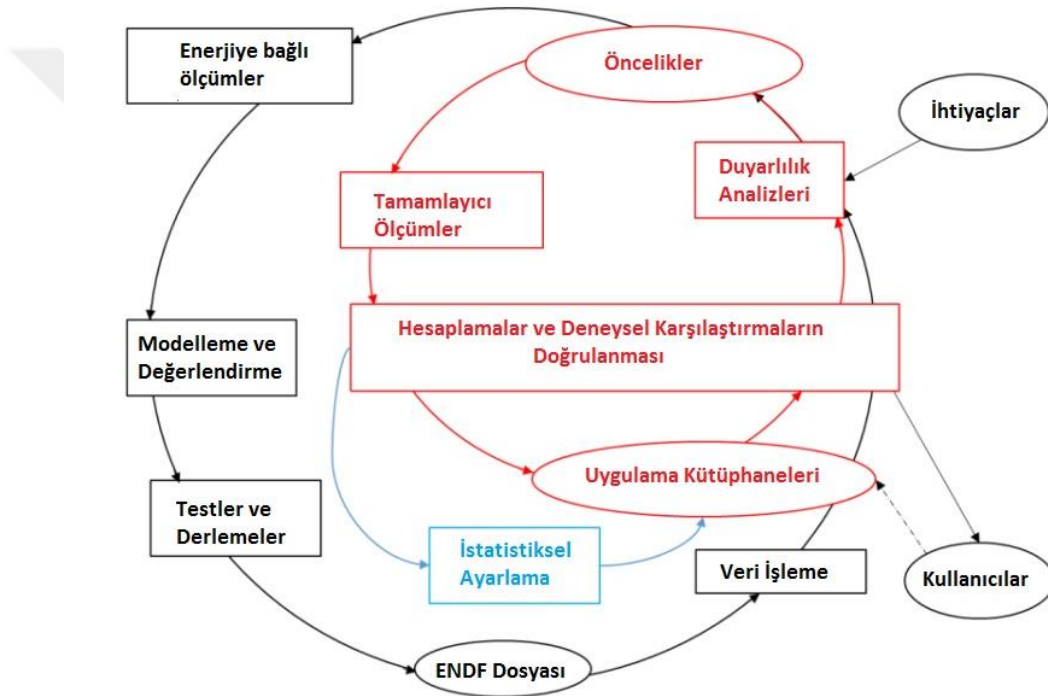
Nükleer veriler, çekirdeklerin içyapılarını, gelen parçacıklarla etkileşmelerini ve bozunumlarını açıklayan parametrelerdir. Bunlar nükleer bozunum, nükleer yapı ve nükleer reaksiyon verileri olarak sınıflandırılabilirler. Burada nükleer bozunum verileri radyoaktif çekirdeklerin bozunumları üzerine bilgileri kapsarlar ve genellikle iyi bilinmektedirler. Bu veriler, yayınlanan parçacıkların enerjileri, şiddetleri, yarı-ömürleri ve açılma dağılımları gibi bilgileri içerirler. Öte yandan nükleer yapı verileri çekirdeğin uyarılmış durumunun özellikleri üzerine bilgileri barındırırlar. Bozunuma uğrayan birçok çekirdek yaklaşık olarak 3 MeV ya da biraz daha büyük bozunum enerjili olduğundan, bozunum ürünlerinin doldurduğu nükleer seviyeler çoğunlukla 2–3 MeV'lik uyarılma enerjisine kadar karakterize edilebilirler. Nükleer bozunum ve yapı verilerinin aksine, nükleer reaksiyon verileri MeV'den GeV'e kadar uzanan daha geniş enerji aralığını kapsar (Qaim, 2010; Trkov, 2005; Yiğit ve Tel, 2014).

Tüm bu nükleer veri türleri nükleer fizik araştırmalarının temel yapısını oluşturur. Bu veriler nükleer enerji, tıp ve astrofizik gibi birçok uygulama için hayati öneme sahiptir. Nükleer veriler deneysel ya da teorik olarak belirlenebilir (Küçüksucu, 2022). Aslında nükleer model çerçevesinde yapılan teorik hesaplamalarda, hesaplanacak nükleer veri için sunulan formülasyon içerisindeki parametrelerden bir kısmının deneysel olarak bilinmesi gerekebilir. Yani çoğunlukla teori ve deney birbirini içerisinde sıkı sıkıya bağlı unsurlardır. Aslında bir deney yoluyla gerçekleştirilen ölçüm bilinen bir ölçüğe göre bir parametrenin miktarının belirlenmesi adına değerlendirmeleri içeren bir denemedir. Yaygın bir ölçüğün kullanılması birçok parametrenin kolaylıkla karşılaştırılabilmesini sağlar. Ancak bu ölçüm hakkında da hiçbir şey bilinmiyorsa sınırlı bir kullanıma sahiptir. Herhangi bir ölçüm değeri, onu ölçmek için kullanılan aletten dolayı oluşabilen bazı belirsizliklere sahip olacaktır. Ayrıca bir ölçüm değerini kullanarak hesaplanan herhangi bir değer, hesaplamada kullanılan parametreler ya da ölçülen parametrenin belirsiz doğasından dolayı kendi belirsizliğini üretecektir. Eğer böyle hesaplamalar, modellemeler, varsayımlar, sadeleştirmeler ve sayısal metotlar içeriyorsa, o zaman hesaplamalar daha fazla belirsizlik içerebilir.

Nükleer simülasyonlar boyunca hesaplamalarda aşağıdaki veri türleri karşımıza çıkar (Koning ve Rochman, 2008).

- Hedef çekirdeklerle nötron ve bazı diğer parçacıkların etkileşimini açıklayan veriler,
- Fisyon, uyarılma veya bozunmanın bir sonucu olarak sistem bileşenlerinde meydana gelen nükleer değişiklikleri açıklayan veriler.

Bu nükleer veri türlerini yüksek kalitede üretmek için, Şekil 3.1'de sunulan yaşam döngüsü izlenir. Öncelikle enerjiye bağlı ölçümlerle yeni deneysel veriler elde edilir.



Şekil 3.1. Nükleer verinin yaşam döngüsü (Otero, 2019).

Laboratuvar koşullarında her reaksiyon mümkün olmadığından deneysel veriler genellikle teorik model hesaplamalarıyla tamamlanır. Ardından, nükleer reaksiyon verilerinin gerçek değerlerine ilişkin en iyi yargıya varmak amacıyla, verilerin seçimi, karşılaştırması ve ortalamasının alınması gibi bir dizi süreç sonunda değerlendirilmiş veri setleri üretilir. Değerlendirmede herhangi bir hata yapılmadığından emin olmak için, değerlendirilen veriler kapsamlı bir şekilde test edilir. Genellikle 200–300 çekirdeğe ait verilerden oluşan bu tür verilerin özeti, değerlendirilmiş nükleer veri kütüphaneleri (Evaluated Nuclear Data File, ENDF) olarak bilinir. Nükleer veri kütüphanelerinin özel bilgisayar kodlarıyla (örneğin NJOY, PREPRO, AMPX veya

FUDGE) işlenmesi, çeşitli nükleer uygulamalar için girdi verilerinin temin edildiği uygulama kütüphanelerinin elde edilmesini sağlar. Uygulama kütüphaneleri, tamamlayıcı ölçümü simüle ederek ve hesaplamadan elde edilen sonuçları deneysel verilerle karşılaştırarak, entegre deneysel veriler kullanılarak doğrulanır. Son olarak uygulama kütüphaneleri belirli uygulamalarda (örneğin nükleer reaktör simülasyonları) kullanıcılar tarafından kullanılır. Uygulama kütüphanelerinin doğrulanması ve kullanılması, nükleer veri ihtiyaçlarının tanımlanmasına ve yeni ölçümler veya yeniden değerlendirmeler yapmak için nükleer veri önceliklerinin belirlenmesine izin verir ve böylece döngü bir kez daha tekrarlanır (Otero, 2019)

Genellikle bir deney, tek bir parametre değeri (yani belirli bir enerjideki tesir kesiti gibi) veya oldukça sınırlı bir enerji aralığında tesir kesiti davranışı sağlar. Her reaksiyon için, nükleer reaksiyon tesir kesiti enerjiye büyük ölçüde bağlıdır ve ilk girdilerden analitik olarak modellemek veya tahmin etmek oldukça zordur. Ayrıca gerçekçi bir durumda bir dizi olasılığı düşünmek gerekir. Bu nedenle gerekli bilgi miktarı inanılmaz derecede artar. Buda aşağıdaki sonuçları ortaya çıkarır:

- Yeterli veri elde etmek için çok sayıda deney yapılması gerekir. Bundan dolayı uluslararası işbirliği ve veri alışverişi çok önemlidir.
- Veri miktarı büyük olduğu için bilgisayar tarafından işlenebilecek biçimde sunulmalıdır.
- Belirli bir enerji aralığında deneysel veri bulunmadığında benzer özelliklere (yani nötron ve proton sayısı, benzer parite, bağlanma enerjisi vb.) sahip çekirdeklerin tesir kesiti davranışındaki sistematiğe ve varsa teorik model hesaplamalarına başvurulmalıdır.
- Her biri belirli bir hatayla ölçülen birden fazla ölçüm mevcutsa, en iyi tahmin değerini elde etmek için bir değerlendirme gereklidir.
- Parametrelerin enerji bağımlılığının tüm detayları hesaba katılmaz. Veri azaltma teknikleri gereklidir (Trkov, 2005).

Yukarıdaki tartışma ışığında nükleer verilerle ilgili aşağıdaki görevler tanımlanabilir:

- Üretim (ölçümler ve teorik hesaplamalar)
- Değerlendirme
- İşleme
- Doğrulama
- Doğrulama ve karşılaştırma
- Uygulamalar

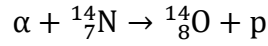
Yukarıda da bahsedildiği üzere 1960'ların ortalarında, enerjiye bağlı ölçümler ve nükleer model hesaplamalarına göre değerlendirilmiş verileri içeren bir nükleer veri kütüphanesi oluşturma çabası başladı. Böylece her laboratuvar kendi ilgilendiği belirli uygulamalar için bilgisayar kodlarını kullanarak en iyi sonuçları almak üzere tasarlanmış, kendi bilgisayar kodları için kendi formatında veri kitaplığına sahip oldu (Cacuci ve Ionescu, 2010; Otero, 2019).

3.2 Nükleer Reaksiyonlar

Rutherford 1919'da ilk nükleer reaksiyonu gözlemlediğinde, nükleer reaksiyonların tarihi de başlamış oldu. İki çekirdeğin birbiriyle ya da bir parçacığın başka bir çekirdekle etkileşerek bir veya daha fazla yeni çekirdeğe dönüşmelerine nükleer reaksiyon denir. Bu olayda bir mermi parçacığın hedef çekirdekle etkileşmesinden hemen sonra ($< 10^{-12}$ saniye) çekirdek tarafından bir γ ışını yayınlanır ya da mermi parçacıktan tamamen farklı bazı parçacıklar yayınlanabilir. Bu etkileşim neticesinde meydana gelen çekirdek, genellikle hedef çekirdekten farklıdır. Hedef çekirdeğin bu şekildeki değişimine transmutasyon (dönüşüm) denir. Bir reaksiyon, iki çekirdeğin veya atomaltı parçacıkların çarpışmasını içerebilir, fakat üç veya daha fazla parçacığın aynı anda çarpışma olasılığı son derece küçüktür ve böyle bir olay son derece nadirdir (Martin, 2006). Çekirdekler pozitif yüklü olduklarından başlangıçta belli bir enerjiye sahip olmadıkları sürece aralarındaki itme kuvveti, onları etkileşime girebilecekleri aralığın dışında tutar. Güneşte ve diğer yıldızlarda iç sıcaklığı milyonlarca Kelvin'e varan mevcut çekirdeklerin çoğu, reaksiyonların gerçekleşmesine yetecek kadar yüksek enerjilere sahiptir. Aslında bir bakıma reaksiyonlar bu sıcaklıkları koruyan enerjiyi sağlar. Bu enerji atomun çekirdeğinden elde edilen füzyon enerjisidir. Doğal reaksiyonların yanında laboratuvar da radyoaktif maddelerden gelen alfa parçacığı ya da çeşitli yollarla hızlandırılan bir diğer parçacığın bir hedef çekirdek üzerine gönderilmesi suretiyle küçük ölçekte nükleer reaksiyonlar üretmek mümkündür.

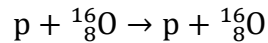
Dünya üzerinde şimdiye kadar yalnızca bir tür nükleer reaksiyonun pratik bir enerji kaynağı olduğu kanıtlandı o da; belirli çekirdeklerin nötronlarla bombardıman edilerek parçalanmasıdır ki bu olaya nükleer fisyon adı verilir (Beiser, 1963).

Laboratuvar bazlı ilk nükleer reaksiyon Rutherford tarafından 1919 yılında ^{214}Bi çekirdeğinden yayınlanan alfa parçacıklarının azot üzerine gönderilmesi ile oluştu.

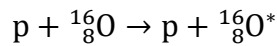


Daha sonra 1930'larda hızlandırıcıların geliştirilmesiyle farklı kütle ve enerjili mermi çekirdekler sayesinde reaksiyon olasılıkları çoğaldı. Günümüzde 1 TeV'den daha büyük enerjilere sahip protonlarla bir hedefi bombardıman etmek mümkündür (Bertulani, 2010).

Birçok nükleer reaksiyon aslında iki ayrı aşamayı içerir. İlkinde, gelen bir parçacık hedef çekirdeğe çarpar ve ikisi birleşerek bileşik çekirdek adı verilen yeni bir çekirdek oluşturur; bu çekirdeğin atom ve kütle numaralarının reaksiyona katılan çekirdek ya da parçacıkların atom numaralarının ve kütle numaralarının toplamı olması gerektiği 1936'da Bohr tarafından ileri sürüldü (Beiser, 1963). Bir reaksiyonda başlangıç ve son ürünler de aynı olabilir. Bu durum, mermi ile hedef arasında yalnızca kinetik enerji aktarımının olduğu,

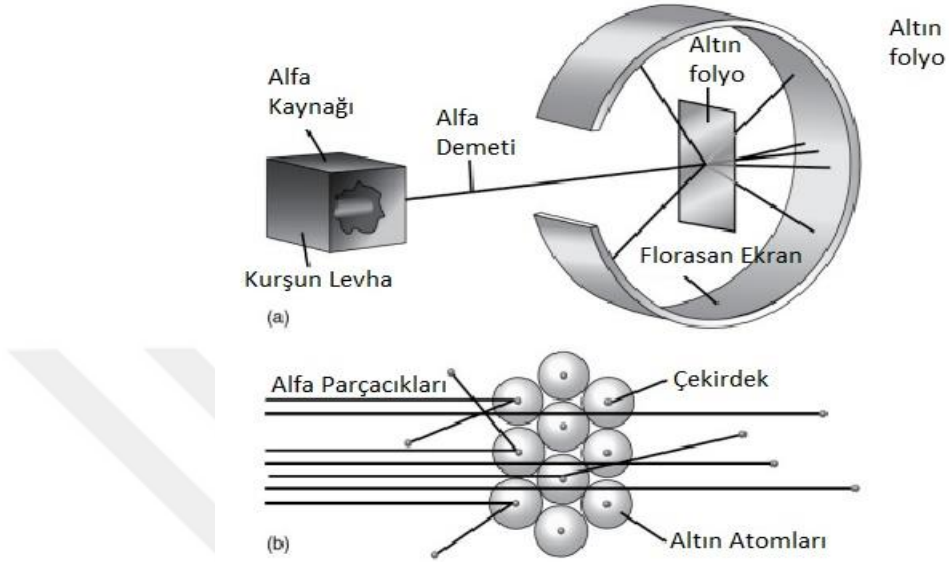


gibi elastik olan veya



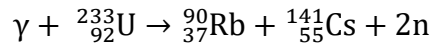
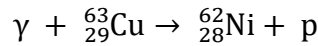
gibi elastik olmayan bir saçılma sürecini gösterir. Burada sistemin kinetik enerjisinin bir kısmı ${}^{16}_8\text{O}$ 'nun uyarılmasında kullanılır. Şekil 3.2'de tipik bir saçılma deneyi şematik olarak gösterilmiştir. Aslında bu, 1910'daki Rutherford deneyinin taslağıdır. Bir kaynaktan gelen mermiler (burada, α parçacıkları) bir kolimatörden geçer ve bir hedefle (altın folyo) çarpışır. Bazı mermiler hedef tarafından saçılır ve dedektöre (burada, bir floresan ekran) ulaşır. Rutherford, bunların hedeften doğrudan geçmesini bekliyordu. Çoğu doğrudan geçti ancak şaşırtıcı bir şekilde bazı parçacıklar geliş yönlerine doğru yansıdı. Rutherford, pozitif alfa parçacıklarının çekirdek adını

verdiği ağır bir pozitif parçacık kütlesine çarptığını varsaydı. Rutherford bu deneyiyle Thomson'un atom modelini reddederek atomun büyük oranda boş alandan oluştuğunu düşündü ve tüm pozitif yükün merkezde çok küçük bir hacimde bir elektron bulutuyla çevrili olduğu bir atom modeli önerdi (Bertulani, 2010).



Şekil 3.2. a) Rutherford'un altın bir folyo üzerine gönderilen α parçacıklarıyla yapmış olduğu saçılma deneyi. b) Yapılan deneyin mikroskopik boyutta gösterimi (Bertulani, 2010).

Nükleer reaksiyonlar aslında sadece çekirdeklerle sınırlı değildir. Her türlü parçacığı ve ayrıca radyasyonu içerebilirler. Örneğin,



gibi reaksiyonlar da gama radyasyonunun neden olduğu nükleer süreçlerin örnekleridir. Buradaki ilk reaksiyonda bir γ -ışınıyla ${}^{63}_{29}\text{Cu}$ 'dan bir proton kopartılarak farklı bir çekirdek oluşturulurken, ikinci reaksiyonda iki farklı çekirdek üretilmiş ve iki nötron salınmıştır. Son reaksiyon yukarıda da bahsedildiği üzere dünyada nükleer yolla enerji üretmenin yolu olan fisyon tepkimesine bir örnektir (Krane, 1988).

Nükleer reaksiyonlarda iki husus oldukça önemlidir. Bunlardan ilki reaksiyonların oluşum şartlarıdır. Yani çoğu zaman bir nükleer reaksiyonun nasıl olacağını kestirmek mümkün olmakla birlikte reaksiyonun başlangıç şartlarının da dikkate alınması

gerekir. İkincisi ise hedef çekirdeğe gelen mermi parçacığın hedef çekirdekle reaksiyona girme olasılığının yani tesir kesitinin belirlenmesidir.

Nükleer reaksiyonlardaki bu hususların yanında reaksiyonların modellenmesi birçok şekilde verilebilmektedir. Ancak genel sınıflandırma zaman ölçeğine dayandırılarak yapılır:

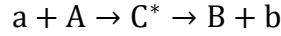
- Kısa reaksiyon süreleri; direk (doğrudan) reaksiyon süreçleri,
- Uzun reaksiyon süreleri; bileşik çekirdek (denge) süreçleri,
- Ara zaman ölçekleri; denge-öncesi süreçler,

ile ilişkilidir (Krane, 1988; Yiğit, 2014). Reaksiyon oluşumunda hedefe gelen parçacığın enerjisinin artması doğrudan reaksiyonların gerçekleşme olasılığını arttırır. Ayrıca doğrudan reaksiyonlar 10^{-22} saniyede gerçekleşirken, bileşik çekirdek reaksiyonları 10^{-16} ile 10^{-18} saniye aralığında gerçekleşir. Bu iki reaksiyon sürecinin arasında ise denge-öncesi mekanizmadan bahsedilir. Doğrudan reaksiyonlarda çıkan parçacıkların açısal dağılımları daha keskin piklere sahip olmaktadır (Krane 1988). Şimdi bu üç mekanizmaya kısaca göz atalım.

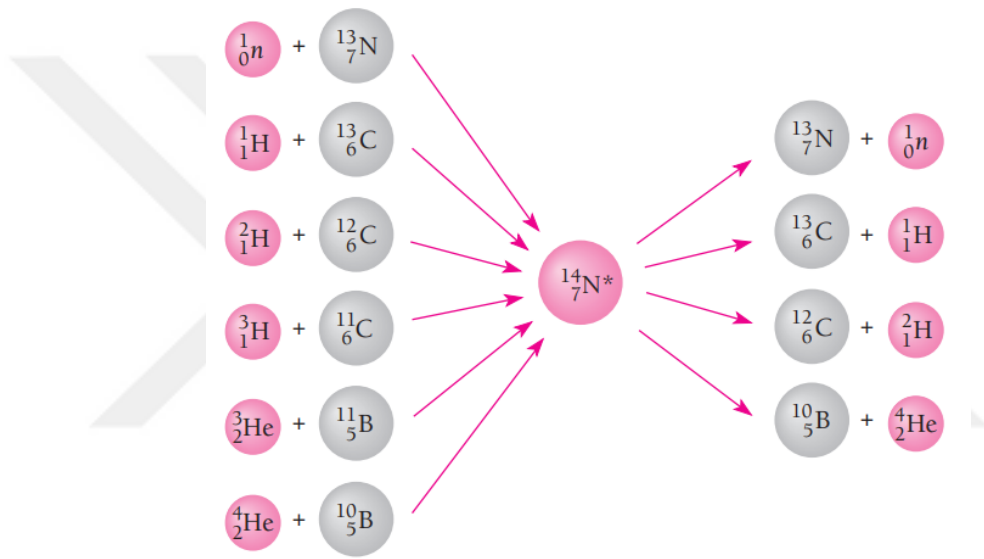
3.2.1 Bileşik çekirdek reaksiyonları

Bu reaksiyon mekanizmasında mermi parçacığın hedef çekirdeğin nükleonlarıyla yapacağı etkileşmelerden sonra kalan enerjisi, bileşik sistemin nükleonları arasında paylaşılır. Böylelikle bir nükleon çekirdekten yayınlanmaya yetecek kadar enerjiye sahip olmuş olabilir. Bileşik çekirdek modelinde mermi parçacığın hedef çekirdek tarafından soğurulmasından sonra ya da yeni bir parçacık/parçacıkların yayınlanmasından önce bileşik çekirdek oluştuğu varsayılır. Bu durumu biraz daha açıklamak için iki aşamadan bahsedilebilir. Bunlar, bileşik çekirdek durumunun oluşumu ve sonrasında oluşan bu çekirdeğin bozunumudur. Bu yaklaşım, nükleer kuvvetin oldukça güçlü olması sebebiyle gelen parçacığın enerjisinin tamamını hedef çekirdeğin nükleonlarına aktarmadan çekirdekten ayrılma ihtimalinin olmadığını savunur. Dolayısıyla oluşan istatistiksel denge durumu yani bileşik çekirdek durumunun, bu bileşik durumun nasıl oluştuğundan bağımsız olarak bozunması gerektiği sonucuna varılır. Yani, oluşan bileşik çekirdek nasıl oluştuğuna bağlı olmaksızın, giriş kanalından bağımsız olarak, öncelikle istatistiki kurallara göre

birden çok bozunum kanalına sahip olabilecek biçimde bozunabilecektir. Bu mekanizmada nükleer reaksiyonunun sembolik gösterimi;



şeklindedir. Buradaki C^* bileşik çekirdeği sembolize eder (Krane, 1988). Bir bileşik çekirdek çeşitli yollarla oluşturulabilir. Bunu açıklamak için, Şekil 3.3'de ara durumu $^{14}_7\text{N}^*$ bileşik çekirdeği oluşturan altı reaksiyon gösterilmektedir. Yıldız (*) işareti uyarılmış bir durumu belirtir. Bileşik çekirdekler daima en az parçacıkların bağlanma enerjilerine eşit miktarlarda uyarılırlar.

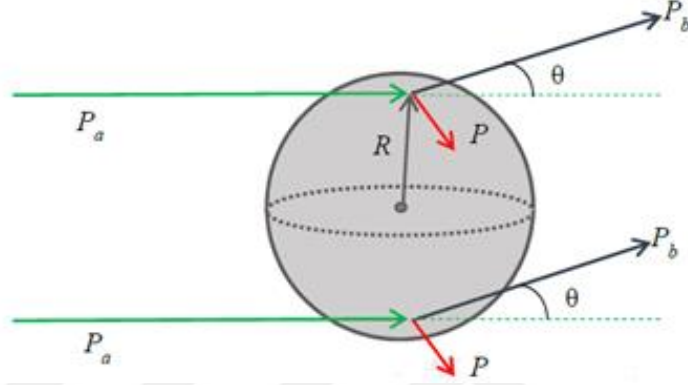


Şekil 3.3. Altı nükleer reaksiyon sonucu oluşan $^{14}_7\text{N}^*$ bileşik çekirdeğinin uyarılma enerjisi 12 MeV ise bozunabileceği dört biçim gösterilmiştir (Beiser, 1963).

Bileşik çekirdeklerin yaşam süreleri genelde 10^{-16} – 10^{-18} saniye aralığındadır. Bu süre bu tür çekirdekleri doğrudan gözlemleyemeyecek kadar kısadır. Oluşan bileşik çekirdek, uyarılma enerjisine bağlı olarak bir veya daha fazla yolla bozunabilir. Örneğin 12 MeV'lik bir uyarılma enerjisine sahip $^{14}_7\text{N}^*$ çekirdeği, Şekil 3.3'de gösterilen dört yoldan herhangi birine bozunabilir. $^{14}_7\text{N}^*$ aynı zamanda enerjileri toplamı 12 MeV olan bir veya daha fazla gama ışını da yayımlayabilir. Ancak Triton (^3_1H) veya Helyum-3 (^3_2He) salınımı ile bozunamaz, çünkü onları serbest bırakabilecek yeterli enerjiye sahip değildir. Genellikle belirli bir bozunma modu, belirli bir uyarılmış durumdaki bir bileşik çekirdek tarafından tercih edilir (Beiser, 1963).

3.2.2 Doğrudan reaksiyonlar

Bu mekanizmada gelen parçacık öncelikle hedef çekirdeğin yüzeyindeki nükleonlar ile etkileşmektedir. Mermi parçacığının gelme enerjisi arttıkça parçacığının dalga boyu küçülür ve çekirdeğin içindeki nükleonlarla da etkileşmeye başlar. Şekil 3.4, çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisini göstermektedir.



Şekil 3.4. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi (Krane, 1988).

Şekil 3.4’de P_a gelen merminin momentumunu gösterirken, P_b ise etkileşim sonrasında θ açısı ile saçılan parçacığının momentumunu göstermektedir. Çekirdeğin yarıçapı R ile gösterilirken, P reaksiyon sonrasında çekirdeğin sahip olduğu momentumu ifade etmektedir. Bu mekanizmada klasik mekaniksel yaklaşım ile momentum aktarımı Eşitlik (3.1) ile verilebilir.

$$\vec{P} = \vec{P}_a - \vec{P}_b \quad (3.1)$$

Reaksiyon sonucunda çekirdeğe aktarılan açısal momentum

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar \leq PR \quad (3.2)$$

biçiminde yazılabilir. Birkaç nükleonun reaksiyona katıldığı bu süreç, bir kabuk modeli durumuna tek bir nükleonun eklendiği veya koparılabildiği durumu sunar. Dolayısıyla çekirdeğin kabuk yapısının incelenmesine ve ürün çekirdeğin birçok uyarılmış duruma ulaşmasına katkıda bulunur. Bu nükleer yayınlanma mekanizması 10^{-22} saniye civarında gerçekleşir. Doğrudan reaksiyonlara en basit örnek etkileşim

sonrasında parçacık enerjisinin değişmediği ancak yörüngesinde değişiklik meydana gelen elastik saçılma reaksiyonları verilebilir (Krane, 1988; Lilley, 2001).

3.2.3 Denge-öncesi reaksiyonlar

Yukarıda bahsedilen iki uç reaksiyon süreci arasındaki diğer mekanizma denge-öncesi olarak adlandırılır. Denge-öncesi reaksiyon mekanizmaları mermi parçacığının enerjisinin 10–200 MeV aralığında olduğu durumlarda baskın olan süreçlerdir (Hodgson, 1971). Oluşma zamanı olarak denge ve doğrudan reaksiyonların arasındaki bir sürede oluşur. Yani 10^{-22} – 10^{-18} saniyeler aralığında gerçekleşir. Nükleer reaksiyon mekanizmaları arasındaki ayrımın sebebi, nükleer dalga fonksiyonlarının açık ve kapalı yapılandırmalara düzgün bir şekilde bölünmesiyle daha biçimsel olarak elde ediliyor olmasıdır. Bir nükleer reaksiyonun gerçekleşme durumu, hedefe yollanan enerji yüklü parçacığının Coulomb bariyerini aşıp aşmaması ile ilişkilidir (Krane, 1988). Bileşik çekirdek ömrünün uzun olduğu düşük enerjilerde yayınlanma olasılığı da düşüktür ve böyle durumlarda bozunumdan önce bileşik sistemin dengeye ulaşması beklenir. Mermi parçacığının enerjisi arttıkça toplam yayınlanma oranları artacaktır ve sonuçta denge-öncesi parçacık yayınlanma olasılığı da artar. Denge-öncesi süreçte çekirdeğin uyarılma enerjisi, denge durumundaki kadar çok fazla serbestlik derecesinde parçacık ile paylaşılmadığından yayınlanan parçacıkların enerjisi denge durumunda yayınlananların enerjisine oranla daha yüksektir. Bununla birlikte bu süreçte parçacıklar mermi parçacığının doğrultusu boyunca gelen etkileri daha fazla anımsarlar ve bunun bir sonucu olarak da açılma dağılımında ileriye yönelik atmalar gözlenebilir (Carlson, 2001; Şekerci, 2018).

Nükleer reaksiyonların iki-cisim doğasından dolayı reaksiyon bir dizi nükleon-nükleon etkileşimleri biçiminde sürerek devam eder. Yani, merminin hedefe enerjisini aktarması nükleon-nükleon etkileşimleri vasıtasıyla olur. Bir dizi seri aşama olarak süregelen bu süreçte parçacık-deşik çiftlerinin oluşumu ve yok oluşu söz konusudur. Burada parçacık terimi, Fermi enerji seviyesinin üzerinde enerjiye sahip olan durumları ifade ederken deşik terimi ise önce Fermi enerji seviyesi altında ancak uyarıldıktan sonra bu seviyesinin üzerine çıkan nükleon nedeniyle oluşmuş durumu ifade etmektedir. Mermi ile çekirdeğin etkileşimi, giriş kanalı 1 (mermi) parçacık (p) ve 0 (hedef) deşik (h) durumu olarak düşünüldüğünde, her iki olası durumda da merminin hedef çekirdekteki parçacıklardan birini uyararak parçacık-

deşik durumu oluşturduğu başka bir ($1p0h$) veya bir dizi ($2p1h$) durumu ile neticelenebilir. Bu sebeple oluşan seri aşamaların her birinde denge-öncesi parçacık olarak isimlendirilen parçacıkların yayınlanma ihtimali olasıdır. Fakat her bir yeni aşamada nükleonlar arasında enerji dağıldığından, aşamadan aşamaya parçacık yayınlanma olasılığı düşük olabilmektedir (Carlson, 2001; Şekerci, 2018). Gelen nükleonların enerjisinin 20–30 MeV aralığında olması durumunda, merminin dalga boyu yaklaşık 5–6 fm'dir. Bu dalga boylarında mermi ile hedefin etkileşiminde tekil bir parçacık-deşik durumunun oluşması mümkün değildir. Fakat parçacık-deşik durumlarının karmaşık bir dizi doğrusal kombinasyonundan bahsedilebilir. Deşik ve parçacıklardan herhangi birinin daha fazla etkileşimi, bu tür parçacık-deşik çiftlerinin oluşumuna, saçılmasına ya da yok olmasına sebep olabilir. Fakat her oluşumda, bu karmaşık sınıflandırmalar (p) parçacık sayısı ve (h) deşik sayısı ile ifade edilebilir. Böyle bir etkileşim boyunca toplam parçacık sayısı korunması gerektiği için parçacık sayısı ile deşik sayısı farkı ($p-h$) sabit kalır. Eksiton sayısı olarak ifade edilen ($n=p+h$) miktarı, sistemin bu oluşumunun belirsizliğe yer vermeyen bir etiketidir (Carlson, 2001; Şekerci, 2018).

3.2.4 Korunum yasaları

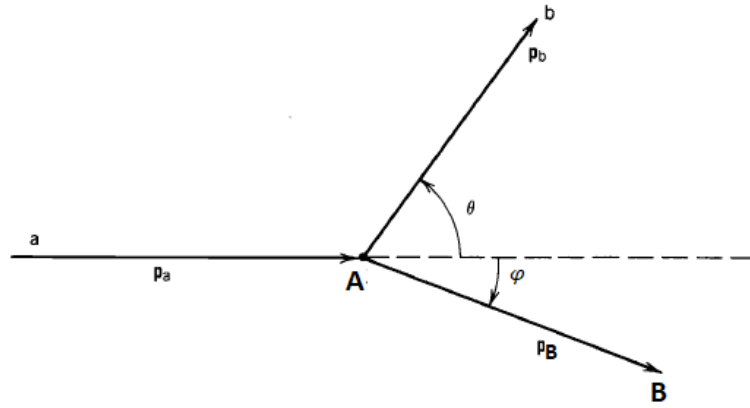
Nükleer bir reaksiyondaki olası süreçlerin kısıtlanmasına çeşitli korunum yasaları, katkıda bulunur.

Baryon sayısı korunumu: Mezon üretimi eşik enerjisinin (140 MeV) altındaki enerjilerde nükleer kuvvetlerle ilgili hiçbir süreç bir protonu nötrona veya 1 nötronu protona dönüştüremez. Bu nedenle bu tür süreçler (çekirdeklerin β -salınımından sorumlu olan) zayıf kuvvet tarafından yönetilir. Bu da nükleer reaksiyonların gerçekleştiği sürelerle (10^{-20} – 10^{-16} sn) göre çok yavaştır. Böylece nükleer reaksiyonun her iki tarafında da aynı miktarlarda ortaya çıkması gereken proton ve nötronların korunumundan ayrı ayrı bahsedebiliriz (Bertulani, 2010). Sonuçta mermi çekirdeğin ya da parçacığın yükeseke enerjili durumları için toplam nükleon sayısı korunurken yukarıda bahsedilen enerjilerden daha düşük durumlar için ise nötron ve proton sayıları ayrı ayrı korunur (Lilley, 2001).

Yük Korunumu: Bu korunum yasası fiziğin temel yasalarından biridir. Reaksiyonun her iki tarafında atom numaralarının toplamının eşit olması, yani yüklerin eşit olması durumunu ifade eder.

Enerji ve momentumun korunumu: Enerji ve momentum fizikteki reaksiyonların kinematiğini belirlemede çok önemli bir rol oynamaktadır. Bu her iki nicelik için de reaksiyondan önceki ve sonraki toplam değerler eşit olmalıdır. Bu yasa, başlangıçtaki parçacıkların (mermi ve hedef) enerjilerini son durumdaki parçacıkların (reaksiyon ürünleri) enerjileriyle ilişkilendirmemize olanak tanır. Reaksiyondan önceki ve sonraki enerjileri analiz ederek reaksiyon ürünleri arasındaki enerji dağılımını anlayabiliriz (Krane, 1988).

Şekil 3.5'te a-gelen parçacık, A-hedef çekirdek, b-çıkan parçacık ve B-ürün çekirdek olmak üzere, basit bir reaksiyon gösterimi verilmiştir.



Şekil 3.5. $a + A \rightarrow b + B$ reaksiyonu için basit reaksiyon geometrisi (Krane, 1988).

Şekil 3.5'teki enerji korunumu

$$m_a c^2 + T_a + M_A c^2 = m_b c^2 + T_b + M_B c^2 + T_B \quad (3.3)$$

eşitliğiyle verilir. Hedefi durgun olarak düşündüğümüzde lineer momentum korunumu,

$$m_a v_a = M_B v_B \cos \varphi + m_b v_b \cos \theta \quad (3.4)$$

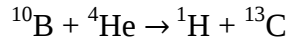
biçiminde yazılabilir. Enerji ve momentum korunumları ile verilen son iki eşitlik yeniden düzenlenerek reaksiyon Q-değeri hesaplanabilir. Reaksiyon öncesi ve

sonrası kinetik enerjilerin farkı olarak tanımlanan Q-değerini, parçacıkların durgun enerjilerine de bağlayan eşitlikler aşağıda verilmiştir.

$$Q = T_B + T_b - T_a \quad (3.5)$$

$$Q = T_b \left(1 + \frac{m_b}{M_B}\right) - T_a \left(1 - \frac{m_a}{M_B}\right) - \frac{2}{m_b} (m_a m_b T_a T_b)^{\frac{1}{2}} \cos\theta \quad (3.6)$$

Fizik yasalarında hem lineer hem de açısal momentum korunur. Toplam açısal momentum daima hareketin bir sabitidir. Açısal momentumun korunumunu



nükleer reaksiyonu üzerinden inceleyelim. Hedef çekirdek ^{10}B 'un taban durumunda spini $I = 3$ 'dür, oysa α parçacığının sıfır açısal momentumu vardır. Eğer bu parçacık bir s-dalgasında yakalanırsa ($l_i = 0$), bileşik çekirdek, $I_c = 3$ olan bir durumdadır. Her iki reaksiyon ürünü de $\frac{1}{2}$ içsel açısal momentuma sahiptir. Böylece onların toplamı 0 ya da 1 olur. Dolayısıyla son ürünlerin göreceli açısal momentumu $l_f = 2, 3$ veya 4 olacaktır (Bertulani, 2010). Bir nükleer reaksiyonda açısal momentum gelen parçacıktan hedef çekirdeğe transfer edilir. Bu transfer gelen parçacığın hedefle etkileştiği noktada gerçekleşir ve reaksiyon sonucunda çıkan parçacığı etkiler.

$$P_A = P_a - P_b \quad (3.7)$$

$$P_A^2 = P_a^2 + P_b^2 - 2P_a P_b \cos\theta \quad (3.8)$$

$$P_A^2 = (P_a - P_b)^2 - 4P_a P_b \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (3.9)$$

Doğrudan reaksiyon için açısal momentum

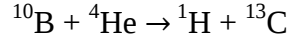
$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar \leq P_A R \quad (3.10)$$

$$P_a = P_b = P \quad (3.11)$$

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{P_A}{2P} \geq \frac{\sqrt{l(l+1)}}{2PcR} \hbar c \quad (3.12)$$

Son eşitlikle çıkan parçacığın saçılma açısı hesaplanabilir (Lilley, 2001).

Parite korunumu: Bir nükleer etkileşim boyunca reaksiyonlarda parite korunur. Bir kuantum sisteminde çekirdek gibi özellikle önemli olan başka bir simetri ve korunum yasası vardır. Bunlar yansıma simetrisi ve paritedir. Parite önemli bir kavramdır çünkü elektromanyetik ve güçlü etkileşimlerin yasalarıdır (Lilley, 2001).

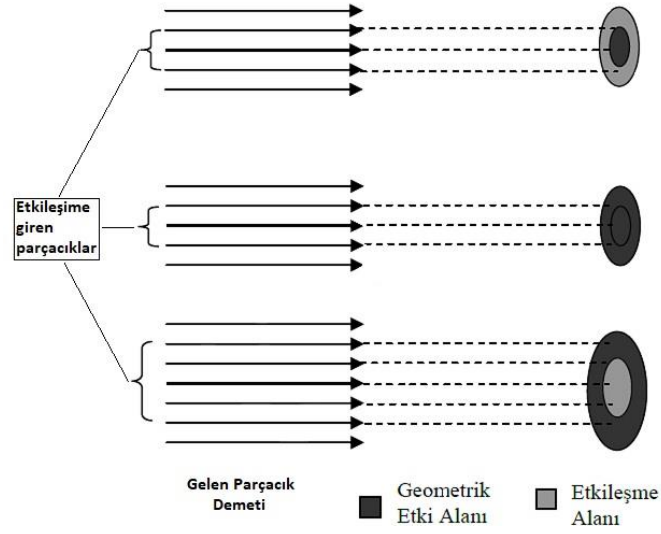


Yukarıdaki reaksiyonda ^{10}B , ^4He ve proton eşit pariteye sahipken ^{13}C tek pariteye sahiptir. Bu nedenle $l_i=0$ ise zorunlu olarak $l_f=3$ olmak zorundadır. Böylece reaksiyonun son ürünlerinin yörünge momentumu, toplam açısal momentum ve paritenin ortak korunumuyla belirlenir (Bertulani, 2010).

3.2.5 Tesir kesitleri

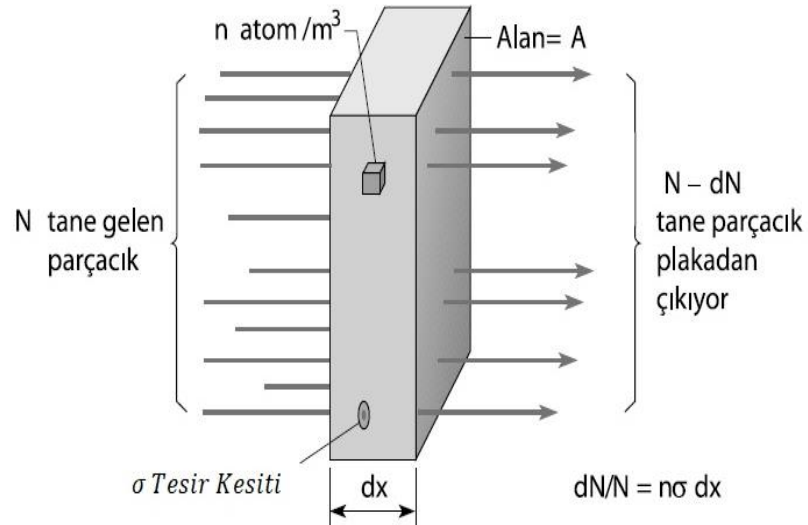
Daha önce de değinildiği üzere bir nükleer reaksiyonun oluşma olasılığını belirleyen ölçülebilen niceliklere tesir kesiti adı verilmektedir. Mermi parçacıkların hedef çekirdekleriyle direkt olarak etkileştikleri belirli etki alanları vardır. Gelen mermi parçacığın hedef çekirdekle olan etkileşiminde tesir kesiti olarak adlandırılan belli bir alana düştüğü varsayılır. İşte bu alana düşen her bir parçacık hedef çekirdekle etkileşir. Buradaki tesir kesitinin büyüklüğü etkileşme olasılığının büyüklüğü ile doğru orantılıdır. Hedefteki çekirdeğin reaksiyon tesir kesiti, bu sürecin doğasına ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır (Beiser, 1963).

Şekil 3.6'daki gibi gelen parçacık demetinin belirli bir geometrik ve etkileşme alanı gösterilmiştir.



Şekil 3.6. Tesir kesiti kavramının geometrik yorumu (Beiser, 1963).

Tesir kesiti kavramını formülüze olarak ifade etmek için, Şekil 3.7’de gösterilen belli bir malzemeden yapılan, yüzey Alanı A ve kalınlığı dx olan bir ince levha seçilsin.



Şekil 3.7. Tesir kesiti ve gelen parçacık demeti arasındaki bağıntı (Beiser, 1963).

Levhanın birim hacminde n tane atom olsun. Bu durumda levhadaki toplam atom sayısı $nAdx$ olur. Herbiri için tesir kesiti σ ise, levhadaki bütün çekirdekler için tesir kesiti $\sigma nAdx$ ’dir.

$$\frac{\text{Etkileşen Parçacık Sayısı}}{\text{Gelen Parçacık Sayısı}} = \frac{\text{Toplam Tesir Kesiti}}{\text{Hedef Çekirdek Yüzey Alanı}} \quad (3.13)$$

$$\frac{dN}{N} = \frac{\sigma n A dx}{A} \quad (3.14)$$

Gelen parçacık demetindeki parçacık sayısı N , levhadaki çekirdeklerle etkileşen parçacık sayısı ise dN 'dir. Başlangıçta gelen parçacık sayısı N_0 olmak üzere

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -n\sigma \int_0^x dx \quad (3.15)$$

eşitliği yazılabilir. Bu durumda ifade integre edilirse

$$\ln N - \ln N_0 = -n\sigma x \quad (3.16)$$

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (3.17)$$

bağıntısı elde edilir. Buradan hedef çekirdek levhasının kalınlığı x arttıkça gelen demette kalan parçacıkların sayısı da üstel olarak azalır. Tesir kesiti σ 'nın birimi barn'dır. Barn "b", daha sık kullanılan milibarn ise "mb" sembolü ile gösterilir ($1b = 10^3 \text{ mb} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Teori ile deney arasındaki karşılaştırma için aynı referans çerçevesindeki tesir kesitlere sahip olmak gerekir. Elbette ölçülen tesir kesit, hedefin hareketsiz olduğu laboratuvar çerçevesinde elde edilir (Bertulani, 2010; Yalçınar, 2008; Yiğit, 2014).

Gelen parçacıklar hedef çekirdeklerle etkileştiklerinde, bazen birden fazla nükleer reaksiyon meydana gelebildiğinden her bir reaksiyon için tesir kesitinin farklı olması beklenir. Bu nükleer tesir kesitlerine diferansiyel (kısmi) tesir kesitleri adı verilir. Sonuçta, bu kısmi tesir kesitlerinin toplanması ile toplam tesir kesiti elde edilir. Nükleer saçılmadan veya reaksiyonlardan sonra üretilen parçacıkların çoğu, farklı yönlerde dağılım gösterirler. Ayrıca farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar.

Şekil 3.8, $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisini sunmaktadır. Geliş yönüyle θ açısı yapan $d\Omega$ katı açısı içindeki birim zamanda saçılan parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Böylece açığa bağımlı başka bir tesir kesitine gerek duyulur, bu da;

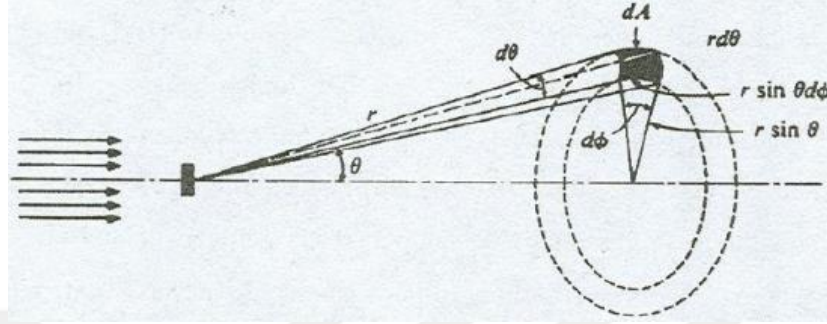
$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.18)$$

şeklinde yazılır.

Böylece toplam tesir kesiti

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.19)$$

bağıntısıyla verilir.



Şekil 3.8. $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi.

$d\Omega$ katı açısının değeri, Şekil 3.8 yardımıyla

$$d\Omega = \frac{\text{Alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r\sin\theta d\phi)}{r^2} = \sin\theta d\theta d\phi \quad (3.20)$$

biçiminde verilir. O halde toplam katı açısı aşağıdaki eşitlikle verilebilir.

$$\Omega = \int d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin\theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (3.21)$$

Buradan katı açısı kesri

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (3.22)$$

şeklinde yazılır.

Toplam tesir kesiti σ_T , iki bağıntı birleştirilerek,

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi \quad (3.23)$$

biçiminde verilir. Eğer diferansiyel tesir kesiti ϕ den bağımsız ise tesir kesiti

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (3.24)$$

olacaktır. Burada

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \sigma(\theta) \quad (3.25)$$

diferansiyel tesir kesiti olarak adlandırılır. Bu nicelik, deneysel ayrıntılara (dedektör boyutu, gelen akı, hedef kalınlığı) bağlı olmadığından oldukça kullanışlıdır. O tamamen mermi ve hedef parçacıkların fizikine bağlıdır. (Krane, 1988; Yalçiner, 2008; Yiğit, 2014).

3.2.6 Proton reaksiyonları

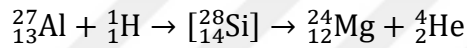
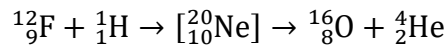
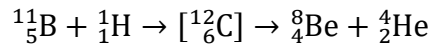
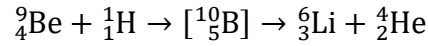
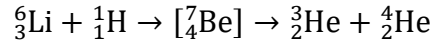
Alfa parçacıkları bir dizi faydalı etkileşim üretmek için kullanılabilse de böyle bir durum genellikle hafif hedeflerle sınırlıdır. Çünkü +2 yükleri ile ağır elementlerin yüksek Z'leri arasındaki Coulomb itmesi oldukça büyüktür. Kısa ömürlü alfa yayınlayıcılardan gelen 10–12 MeV'lik uzun menzilli alfa parçacıkları kullanılarak olası etkileşimlerin menzili bir miktar genişletilebilir, ancak bunların üretilmesi çok zordur ve çok kısa ömürlüdürler. Dolayısıyla tek pozitif yüklü protonlar ve döteronlar nükleer reaksiyonlar için daha kullanışlıdır. Proton ve döteron için hiçbir doğal kaynak olmadığından bu tür reaksiyonlar yalnızca Cockcroft ve Walton doğrusal hızlandırıcısının ve daha sonraları da siklotronların geliştirilmesiyle olası hale gelmiştir. Cockcroft ve Walton'un bir voltaj arttırıcı kullanarak protonları 0.1–0.7 MeV gibi enerjilere hızlandırmaları günümüz standartlarına göre çok küçük olsa da, nükleer fiziğe büyük katkılar sağlamıştır. Protonların hedef lityumla etkileşimi boyunca eşit enerjilere sahip iki alfa parçacığı ürettiği



reaksiyonunda hesaplanan Q-değeri 17.32 MeV ve ölçülen değer ise (mermi proton ve çıkan alfa parçacığının enerjisinden) 17.33 MeV olarak bulunmuştur. Sonuçta bu deney ile atomun kütle farkının enerjiye dönüşümü gösterilmiş ve böylece Einstein'ın kütle-enerji ilişkisinin ilk nicel kanıtı sunulmuştur (Martin, 2006).

Proton – Alfa (p,α) Reaksiyonları:

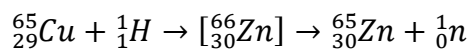
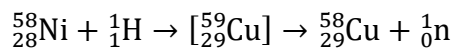
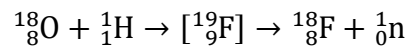
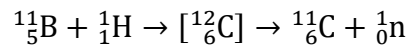
Çeşitli hedeflerin gelen protonlarla bombardıman edilmesi alfa parçacıklarının üretilmesini sağlar. Bu tür etkileşimlerden bazıları aşağıda sunulmuştur.



Bu nükleer reaksiyonlardan yukarıda üçüncü sırada verilen reaksiyon oldukça ilginçtir. Gelen protonlarla ${}^{11}_5\text{B}$ çekirdeğinin etkileşimi sonucunda, son derece kararsız olan ${}^8_4\text{Be}$ ve bir alfa oluşurken, kararsız ${}^8_4\text{Be}$ anında iki alfa parçacığına bozunur. Sonuçta üç alfa parçacığı meydana gelmiş olur (Martin, 2006).

Proton – Nötron (p,n) Reaksiyonları:

Protonlar, çoğu endoerjik olan (bir reaksiyonda ısı olarak oluşan) etkileşimler boyunca hedef çekirdekten nötron koparmak için kullanılabilir. Bu reaksiyonlar sonucunda hedef çekirdeğin yükü bir birim artarken kütle sayısında hiçbir değişiklik olmaz. Bunun yanında ürün çekirdek çekirdek tablosundaki kararlılık çizgisinin üzerine çıkar. (p,n) reaksiyonlarından bazıları,

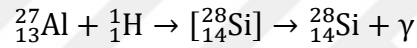
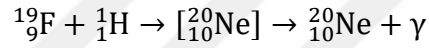
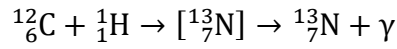
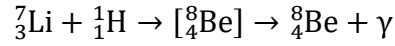


biçimindedir. Bu (p,n) etkileşimleri boyunca protonlar nötron üretmek için kullanılabilir. Bu tür reaksiyonlar genellikle endoerjiktir, çünkü kütle değişiklikleri

negatiftir. Örneğin, dördüncü etkileşimde (p,n) reaksiyonunun Q-değeri -2.13 MeV ve eşik enerjisi de -2.16 MeV'dir.

Proton – Gama (p,γ) Reaksiyonları:

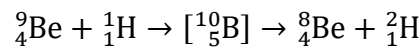
Proton etkileşimlerinin diğer bir türünde ise protonlar hedef çekirdeği uyarılmış bir duruma iter. Sonuçta uyarılmış olan bu çekirdek tarafından bir gama fotonu yayınlanır. (p,γ) reaksiyonları için birkaç örnek aşağıda verilmiştir.



Lityum ile proton-gama etkileşimleri oldukça önemlidir çünkü bunlar, doğal radyoaktif maddelerden çok daha yüksek enerjiye sahip 17.2 MeV enerjili fotonlar üretirler. Bu yüksek enerjili fotonlar fotoparçalanma adı verilen bir süreçle nükleer etkileşimler üretmek için kullanılabilir (Martin, 2006). Fotoparçalanma yüksek enerjili elektromanyetik radyasyonun (bir gama ışını fotonu) bir çekirdekle etkileşmesi sonucu proton, nötron veya alfa parçacığı ile yeni bir çekirdeğin oluştuğu bir nükleer reaksiyondur. Örneğin, yeterli enerjiye sahip bir foton ${}^{25}_{12}\text{Mg}$ ile etkileşime girdiğinde bir proton yayınlar ve ${}^{24}_{11}\text{Na}$ haline dönüşür (Wilkinson, 1956).

Proton – Döteron (p,d) Reaksiyonları:

Proton girişli reaksiyonlarda reaksiyon sonunda nötron, alfa ve proton parçacıkları gibi döteronlar da üretilebilir. Bu türden nükleer reaksiyonlara



örnekleri verilebilir. Lityum ile (p,d) reaksiyonu, reaksiyon sonucunda bir döteron veren berilyum bileşik çekirdeğinin rastgele parçalanmasının bir başka örneğidir. Her

ürün, gelen parçacığın enerjisi ve ışınlama koşullarına bağlı olarak oluşan kararsız ${}^8_4\text{Be}$ çekirdeğinin parçalanmasıyla oluşur (Martin, 2006).

3.3 Nükleer Modeller ve Reaksiyon Kodları

Nükleer reaksiyon mekanizmalarının anlaşılması ve yorumlanmasında deney ile birlikte çoğunlukla teorik reaksiyon modellerine ihtiyaç duyulur. Özellikle ölçülmüş nükleer verilerin olmadığı durumlarda, doğruluğu ve başarısı daha önce kanıtlanmış reaksiyon modellerinin kullanılması uygun sonuçların elde edilmesinde etkin rol oynar. Deneysel verilerle uyumlu bir modelin geliştirilmesi ya da mevcut bir modelin güncellenmesinin yapılması da nükleer reaksiyon süreçlerinin karmaşık doğasının başarılı bir şekilde kavranabilmesine olanak sağlar. Nükleer veri oluşturmak için yapılan nükleer tesir kesiti hesaplamalarında çeşitli reaksiyon modellerini içinde barındıran nükleer reaksiyon kodları kullanılmaktadır. ALICE/ASH, TALYS 1.96 ve CEM03.01 kodları son zamanlarda tesir kesiti hesaplamaları için kullanılan popüler kodlardandır. Yine bu kodlar içerisinde farklı denge ve denge-öncesi modeller boyunca hesaplama seçenekleri mevcuttur. TALYS kodu içerisinde denge etkileri için Hauser-Feshbach model, denge-öncesi etkileri incelemek için ise Eksiton model ve İki bileşenli eksiton model seçenekleri sunulmuştur. ALICE/ASH kodu içerisinde denge etkileri için Weisskopf-Ewing model, denge-öncesi etkiler için ise Hibrid model ve Geometri Bağımlı Hibrid model hesaplamaları yapılabilmektedir.

3.3.1 Weisskopf-Ewing model

Bir nükleer etkileşme süreci gelen parçacık enerjisine bağlıdır. Gelme enerjisi 10 MeV'e kadar olan mermi parçacıklarla oluşturulan reaksiyonlarda daha çok bileşik reaksiyon süreçleri baskındır. Weisskopf-Ewing model, bileşik çekirdek mekanizmasının son aşamasındaki çekirdeğin sürekli durumlara geçiş tesir kesitini en basit şekilde ele alarak hesaplamalar gerçekleştirir (Weisskopf ve Ewing, 1940). Bu model tüm reaksiyon kanallarında ve son durum seviye yoğunluklarında optik model potansiyeli kullanır. Çekirdeğin son anlarındaki kararlı durumlarının uyarıldığı ve seviye yoğunluğunun düşük olduğu eşik enerjisinin üstündeki birkaç MeV'lik enerjilerde kullanışlı değildir. Bununla birlikte denge-öncesi ve doğrudan süreçlerin tesir kesitine katkı verdiği daha yüksek gelme enerjilerinde de yetersizdir. Bu modelde temel parametreler, bağlanma enerjisi, ters tesir kesiti, çiftlenim ve

seviye yoğunluk parametreleridir. Diğer taraftan hesaplamalarında açısal momentum ve parite katkılarını ihmal eder (Weisskopf ve Ewing, 1940). Uyarılmış bir çekirdekten parçacıkların yayınlama sürecini hesaplamanın uygun bir yolu, nükleer reaksiyonların istatistiksel teorisi tarafından başarılı bir şekilde verilir. Bu teoriye göre, reaksiyon tesir kesiti bozunma genişlikleri ile ifade edilebilir. Weisskopf ve Ewing (1940)'in bileşik çekirdek yayınlanma teorisine göre nükleer reaksiyon tesir kesiti, bozunma genişlikleri cinsinden aşağıdaki formülle verilir.

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ab}(E_{gel}) \frac{\Gamma_b}{\Sigma_{b'} \Gamma_{b'}} \quad (3.26)$$

Burada gelen parçacık “a”, çıkan parçacık “b” ve gelen parçacığın enerjisi “ E_{gel} ” ile gösterilmiştir. Γ_b parametresi birim zamanda bileşik çekirdekten b parçacığının yayınlanma olasılığını sunan bozunma genişliğidir. Eşitlik (3.26)'da tüm b' parçacıkları üzerinden toplam bozunma genişliği ise $\Gamma_{b'}$ ile gösterilmiştir. Bozunma genişliği aşağıdaki eşitlik boyunca hesaplanabilir.

$$\Gamma_b = \frac{2S_b+1}{\pi^2 \hbar^2} \mu_b \int d\varepsilon \sigma_b^{inv}(\varepsilon) \varepsilon \frac{\omega_1(U)}{\omega_1(E)} \quad (3.27)$$

Burada U ve E terimleri kalan ve bileşik çekirdeklerin uyarılma enerjilerini ifade eder. Yayınlanan parçacığın kinetik enerjisi ise ε ile gösterilmiştir. S_b ve μ_b sırasıyla yayınlanan parçacıkların bağlanma enerjisi ve indirgenmiş kütesini gösterir. $(2S_b + 1)$ çarpanı yayınlanan parçacıklar için spin faktörünü sunar. σ_b^{inv} terimi ise ters reaksiyon tesir kesitidir. Bu eşitlikteki tek parçacık durum yoğunluğu aşağıdaki şekilde verilir.

$$\omega_1(E) = \frac{1}{\sqrt{48}} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha(E-D)}]}{E-D} \quad (3.28)$$

Burada D parametresi çiftlenim enerjisini göstermektedir. g , tek parçacık durum yoğunluğu olmak üzere, $\alpha = \frac{6}{\pi^2} g$ 'dir (Akça, 2018; Weisskopf ve Ewing, 1940).

3.3.2 Hauser-Feshbach model

Hauser-Feshbach model (Hauser ve Feshbach, 1952), bileşik çekirdeğin kesikli ve sürekli durumlara bozunumuyla sonuçlanan reaksiyonların analiz edilmesinde

yararlanılan bir nükleer modeldir. Karmaşık reaksiyon süreçlerinden elde edilen tesir kesitlerinin ve yayınlanma spektrumlarının incelenmesinde kullanılan bu modelde temel varsayım nükleer reaksiyonun bir ikili reaksiyon basamakları dizisi biçiminde gerçekleştiğinin düşünülmesidir. Bu basamakların her birinde parçacık ve gama radyasyonunun yayınlanması hesaplanmaktadır. Hauser-Feshbach modelinin ilk formu gelen ve çıkan dalgalar arasındaki ilişkiyi ihmal eder. Bu modelin temeli Bohr hipotezinden gelir (Tel, 2000). Bohr'un serbestlik hipotezi diğer bazı basitleştirici varsayımlarla birlikte bir bileşik çekirdek reaksiyonunun toplam tesir kesitine yönelik bir ifade elde etmek için kullanılabilir. Temel fikir, bileşik çekirdeğin bir α reaksiyon kanalı aracılığıyla oluşturulduğu ve bir dizi β kanalı tarafından bozunabileceğidir. Bu model açısal momentum ile paritenin korunumunu da eşitliğine dahil ederek bileşik çekirdeğin bozunum süreçlerini başarılı bir şekilde açıklar. Bunun için öncelikle giriş ve çıkış kanallarındaki spinleri ihmal edip sadece tek bir açısal momentum durumu varmış gibi düşünür. Sonuçta Hauser-Feshbach modelde tesir kesiti, bileşik çekirdeğin oluşumu ve bozunumunu gösteren iki faktörün çarpımı biçiminde ifade edilerek aşağıdaki eşitlikle verilebilir.

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha} P_{\beta} \quad (3.29)$$

Burada verilen σ_{α} ve P_{β} sırasıyla bileşik çekirdeğin oluşum tesir kesiti ve β kanalına bozunma olasılığını ifade etmektedir. Belirli bir L yörünge açısal momentumu için bileşik çekirdeğin oluşum tesir kesiti

$$\sigma_{\alpha} = \pi \lambda_{\alpha}^2 (2L + 1) T_{\alpha} \quad (3.30)$$

biçiminde yazılabilir. T_{α} terimi α kanalındaki iletim katsayısını göstermektedir. İletim katsayısı ortalama $S_{\alpha\alpha}$ 'ye aşağıdaki eşitlik ile bağlıdır (Hodgson, 1987).

$$T_{\alpha} = 1 - |S_{\alpha\alpha}|^2 \quad (3.31)$$

Bir tesir kesitini onun tersiyle ilişkilendiren karşılık teoremi

$$\lambda_{\beta}^2 \sigma_{\alpha\beta} = \lambda_{\alpha}^2 \sigma_{\beta'\alpha'} \quad (3.32)$$

biçimindedir. Burada α' ve β' , ters zaman durumlarını gösterir. Son dört eşitliğin birlikte ele alınmasıyla

$$T_{\alpha}P_{\beta} = T_{\beta'}P_{\alpha'} \quad (3.33)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade tüm β ve α kanalları için geçerli olduğundan eşitlik düzenlenirse,

$$\frac{P_{\alpha'}}{T_{\alpha}} = \frac{P_{\beta}}{T_{\beta'}} = \xi \quad (3.34)$$

biçiminde verilebilir. Burada ξ terimi bir sabittir. P olasılığı gösterdiğinden, toplamın bir olacağı göz önüne alınarak

$$\sum_{\alpha} P_{\alpha'} = \xi \sum_{\alpha} T_{\alpha} = 1 \quad (3.35)$$

ifadesi yazılabilir ki; buradan P_{β} için

$$P_{\beta} = \xi T_{\beta'} = \frac{T_{\beta'}}{\sum_{\alpha} T_{\alpha}} \quad (3.36)$$

eşitliği türetilebilir. Sonuç olarak tesir kesiti ifadesi

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi \lambda_{\alpha}^2 (2L+1) T_{\alpha} T_{\beta'}}{\sum_i T_i} \quad (3.37)$$

biçiminde yazılabilir. Eşitlik (3.37) aslında en basit haliyle Hauser-Feshbach formülüdür. T_{α} , uygun optik model potansiyellerinden hesaplanabilir (Hodgson 1987).

3.3.3 Eksiton model

Nükleer reaksiyonların analizi için denge-öncesi sürecin ilk başarılı teorisi, reaksiyonların açı integralli tesir kesitleri ve yayınlanan parçacıkların enerji dağılımını başarılı bir şekilde hesaplayabilen Griffin (1966) tarafından oluşturulan Eksiton modelidir. Griffin model, çekirdekten yayınlanan parçacığın açısal dağılımının ana hatlarını gösterebilse de açısal dağılımın daha kesin tahminleri üzerine hesaplamalar için kuantum mekanik teoriye ihtiyaç duyulur (Hodgson, 1987). Bu yarı klasik model, nükleer potansiyeli eşit aralıklı tek parçacık durumları biçiminde düşünür. Mermi ile hedefin ilk etkileşiminden sonra uyarılmış sistemin, giderek artan karmaşıklıkta bir dizi aşamadan geçtikten sonra dengeye ulaşabildiği varsayımına dayanır. Bu basamakların herbirinden yayınlanmanın olası olduğunu

düşünür. Bu modelde parçacıklar (p) ve deşikler (h) ayrım gözetmeksizin eksitonlar olarak adlandırılır. Eksiton modelde nükleer durum, sürecin herhangi bir anındaki toplam enerji ve Fermi enerji seviyesinin üzerindeki parçacık ve altındaki deşiklerin toplam sayısı ile analiz edilir. Ayrıca, aynı eksiton numarası $n=p+h$ olan farklı parçacık-deşik konfigürasyonları arasında uyarılma enerjisini paylaşmanın tüm olası yollarının eşit olasılığa sahip olduğu varsayılmaktadır. Eksiton modelinin temel başlangıç noktası, sürekliliğe (yayınlanma) geçişlerin yanı sıra daha fazla ve daha az karmaşık parçacık-deşik durumlarına geçiş olasılığını açıklayan zamana bağlı bir master denklemdir. Enerji ortalama yayınlanma spektrumu zaman üzerinden integral alınarak elde edilir. Bu varsayımlar boyunca eksiton model pratik hesaplamalar için uygun hale gelir. Ayrıca serbest parametrelerin ortaya konması ile iki eksiton durumu arasındaki geçiş oranları belirlenir. Matris elemanı olarak adlandırılan bu serbest parametreler doğru bir biçimde belirlendiğinde deneysel verilerle uyum içinde güçlü bir model elde edilir. Bu modelde parçacık yayınlanma olasılığının hesabı, n_0 başlangıç eksiton sayısından denge değerine kadar tüm durumların katkısı üzerinden toplam alınarak yapılır (Griffin, 1966). İki cisim etkileşmesindeki kısıtlamalar parçacık, deşik ve eksiton sayılarının mümkün farklı durumlarıyla ilgili olarak aşağıdaki seçim kurallarına yol açar.

$$\Delta n = 0, \pm 2; \Delta p = 0, \pm 1; \Delta h = 0, \pm 1 \quad (3.38)$$

Modelde, aynı parçacık-deşik konfigürasyonlarında, aynı toplam enerji ve pariteye sahip bütün durumlar eşit derecede olasıdır. Bu denge-öncesi modelde nükleer reaksiyon bir çiftlenimli diferansiyel denklem

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} = & \lambda^+(n-2) P(n-2, t) + \lambda^-(n+2) P(n+2, t) \\ & - [\lambda^+(n) + \lambda^-(n) + W(n)] P(n, t) \end{aligned} \quad (3.39)$$

ile tanımlanabilir (Oblozinsky vd., 1974). Burada $P(n, t)$ terimi n eksiton durumunda bulunma olasılığını gösterir. λ^- ve λ^+ terimleri sırasıyla $n \rightarrow n-2$ ve $n \rightarrow n+2$ durumlarına geçiş hızlarıdır. $W(n)$ parametresi n eksitonlu durumdan tüm enerjilerde yayınlanma hızını verir. Nükleonlarla üretilen reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$ ve başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ olmak üzere master denklem sistemi için

$$P(p, h, 0) = \delta(p, p_0) \delta(h, h_0) \quad (3.40)$$

başlangıç koşulu yazılır. Bu modelde açı integralli nükleer tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \sigma_a \sum_n W_b(n, \varepsilon) \tau(n) \quad (3.41)$$

ile tanımlanır. Burada $W_b(n, \varepsilon)$ terimi b parçacığının n 'inci eksiton basamağından ortalama yayınlanma hızını temsil eder. σ_a reaksiyon tesir kesitini ve $\tau(n)$ ise n eksiton durumunda ortalama ömrü gösterir. Ortalama ömür

$$\tau(n) = \int_{t=0}^{\infty} P(n, t) dt \quad (3.42)$$

eşitliğiyle hesaplanır. Fermi'nin altın kuralı

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} M^2 Y \quad (3.43)$$

geçiş hızlarını hesaplamak için kullanılır. Burada Y geçiş için kabul edilebilir faz uzayını sunar. M^2 ise ilk ve son durumlar arasındaki iki cisim etkileşmelerine ait matris elemanını gösterir. Williams (1971)'in eşit aralıklı tek parçacık durum yoğunluğu kabul edilebilir faz uzayını tanımlamak için kullanılabilir.

$$\omega(p, h, E) = \frac{g^n (E - A_{p,h})^{n-1}}{n! h! (n-1)!} \quad (3.44)$$

Eşitlik (3.44)'te g tek parçacık düzey yoğunluğudur ve E ise sistemin uyarılma enerjisidir. $A_{p,h}$ terimi Pauli ilkesi düzeltme faktörünü temsil eder. Fermi gaz seviye yoğunluğu parametresi a olmak üzere tek parçacık düzey yoğunluğuna

$$g = 6a/\pi^2 \quad (3.45)$$

biçiminde bağlıdır veya basitçe $A/13$ ile hesap edilir. Pauli ilkesi düzeltme faktörü

$$A_{p,h} = E_p(p, h) - \frac{p^2 + h^2 + n}{4g} \quad (3.46)$$

biçiminde tanımlanır.

$$E_p(p, h) = [maks(p, h)]^2 / g \quad (3.47)$$

Pauli ilkesi için gerekli konfigürasyon oluşması için minumum enerjidir. $\Delta n = \pm 2$ geçişleri için λ^- ve λ^+ geçiş hızları aşağıdaki eşitliklerle verilir.

$$\lambda^-(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} M^2 \frac{g p h (n-2)}{2} \left[1 - \frac{(n-1)(p-1)(p-2) + (h-1)(h-2)}{(n-2) 8g (E-E_p(p, h))} \right] \quad (3.48)$$

$$\lambda^+(p, h, E) = \frac{2\pi}{\hbar} M^2 \left[1 - \frac{g^3 (E-E_p(p+1, h+1))^2}{2(n+1)} \right] \quad (3.49)$$

Son olarak yayınlanma hızı

$$W_b(n, \varepsilon) = \frac{(2s_b+1)}{\pi^2 \hbar^3} \varepsilon \mu_b \sigma_b^{inv}(\varepsilon) \frac{\omega(p-p_b, h, U)}{\omega(p, h, E)} Q_b(p) \quad (3.50)$$

eşitliğiyle hesaplanır. Burada p_b , μ_b ve s_b terimleri sırasıyla yayınlanan parçacığın nükleon sayısı, indirgenmiş kütlesi ve spinidir. σ_b^{inv} terimi ters reaksiyon tesir kesitini sunar. $Q_b(p)$ nötronlar ile protonlar arasındaki farkı hesaba katan nötron-proton ayırt edebilme faktörüdür. U terimi ise kalan çekirdeğin uyarılma enerjisini göstermektedir (Dobes ve Betak, 1983; Griffin, 1966; Tel, 2000).

3.3.4 Hibrid model

Nükleer malzeme içinde nükleonların ortalama serbest yollarının hesaplanmasıyla ulaşılan, uyarılmış parçacıkların intranükleer geçiş oranlarını ve kısmi durum yoğunluklarının kullanılmasıyla belirlenen, denge boyunca uyarılmış parçacık popülasyonlarını dikkate alarak yeni denge-öncesi formülasyonlar oluşturulmuştur. Bu formülasyonların ilkinde ortalama serbest yola dayalı ve daha sonra da sanal optik potansiyele dayalı değerler kullanılmıştır. Hibrid model (Blann, 1975) olarak adlandırılan bu model

$$P_v(\varepsilon) d\varepsilon = \sum_{\substack{\bar{n}=n_0 \\ \Delta n=+2}} [{}_n X_v N_n(\varepsilon, U) / N_n(E)] g_v d\varepsilon \left[\frac{\lambda_c(\varepsilon)}{\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_+(\varepsilon)} \right] D_n \quad (3.51)$$

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \sigma_R P_v(\varepsilon) \quad (3.52)$$

biçiminde formülize edilmiştir. Burada g_v terimi v tipi parçacık için tek parçacık düzey yoğunluğudur. σ_R reaksiyon tesir kesitini gösterir. $\bar{n}$ denge durumundaki

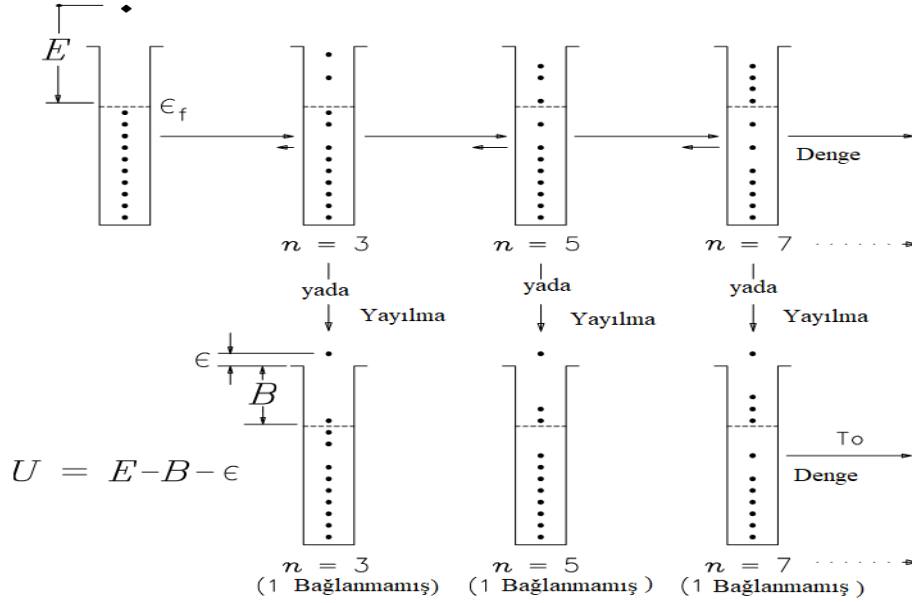
eksiton sayısını temsil eder. nX_v terimi bir n eksiton durumundaki v türündeki parçacık sayısıdır. $P_v(\varepsilon)d\varepsilon$ parametresi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında enerjiye sahip sürekli bölgeye yayınlanan v türündeki parçacıkların (proton veya nötron) sayısını verir. E ve U sırasıyla bileşik sistemin ve kalan çekirdeğin uyarılma enerjisidir. B_v terimi v tipi parçacığın bağlanma enerjini göstermek üzere kalan çekirdeğin uyarılma enerjisi

$$U = E - B_v - \varepsilon \quad (3.53)$$

eşitliğiyle verilir. $N_n(\varepsilon, U)$ terimi bir eksiton ε kanal enerjisiyle yayınlandığında, kalan çekirdeğin enerjisinin diğer $n - 1$ eksiton tarafından paylaşılacak biçimde n eksitonun uygun bir şekilde düzenlenme sayısıdır. $N_n(E)$ terimi E uyarılma enerjisinde parçacık+deşik durumlarının toplam sayısını gösterir. D_n terimi bir n -eksiton zincirinde başlangıç popülasyon kesitidir. Eşitlik (3.51)'de ε kanal enerjili bir parçacığın sürekli bölgeye yayınlanma hızını $\lambda_c(\varepsilon)$ terimi sunarken; sürekli bölgeye yayınlanmış olduğu zamanki çekirdek içi geçiş hızını ise $\lambda_+(\varepsilon)$ terimi verir. Yine bu eşitlikteki ilk köşeli parantez içindeki ifade, enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında olan sürekli bölgedeki parçacık sayısını sunar. İkinci köşeli parantez içindeki nicelik ise sürekli bölgeye geçiş hızının toplam geçiş hızına oranını göstermektedir (Blann, 1975; Blann ve Vonach, 1983; Tel vd., 2010a).

Bu model, uyarılmış bir çekirdekte dengeleme sırasında uyarılmış parçacık popülasyonlarının hesaplanması için oluşturulan ve ilk olarak Griffin (1966) tarafından yayınlanan bir yaklaşıma dayanmaktadır. Merminin hedef çekirdekle birleştiği ve istatistiksel dengeden uzak bir ara çekirdeğe bağlı kaldığı düşünülmektedir. Ayrıca, bu ara çekirdeğin dengelenmesinin, bazen nükleer basamak olarak da adlandırılan iki gövdeli nükleon-nükleon etkileşimleri dizisiyle sağlandığı varsayılmaktadır. Böylece, reaksiyon ilerledikçe çekirdek giderek daha karmaşık durumlara uyarılır. Bu durumların her biri, eksiton modelde de değindiğimiz gibi Fermi enerjisinin (ε_f) üzerindeki uyarılmış parçacıkların sayısı artı Fermi enerjisinin altındaki deşiklerin sayısı ile karakterize edilir. Denge-öncesi süreç, Fermi enerjisinin üzerinde E enerjisine sahip bir protonun bir hedef çekirdek ile etkileştiği bir durum üzerinden Şekil 3.9'da gösterilmektedir. Bir nükleer etkileşim gerçekleşmeden önce, sistemin eksiton sayısı $n=1$ olarak görülebilir. İlk nükleon-nükleon etkileşiminde, mermi protonu, Fermi enerjisinin üzerinde bir hedef nükleonun uyarılmasıyla

bağlanır. Ortaya çıkan çekirdek artık $2p-1h$ durumundadır, sonuçta eksiton sayısı $n=3$ 'e yükselir. Daha sonraki bir nükleon-nükleon etkileşimi, eksiton sayısını $n = 5$ 'e çıkararak $3p - 2h$ durumuna yol açabilir. Prensip olarak süreç, çekirdek istatistiksel dengeye ulaşana kadar devam edebilir ve her ardışık etkileşimde eksiton sayısı her zaman $\Delta n = +2$ artar (Koning vd., 2021).



Şekil 3. 9. Eksiton, Hibrid ve Geometri Bağımlı Hibrid modelde nükleon girişli bir reaksiyonun ilk evrelerinin gösterimi (Gadioli ve Hodgson, 1992).

Hibrid modelde, eğer herhangi bir nükleon yayınlanmak için yeterli enerjiyi elde ederse, kaçma ve dolayısıyla sürekliliğe yayınlanma olasılığı sonludur. Dolayısıyla her eksiton numarası (veya eksiton konfigürasyonu) için yayınlanma ile nükleer durumun karmaşıklığını artıracak başka bir etkileşim arasında rekabet vardır. Bununla birlikte, bu son ifadenin yalnızca yaklaşık olarak doğru olduğuna dikkat edilmeli, çünkü enerjisel olarak bir sonraki adımın eksiton sayısını 2 oranında azaltması her zaman mümkündür (yani $\Delta n = -2$). Ancak bu, özellikle eksiton sayıları düşük olan durumlar için pek olası değildir. Bu nedenle teoride "asla geri dönme" yaklaşımı uygulanır ve bu sadece Δn 'nin pozitif olmasına izin verir. p uyarılmış parçacıkların ve h deşiklerin durumlarının yoğunluğu (kısmi durum yoğunluğu olarak adlandırılır), eksiton sayısı arttıkça hızla artar. Belirli bir eksiton konfigürasyonunun tüm durumlarının da eşit derecede olası olduğu varsayılır. Bir nükleer reaksiyondaki ağır ürünlerin uyarılma fonksiyonlarını hesaplamak için, bileşik nükleer sistemden (mermi artı hedef çekirdek) kaynaklanan yayınlanmaların

sayısı ve türünün yanı sıra bu yayınlanmalar tarafından taşınan enerjinin de takip edilmesi gerekir (Gadioli ve Hodgson, 1992).

3.3.5 Geometri Bağımlı Hibrid model

Özellikle orta enerjili nükleonların neden olduğu reaksiyonlar için Hibrid model hesaplamaları deneysel verilerle uyumsuzluk göstermektedir. Bu uyumsuzlukları gidermek için Blann (1971) tarafından yapılan çalışmada nükleer yoğunluk dağılımlarının hesaplamalar üzerine etkisi gösterilmiştir. Böylece Hibrid model, reaksiyonu başlatan kısmi dalgaların etki parametreleri üzerine kurulu bir geometri bağımlılığı ile tekrar formüle edilmiştir. Kısmi dalga tarafından başlatılan nükleer etkileşmenin; yarıçapı başlangıç çarpma parametresi tarafından tanımlanan ve $\lambda/2$ kalınlığında olan bir küresel kabuk biçimindeki bölgede ilerlediği varsayılmıştır. Sonuçta Geometri Bağımlı Hibrid model, Hibrid modelin nükleer geometri etkilerinin dikkate alındığı bir versiyonudur. Ayrıca nükleer yüzeydeki sıg potansiyeli ve dolayısıyla madde yoğunluğunun azalmasını da dikkate alır. Geometri Bağımlı Hibrid modelde (Blann ve Vonach, 1983) nükleonların denge öncesi spektrumu

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l P_v(l, \varepsilon) \quad (3.54)$$

şeklinde tanımlanır. Bu formülasyonda, λ terimi, gelen parçacığın indirgenmiş de-Broglie dalga boyunu temsil eder. l 'inci kısmi dalganın geçiş katsayısı için T_l terimi kullanılır (Blann ve Vonach, 1983; Yiğit, 2014). Bu modelin formülasyonunda yüzey etkileri iki ayrı biçimde ortaya çıkmaktadır. Bunlardan ilki, dağınık nükleer yüzeyde nükleonlar için beklenenden daha büyük ortalama serbest yol parametresidir. Diğeri ise yerel bir yoğunluk yaklaşımında deşik derinliğinin her yörünge için hesaplanan Fermi enerjisinin değeri ile sınırlı olduğu varsayımdır (Blann ve Vonach, 1983; Özdoğan, 2018). Geometri Bağımlı Hibrid model hesaplamalarında

$$d(R_l) = d_s ([\exp(R_l - c) / Z + 1])^{-1} \quad (3.55)$$

biçiminde Fermi yoğunluk dağılım fonksiyonu kullanılmaktadır. Burada R_l terimi l . parçacığın yarıçapını göstermektedir. $d(R_l)$ terimi R_l yarıçapındaki parçacık için yoğunluğu verir. $c = 1.07A^{1/3}$ fm ve $Z = 0.55$ fm değerine sahiptirler. R_l yarıçapı

$$R_l = \frac{\lambda}{2\pi} \left(l + \frac{1}{2} \right) \quad (3.56)$$

biçiminde yazılabilir (Blann ve Vonach, 1983; Hofstadter, 1957; Özdoğan, 2018).

3.3.6 TALYS 1.96 kodu

İlk olarak 1998 yılında Koning vd. (2015) tarafından nükleer reaksiyon mekanizmalarının analizi için bir yazılım geliştirme fikri oluşmuş ve böylelikle TALYS nükleer kodu için ilk çalışmalar başlamıştır. Daha sonraları TALYS 1.0 sürümüyle başlayan süreçte birçok kurum ve kişi tarafından geliştirilen versiyonlara sahip bu kod en son TALYS 1.96 olarak Koning vd. (2021) tarafından yayımlanmıştır. TALYS, nükleer reaksiyonun araştırılan nükleer özelliği için çeşitli nükleer model ve parametre seçenekleri sunarak hesaplama yapabilme yeteneğine sahiptir. Sonuçta bu kod, içindeki güvenilir nükleer modellerle kullanım kolaylığı sağlayarak 1keV'den 200 MeV enerjiye kadar nötronlar, fotonlar, protonlar, döteronlar, tritonlar, ^3He ve alfa parçacıkları ile gerçekleştirilen nükleer reaksiyonların tam ve doğru bir simülasyonunu sağlamayı amaçlayan bir nükleer reaksiyon programıdır. Kütle numarası 20'nin üzerindeki çekirdeklerde daha iyi sonuçlar verirken, TALYS'te uygulanan optik ve istatistiksel modeller kütle numarası 20'nin altında olan çekirdekler için iyi sonuçlar vermemektedir. Linux işletim sisteminde çalışan ve fortran programlama diline sahip olan bu kod, elde edilen verilerde kaliteyi ve bütünlüğü hedeflemektedir. Örneğin çok çeşitli karmaşık nükleer reaksiyon modelleri uygulanırken, aynı zamanda istenen sonuçları elde etmek için yeterli olasılıkların eklenmesine de izin vermektedir. TALYS, son 20 yılda temel nükleer reaksiyon çalışmalarından nükleer reaktörler için veri değerlendirmeye, tıbbi izotop üretimine ve astrofiziğe kadar çeşitli alanlarda kapsamlı bir şekilde doğrulanmıştır. TALYS'te uygulanan nükleer reaksiyon kanalları için kullanılan modeller sınırlı olduğundan, tam doğrulukta kaliteli deneysel veri üretmesi beklenemez ve bu nedenle ayarlanabilir model parametrelerine ihtiyaç vardır. Bundan dolayı TALYS kodunun içerisinde kullanıcının istediğini yapmasına izin vermek için ayarlanabilir model parametreleri, model ve çıktı seçenekleri gibi 400'den fazla farklı anahtar kelime mevcuttur (Koning vd., 2019). Bu kod, deney ve teori arasındaki uyumu karşılaştırarak parçacık ve çekirdekler arasında oluşabilecek etkileşim hakkında öngöründe bulunmamızı amaçlar. Bunu yapmak içinde TALYS

içerisinde seviye yoğunluk modelleri, optik modeller, fisyon reaksiyon modelleri, bileşik çekirdek reaksiyon modelleri, doğrudan reaksiyon modelleri ve denge–öncesi reaksiyon modelleri gibi seçenekler mevcuttur. Bu modeller çerçevesinde kodda

- ☐ Toplam ve kısmi tesir kesiti,
- ☐ Açıya bağlı çift katlı tesir kesiti,
- ☐ Gama ve Fisyon yayınlanma tesir kesiti,
- ☐ Elastik ve İnelastik saçılma tesir kesiti,
- ☐ Yayınlanma spektrumu,
- ☐ Bolluk oranları analizi,
- ☐ İzomerik ve taban durum tesir kesiti,
- ☐ Yarıömür,
- ☐ Reaksiyonlar üzerine seviye yoğunluğu parametrelerinin etkisi,
- ☐ Astrofizik reaksiyon hızları,
- ☐ Radyoizotop üretimi,
- ☐ Üretim tesir kesitleri,
- ☐ Açıya bağlı yayınlanma spektrumu

hesaplamaları yapılabilmektedir (Koning vd., 2021).

3.3.7 ALICE/ASH kodu

Blann (1991) tarafından geliştirilen ALICE-91 kodu nükleer reaksiyon mekanizmalarının anlaşılabilmesi üzerine hesaplamalar yapabilme imkanı sunan kullanışlı bir nükleer simülasyon kodudur. Bu düşünce altında ALICE/ASH kodu Broeders vd. (2006) tarafından ALICE-91 kullanılarak oluşturulmuştur. Bu bilgisayar kodu, denge ve denge-öncesi parçacık yayınlanması, hızlı gama yayınlanması, fisyon olayı vb. nükleer parametrelerin anlaşılmasına yönelik hesaplamalar için farklı yaklaşımları içeren modeller sunar. ALICE/ASH, gelme enerjisi 300 MeV'e kadar olan nükleonlar ve çekirdekler tarafından üretilen reaksiyonlarda uyarılma fonksiyonlarının, enerjilerinin ve ikincil parçacıkların açısal dağılımlarının hesaplanmasında faydalıdır (Broeders vd., 2006). Kodda, nükleer

madde içerisinde nükleon-nükleon etkileşimlerinin efektif tesir kesiti kullanılarak intranükleer geçiş oranları hesaplanır. Başlangıç eksiton durumunda nötron ve proton sayıları çekirdekdeki realistik nükleon-nükleon etkileşimi dikkate alınarak elde edilir. Bileşik çekirdek süreci açılal momentumun ihmal edildiğı Weisskopf-Ewing model kullanılarak tanımlanır. Diğer taraftan denge-öncesi süreçle ilgili hesaplamalar için Hibrid ve Geometri Bağımlı Hibrid olmak üzere iki seçenek vardır. ALICE/ASH kodu nükleer seviye yoğunluğu hesaplamaları için Superfluid nükleer model, Kataria-Ramamurthy Fermi gaz model, enerji bağımlı ve enerjiden bağımsız seviye yoğunluk parametresine sahip Fermi gaz modeller olmak üzere dört farklı hesaplama modeline sahiptir. Kodda denge öncesi alfa parçacığı yayınlanma spektrumlarının elde edilmesi için pick-up, eksiton ve knock-out modelleri birleştirilmiştir. ALICE/ASH kodu denge öncesi triton ve ^3He yayınlanma spektrumlarının tahmininde knock-out modeli ve birleşme pick-up modeli kullanır. (Broeders vd., 2006).

3.3.8 CEM03.01 kodu

Fotonlar, pionlar ve nükleonlar tarafından oluşturulan nükleer reaksiyonların analizinde CEM03.01 nükleer reaksiyon kodu kullanılabilir. Bu kod 100 MeV'e kadar olan enerjilerde nükleer reaksiyonlardan elde edilen parçacık spektrumlarını oldukça iyi hesaplar. Genellikle bir nükleer reaksiyonu intranükleer kaskat aşama, denge-öncesi aşama ve denge buharlaşma/fisyon aşaması olmak üzere üç aşamadan oluşan bir süreç olarak ele alır (Mashnik vd., 2005). Bu üç bileşen deneysel olarak ölçülen niceliklerin hepsinin katkısının olduğu genel bir durum olarak

$$\sigma(p)dp = \sigma_{in}[N^{cas}(p) + N^{preq}(p) + N^{eq}(p)]dp \quad (3.57)$$

biçiminde yazılabilir. Burada N toplam parçacık sayısı ve p doğrusal momentumdur. σ_{in} parametresi elastik olmayan tesir kesitidir. Bu parametre deneysel verilerden alınmaz ve bağımsız optik model hesaplamalarından tahmin edilmez. Bunun yerine kaskat modelin kendi içinde Monte Carlo yöntemiyle hesaplanır. Ayrıca bu tesir kesiti

$$\sigma_{in} = \sigma_{geom}N_{in}/(N_{in} + N_{el}) \quad (3.58)$$

biçiminde ifade edilebilir. Burada σ_{geom} geometrik tesir kesiti olup $\sigma_{\text{geom}} = \pi R^2$ şeklinde verilir. N_{el} ve N_{in} parametreleri ise sırasıyla elastik ve elastik olmayan etkileşimlerin toplam sayılarını sunar (Gudima vd., 1983; Mashnik vd., 2005). Çekirdek mermi etkileşmesi boyunca uyarılmış bir nükleer durumun istatistiksel dengeye ulaşana kadar gerçekleşen parçacık yayınlanma süreci, bir bileşik çekirdeğin bozunumları ve doğrudan etkileşmelerine göre incelenmektedir. Nükleer etkileşmelerin denge-öncesi mekanizmasının gelişimi ile nükleer yapının ve parçacık yayımlanma süreçlerinin daha net anlaşılmasına olanak sağlanmıştır. Eksiton modelin büyük bir bölümü, nükleonlar başta olmak üzere ikincil açı-integralli enerji spektrumunun yapısını açıklamayı amaçlamaktadır. Yüksek enerjilerde gerçekleşen nükleer etkileşmelerin birçok özellikleri nükleer seviyelerde ardarda geçiş işlemi (kaskat) düşünülerek açıklanabilir. Bu bağlamda CEM03.01 kodu Kaskat-Eksiton modeli çerçevesinde nükleer reaksiyonların Monte Carlo hesaplamaları için tasarlanmıştır (Gökçe, 2013; Gudima vd., 1983; Mashnik vd., 2005). Kaskat hesaplamaları üç boyutlu bir geometri boyunca uygulanır. Elektron çekirdek saçılma analizinden alınan iki parametre üzerinden nükleer madde yoğunluğu bir Fermi dağılımına benzer bir biçimde

$$\rho(r) = \rho_p(r) + \rho_n(r) = \rho_0 \left\{ 1 + \exp\left[\frac{r-c}{a}\right] \right\} \quad (3.59)$$

ifadesiyle verilir. Burada $a = 0.54$ fm'dir. Ayrıca c sabiti, A hedefin kütle numarası olmak üzere $c = 1.07A^{1/3}$ fm büyüklüğüne sahiptir (Mashnik vd., 2005; Gudima vd., 1983; Yiğit, 2014).

3.4 Proton Girişli Reaksiyonlar için Tesir Kesiti Sistematiikleri

Ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti sistematiiklerinin bir çoğu nötronlarla oluşturulan reaksiyonlar için türetilmiştir (Belgaid ve Asghar, 1998; Konobeyev vd., 1996; Kumabe ve Fukuda, 1987; Levkovski, 1964; Yiğit, 2020, 2022). Bu sistematiiklerden elde edilen sonuçlara göre birçok nötron girişli nükleer reaksiyon kanalı için tesir kesiti büyük oranda hedef çekirdeğin A kütle sayısı, Z proton sayısı ve N nötron sayısı ile değişir. Dahası nükleer tesir kesitlerinde $s = (N - Z)/A$ asimetri parametresine dayandırılan etkiler birçok yazar tarafından gözlenmiştir (Kumabe ve Fukuda, 1987; Levkovski, 1964; Tel vd., 2003, Yiğit, 2020). Diğer taraftan proton

girişli reaksiyonlar için tesir kesiti sistematiği birkaç yazar tarafından incelenmiş ve bu reaksiyonlarda da nötron girişli reaksiyonlara benzer etkiler gözlenmiştir. (p,xn) reaksiyon tesir kesitleri için ilk sistematiği Röhmer vd. (1973) ve Keller vd. (1974) tarafından elde edilmiştir. Devamında Broeders ve Konobeyev (2007), 17.9 MeV'den 28.5 MeV'e kadar çeşitli gelme enerjilerinde (p,α), (p,nα), ve (p,np) reaksiyonları için yarı-ampirik sistematiği türetmişlerdir. Sistematiği, buharlaşma modeli, denge-öncesi Eksiton model ve yarı-ampirik kütle modeli kullanarak türetilen analitik formüllere dayanır. Çalışmalarında 17.9 MeV gelme enerjisinde (p,α) reaksiyonlarının tesir kesitleri için yarı-ampirik formül

$$\sigma_{(p,\alpha)} = \sigma_{non} [A^{-1/3}(\alpha_1 X_1 + \alpha_2) + \exp\{A^{1/2}(\alpha_3 X_2^2 + \alpha_4 X_3 + \alpha_5 + \alpha_6 f_{sh,p})\}] \quad (3.60)$$

biçiminde verilmiştir. Burada σ_{non} elastik olmayan etkileşimlerin tesir kesitini sunar. $X_1 = (N - Z - 0.5/A)$, $X_2 = (N - Z - 1/A)$, $X_3 = (N - Z - 1.5/A)$ 'dir. Z , N ve A hedef çekirdeğin proton, nötron ve nükleon sayılarını gösterir. $f_{sh,p}$ kabuk ve çiftlenim etkilerini tanımlayan bir ampirik fonksiyondur. α_i ise fit parametreleridir. Broeders ve Konobeyev (2007)'in bu çalışmalarında 24.8 MeV ve 28.5 MeV gelme enerjilerinde (p,nα) reaksiyonları için önerilen tesir kesiti sistematiği aşağıdaki formdadır.

$$\sigma_{(p,n\alpha)} = \sigma_{non} [A^{-1/3}\alpha_1 + \exp\{A^{1/2}(\alpha_2 X_4^2 + \alpha_3 X_4 + \alpha_4 + \alpha_5 f_{sh,p})\}] \quad (3.61)$$

Burada $X_4 = (N - Z - 2.5/A)$ 'dir. $f_{sh,p}$ terimi (p,nα) reaksiyonu için kabuk ve çiftlenim etkilerini tanımlayan bir ampirik fonksiyondur. α_i ise yine fit parametresidir. Son olarak 22.3 MeV'de (p,np) reaksiyon tesir kesitleri için

$$\sigma_{(p,np)} = \sigma_{non} [A^{-1/3}\alpha_1 + \exp\{A^{1/2}(\alpha_2 X_1^2 + \alpha_3 X_1 + \alpha_4 + \alpha_5 f_{sh,p})\}] \quad (3.62)$$

sistematiği formülünü elde etmişlerdir. Fit parametrelerinin değerleri ile birlikte yarı-ampirik formüllerin tümü Broeders ve Konobeyev (2007)'in çalışmasında bulunabilir.

Broeders ve Konobeyev (2008) tarafından 7.5 MeV, 12.4 MeV and 24.8 MeV enerjilerinde (p,n) reaksiyonlarının tesir kesitlerinin elde edilmesi için oluşturulan yarı-ampirik formüller de proton girişli reaksiyonların analizinde oldukça önemli

literatür değerlendirmeleri arasındadır. Onların (p,n) tesir kesiti sistematiikleri bir önceki çalışmalarında (Broeders ve Konobeyev, 2007) olduğu gibi buharlaşma, denge-öncesi Eksiton ve yarı-ampirik kütle modelleri üzerine kuruludur. Bu bağlamda (p,n) reaksiyon tesir kesiti sistematiikleri için altı parametrelili bir formül

$$\sigma_{(p,n)} = \frac{\sigma_{\text{non}}}{\exp(A^{\alpha_1}(\alpha_2 S^2 + \alpha_3 S + \alpha_4 V + \alpha_5)) + \alpha_6} \quad (3.63)$$

biçiminde önerilmiştir. Eşitlik (3.63)'teki S asimetri parametresi, $S = (N - Z - 1)/A$, V parametresi ise $V = ZA^{-1/3}$ biçiminde verilir. Z, N ve A hedef çekirdeğin proton, nötron ve nükleon sayılarını gösterir. α_i ise fit parametrelerdir. 7.5 MeV, 12.4 MeV and 24.8 MeV gelme enerjileri için önerilen yarı-ampirik sistematiikler ayrı fit parametreleri boyunca Broeders ve Konobeyev (2008)'in çalışmasında bulunabilir.

Proton girişli reaksiyonların sistematiiklerini analiz etmek için Tel vd. (2009) bir çalışmasında (p,n α) reaksiyonlarının tesir kesitleri için ampirik formüller elde etmişlerdir. 24.8 MeV ve 28.5 MeV gelme enerjilerinde türetilen bu formüller asimetri parametresine bağımlıdır. Tel vd. (2010a) bir başka çalışmalarında proton girişli nükleer reaksiyonların tesir kesitlerini Coulomb ve çiftlenim etkilerini dikkate alarak incelemişlerdir. Onlar 17.9 MeV'de (p, α), 22.3 MeV'de (p,np), 24.8 MeV ve 28.5 MeV'de (p,n α) reaksiyonları için deneysel verileri fit ederek proton girişli reaksiyonlar için yeni formüller türetmişlerdir. Bu formüller, nötron girişli Levkovski (1964)'nin orijinal asimetri parametrelili formülüne dayandırılarak oluşturulmuştur. Bu düşünce ile Tel vd. (2010a) proton girişli reaksiyonlar için ampirik tesir kesitlerinin yaklaşık olarak

$$\sigma_{(p,x)} = C\sigma_{p \text{ inel}} \exp(as) \quad (3.64)$$

biçiminde ifade edilebileceğini gösterdiler.

Burada C ve a fit parametreleridir. s ise asimetri parametresi $s = \frac{N-Z}{A}$, $\sigma_{p \text{ inel}}$ terimi ise proton inelastik tesir kesiti olup

$$\sigma_{p \text{ inel}} = \pi r_0^2 (A^{1/3} + 1)^2 \quad (3.65)$$

şeklinde verilir. Ayrıca proton girişli reaksiyonlar için Coulomb etkilerini içeren ampirik tesir kesitlerinin aşağıdaki biçimde ifade edilebileceğini gösterdiler.

$$\sigma_{\text{coul}} = b \frac{Z^2}{A^{1/3} + 1} \quad (3.66)$$

Burada σ_{coul} terimi proton Coulomb etki tesir kesitidir. Z ve A sırasıyla hedefin proton sayısı ve kütle numarasıdır. b ise fit parametresidir. Tel vd. (2010a) bu çalışmalarında ayrıca proton girişli reaksiyonların Coulomb etkilerini ve protonun inelastik tesir kesitini birleştirerek aşağıdaki formülü elde etmişlerdir.

$$\sigma_{(p,x)} = C \sigma_{\text{p inel}} \sigma_{\text{coul}} \exp(as) \quad (3.67)$$

$$\sigma_{\text{p inel}} \sigma_{\text{coul}} \approx \pi r_0^2 Z^2 (A^{1/3} + 1) \quad (3.68)$$

$$\sigma_{(p,x)} = C' Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp(as) \quad (3.69)$$

Burada C, C' ve a fit parametreleridir. Ayrıca onların çalışmalarında çekirdeklerin tek-çift etkilerinin tesir kesitleri üzerine etkileri tartışılmıştır.

17.9 MeV gelme enerjisinde (p,α) reaksiyonlarının tesir kesitlerinin elde edilebilmesi için bu tez çalışmasının yazarı ve danışman hocası tarafından yapılan bir araştırmada (Yiğit ve Dönmez, 2022) ise reaksiyon Q-değerinin tesir kesiti üzerine etkisi gösterilmiştir. Bu düşünce ile elde edilen ampirik formüllerde proton girişli reaksiyonlar için Tel vd. (2010b) tarafından önerilen sistematiklerin yapısından yararlanılmıştır. (p,α) reaksiyonları için Coulomb ve tek-çift etkileri içeren ampirik formüller istatistiksel teoriye dayanmaktadır. Bu sistematığın yapısı aşağıdaki formdadır.

$$\sigma_{(p,x)} = C Z^2 (A^{1/3} + 1) \exp(aQ) \quad (3.70)$$

Burada C ve a fit parametreleridir. Z ve A hedef çekirdeğin proton ve nükleon sayılarını gösterir.

4. HESAPLAMALAR

Bu çalışmada proton girişli reaksiyonların tesir kesitlerinin ampirik formüller ve nükleer model hesaplamaları yapılmıştır. İlk olarak ampirik formül hesaplamaları için 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyonlarının bir tesir kesiti sistematigi elde edilmiştir. Daha sonra 24 adet (p,n), 12 adet (p,2n) ve 12 adet de (p, α) reaksiyonunun tesir kesitleri hesaplanarak veri eksikliği ve deney ile teori arasındaki tutarsızlıklara ek destek sağlanmıştır. Tesir kesiti hesaplamaları TALYS 1.96, ALICE/ASH ve CEM03.01 kodları kullanılarak yapılmıştır. Yapılan hesaplamalar farklı nükleer modellerin tesir kesitleri üzerine etkilerini içerir. Bu doğrultuda çeşitli denge ve denge-öncesi modeller, seviye yoğunluk modelleri ve optik modeller bazı orta kütleli hedef çekirdekler üzerine proton girişli reaksiyonların tesir kesitlerini hesaplamak için kullanılmıştır. Son olarak tezde (p,n) reaksiyonlarının izotopik bağımlılıkları araştırılmıştır. Bunun için $^{50-70}\text{Fe}(p,n)$ reaksiyonlarının tesir kesitleri üzerine izotopik etkilerini içeren hesaplamalar TALYS 1.96 kodu kullanılarak yapılmıştır.

4.1 (p,n) Reaksiyon Tesir Kesiti Sistematigi

Çalışmanın bu kısmında 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyonları için bir tesir kesiti sistematigi elde edilmiştir. Bu sistematikten 10–11.5 MeV ve 11.5–13 MeV enerji aralıkları için farklı fit parametrelerine sahip iki ampirik formül oluşturulmuştur. Bu ampirik formüller s asimetri parametresi ve ($E_p + Q$) enerji aşırılığına bağlı bir yapı içerir. Ayrıca eksponansiyel bir fonksiyon tarafından verilen bu sistematik istatistiksel teori çerçevesinde türetilmiştir. Levkovski (1964)’nin 14 MeV civarındaki enerjilerde (n,p) ve (n, α) nükleer reaksiyonlarının tesir kesitleri için önerdiği ampirik formüller modifiye edilerek şuanki tesir kesiti sistematigi türetilmiştir. Deneyel verilerin fit işlemi boyunca ampirik formüllerin fit parametrelerini belirlemek için en küçük kareler yöntemi kullanılmıştır. Ayrıca tesir kesiti sistematiginin oluşturulmasında EXFOR kütüphanesinden alınan deneyel değerler kullanılmıştır. Bu veriler $45 \leq A \leq 68$ aralığındaki 20 orta ağırlıklı hedef çekirdek üzerinden 299 deneyel tesir kesiti değerini içerir. Ayrıca χ^2 ve F/N istatistiksel teknikleri, ampirik formüllerin uygunluğunu test etmek için kullanılmıştır.

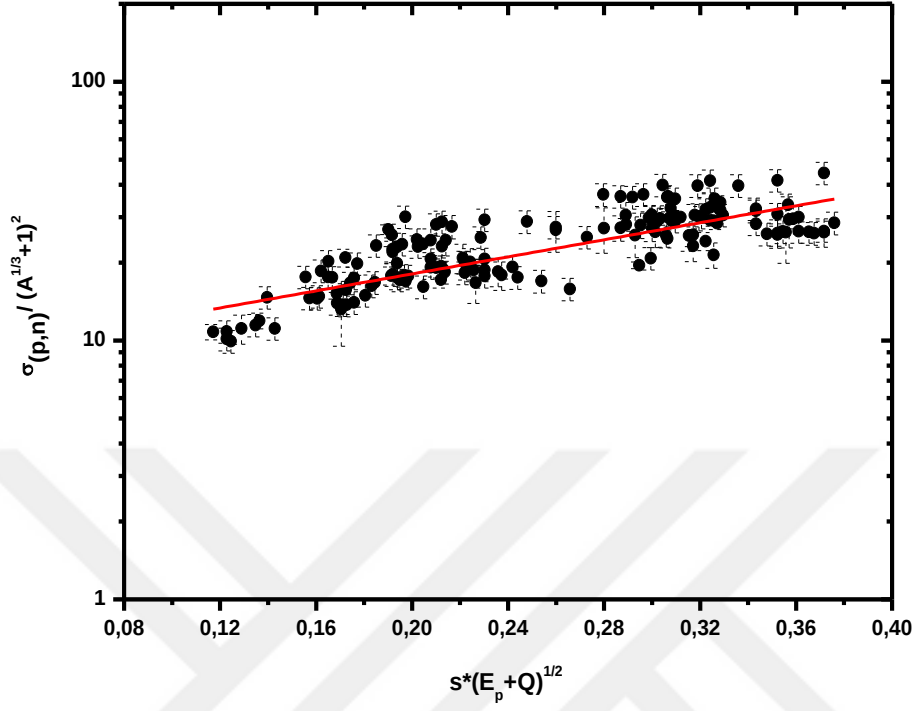
Ampirik sistematikğin elde edilmesinde kullanılan 299 deneysel veri, Adel vd. (2020), Al-Abyad vd. (2010), Avila-Rodriguez vd. (2007), Bastos vd. (1990), Blosser ve Handley (1955), Braccini vd. (2022), Colle vd. (1974), Dmitriev vd. (1968), Gadioli vd. (1974), Gadioli vd. (1981), Generalov vd. (2017), Hansen ve Albert (1962), Hermanne (1997), Hermanne vd. (1991), Hille vd. (1972), Howe (1958), Jenkins ve Wain (1970), Kormali vd. (1976), Lawriniang vd. (2019), Levkovski (1991), Little ve Lagunas-Solar (1983), Meadows (1953), Michel vd. (1979), Michel ve Brinkmann (1980), Musthafa vd. (2005), Naik vd. (2020), Rebeles vd. (2009), Singh vd. (2006), Solieman vd. (2016), Szelecsenyi vd. (1993), Szelecsenyi vd. (1998), Szelecsenyi vd. (2012), Tanaka vd. (1972), Tanaka ve Furukawa (1959), Tarkanyi vd. (1990), Thomas ve Bartolini (1968), Uddin vd. (2016), Wenrong vd. (1994), WestJr vd. (1993) ve Wing ve Huizenga (1962) tarafından literatüre kazandırılmış verilerdir. Hata değeri belirtilmeyen deneysel değerler için χ^2 hesaplamalarında hata oranı %10 olarak alınmıştır. Ayrıca elde edilen sistematikte enerji aşırılığı ($E_p + Q$) içerisinde yer alan eşik enerji E_p ve Q -değerleri TALYS 1.96 kodunda hesaplanmıştır.

Tüm bu anlatılanlar ışığında öncelikle (p,n) reaksiyon tesir kesitleri ile asimetri parametresi, eşik enerjisi ve reaksiyon Q -değerinin ilişkisi gösterilmiştir. Şekil 4.1 ve Şekil 4.2’de proton girişli (p,n) reaksiyonlarının asimetri parametresi ve enerji aşırılığına bağımlılığı sunulmuştur. Bu doğrultuda Şekil 4.1’de $10 \leq E_p \leq 11.5$ (MeV) ve Şekil 4.2’de $11.5 < E_p \leq 13$ (MeV) enerji bölgesi için (p,n) reaksiyonlarının sistematikleri, $s * (E_p + Q)^{1/2}$ parametresine karşı deneysel tesir kesitlerinin fit işlemi boyunca verilmiştir. Burada (p,n) reaksiyon tesir kesitlerinin $s * (E_p + Q)^{1/2}$ parametresine eksponansiyel bağımlılığı açıkça görülmektedir. Bu ilişki doğrultusunda 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyonlarının tesir kesiti sistematigi

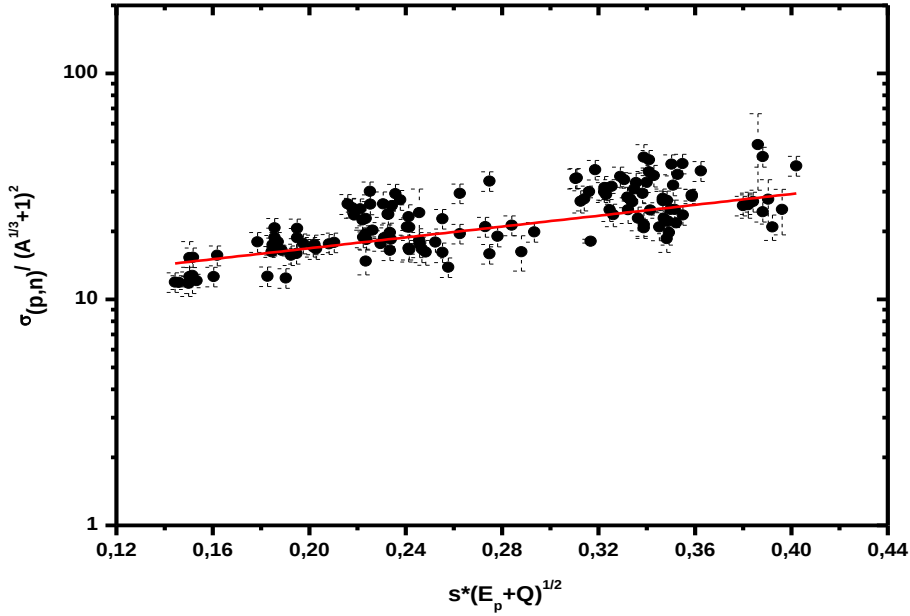
$$\sigma(p, n) = \alpha_1(A^{1/3} + 1)^2 \exp(\alpha_2 * s * (E_p + Q)^{1/2}) \quad (4.1)$$

biçiminde tanımlanmıştır. Burada α_1 ve α_2 fit parametreleridir. Fit işlemi sonucunda bu parametreler hesaplanmış ve iki ayrı enerji bölgesi için ampirik formüller aşağıdaki biçimde elde edilmiştir.

$$\sigma(p,n) = \begin{cases} 8.483(A^{1/3} + 1)^2 \exp(3.788 * s * (E_p + Q)^{1/2}) & \text{için } 10 \leq E_p \leq 11.5 \text{ MeV} \\ 9.679(A^{1/3} + 1)^2 \exp(2.766 * s * (E_p + Q)^{1/2}) & \text{için } 11.5 < E_p \leq 13 \text{ MeV} \end{cases} \quad (4.2)$$

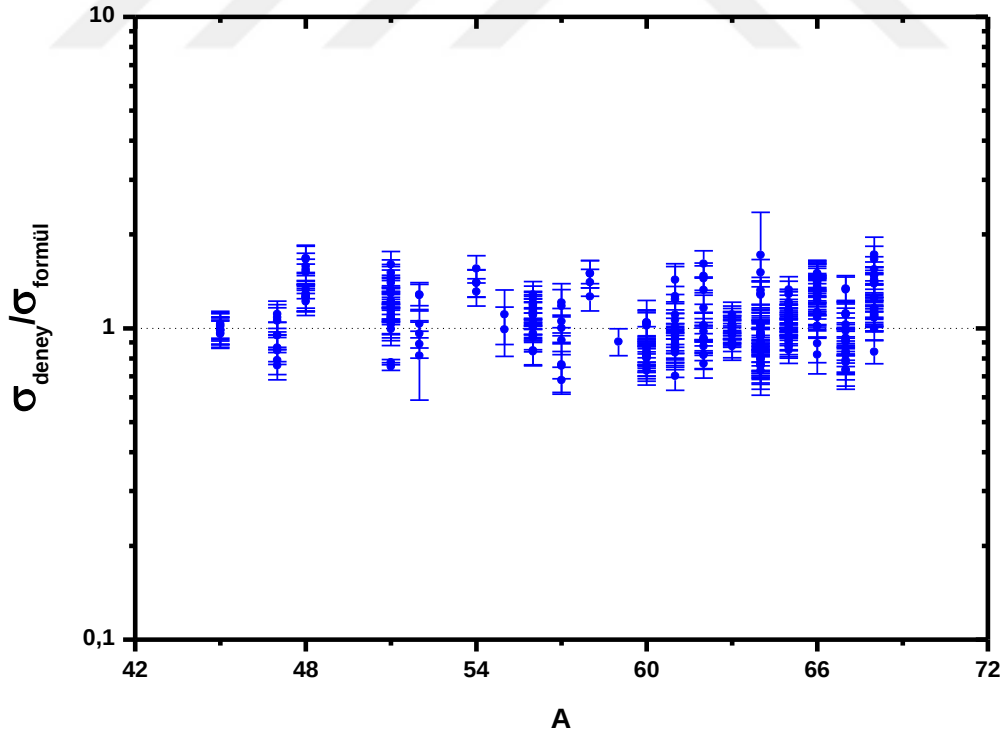


Şekil 4.1. $10 \leq E_p \leq 11.5$ (MeV) enerji bölgesinde (p,n) reaksiyonlarının sistematığı.



Şekil 4.2. $11.5 < E_p \leq 13$ (MeV) enerji bölgesinde (p,n) reaksiyonlarının sistematığı.

Araştırdığımız reaksiyon kanalı için tesir kesitleri gelme enerjisine oldukça bağımlı bulunmuştur. Dolayısıyla $10 \leq E_p \leq 13$ (MeV) gibi geniş bir enerji aralığında uygun bir fit işlemi gerçekleştirilememiştir. Bu aralığın denge ve denge-öncesi reaksiyon süreçlerinin kesiştiği bölgeler olması buna etken gibi düşünülebilir. Dolayısıyla bu bölgede gelme enerjisinin değişiminin (p,n) tesir kesitleri üzerindeki etkisi oldukça arttığından ampirik sistematik iki farklı enerji bölgesine ayrılarak değerlendirilmiştir. Eşitlik (4.2) ile verilen ampirik formüllerden hesaplanan (p,n) tesir kesitlerinin deneysel değerler ile karşılaştırılması ekler kısmında Ek A, Çizelge A.1’de sunulmuştur. Buradan görüleceği üzere bu tez çalışmasında elde edilen ampirik formüller kullanılarak elde edilen tesir kesitleri deneysel değerlere oldukça yakın sonuçlar vermiştir. Sonuçta (p,n) reaksiyon tesir kesitlerinin asimetri parametresi ve enerji aşırılığına oldukça bağımlı olduğu görülmektedir. Şekil 4.3 bu reaksiyon kanalı için deneysel değerler ile ampirik formül tesir kesiti hesaplama sonuçlarının oranını sunar. Şekil 4.3’den görüleceği üzere bu oran 1 civarında yoğunlaşmıştır. Sonuçta önerilen ampirik formüller deneysel tesir kesitlerini oldukça iyi tahmin etmiştir.



Şekil 4.3. Deneysel değerler ile bu tez çalışmasından elde edilen ampirik formül hesaplama sonuçlarının oranı.

Teorik formüllerin uygunluğunu karakterize etmek için kullanılan ki-kare (χ^2) olarak adlandırılan bir istatistiksel ölçüm metodu şuan ki sistematiğimiz için uygulanmıştır. χ^2 değeri aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\chi^2 = \frac{\Sigma}{(N-M)} = \frac{1}{(N-M)} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{deney} - \sigma_i^{hesaplama}}{\Delta \sigma_i^{deney hata}} \right)^2 \quad (4.3)$$

Burada M ve N sırasıyla, fit parametrelerinin ve deneysel verilerin sayısını gösterir. σ_i^{deney} ve $\sigma_i^{hesaplama}$ ise deneysel ve hesaplanan tesir kesitlerini sunar. $\Delta \sigma_i^{deney hata}$ parametresi, σ_i^{deney} ile verilen deneysel değerlere karşılık gelen hata oranlarıdır. Bu tezde türetilen sistematiğin uygunluğunu test etmek için kullanılan bir başka yöntem F/N hesaplamasıdır. Burada F değeri aşağıdaki gibi verilir.

$$F = \sum_{i=1}^N \left(\frac{|\sigma_i^{deney} - \sigma_i^{hesaplama}|}{\sigma_i^{hesaplama}} \right) \quad (4.4)$$

Sonuçta (p,n) reaksiyonları için elde ettiğimiz Eşitlik (4.2)'nin deneysel değerlerle uyumunu göstermek için χ^2 ve F/N değerleri hesaplanmış ve Çizelge 4.1'de sunulmuştur. 10–11.5 MeV aralığı için χ^2 ve F/N değerleri sırasıyla 5.10 ve 0.16 iken 11.5–13 MeV aralığı için 7.08 ve 0.20 olarak bulunmuştur. Özellikle düşük gelme enerjileri için hesaplanan χ^2 ve F/N değerleri diğer enerji aralığına göre daha iyi sonuç vermiştir. Hesaplanan oldukça küçük χ^2 ve F/N değerlerinden bu tezde elde edilen sistematiğin iyi bir şekilde çalıştığı sonucuna varılabilir. Sonuçta s asimetri parametresi ile ($E_p + Q$) enerji aşırılığına bağlı bir fit işleminin (p,n) reaksiyonlarını tanımlamak için yeterince güçlü olduğu görülmektedir.

Çizelge 4.1. Yeni formül için χ^2 ve F/N değerleri.

Enerji aralığı (MeV)	χ^2	N	F/N
$10 \leq E_p \leq 11.5$	5.10	160	0.16
$11.5 < E_p \leq 13$	7.08	139	0.20

4.2 Proton Girişli Reaksiyonlar için Nükleer Model Hesaplamaları

Tezin bu kısmında, $45 \leq A \leq 70$ kütle bölgesindeki deneysel değerleri bulunan (p,n), (p,2n) ve (p, α) reaksiyonlarının tesir kesitlerinin nükleer model hesaplamaları yapılmıştır. Bu doğrultuda 48 reaksiyonun çeşitli nükleer model hesaplamaları

TALYS 1.96, ALICE/ASH ve CEM03.01 kodları kullanılarak 50 MeV’lik enerjiye kadar gerçekleştirilmiştir. Hesaplamaları yapılan nükleer reaksiyonlar aşağıda verilmiştir.

(p,n) reaksiyonları; $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$, $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$.

(p,2n) reaksiyonları; $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$.

(p, α) reaksiyonları; $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$.

Hesaplamalarda, nükleer seviye yoğunluğu, denge ve denge-öncesi modeller ve bu modellerdeki preeqmode parametreleri, optik model ve bu model içerisindeki jlmmode parametreleri değiştirilerek tesir kesitleri üzerine etkileri incelenmiştir.

4.2.1 Nükleer kodların varsayılan parametreleri ile tesir kesiti hesaplamaları

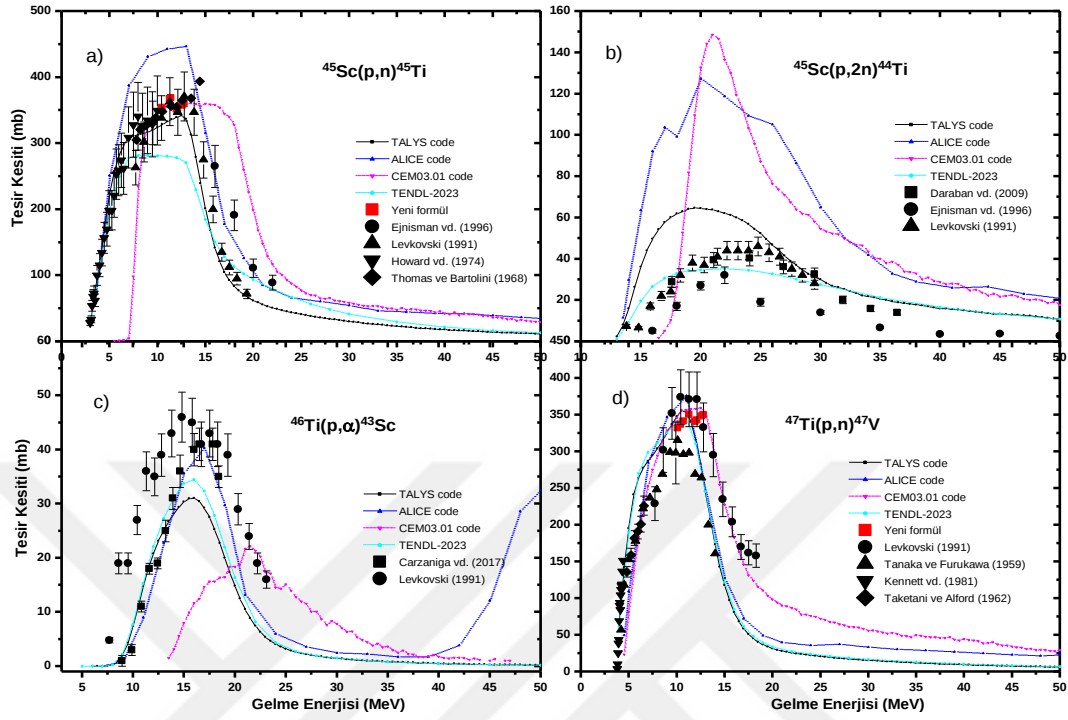
Burada TALYS 1.96, ALICE/ASH ve CEM03.01 kodlarının varsayılan (default) girdi parametreleri boyunca tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Yukarıda verilen nükleer reaksiyonlar üzerinden yapılan bu hesaplamaların sonuçları TENDL-2023 verileri ve deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Ayrıca ilk kısımda elde edilen ampirik formüller kullanılarak (p,n) reaksiyonlarının tesir kesitleri hesaplanmış ve deney ile teori arasındaki karşılaştırmaya dahil edilmiştir.

Şekil 4.4-Şekil 4.15’te tüm bu hesaplama sonuçları sunulmuştur. TALYS 1.96 kodu hesaplamalarının CEM03.01 ve ALICE/ASH hesaplamalarına oranla genel olarak deneysel değerlere daha yakın sonuçlar verdiği gözlenmiştir. CEM03.01 ile gerçekleştirilen hesaplamalardan elde edilen uyarılma fonksiyonları çoğunlukla ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodlarından hem büyüklük hem de yapı olarak oldukça

farklıdır. TALYS 1.96 ve ALICE/ASH uyarılma fonksiyonu yapılarının ise birkaç reaksiyon hariç büyük benzerlikler gösterdiği yapılan hesaplamalardan görülmektedir. İlaveten bu iki kod hesaplamalarının bazı reaksiyonlar için büyüklük olarak da yakın sonuçlar verdiği tespit edilmiştir. Yalnızca (p,α) reaksiyonları için yüksek enerjilerde ALICE/ASH kodunun uyarılma fonksiyonları yapı olarak diğer kodlardan ayrılmaktadır. Üç kodla hesaplanan (p,α) uyarılma fonksiyonları önce eşikten bir maksimum noktaya ulaşmakta sonra artan enerjiyle tesir kesitleri düşüş eğilimine sahip olmaktadır. İşte ALICE/ASH kodu bu düşüşün ardından uyarılma fonksiyonunun kuyruk bölgesinde tekrar artış eğiliminde tesir kesitleri verir. (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için elde edilen ampirik formüllerden hesaplanan verilerin deneyle çoğu reaksiyon için uyumlu olduğu gözlenmiştir. TALYS 1.96 kodu ve TENDL-2023 uyarılma fonksiyonlarının benzer yapıya sahip olduğu da yapılan hesaplamalardan görülmüştür. (p,n), (p,2n) ve (p,α) reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgeler yapılan hesaplamalardan: (p,n) reaksiyonu için $E_p = 7\text{--}17$ MeV, (p,2n) reaksiyonu için $E_p = 17\text{--}27$ ve (p,α) reaksiyonu için $E_p = 15\text{--}20$ MeV olarak elde edilmiştir. Aşağıda tüm reaksiyonlar için çıkartılabilecek sonuçlar özetlenmiştir.

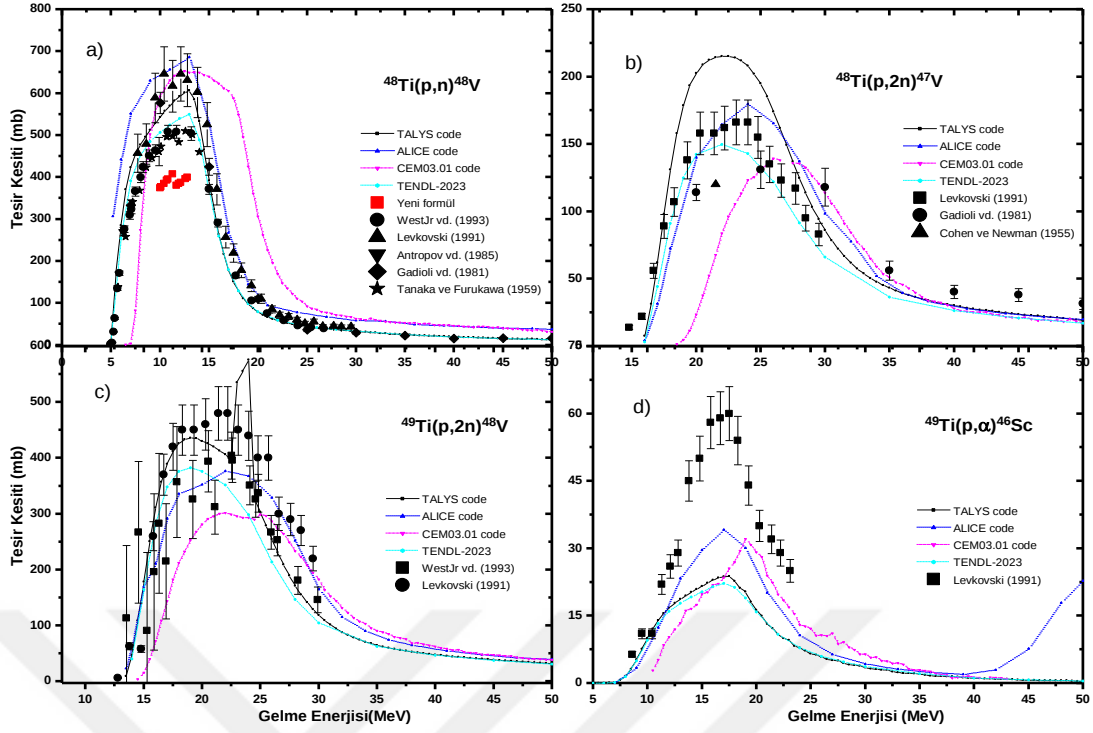
Şekil 4.4’de $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$, $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ ve $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonlarının tesir kesitleri verilmiştir. $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için TALYS 1.96 hesaplamalarının genel olarak deneysel değerlerle uyumlu olduğu görülmektedir. Yine ampirik sistematikten elde edilen tesir kesitlerinin ölçümlerle uyumu bu reaksiyon için oldukça iyidir. $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonunun sonuçları incelendiğinde, ALICE/ASH ve CEM03.01 hesaplamalarının deneysel değerlerin oldukça üzerinde kaldığı görülmektedir. Diğer taraftan bu reaksiyon için TALYS 1.96 hesaplamaları yalnızca 25–30 MeV aralığında deneysel sonuçlarla uyumlu çıkmıştır. TENDL-2023 uyarılma fonksiyonunun ise deneysel değerlerle iyi bir harmoni yakaladığı belirtilebilir. $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ reaksiyonu için deneysel değerler genel olarak hesaplamaların üzerinde yer almakla beraber, CEM03.01 kodu hariç düşük enerjilerde hesaplama ve ölçümler arasındaki uyum iyidir. Bu reaksiyon için özellikle ALICE/ASH hesaplamalarının deneysel değerlerle uyumu diğer kod hesaplamalarına oranla daha iyidir. $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonu için yapılan hesaplamaların 13 MeV’lik proton enerjisine kadar deneyle yakın sonuçlar verdiği görülmektedir. Bu enerjinin ötesinde CEM03.01 hesaplamaları diğer hesaplamaların

üzerinde kalmıştır. Ayrıca ampirik sistematikten elde edilen verilerin deneysel verilerle uyumu oldukça iyidir.



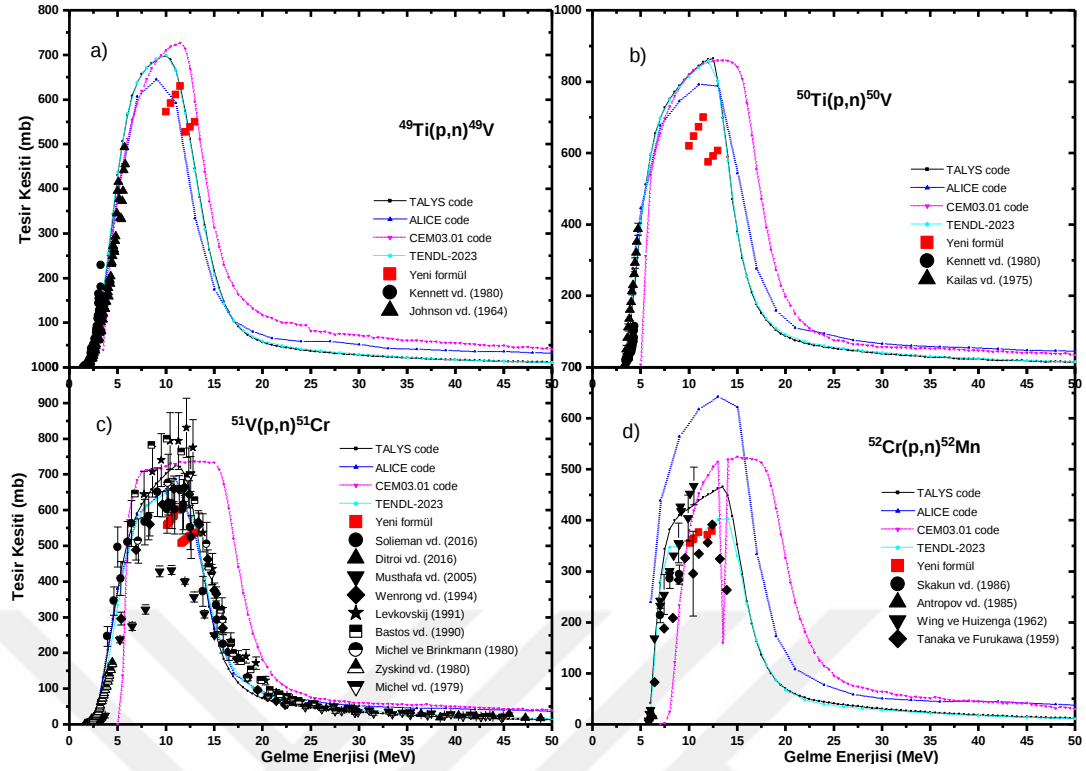
Şekil 4.4. a) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$, b) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ c) $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ d) $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonlarının ALICE/ASH, CEM03.01 ve TALYS 1.96 kodları ile hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.

$^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ ve $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları Şekil 4.5’de gösterilmiştir. $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ reaksiyonu için TALYS 1.96 hesaplamaları ve TENDL-2023 verilerinin deneysel verilerle uyumu oldukça iyidir. Ancak ampirik sistematikten hesaplanan tesir kesiti verileri diğer tüm verilerin bir miktar altında kalmıştır. $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$ reaksiyonu için uyarılma fonksiyonlarının maksimum verdiği bölgede ALICE/ASH ve TENDL-2023 verileri deneyle kabul edilebilir bir uyum sağlamıştır. $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonu için iki farklı araştırmacının yaptığı deneyler büyük hata oranlarıyla çok dağınık bir yapı oluşturmuştur. Nükleer kodlarla yapılan model hesaplamaları bu iki ölçümle benzer tesir kesiti değerlerine sahiptir. $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ reaksiyonu için düşük enerjilerdeki bir iki deneysel veri noktası hariç model hesaplamaları deneysel değerlerin altında sonuçlar vermiştir.



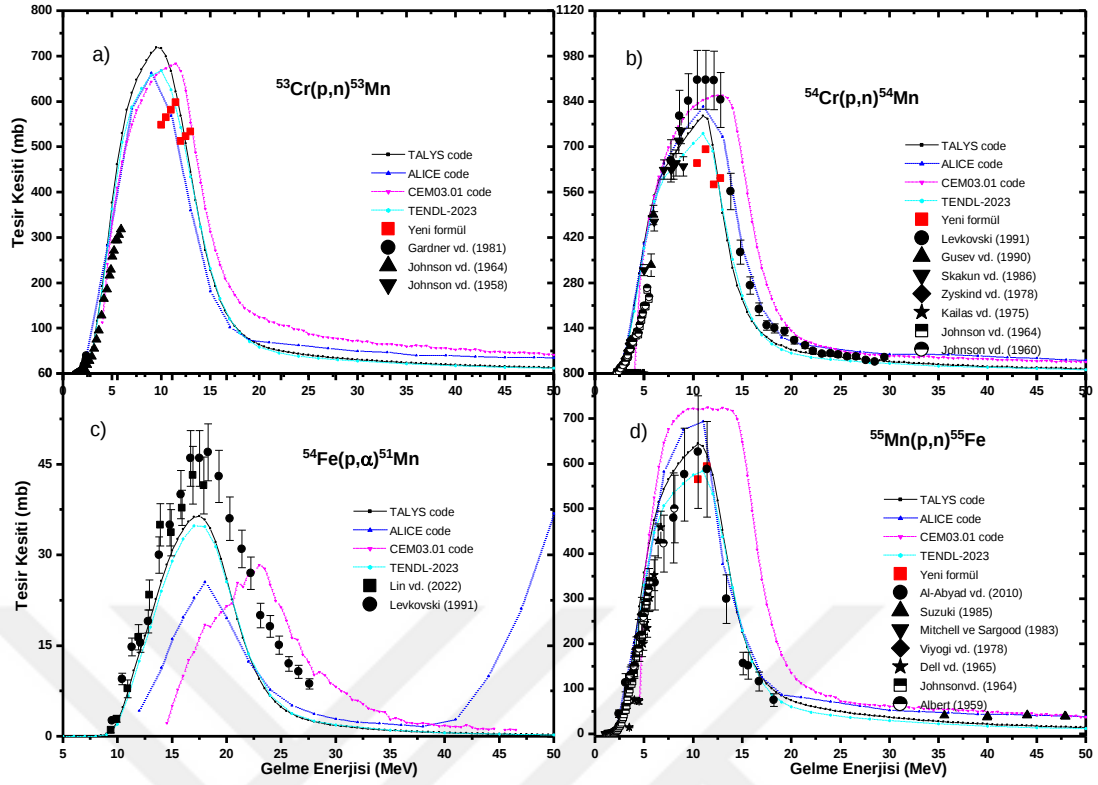
Şekil 4.5. a) $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ b) $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$ c) $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.

$^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ ve $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları Şekil 4.6'da sunulmuştur. $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ reaksiyonu için yapılan kod hesaplamaları deneysel değerler ile çok iyi örtüşmüştür. Ampirik formüllerle elde edilen tesir kesiti değerleri ile model hesaplamaları arasındaki uyum oldukça iyidir. $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu için ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodları ile yapılan hesaplamalar düşük enerjilerde yapılmış olan ölçümlerle benzer sonuçlar vermiştir. Bu reaksiyon için ampirik sistematik ve kod tahminleri arasındaki uyum tatmin edici değildir. $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ reaksiyonu için ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodları ile gerçekleştirilen hesaplama sonuçları deneysel uyarılma fonksiyonları ile oldukça uyumlu gözükmemektedir. Bu uyum, CEM03.01 ile deney arasında uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölge dışında oldukça azdır. Bu reaksiyon için ampirik formüller ile hesapladığımız tesir kesiti değerleri deneysel değerlerle uyumlu görünmektedir. $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonu için TALYS 1.96 kodu ile elde edilen uyarılma fonksiyonu bir kaç veri haricinde deneysel değerlerle kabul edilebilir bir uyum sağlamıştır. Ayrıca ampirik sistematikten hesapladığımız tesir kesiti değerleri de deneysel değerlerle genel bir uyum içindedir.



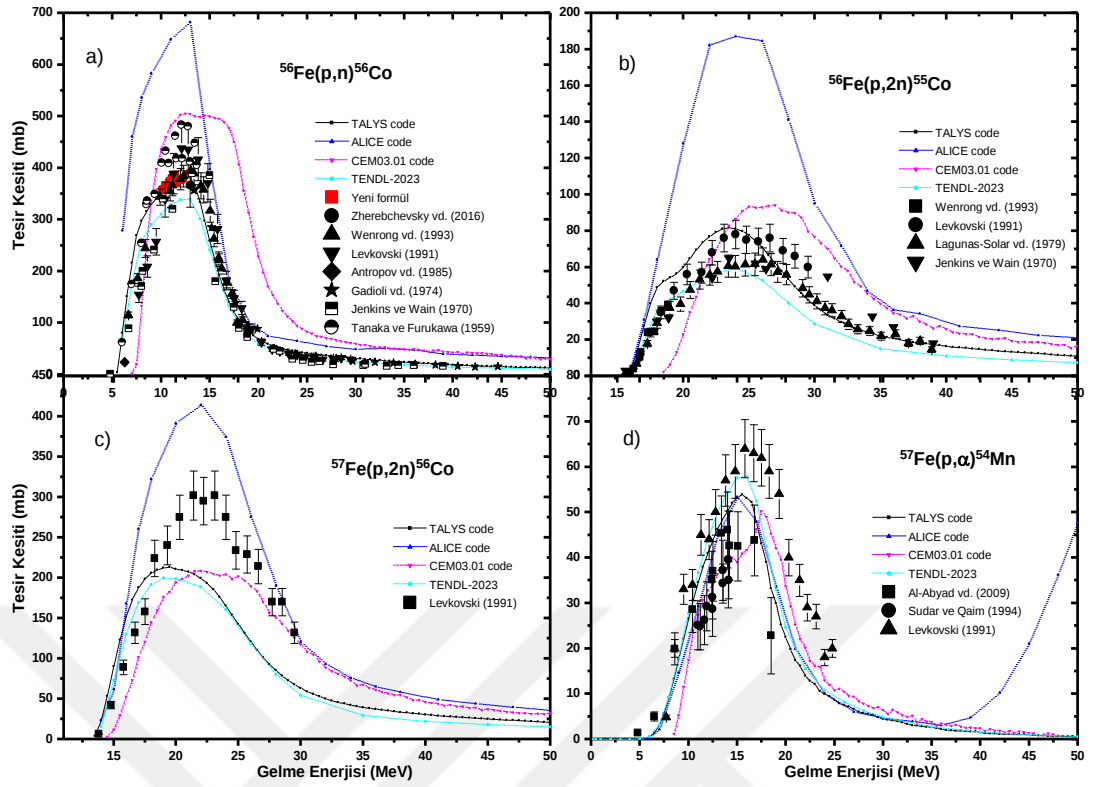
Şekil 4.6. a) $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ b) $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ c) $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ d) $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.

Şekil 4.7'de $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ ve $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ nükleer reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları gösterilmiştir. $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ reaksiyonu için nükleer kodlarla model hesaplamaları yalnızca düşük enerjilerde mevcut olan ölçümlerle kabul edilebilir bir uyum içindedir. Diğer taraftan ampirik sistematik boyunca hesaplanan veriler de kod hesaplamalarıyla benzer bölgelerde yer almaktadır. $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu için nükleer kodlarla elde edilen model temelli uyarılma fonksiyonlarının yapısı ölçülen tesis kesitleriyle genel bir uyum içindedir. Ampirik formüllerden elde edilen veriler ise deneysel değerlerin altında kalmıştır. $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonu için 20 MeV'lik enerjiye kadar TALYS 1.96 kodu ile elde edilen tesis kesiti değerleri deneysel değerler ile genel olarak benzer sonuçlara sahiptir. Ancak artan enerjiyle bu uyum kaybolmuş ve TALYS 1.96 hesaplamaları deneysel değerlerin altında kalmıştır. $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonu için TALYS 1.96 ve ALICE/ASH hesaplamaları deneysel değerlerle oldukça yakın sonuçlar vermiştir. Ampirik sistematikten elde edilen hesaplama sonuçları da deneysel değerlerin bulunduğu bölgede yer almaktadır.



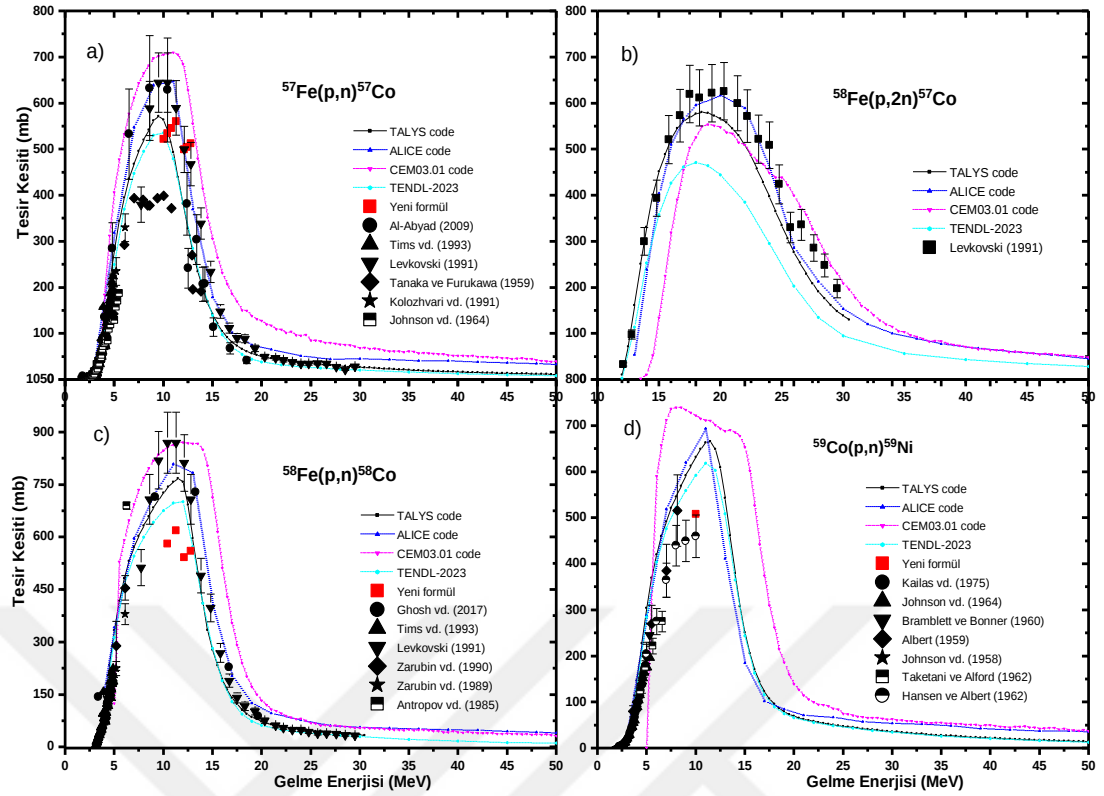
Şekil 4.7. a) $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ b) $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ c) $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ d) $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonları için Şekil 4.4’teki aynı işlem yapılmıştır.

Şekil 4.8’de $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$, ve $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonlarının nükleer uyarılma fonksiyonları gösterilmiştir. $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ reaksiyonu için TALYS 1.96 kodu hesaplamaları deneysel değerler ile kabul edilebilir bir uyum sağlamıştır. Ayrıca ampirik sistematığın hesaplama sonuçları da deneysel değerlerle mükemmel bir uyum vermiştir. $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ reaksiyonu için ALICE/ASH kodu ile gerçekleştirilen hesaplamalar sonucunda elde edilen uyarılma fonksiyonu diğer tüm verilerin üzerinde yer almaktadır. Diğer taraftan TALYS 1.96 ve TENDL-2023 sonuçları deneysel değerler ile kabul edilebilir bir uyum üretmiştir. CEM03.01 kodunun tahminleri ile deneysel değerler arasındaki uyum ise 20–25 MeV’lik gelme enerjisinin dışında oldukça düşüktür. $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ reaksiyonu için 18 MeV’lik proton enerjisine kadarki gerçekleştirilen kod hesaplamaları deneyle kabul edilebilir bir uyum sağlarken 18–25 MeV’lik aralıkta bu uyum kaybolmuştur. 25 MeV’in üzerindeki deneysel verilerin en iyi tahmini ise ALICE/ASH ve CEM03.01 kodu ile sağlanmıştır. $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu için yaklaşık 19 MeV’lik enerjiye kadar deneysel değerler ile kod hesaplamaları uyumlu görünürken bu enerjinin ötesinde hesaplamalar deneysel değeri düşük tahmin etmiştir.



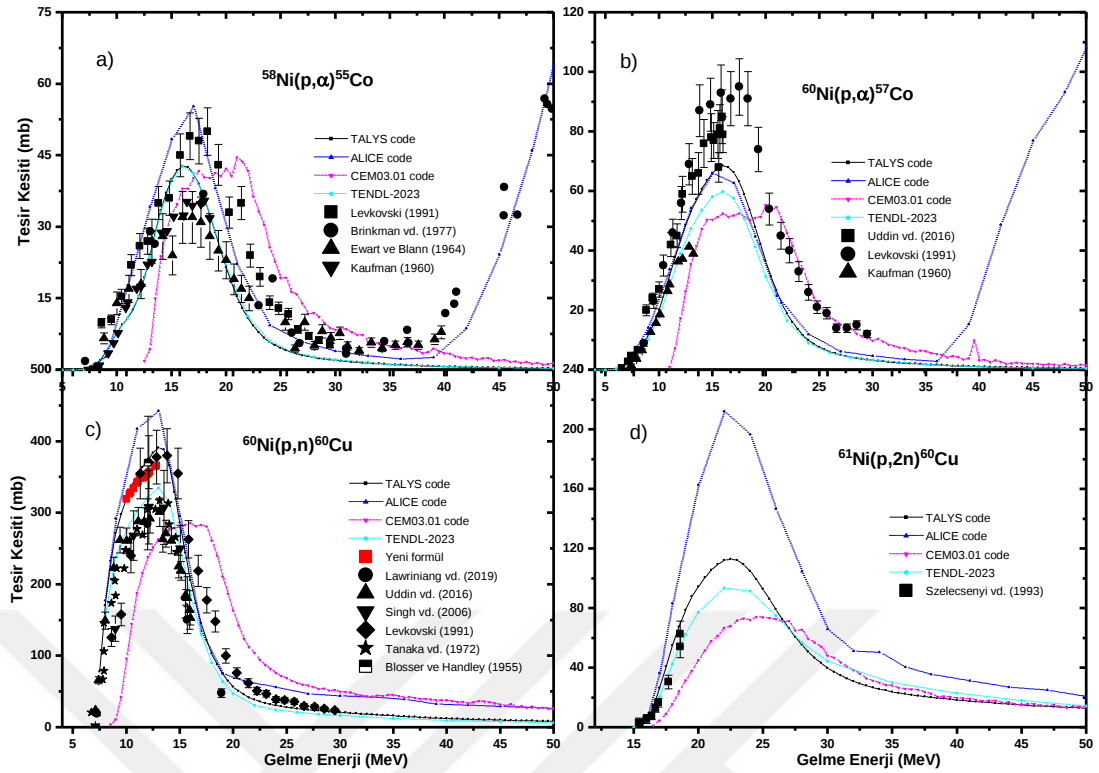
Şekil 4.8. a) $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ b) $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ c) $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ d) $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.

$^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ ve $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonlarının tesir kesitleri Şekil 4.9'da gösterilmiştir. $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ reaksiyonu için TALYS 1.96 ve ALICE/ASH sonuçları deneysel tesir kesiti değerleri ile kabul edilebilir bir uyum sağlamıştır. Ayrıca ampirik sistematikten elde edilen hesaplama sonuçları deneysel değerleri genelde iyi kestirmiştir. $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ reaksiyonu için TALYS 1.96 ve ALICE/ASH kodları ile elde edilen uyarılma fonksiyonları deneysel değerlerle iyi bir harmoni yakalamıştır. CEM03.01 ile 13 MeV'in üzerindeki hesaplamalar haricinde $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ reaksiyonu için nükleer kodlarla hesaplanan tesir kesitleri deneysel değerler ile uyumlu görünmektedir. Ampirik formüllerin tesir kesiti sonuçları ise deneysel değerlerin altında kalmıştır. $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonu için düşük enerjilerde TALYS 1.96 ve ALICE/ASH kodlarının sonuçları deneysel değerlerle uyumlu görünürken artan enerjiyle bu uyum azalmaktadır. Ampirik sistematik ile yapılan tesir kesiti hesaplaması deneyle benzer sonuç vermiştir.



Şekil 4.9. a) $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ b) $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ c) $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ d) $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.

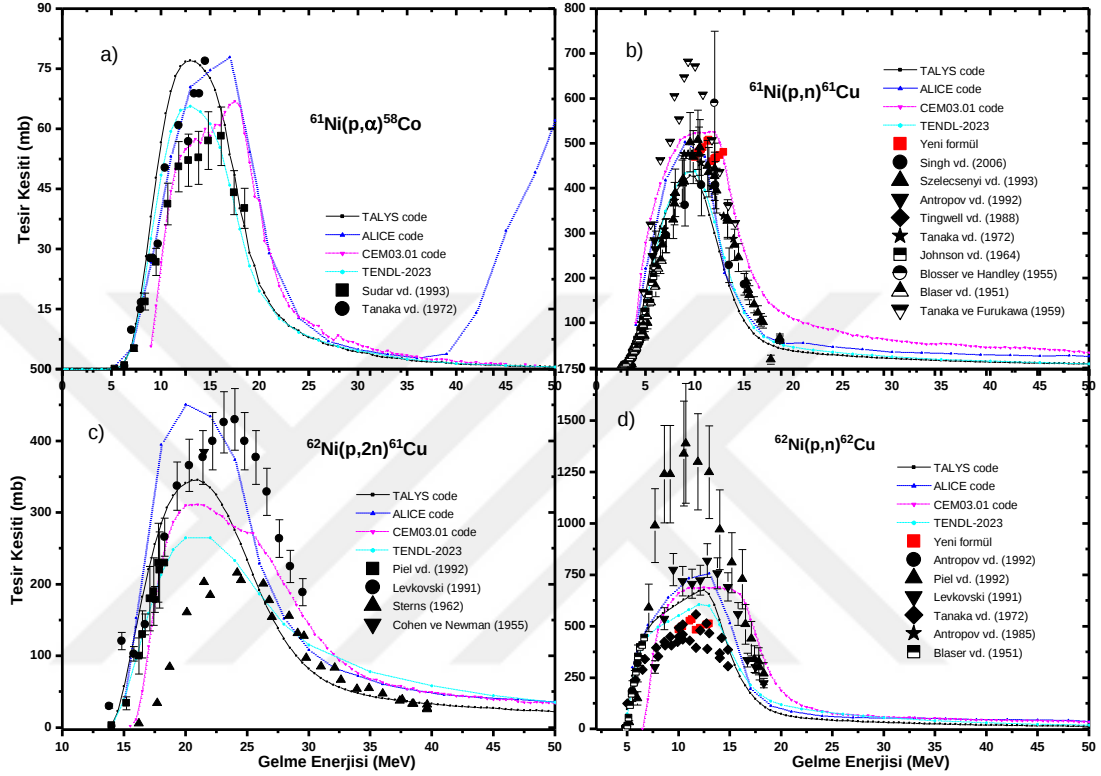
Şekil 4.10'da $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ ve $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonlarının tesir kesitleri verilmiştir. $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ reaksiyonu için 40 MeV'lik enerjiye kadar TALYS 1.96 ve ALICE/ASH kodları ile hesaplanan tesir kesitleri genel olarak deneysel değerlerle uyumlu görünmektedir. 40 MeV'in ötesindeki uyarılma fonksiyonunun kuyruk kısmında yalnızca ALICE/ASH hesaplamaları deneyle örtüşmektedir. $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ reaksiyonu için CEM03.01 kodu ile yaklaşık 20–30 MeV arasında yapılan hesaplamalar deneyle mükemmel bir eşleşme gösterirken bu uyumdan diğer enerji değerlerinde bahsetmek zordur. Uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgeye kadar TALYS 1.96 ve ALICE/ASH kodlarının model temelli sonuçları deneyle kabul edilebilir bir uyum sağlamıştır. Maksimum bölgede ise deneysel değerler, hesaplamaların üzerinde yer almaktadır. $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonu için TALYS 1.96 kodunun tesir kesiti hesaplamaları yapılan ölçümlerle genelde uyumlu gözükmektedir. Ayrıca TALYS 1.96 kodunun verileri bu tezde elde edilen ampirik sistematik ile hesaplanan tesir kesiti değerleri ile de uyumludur. $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonu için TALYS 1.96 ve TENDL-2023 verileri düşük enerjilerde yer alan ölçümlerle örtüşmektedir.



Şekil 4.10. a) $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ b) $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ c) $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ d) $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.

$^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ ve $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonlarının tesis kesitleri Şekil 4.11'de gösterilmiştir. $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ reaksiyonu için uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede CEM03.01 kodunun tesis kesiti değerleri ile Sudar vd. (1993) tarafından yapılan deney arasında kabul edilebilir bir uyum sağlanmıştır. Tanaka vd. (1972)'nin deneysel değerlerini ise çoğunlukla ALICE/ASH kodu iyi bir şekilde tahmin etmiştir. $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonu için ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodları tarafından yapılan hesaplama sonuçları özellikle uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgedeki bir kaç veri noktası haricinde deneysel değerleri iyi bir biçimde tahmin etmiştir. Bu reaksiyon için ampirik formül hesaplamaları da deneysel değerler ile genel olarak iyi bir uyum sağlamıştır. $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonu için Stearns (1962) tarafından ölçülen uyarılma fonksiyonu diğer deneysel değerlerin oldukça altında kalmıştır. 25 MeV'in ötesindeki enerjilerde genel olarak Stearns (1962)'nin bu verileri ALICE/ASH ve TALYS 1.96 hesaplama sonuçlarıyla genel bir uyum sağlamıştır. Diğer taraftan yaklaşık 18 MeV'lik proton enerjisine kadar kod hesaplamaları diğer deneysel değerler ile uyumlu gözükmektedir. $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede Piel vd. (1992)'nin deneysel değerleri

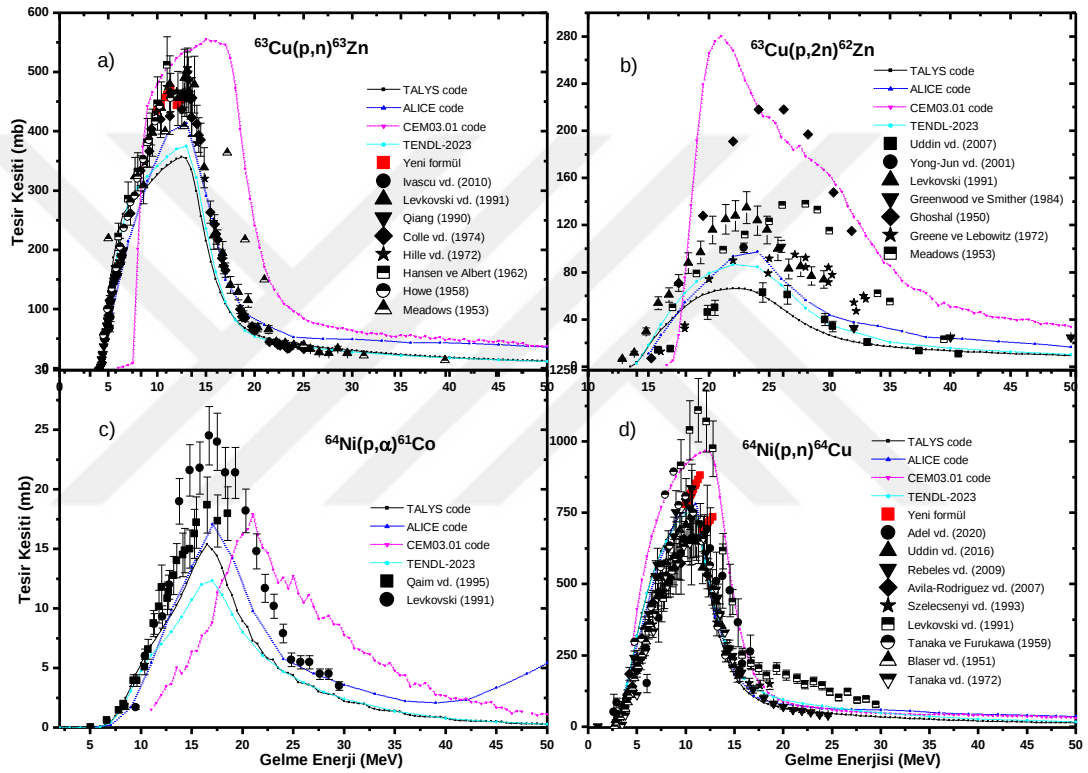
hesaplamaların oldukça üzerinde kalırken Tanaka vd. (1992)'nin ölçümleri ise altında yer almaktadır. Tanaka vd. (1992)'nin deneysel verileri ampirik sistematüğimizin hesaplama sonuçları ile oldukça uyumludur. Bu reaksiyon için özellikle düşük enerjilerde kod hesaplamaları deneysel değeri oldukça iyi kestirmiştir.



Şekil 4.11. a) $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ b) $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ c) $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ d) $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.

Şekil 4.12'de $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ ve $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları gösterilmiştir. $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ reaksiyonu için düşük enerjilerde ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodları deneysel değeri oldukça iyi tahmin etmiştir. 15 MeV'in ötesindeki enerjilerde yine bu kodlarla yapılan hesaplamalar CEM03.01 sonuçlarına oranla daha başarılı görünmektedir. Bu tezin ampirik formülleri deneysel değeri bu reaksiyon için mükemmel bir şekilde kestirmiştir. $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonu için CEM03.01 kodunun uyarılma fonksiyonunun yapısı diğer kodlardan oldukça farklı görünmektedir. Bu reaksiyon için deneysel değeri oldukça dağınık bir yapıya sahiptir. Genel olarak ALICE/ASH tahminleri diğer kodların hesaplamalarına oranla deneysel değere daha yakın sonuçlar üretmiştir. $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ reaksiyonu için uyarılma fonksiyonlarının

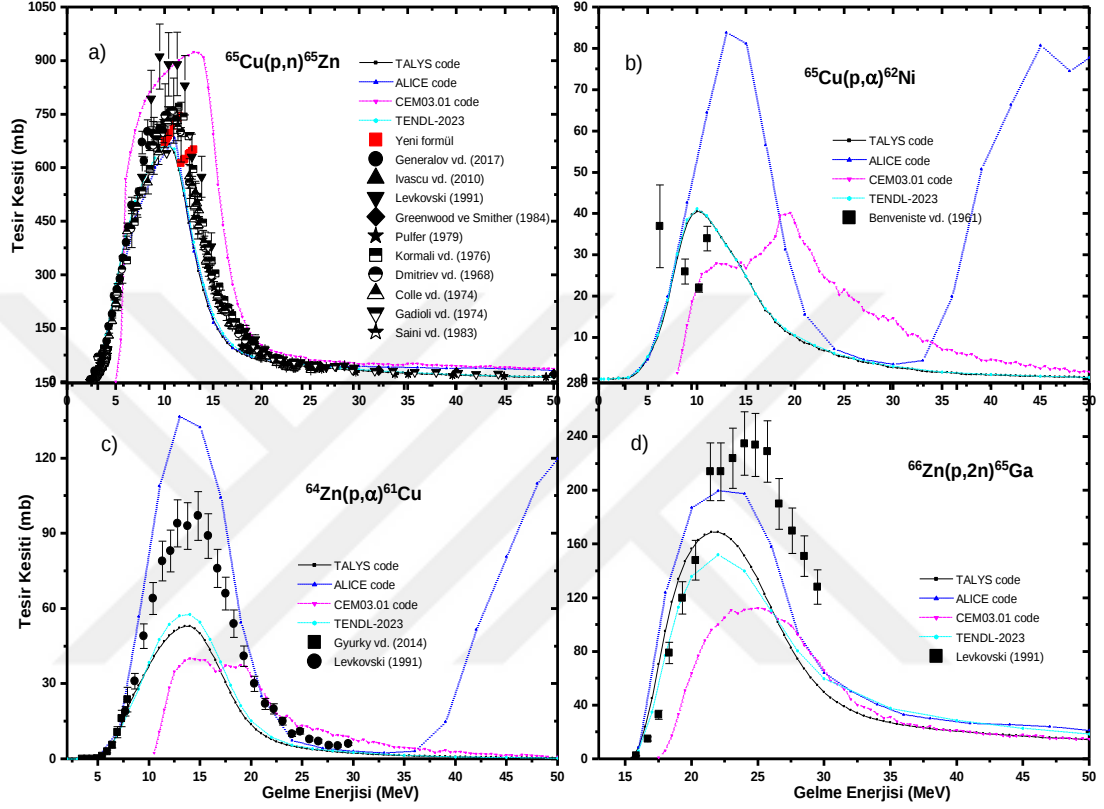
maksimum olduğu bölgede yapılan tesir kesiti hesaplamaları deneysel değerlerin altında kalmıştır. Maksimum bölgeye kadar ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodlarının hesaplamaları ise deneyle kabul edilebilir bir uyum sağlamıştır. $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için deneysel değerlerin büyük bir kısmı ile ALICE/ASH ve TALYS 1.96 hesaplamaları benzer sonuçlar üretmiştir. Diğer taraftan uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede CEM03.01 kodunun hesaplamaları birkaç deneysel değerle uyushmaktadır. Ampirik formüller ile yapılan hesaplamalar bu reaksiyon için deneysel değerler ile iyi bir uyum göstermiştir.



Şekil 4.12. a) $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ b) $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ c) $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ d) $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.4’teki aynı işlem yapılmıştır.

Şekil 4.13’de $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ ve $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ reaksiyonlarının nükleer uyarılma fonksiyonları gösterilmiştir. $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ reaksiyonu için ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodları boyunca hesaplanan uyarılma fonksiyonları deneysel değerler ile kabul edilebilir bir uyum sağlamıştır. Yine ampirik formüllerin tesir kesiti sonuçları deneysel değerler ile mükemmel bir uyum içerisindedir. $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ reaksiyonu için yapılan ölçüm sonucunda elde edilen tesir kesiti değerleri dağınık bir yapıya sahiptir. Bu deneysel tesir kesiti değerleri genel olarak kod hesaplamalarının olduğu bölgede yer almaktadır. $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonu için uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede deneysel

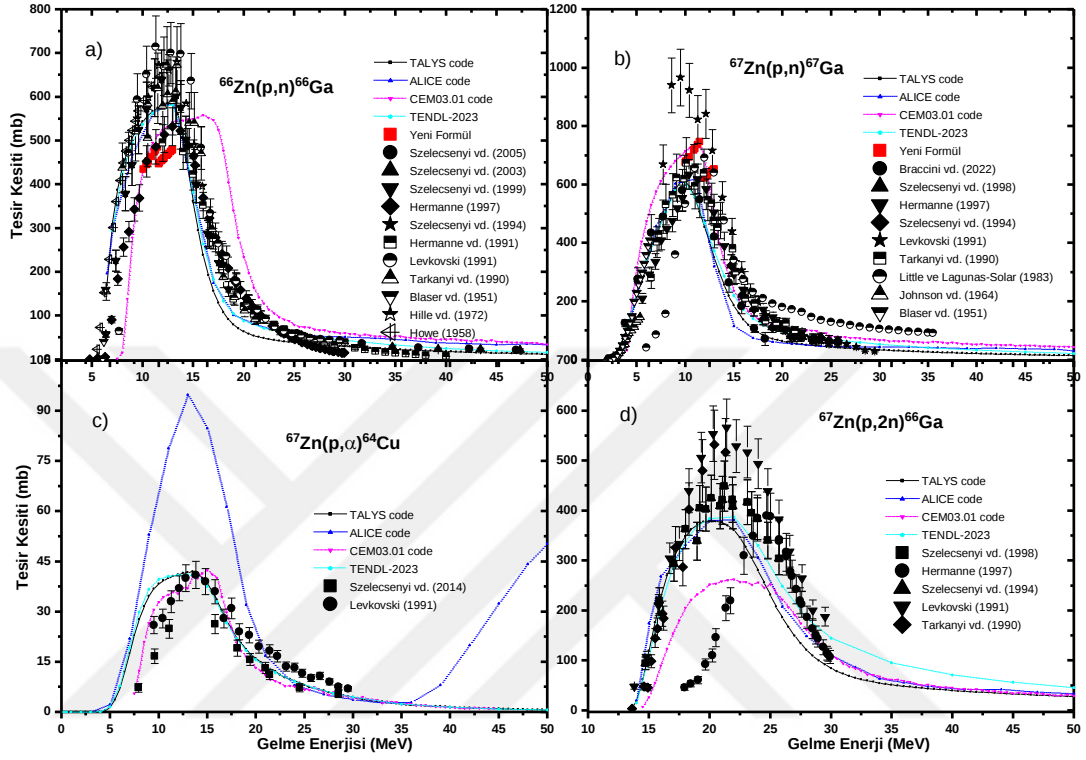
değerler, ALICE/ASH ve diğer hesaplamaların arasında kalmıştır. Maksimum bölgenin dışındaki enerjilerde ise deneysel değerleri en iyi tahmin eden kod ALICE/ASH olarak gözükmeştir. $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ reaksiyonu için deneysel değerlerin düşük enerjilerdeki değerlerini TALYS 1.96 kodu iyi üretmiştir. Diğer deneysel veri noktaları ise hesaplamaların bir miktar üzerinde kalmıştır.



Şekil 4.13. a) $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ b) $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ c) $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ d) $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.

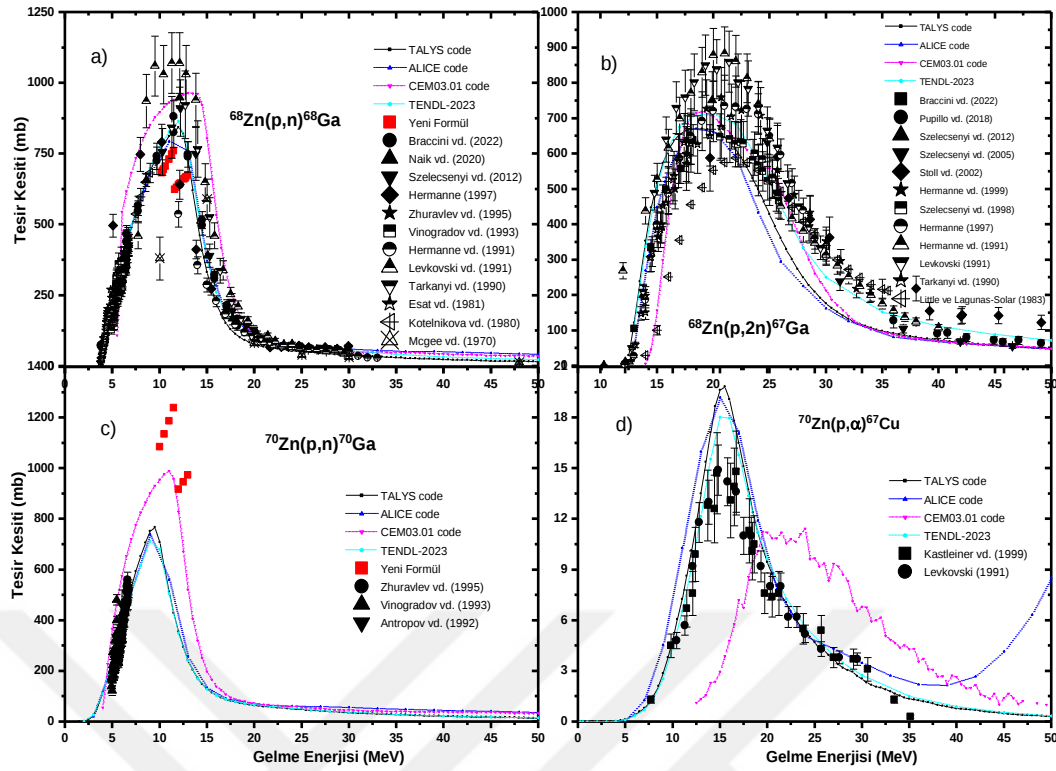
$^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ ve $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonlarının tesir kesitleri Şekil 4.14'de gösterilmiştir. $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonu için ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodlarıyla gerçekleştirilen hesaplamalar genel olarak deneysel değerleri iyi bir biçimde üretmiştir. Ampirik formüller elde edilen tesir kesiti değerleri hem CEM03.01 kodu hem de deneysel değerlerin bulunduğu bölgede yer almaktadır. $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonu için nükleer kodlar boyunca gerçekleştirilen model hesaplamaları bir kaç veri dışında deneysel değerleri oldukça iyi kestirmiştir. Yine ampirik sistematüğimizin hesaplama sonuçları ile deneysel değerler arasındaki uyum oldukça iyidir. $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için düşük enerjilerde CEM03.01 kodunun tahminleri deneyle örtüşmektedir. ALICE/ASH kodunun uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede yaptığı tahminler diğer tesir kesiti verilerine oranla

oldukça yüksektir. $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonu için deneysel değerler özellikle 17 MeV'in üzerinde hesaplamaların bir parça üzerinde yer alsa da genel olarak deneysel değerler ile ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodlarının hesaplama sonuçları kabul edilebilir bir uyum göstermiştir.



Şekil 4.14. a) $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ b) $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ d) $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.

$^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ ve $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ nükleer reaksiyonlarının tesis kesitleri Şekil 4.15'de sunulmuştur. $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ reaksiyonu için yapılan model temelli hesaplamalar genel olarak deneysel değerler ile örtüşmektedir. Ayrıca ampirik tesis kesiti sistemi kullanılarak yapılan hesaplamalar ile deneyler arasındaki uyum da kabul edilebilirdir. $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonu için gerçekleştirilen model hesaplamaları 25–40 MeV aralığındaki veriler hariç deneyle uyumlu görünmektedir. $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ reaksiyonu için düşük enerjilerde mevcut olan deneysel değerler ile model hesaplamalarının uyumu oldukça iyidir. Ampirik formüllerin hesaplamalarının bulunduğu bölgede mevcut ölçülmüş deneysel veriler literatürde bulunmamaktadır. Burada ampirik formül hesaplamalarının kod tahminlerinin üzerinde sonuçlar verdiği görülmüştür. $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonu için deneysel değerler ile TALYS 1.96 kodunun hesaplama sonuçları arasındaki uyum bir kaç veri noktası hariç oldukça iyidir.

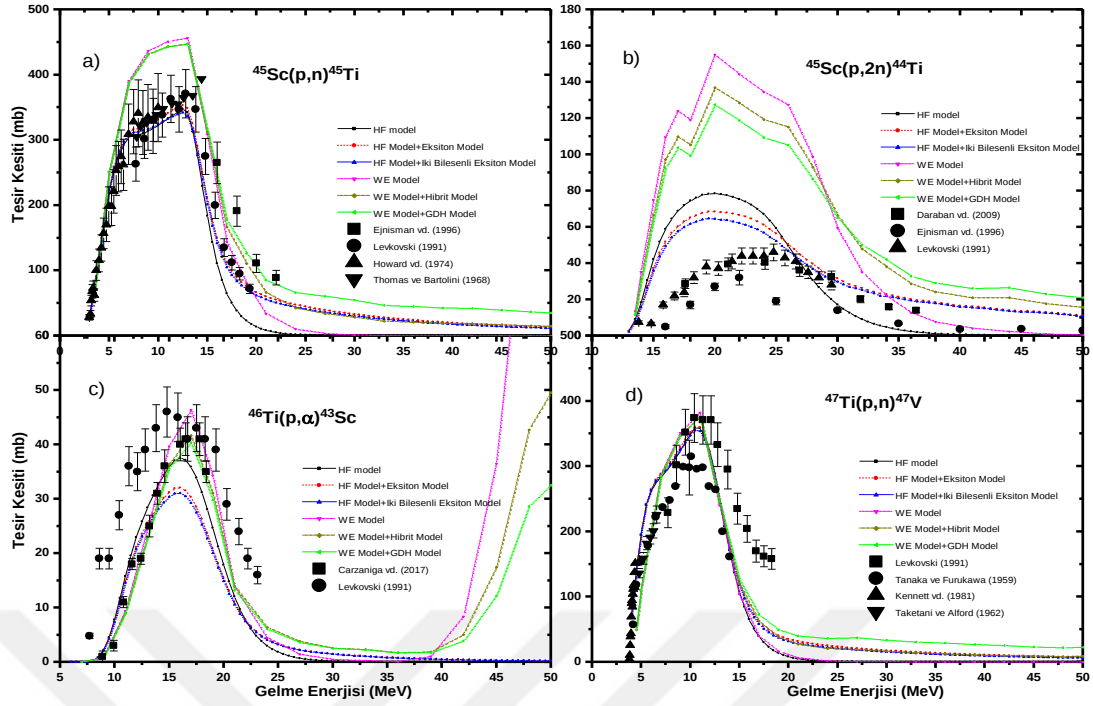


Şekil 4.15. a) $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ d) $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.4'teki aynı işlem yapılmıştır.

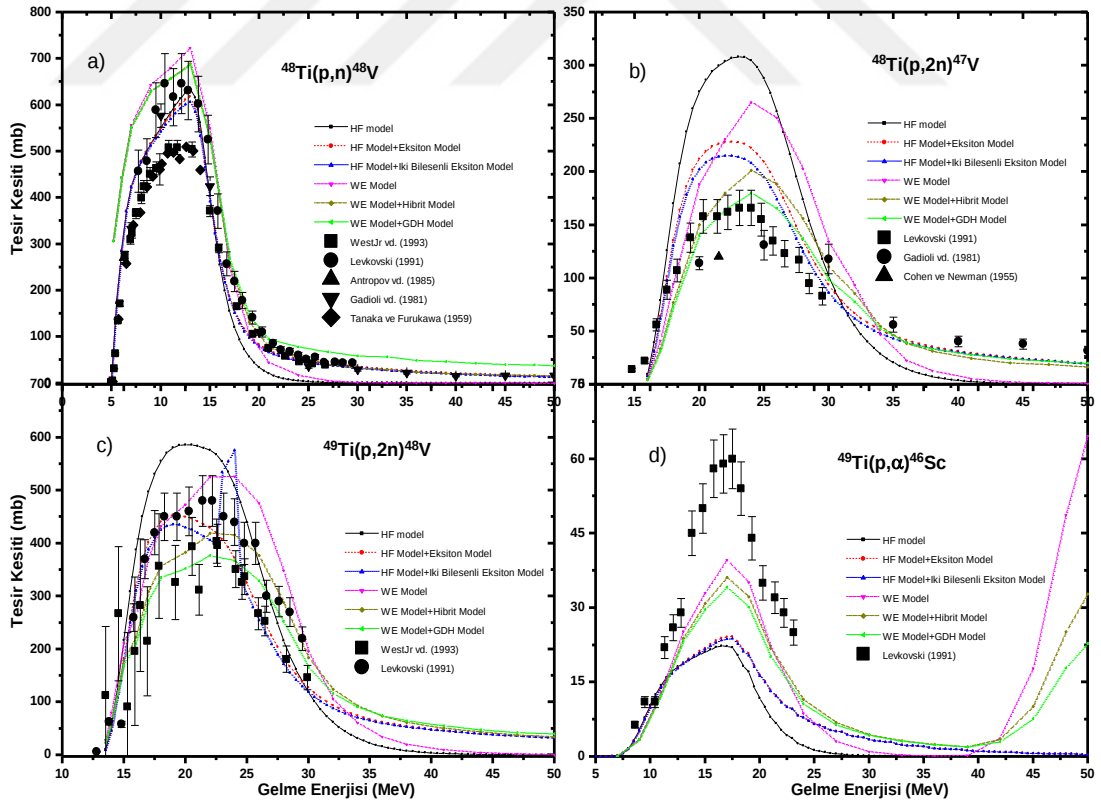
4.2.2 Denge ve denge-öncesi etkiler ile tesir kesiti hesaplamaları

Bu kısımda denge ve denge-öncesi yayınlanma süreçlerinin (p,n), (p,2n) ve (p,α) uyarılma fonksiyonlarının yapısı üzerine etkilerine bakılmıştır. Bu düşünce altında ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodları içerisinde farklı denge ve denge-öncesi modeller kullanılarak tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır. Şekil 4.16-Şekil 4.27'de altı farklı model aracılığıyla hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel verilerle karşılaştırması verilmiştir. TALYS 1.96 kodu içerisinde denge etkilerini araştırmak için Hauser-Feshbach (HF) model, denge-öncesi etkiler için ise Eksiton model ve İki bileşenli eksiton model kullanılmıştır. ALICE/ASH kodu içerisinde denge etkilerinin hesaplamaları Weisskopf-Ewing (WE) model, denge-öncesi hesaplamalar ise Hibrid model ve Geometri Bağımlı Hibrid (GDH) model ile yapılmıştır. İncelenen üç reaksiyon kanalı için de hem ALICE/ASH hem de TALYS 1.96 içerisinde farklı denge ve denge-öncesi modellerin kullanımının uyarılma fonksiyonlarının maksimum verdiği noktaya kadar tesir kesitleri üzerine etkisi oldukça düşüktür. Yani bu enerjilerde WE model ve WE model+Hibrid model (aynı zamanda WE model+GDH model) hesaplama sonuçları oldukça yakındır. Benzer

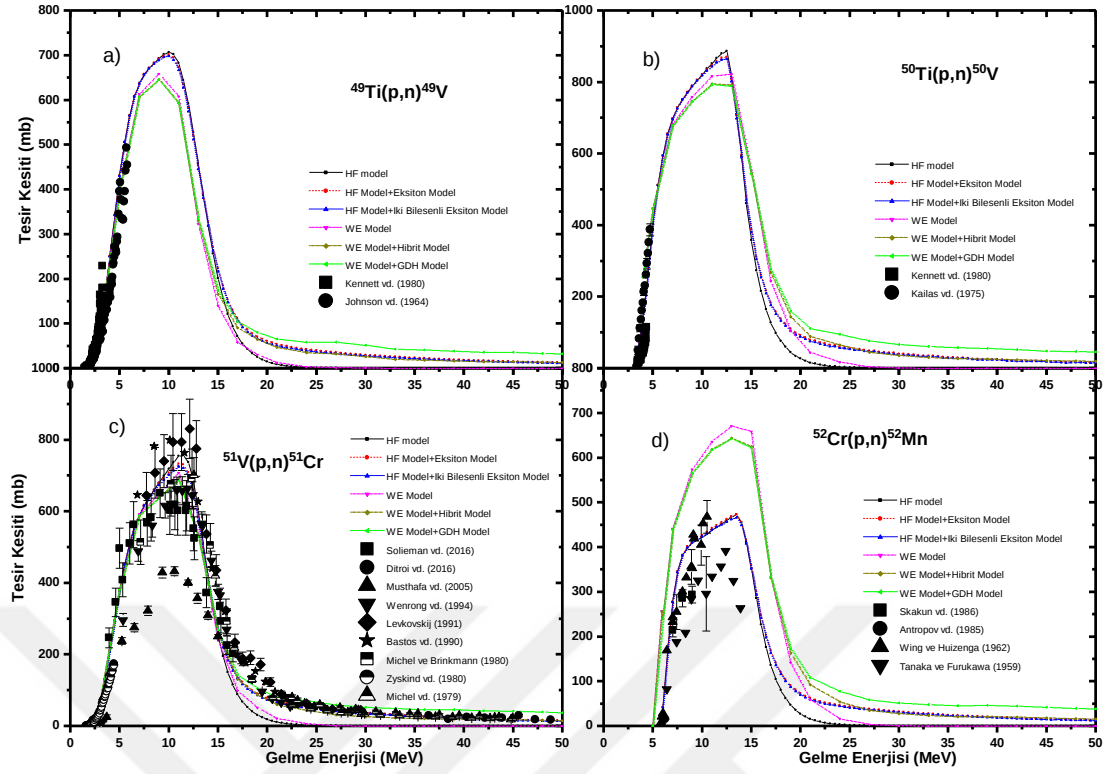
durum HF model ve HF model+Eksiton model (aynı zamanda HF model+İki bileşenli eksiton model) arasında da söz konusudur. Bu durum denge-öncesi etkilerin düşük enerjilerde tesir kesitleri üzerine etkisinin sınırlı olduğunu göstermesi açısından önemlidir. Denge-öncesi etkilerin uyarılma fonksiyonlarının maksimum tesir kesitlerini vermeye başlamasıyla daha hissedilir bir etki yarattığını söylemek doğru olur. Bu etki $(p,2n)$ reaksiyon kanalında (p,n) ve (p,α) reaksiyon kanallarına oranla daha baskındır. Özellikle (p,n) reaksiyonları için yaptığımız hesaplamalarda denge-öncesi etkilerin oldukça az olduğu görülmüştür. Yani denge modele ilave denge-öncesi model katkılarıyla yapılan hesaplamalar tesir kesiti sonuçlarını çok az değiştirmiştir. $(p,2n)$ reaksiyon kanalı için uyarılma fonksiyonlarının maksimum verdiği bölgede en büyük tesir kesitleri denge modelleri ile elde edilmiştir. Yani bu bölgede $(p,2n)$ reaksiyonları için TALYS 1.96 içerisinde HF model ve ALICE/ASH içerisinde WE model uyarılma fonksiyonları bu kodların denge-öncesi etki ilaveli hesaplamalarına oranla daha yüksekte yer almaktadır. Bu durum $(p,2n)$ reaksiyonlarındaki kadar baskın olmasada (p,α) reaksiyonları için de genel olarak benzerdir. İlaveten (p,α) reaksiyonlarının ALICE/ASH hesaplamalarında uyarılma fonksiyonlarının kuyruk kısmında denge-öncesi etkiler daha baskın görülmektedir. Hem TALYS 1.96 hem de ALICE/ASH kodları içerisinde farklı denge-öncesi modellerin kullanımının tesir kesitleri üzerine etkisi oldukça az bulunmuştur. Yani bu tezde incelenen (p,n) , $(p,2n)$ ve (p,α) reaksiyonları için TALYS 1.96 kodunun Eksiton model ve İki bileşenli eksiton model kullanılarak yapılan hesaplamaları birbirlerine oldukça yakın sonuçlar vermiştir. Ayrıca ALICE/ASH kodu içerisinde Hibrid model ve GDH model hesaplamaları arasında da aynı durum söz konusudur. Sonuçta her iki kod içerisinde de denge-öncesi model değişiminin tesir kesiti sonuçları üzerine etkisi kısıtlıdır. Özellikle (p,n) reaksiyon kanalı için denge-öncesi model değişiminin tesir kesiti sonuçlarında pek bir etki yaratmadığı söylenebilir.



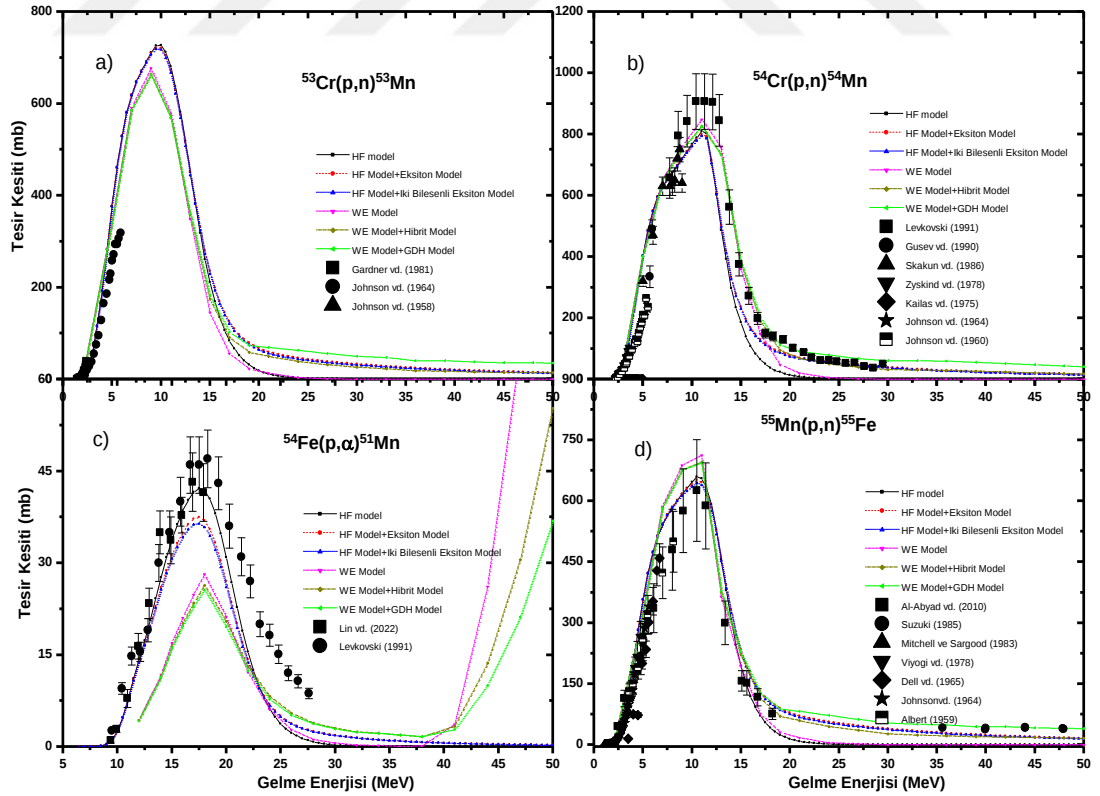
Şekil 4.16. a) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$, b) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ c) $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ d) $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonlarının denge ve denge-öncesi modellerle hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.



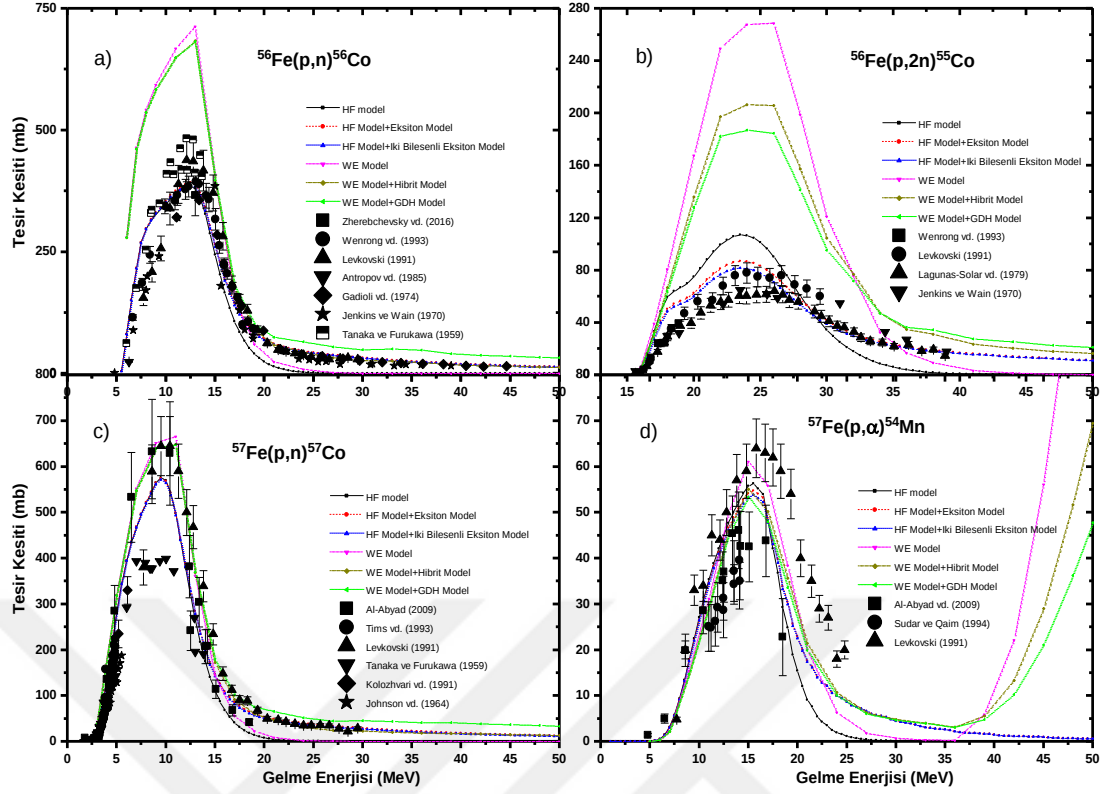
Şekil 4.17. a) $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ b) $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$ c) $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.



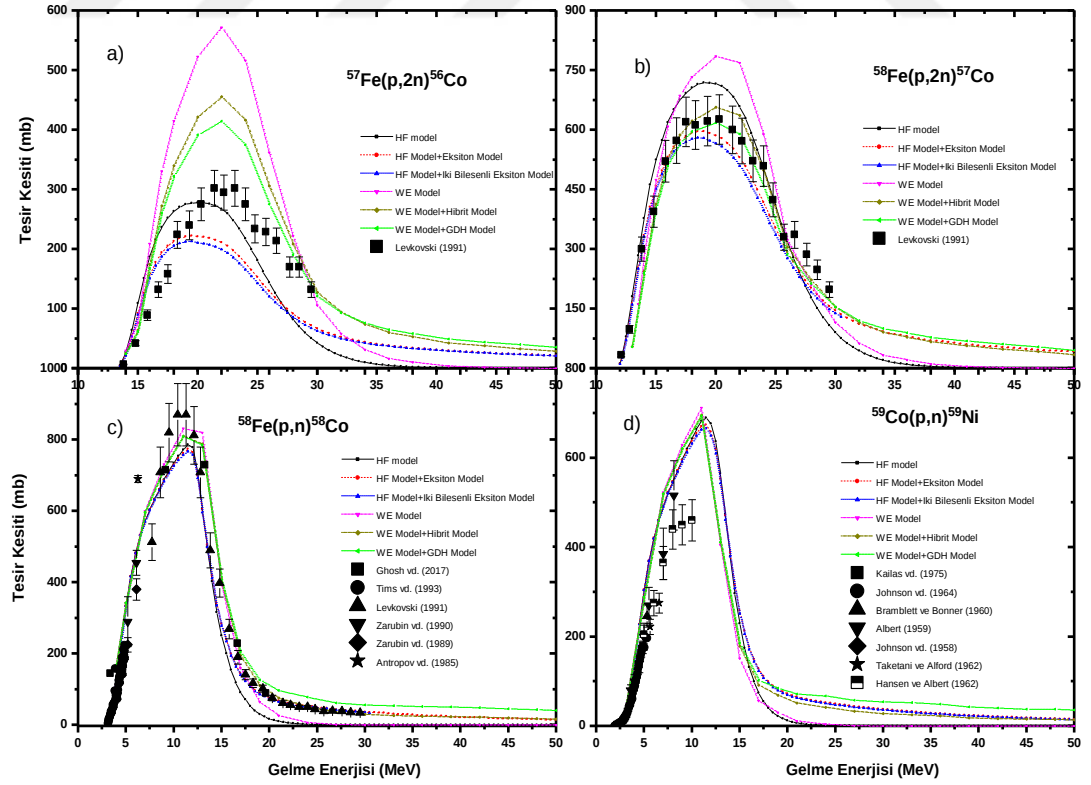
Şekil 4.18. a) $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ b) $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ c) $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ d) $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.



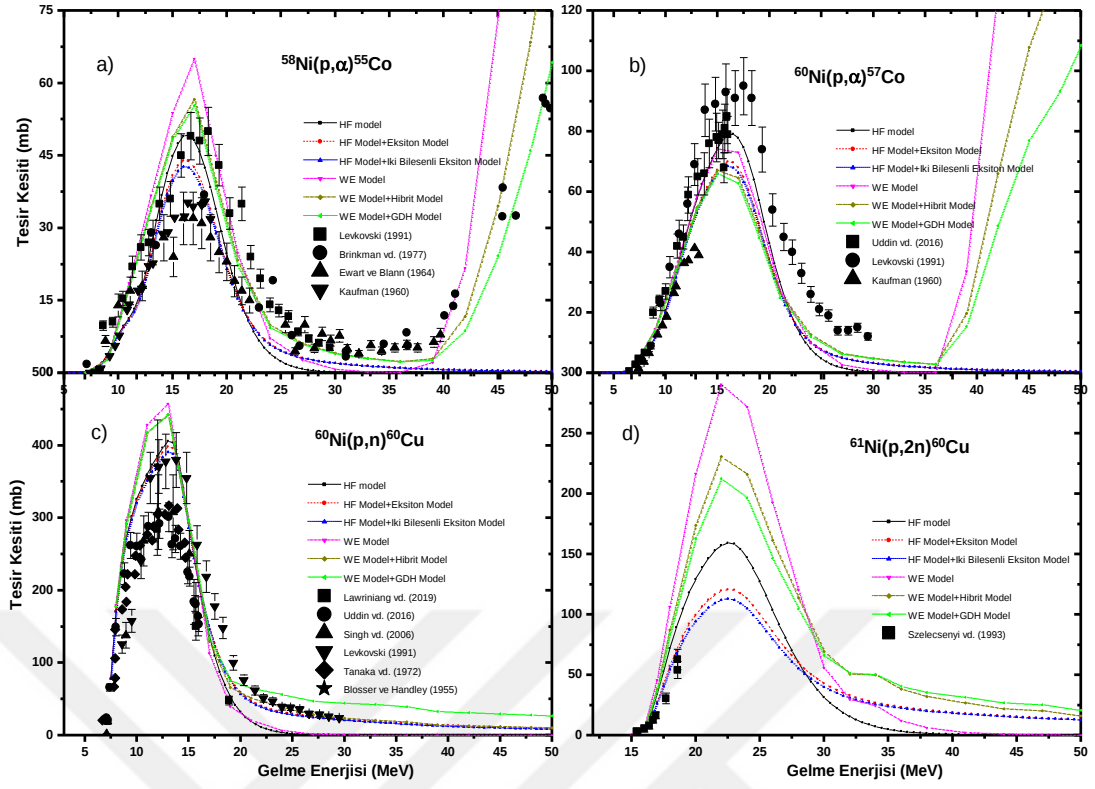
Şekil 4.19. a) $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ b) $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ c) $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ d) $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.



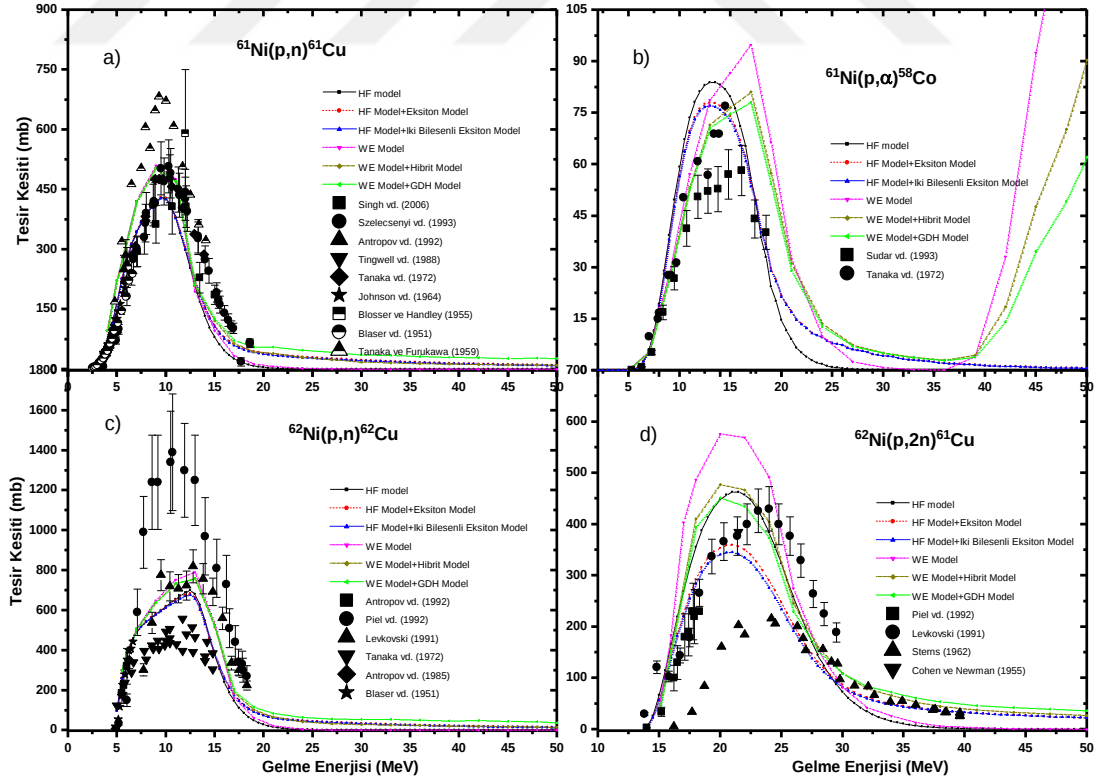
Şekil 4.20. a) $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ b) $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ c) $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ d) $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.



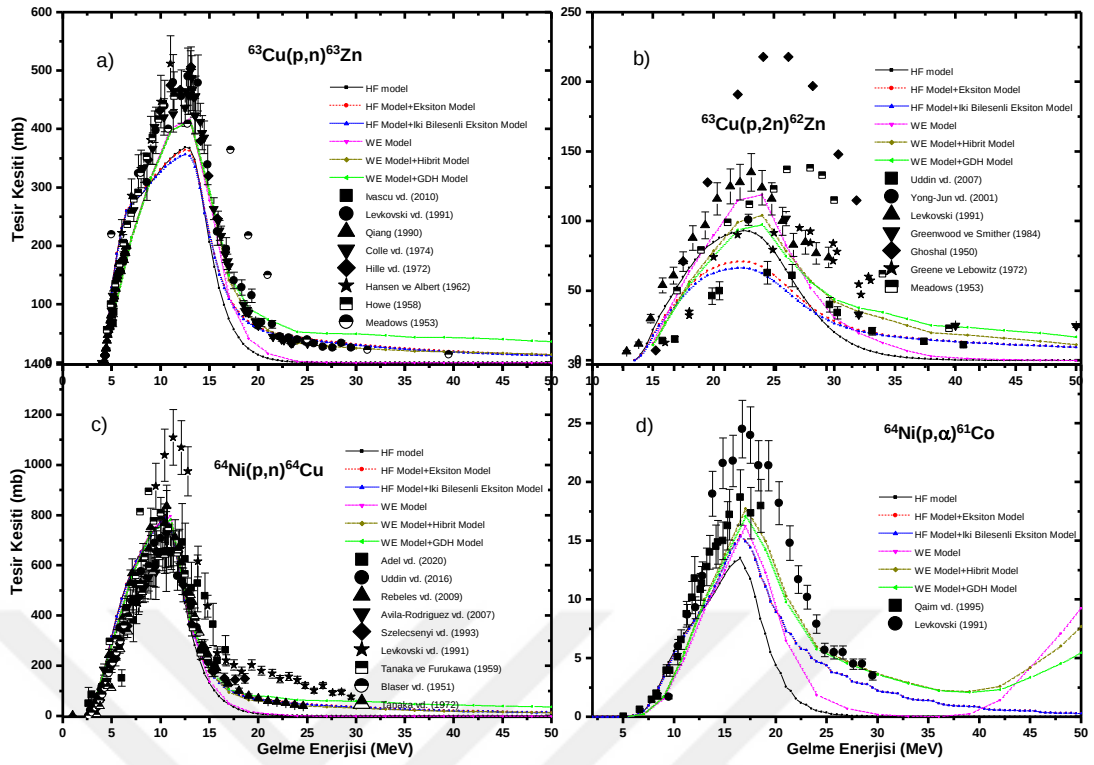
Şekil 4.21. a) $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ b) $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ c) $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ d) $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.



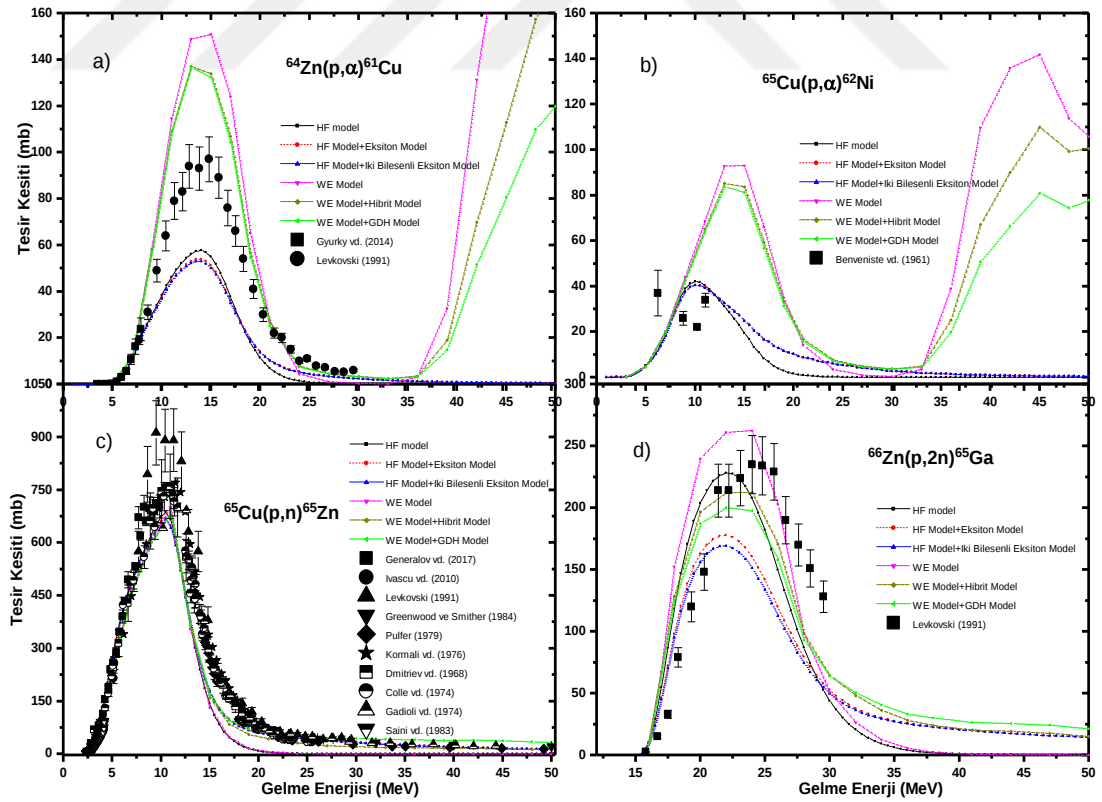
Şekil 4.22. a) $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ b) $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ c) $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ d) $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.



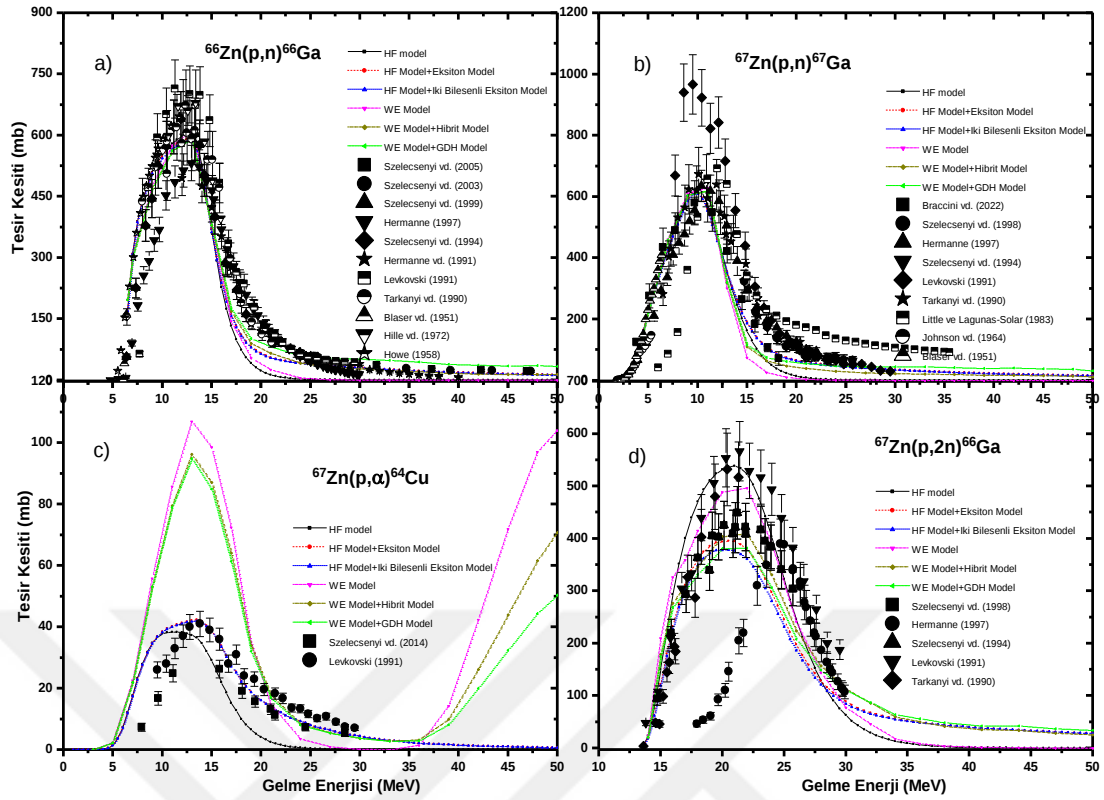
Şekil 4.23. a) $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ b) $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ c) $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ d) $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.



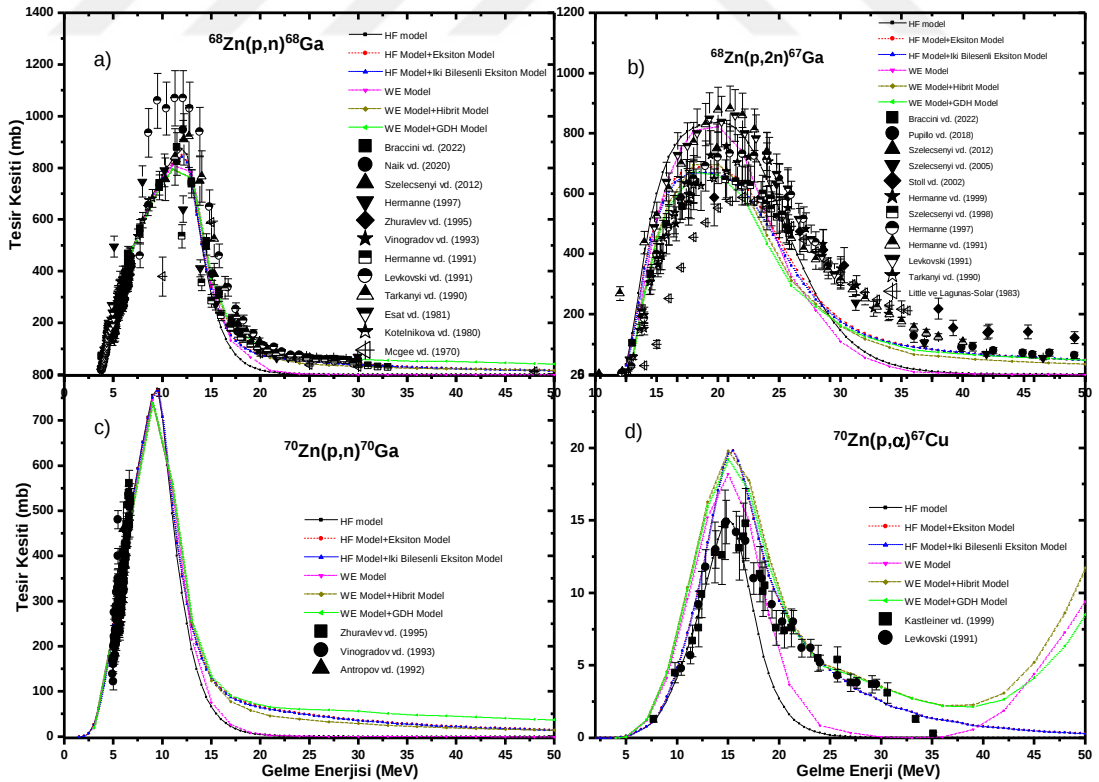
Şekil 4.24. a) $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ b) $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ c) $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ d) $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.



Şekil 4.25. a) $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ b) $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ c) $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ d) $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.



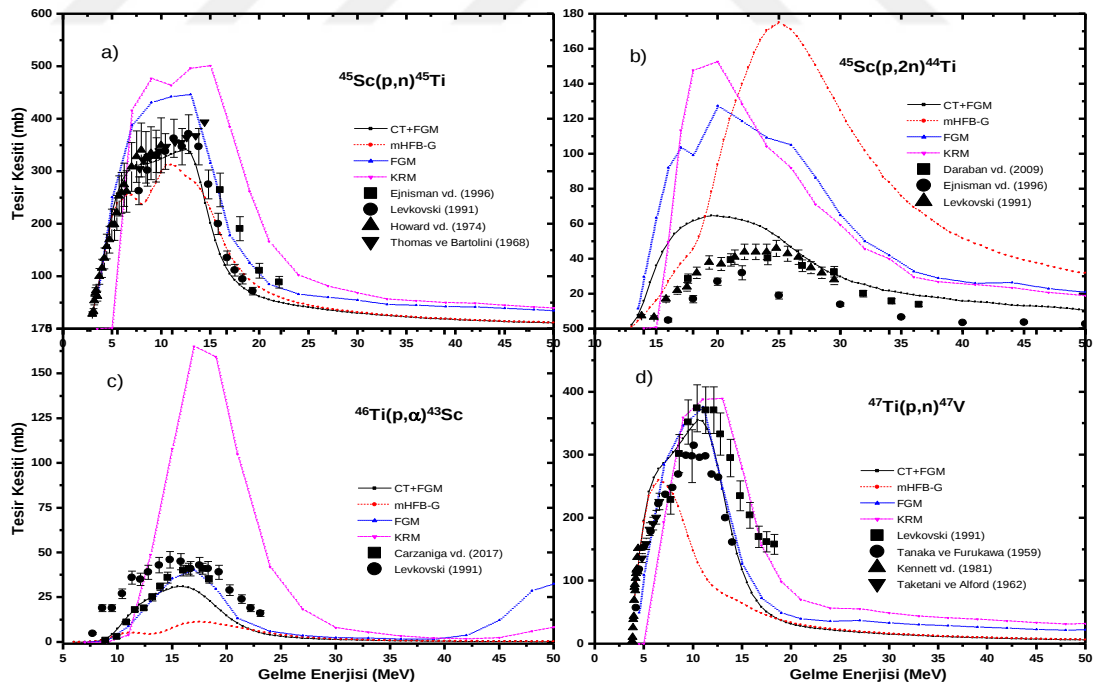
Şekil 4.26. a) $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ b) $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ d) $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.



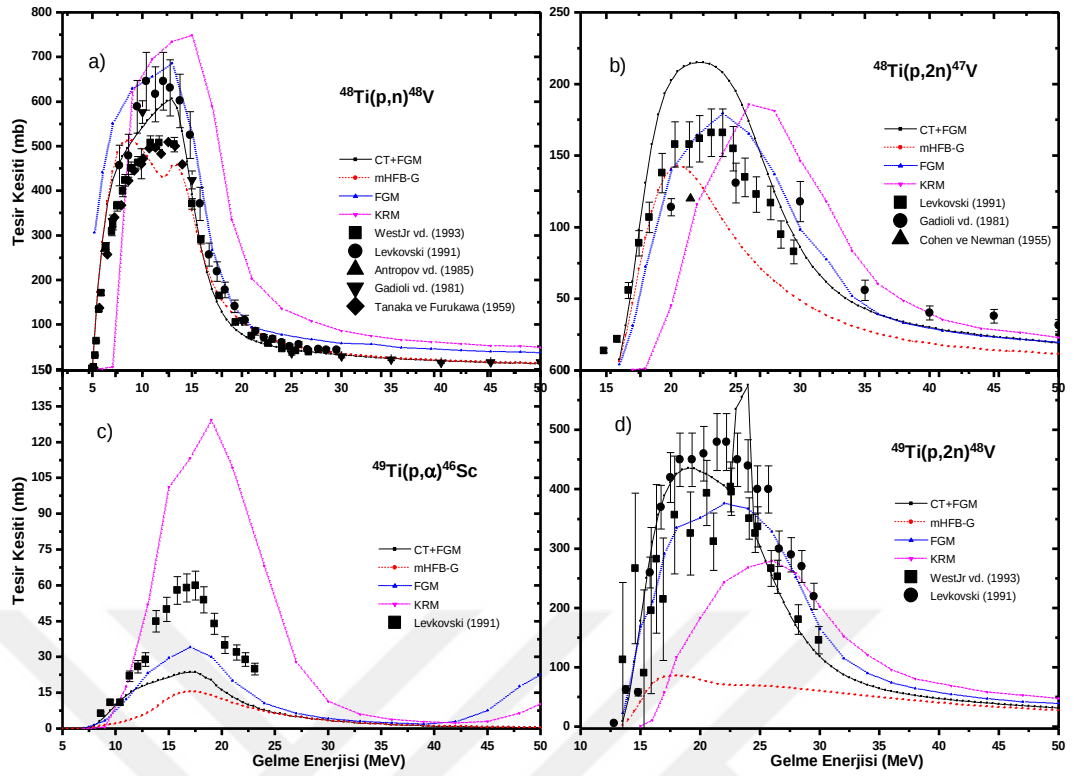
Şekil 4.27. a) $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ d) $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.16'daki aynı işlem yapılmıştır.

4.2.3 Farklı seviye yoğunluk modelleri ile tesir kesiti hesaplamaları

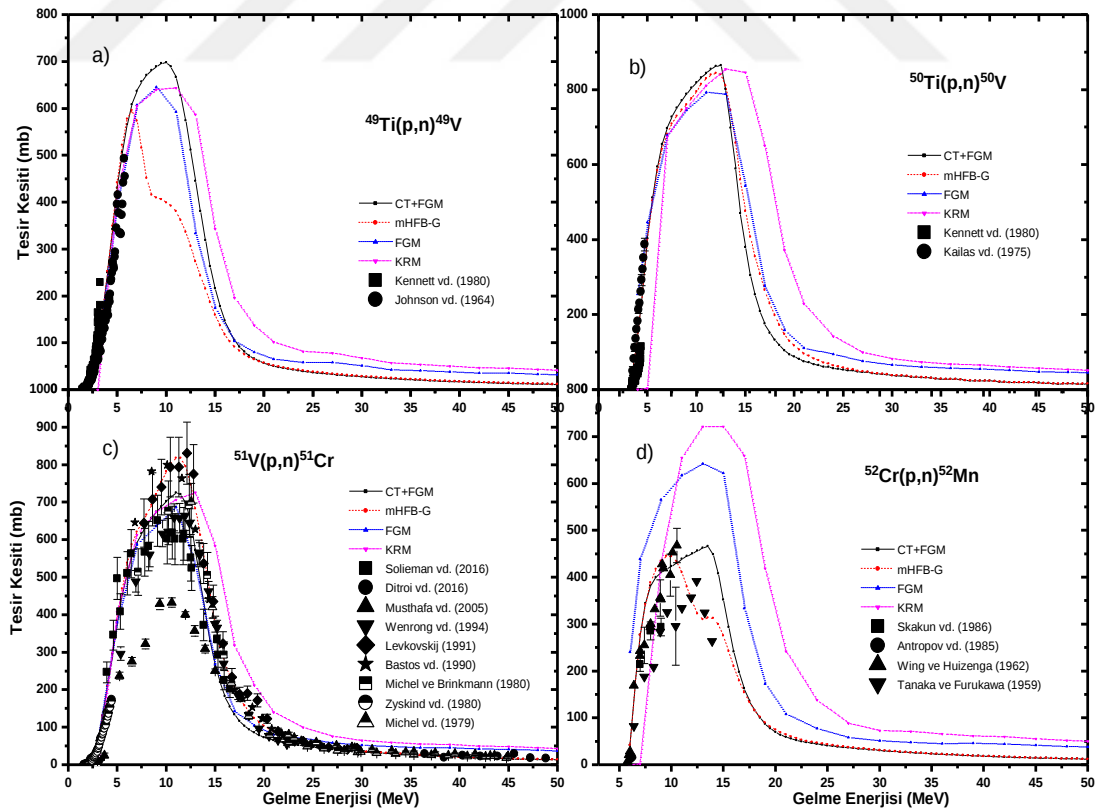
Nükleer seviye yoğunluk modeli, bir nükleer reaksiyonun parçacık yayınlanma sürecini karakterize etmek için iyi bir parametredir. Seviye yoğunluk modeli ve seviye yoğunluk parametresinin doğru seçiminin, nükleer reaksiyonların uyarılma fonksiyonlarının daha iyi tahmin edilmesine yol açtığı birçok çalışmada gözlemlenmiştir (Özdoğan, 2018, 2019; Yiğit, 2018; Yiğit ve Tel, 2017). Bu düşünceyle tezin bu kısmında seviye yoğunluk modellerinin değişiminin uyarılma fonksiyonları üzerine etkileri proton girişli reaksiyonlar için araştırılmıştır. Hesaplamalarda dört farklı seviye yoğunluk modeli test edilmiştir. TALYS 1.96 kodu içerisinde seviye yoğunluk hesaplamalarında Sabit sıcaklık+Fermi gaz model (CT+FGM) (Gilbert ve Cameron, 1965) ve Gogny kuvvetleri kullanarak mikroskobik Hartree-Fock-Bogoliubov seviye yoğunluk model (mHFB-G) (Hilaire vd., 2012) kullanılmıştır. ALICE/ASH kodu içerisinde ise Fermi gaz model (FGM) ve Kataria–Ramamurthy Fermi gaz model (KRM) (Kataria vd., 1990) tesir kesiti hesaplamaları için seçilmiştir. Şekil 4.28 - Şekil 4.39, araştırılan reaksiyonlar için elde edilen uyarılma fonksiyonları ile deneysel değerlerin karşılaştırılmasını sunar.



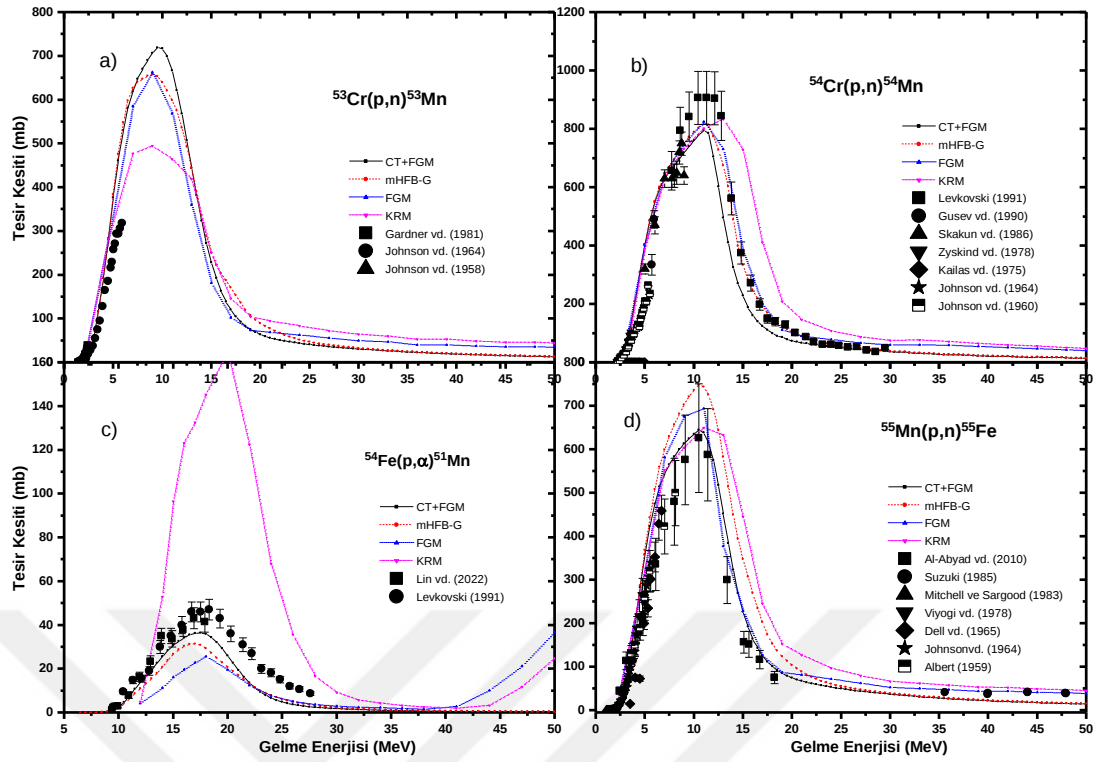
Şekil 4.28. a) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$, b) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ c) $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ d) $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonları için farklı seviye yoğunluk modelleriyle hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması.



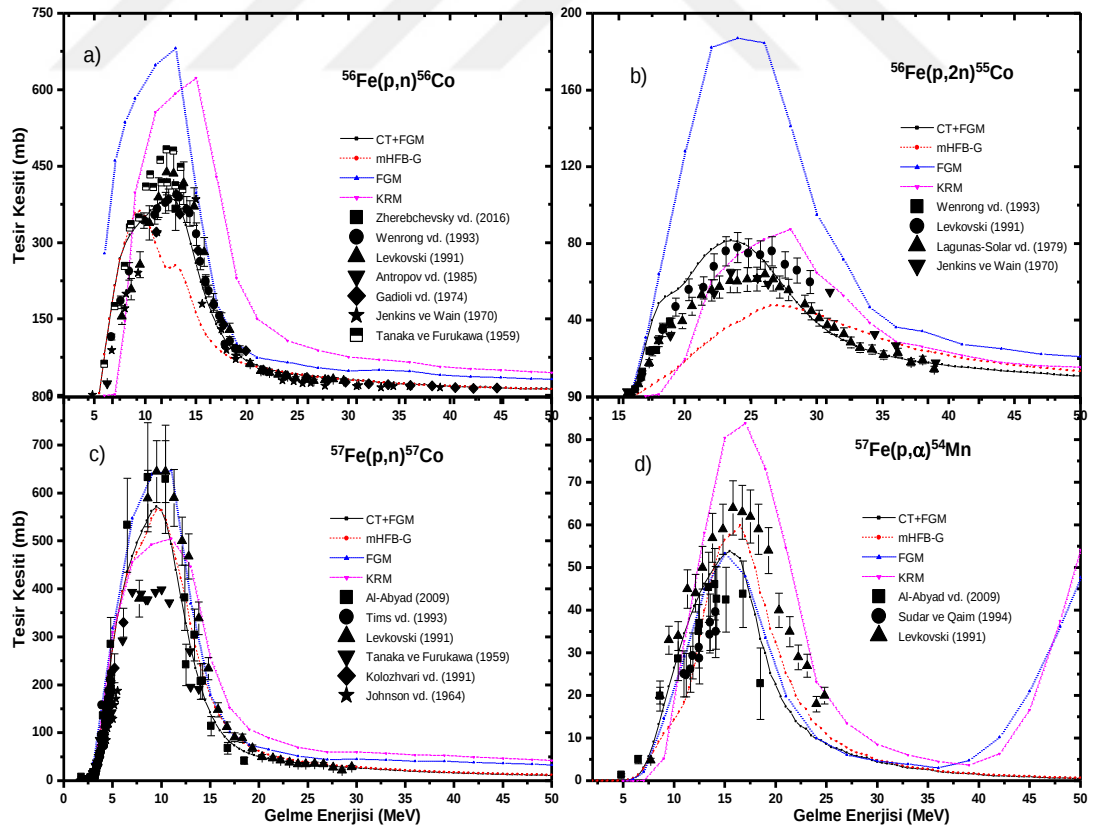
Şekil 4.29. a) $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ b) $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$ c) $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ d) $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.



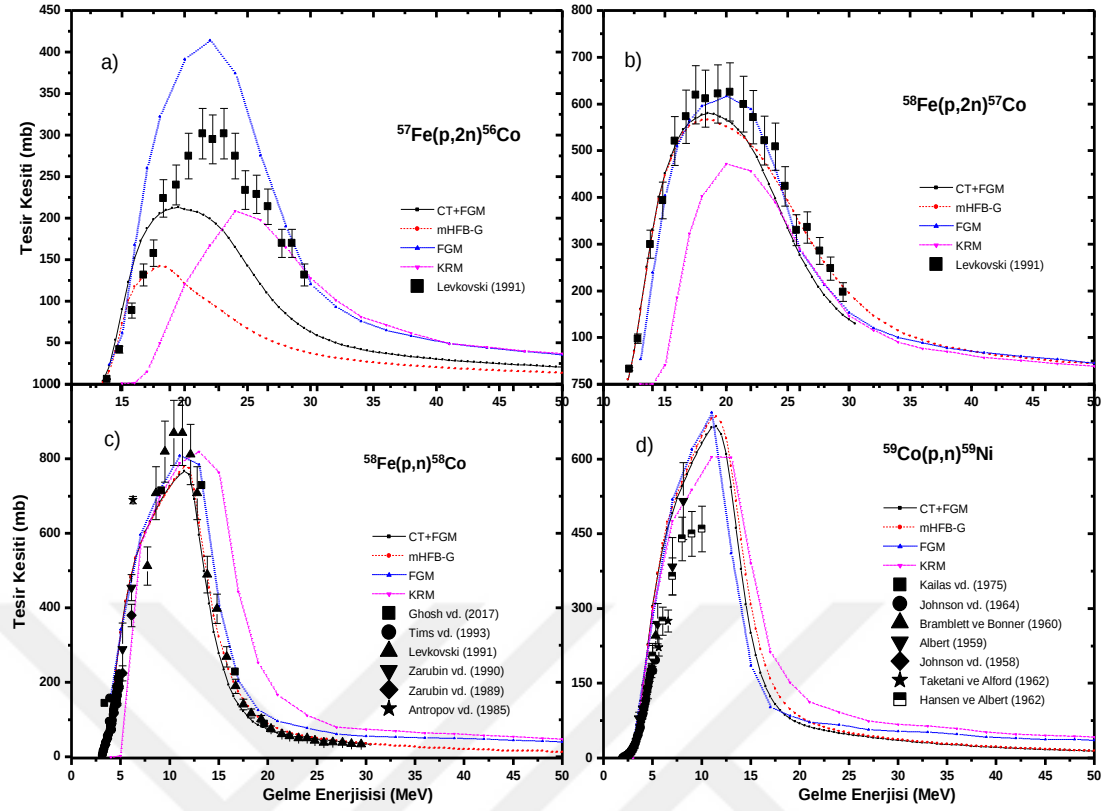
Şekil 4.30. a) $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ b) $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ c) $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ d) $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.



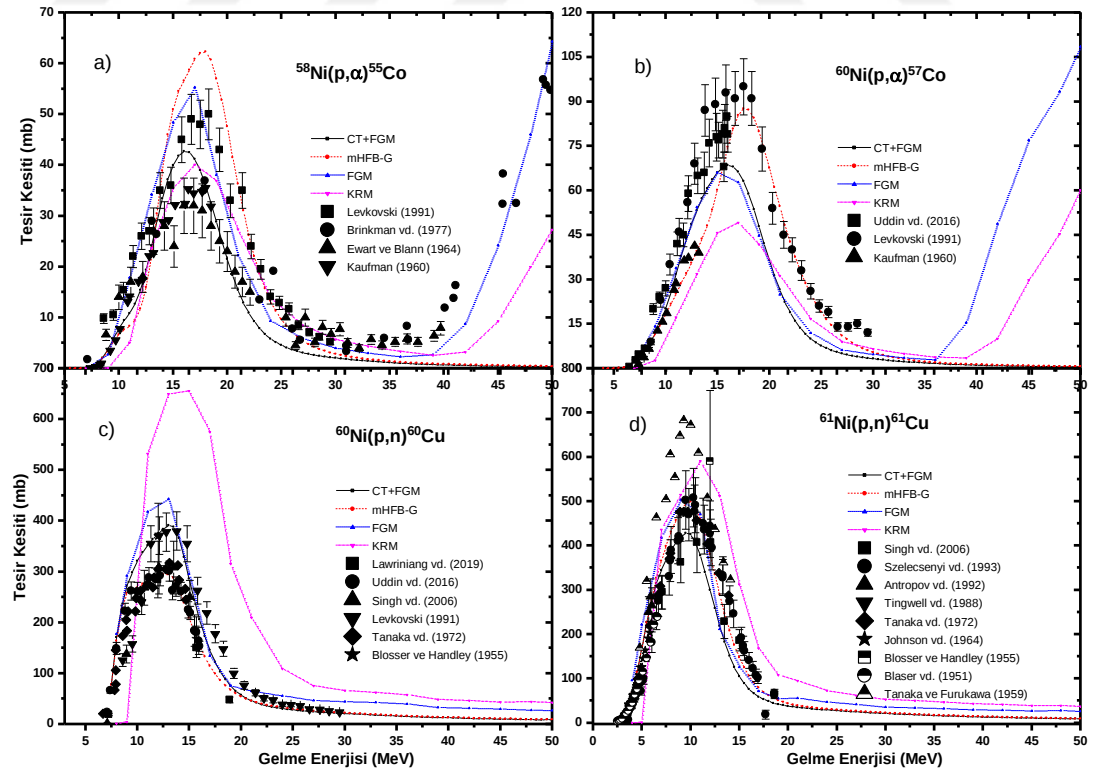
Şekil 4.31. a) $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ b) $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ c) $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ d) $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.



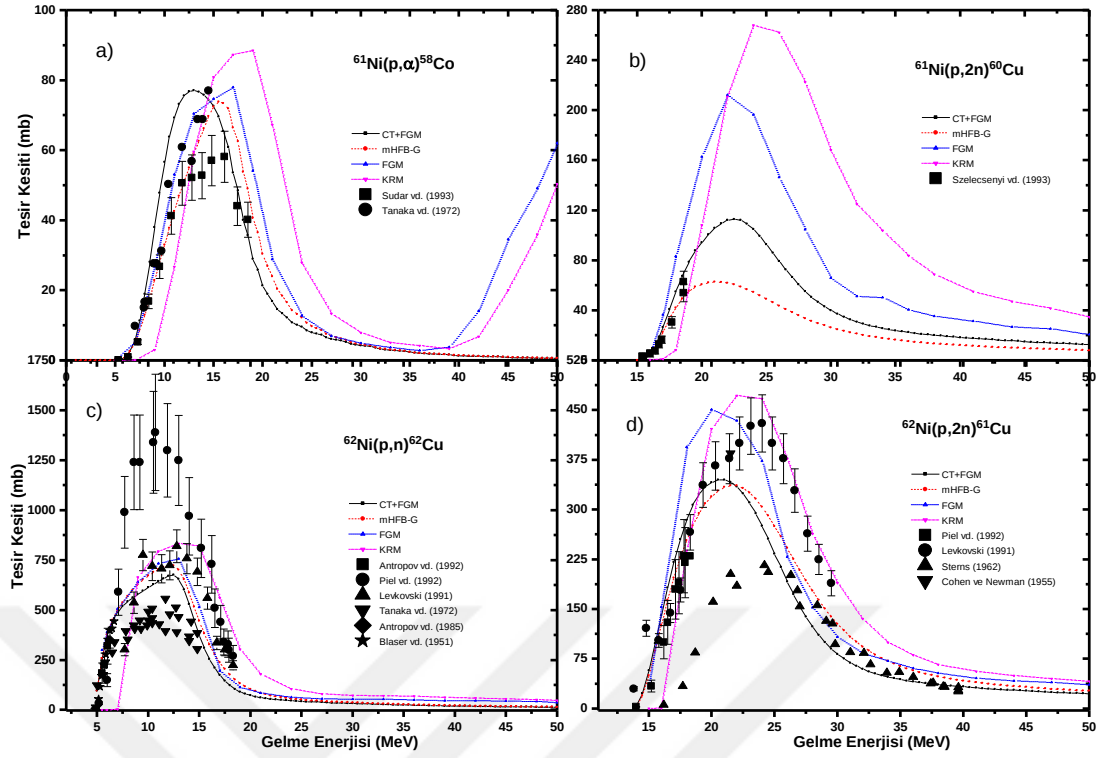
Şekil 4.32. a) $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ b) $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ c) $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ d) $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.



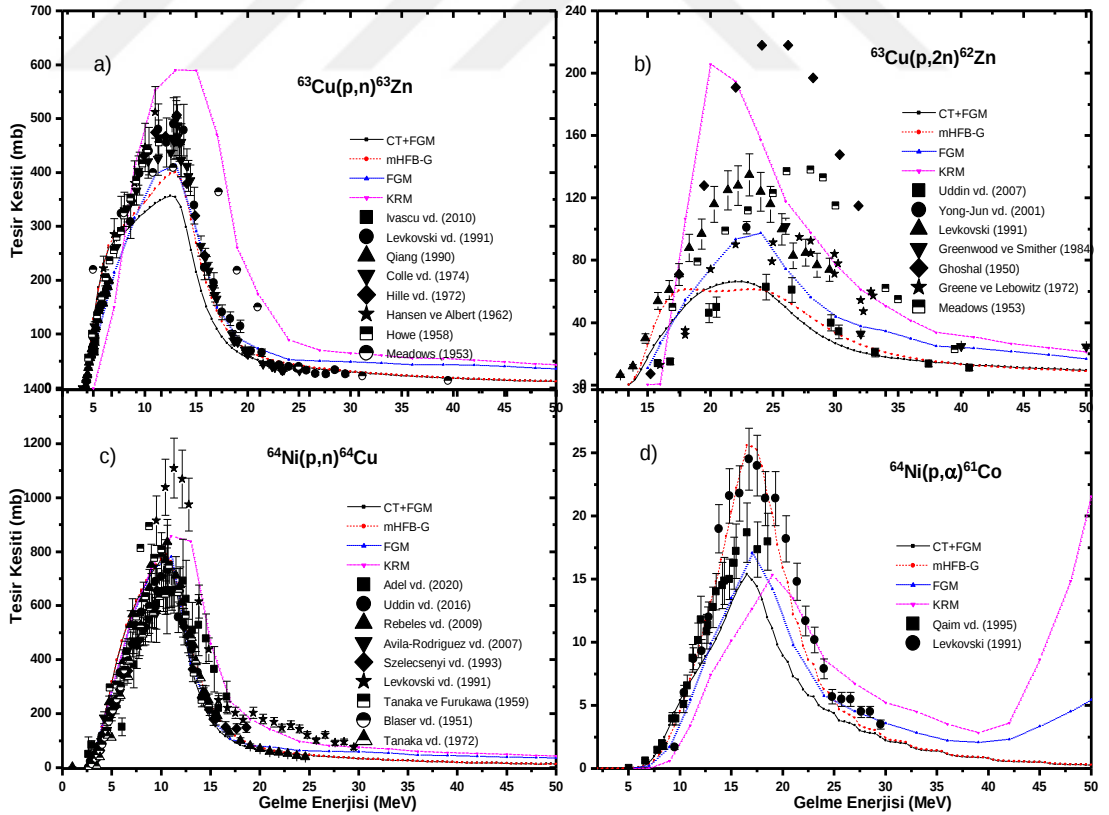
Şekil 4.33. a) $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ b) $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ c) $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ d) $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.



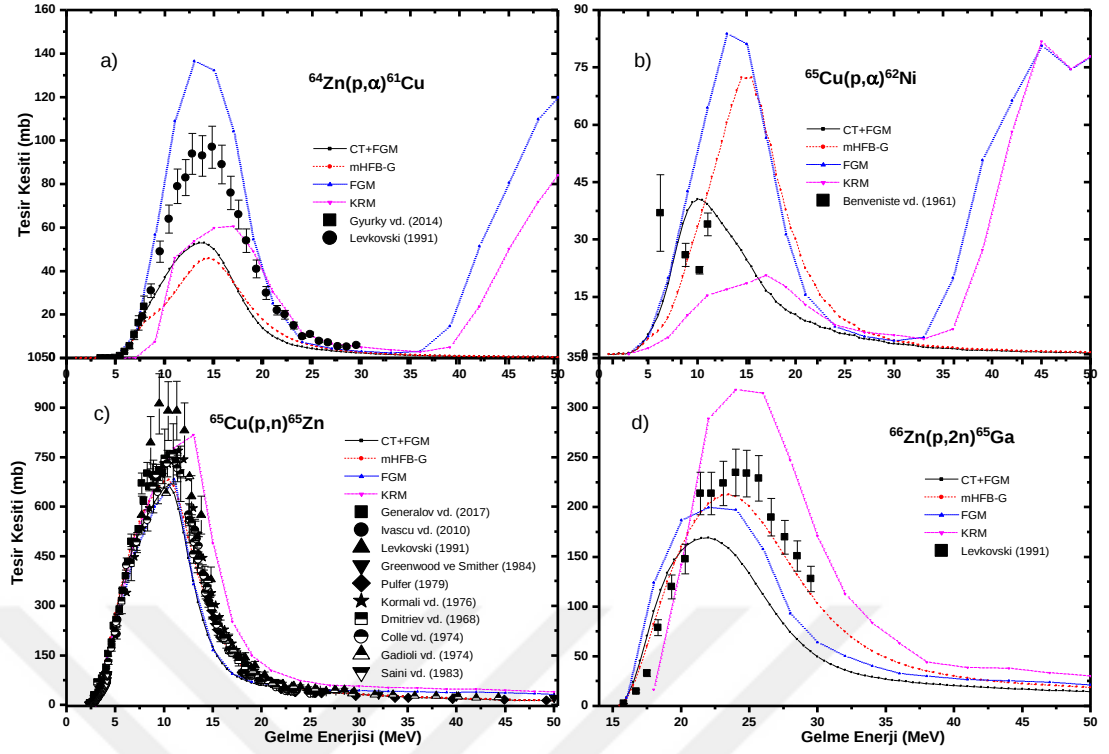
Şekil 4.34. a) $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ b) $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ c) $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ d) $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.



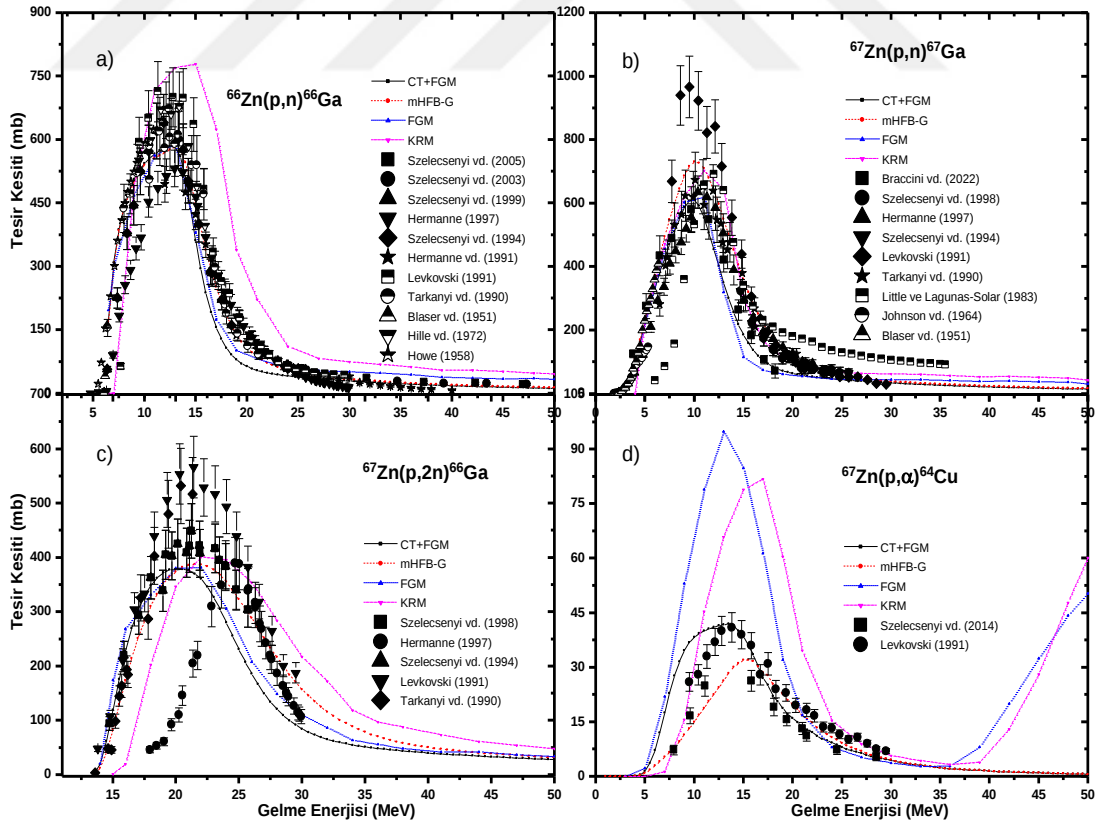
Şekil 4.35. a) $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ b) $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ c) $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ d) $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.



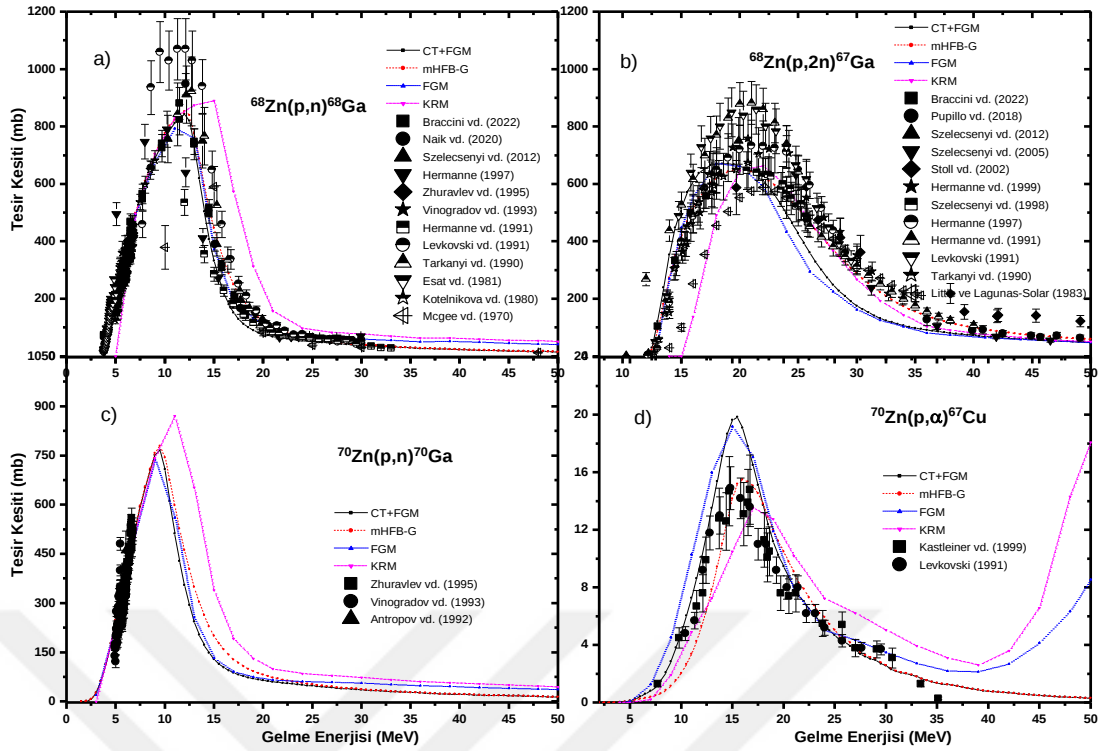
Şekil 4.36. a) $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ b) $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ c) $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ d) $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.



Şekil 4.37. a) $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ b) $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ c) $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ d) $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.



Şekil 4.38. a) $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ b) $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ d) $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.



Şekil 4.39. a) $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ c) $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ d) $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.28'deki aynı işlem yapılmıştır.

Yapılan hesaplamalardan seviye yoğunluk modelinin tesir kesitleri üzerine oldukça baskın bir etkisi olduğu gözlenmiştir. ALICE/ASH kodu içerisinde FGM ve KRM seviye yoğunluk modellerinin kullanımı boyunca elde edilen uyarılma fonksiyonlarının birçok reaksiyon için büyüklük olarak oldukça farklı değerlere sahip olduğu gözlenmiştir. Özellikle (p,2n) ve (p,α) reaksiyonları için bu farkın bazı reaksiyonlarda 5–10 kat mertebeye kadar çıktığı görülmüştür. Örneğin $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonu için 22 MeV'lik enerjide FGM ve KRM modelleri boyunca hesaplanan tesir kesitleri sırasıyla 12.34 mb ve 122.57 mb'dır. (p,n), (p,2n) ve (p,α) reaksiyonlarının üçü içinde FGM hesaplamaları ile elde edilen uyarılma fonksiyonlarının KRM uyarılma fonksiyonlarına oranla deneysel değerlere hem yapı hem de büyüklük olarak daha yakın olduğu saptanmıştır. KRM modelinin özellikle düşük enerjilerde tesir kesiti tahmininde oldukça başarısız olduğu görülmüştür.

(p,n) reaksiyonları için TALYS 1.96 kodu içerisinde CT+FGM ve mHFB-G seviye yoğunlukları kullanılarak yapılan hesaplamalar, çoğunlukla birbirlerine yakın sonuçlar vermiştir. (p,2n) ve (p,α) reaksiyonlarında ise bu iki model hesaplamaları arasındaki fark genel olarak daha fazla bulunmuştur. $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$,

$^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ nükleer reaksiyonları için mHFB-G model kullanılarak elde edilen tesir kesiti hesaplamalarının CT+FGM hesaplamalarından daha iyi sonuçlar verdiği gözlenmiştir. Diğer reaksiyonlar için ise CT+FGM seviye yoğunluk modeli ile yapılan hesaplamaların deneysel değerleri genellikle daha iyi kestirdiği söylenebilir. Sonuçta proton girişli reaksiyonlar için ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodlarında varsayılan (default) seviye yoğunluk modellerinin seçiminin tesir kesiti hesaplamalarında genel olarak daha başarılı olduğu yapılan hesaplamalardan görülmüştür.

4.2.4 Farklı optik model potansiyelleri ile tesir kesiti hesaplamaları

Bu kısımda yapılan hesaplamalarda optik model potansiyellerinin (OMP) tesir kesitleri üzerine etkileri TALYS 1.96 kodu kullanılarak incelenmiştir. Optik modelin temel amacı hedef çekirdek nükleon sayısı ve enerjinin bir fonksiyonu olarak saçılma tesir kesitlerinin değişimlerini açıklamak için bir potansiyel önermektir. Optik modelde saçılmayı kompleks bir $U(r)$ potansiyeli cinsinden verebiliriz;

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (4.5)$$

Bu ifadede elastik saçılmadan sorumlu gerçel kısım $V(r)$ ile soğrulmadan sorumlu sanal kısım ise $W(r)$ ile gösterilmiştir. Kompleks potansiyel boyunca nükleon-çekirdek reaksiyonlarının elastik açılma dağılımı, toplam tesir kesiti ve reaksiyon tesir kesitleri gibi temel gözlemlenebilirleri ile ilişkili birçok önemli bilgileri Schrödinger eşitliğini çözümleyerek elde edebiliriz. Saçılma oldukça kompleks bir yapıya sahip olmasına rağmen direk reaksiyonların güçlü uyarılmış durumları ve rezonanslardan daha çok sadece ortalama özelliklerle ilgileniliyorsa, çoğunlukla basit yaklaşımlar elde edilebilir. Dolayısıyla ana fikir nükleer yapı araştırmalarındaki ortalama alan yaklaşımına çok benzerdir. Optik modelin esas önemli unsuru optik model potansiyelidir. Aslında optik model potansiyeli kavramsal ve teorik olmak üzere iki yaklaşımla tanımlanabilir. Kavramsal yaklaşımda potansiyelin biçimi ve parametreleri deneysel veriler fit edilerek belirlenir. Varolan deneysel değerlere en uygun fit ile saptanacak parametreler ile potansiyelin derinliği ve geometrik parametreleri açıklanır. Diğer taraftan teorik yaklaşımda mikroskobik ve yarı-mikroskobik optik model potansiyelleri kullanılmaktadır. Bu yaklaşımda nükleon-

nükleon etkin etkileşmesi madde yoğunluk dağılımı ile çarpılmaktadır. TALYS kodu içerisinde hem kavramsal optik model hem de yarı-mikroskopik nükleon-çekirdek küresel optik model potansiyeli kullanılarak hesaplamalar yapılabilmektedir (Koning vd., 2019).

TALYS'te kullanılan varsayılan (default) OMP, Koning ve Delaroche (2003)'nin (KD03) yerel parametrelendirmeleridir. TALYS kodunda nükleon-çekirdek etkileşimleri için yarı-mikroskopik optik model hesaplamalarını Jeukenne-Lejeune-Mahaux (JLM) OMP ile yapmak da mümkündür. Bu hesaplamaları gerçekleştirmek için Bauge vd. (2001)'nin mikroskopik optik model (MOM) kodu kullanılmıştır (Koning vd., 2019).

JLM modelde bir nükleer madde yoğunluğu $\rho = \rho_n - \rho_p$ ve asimetri $\alpha = (\rho_n + \rho_p)/\rho$ için son nükleer madde potansiyeli

$$U_{NM}(E)_{p,\alpha} = \lambda_V(E)[V_0(\tilde{E}) \mp \lambda_{V1}(E)\alpha V_1(\tilde{E})] + i\lambda_W(E)[W_0(\tilde{E}) \mp \lambda_{W1}(E)\alpha W_1(\tilde{E})] \quad (4.6)$$

ile verilir. Burada E terimi gelen çekirdeğin enerjisidir. V_c terimi Coulomb alanı olmak üzere $\tilde{E} = E - V_c$ eşitliğiyle verilir. V_0 gerçel izoskaler, V_1 gerçel izovektör, W_0 sanal (imajiner) izoskaler ve W_1 sanal (imajiner) izovektör nükleer madde optik model bileşenleridir. λ_V gerçel (izoskaler+izovektör), λ_{V1} gerçel izovektör, λ_W sanal (imajiner) izoskaler ve λ_{W1} ise sanal (imajiner) izovektör olmak üzere normalizasyon faktörleridir.

Eşitlik (4.6)'daki normalizasyon faktörleri aşağıda verilmiştir.

$$\lambda_V = 0.951 + 0.0008 \ln(1000E) + 0.00018[\ln(1000E)]^2 \quad (4.7)$$

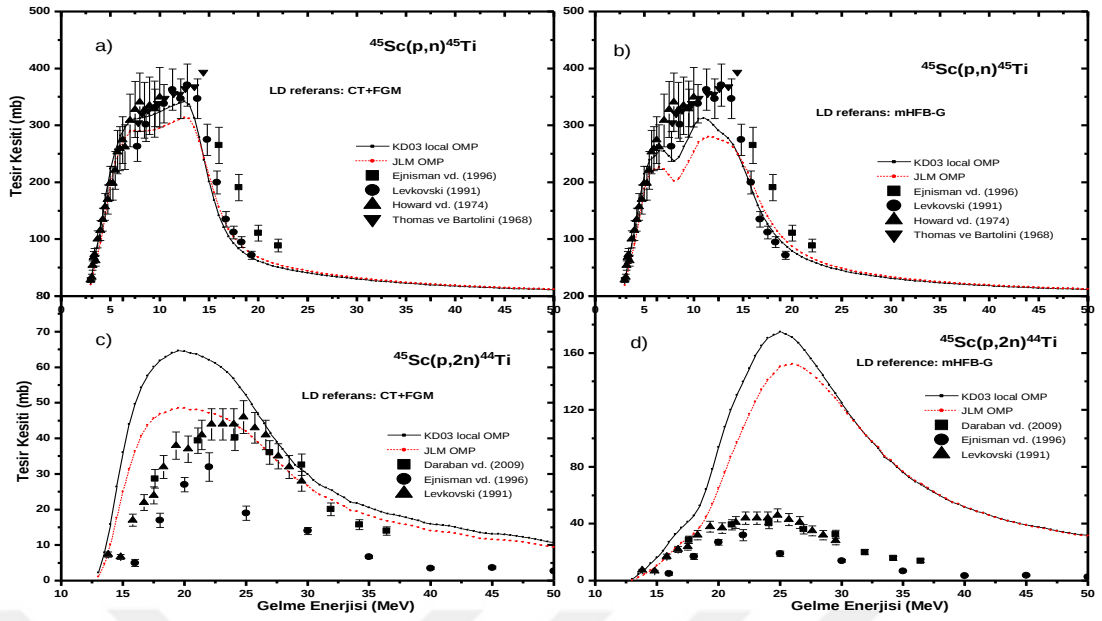
$$\lambda_W(E) = [1.24 - [1 + e^{\frac{E-4.5}{2.9}}]^{-1}][1 + 0.06e^{-\frac{E-14}{3.7}^2}] \times [1 + 0.09e^{-\frac{E-80}{78}^2}][1 + \left(\frac{E-80}{400}\right)\Theta(E-80)] \quad (4.8)$$

$$\lambda_{V1}(E) = [1.5 - 0.65[1 + e^{\frac{E-1.3}{3}}]^{-1}]^{-1} \quad (4.9)$$

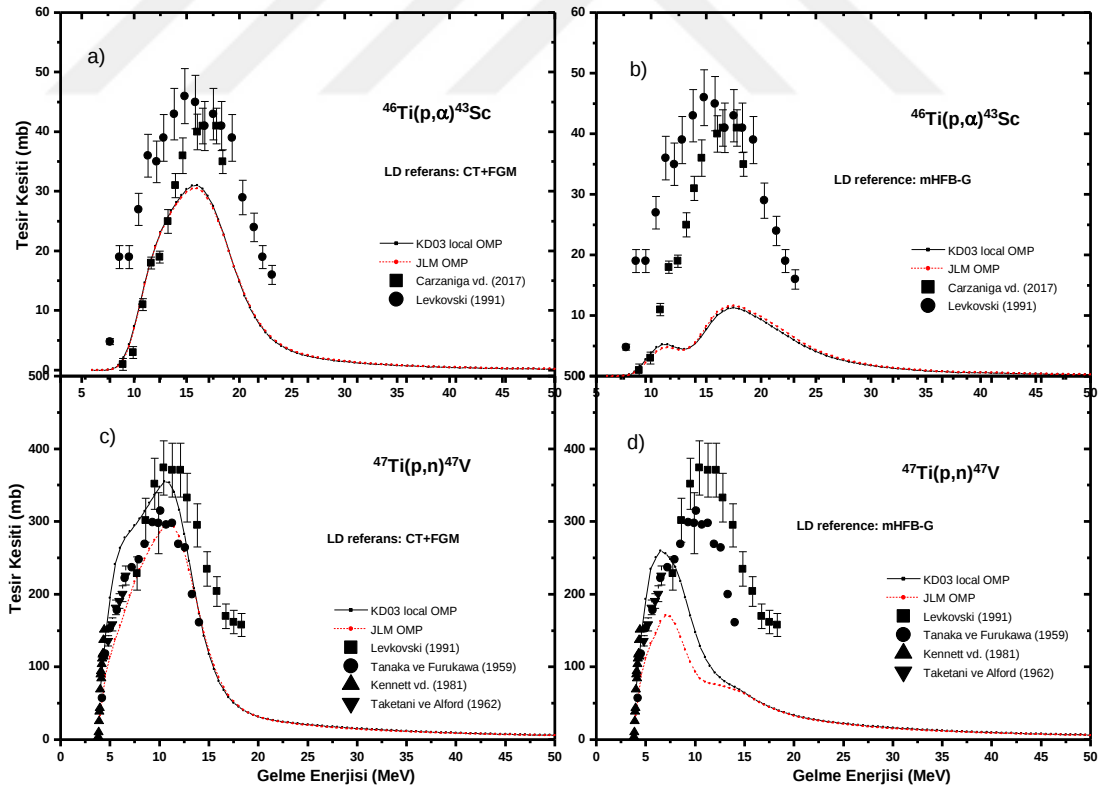
$$\lambda_{w1}(E) = [1.1 + 0.44[1 + (e^{\frac{E-40}{50.9}})^4]^{-1}] \times [1 - 0.065e^{-\frac{E-40}{13}}] \left[1 - 0.083e^{-\frac{E-200}{80}} \right] \quad (4.10)$$

Burada E enerjisi MeV cinsinden ifade edilir (Koning vd., 2019).

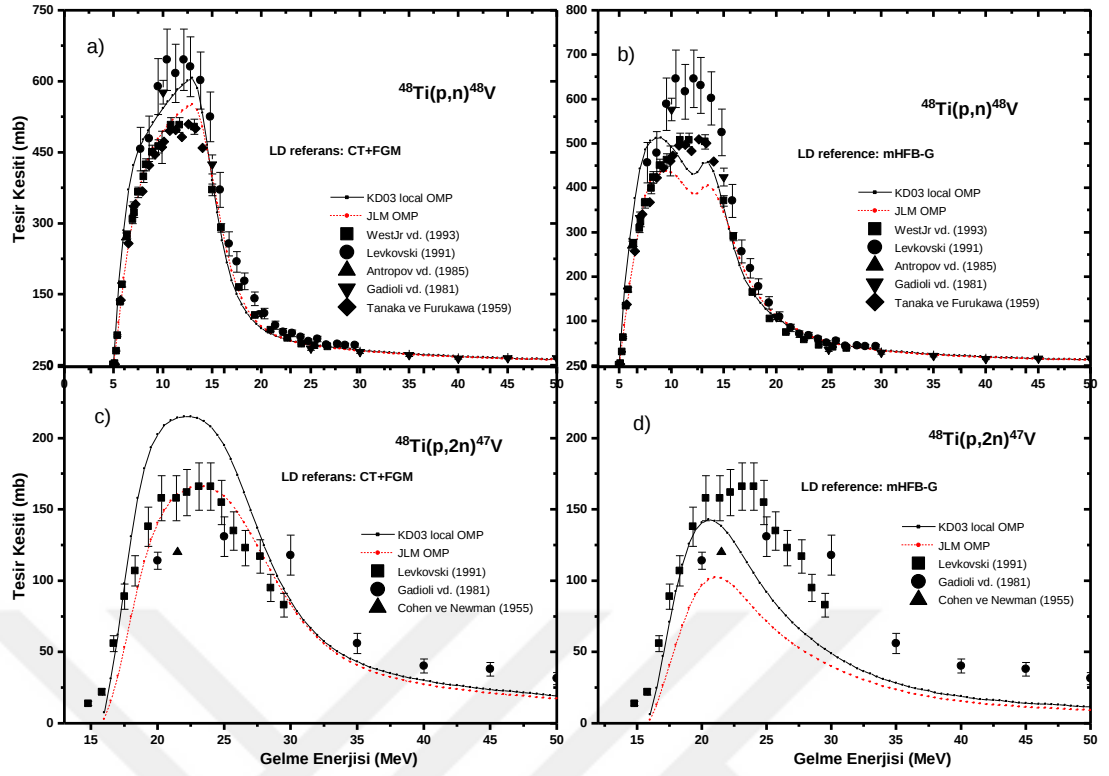
Tezin bu kısımda gerçekleştirdiğimiz seviye yoğunluk hesaplamalarında CT+FGM ve mHFB-G modelleri kullanılmıştır. Bu iki seviye yoğunluk modeli içinde iki farklı optik model sonuçlarına bakılmıştır. KD03 yerel OMP ve JLM OMP kullanılarak yapılan bu hesaplamalarda optik modellerin uyarılma fonksiyonlarının yapısı ve büyüklüğünü nasıl değiştirdiği gözlenmiştir. Şekil 4.40-Şekil 4.63 araştırılan reaksiyonlar için seviye yoğunluk ve optik model değişimi ile elde edilen uyarılma fonksiyonları ve deneysel değerlerin karşılaştırılmasını sunar. Yapılan hesaplamalardan optik model seçiminin uyarılma fonksiyonlarının yapısı üzerine etkisinin hemen hemen olmadığı görülmüştür. Büyüklük olarak da $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$, $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ ve $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ gibi birçok reaksiyon için KD03 yerel OMP ve JLM OMP sonuçlarının birbirlerine ve deneysel değerlere benzer yakınlıkta oldukları gözlenmiştir. $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ ve $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ nükleer reaksiyonları için JLM OMP hesaplamaları sonucunda elde edilen uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlere KD03 yerel OMP'ne oranla daha yakın sonuçlar verdiği saptanmıştır. Diğer taraftan $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ ve $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ reaksiyonlarında ise TALYS 1.96'da varsayılan model olan KD03 yerel OMP seçimi tesir kesitlerini daha iyi tahmin etmektedir.



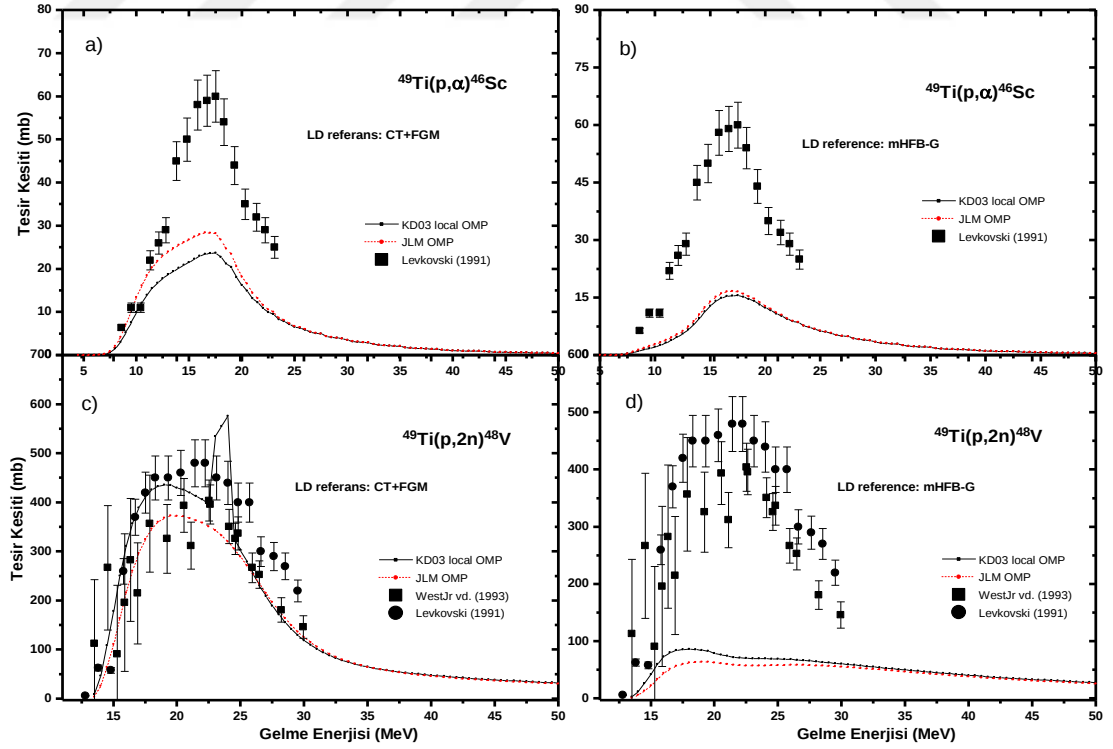
Şekil 4.40. a) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için CT+FGM b) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için mHFB-G c) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonu için CT+FGM d) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonu için mHFB-G seviye yoğunluk modelleri kullanılarak farklı optik model potansiyelleri ile yapılan hesaplamaların deneysel değerlerle karşılaştırılması.



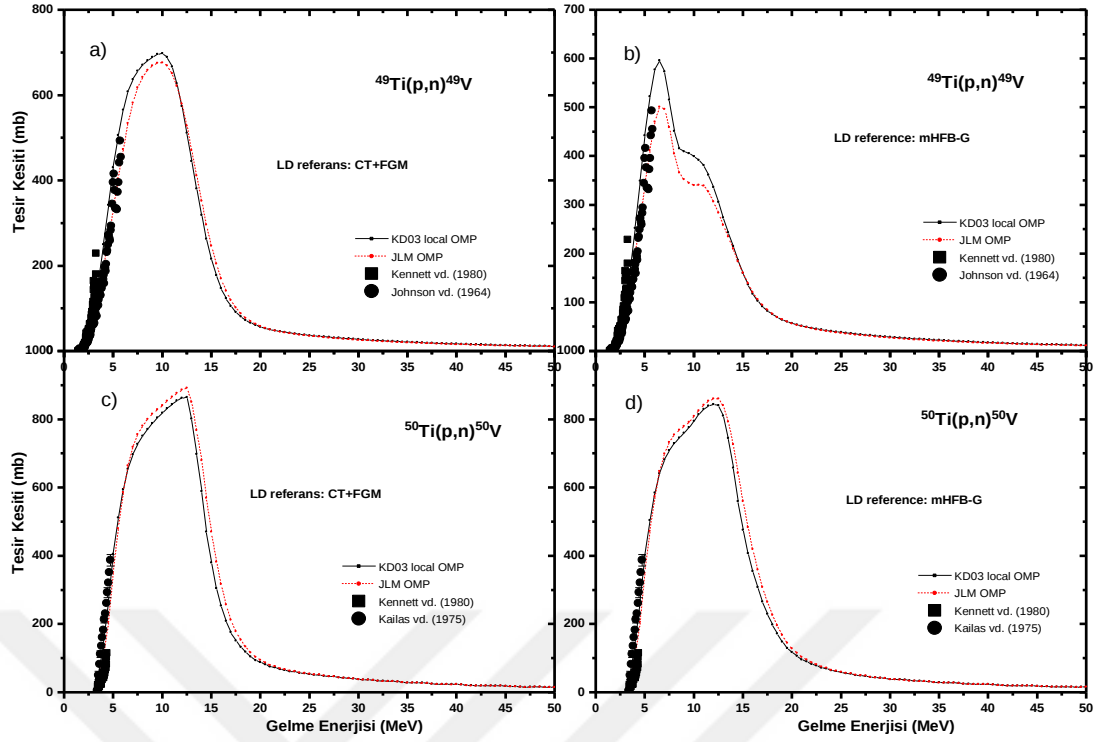
Şekil 4.41. a) CT+FGM, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



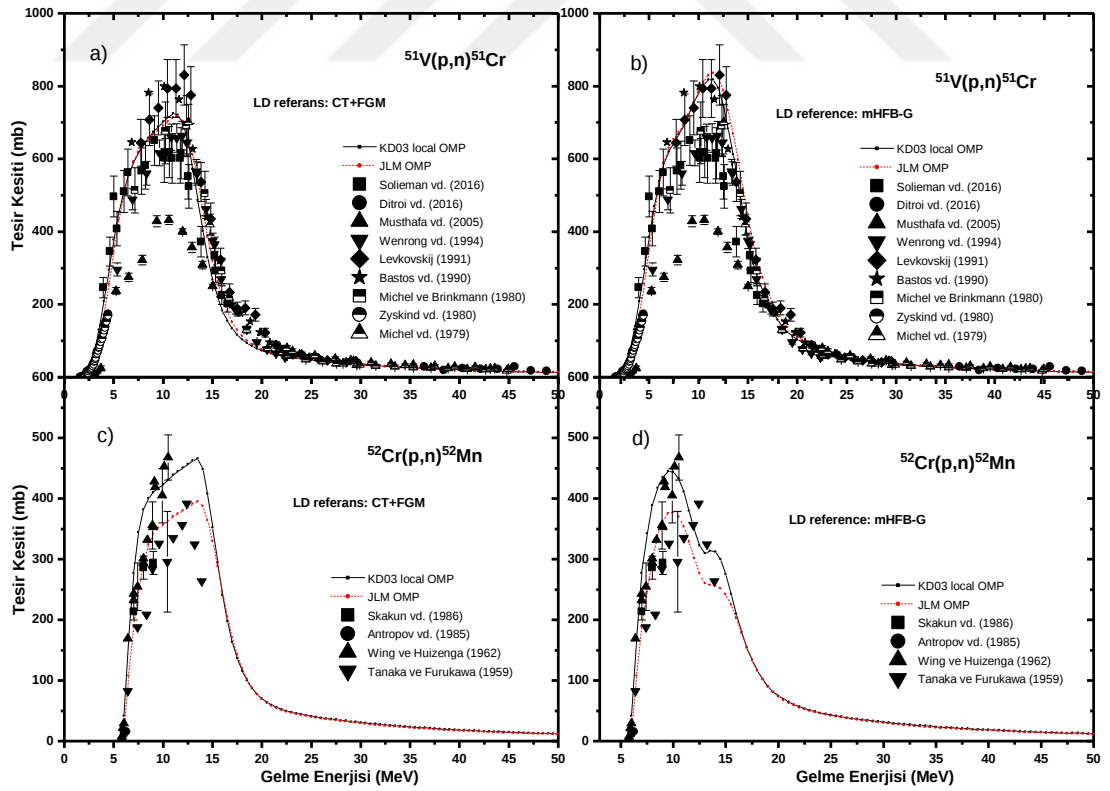
Şekil 4.42. a) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



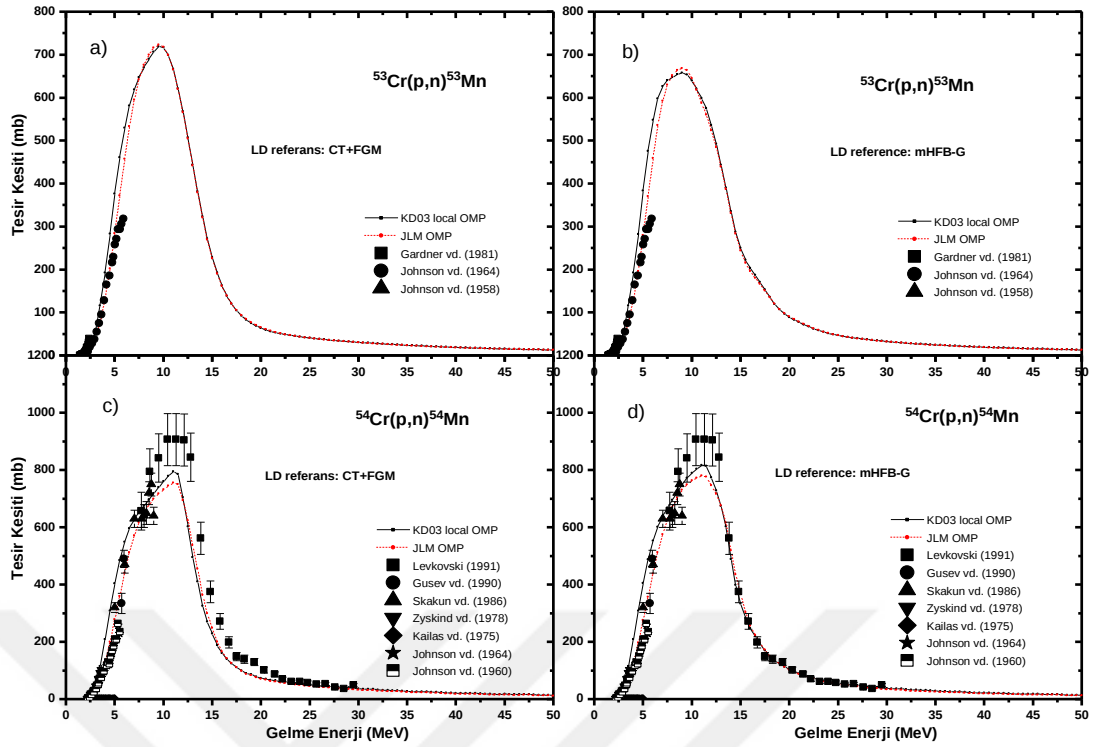
Şekil 4.43. a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



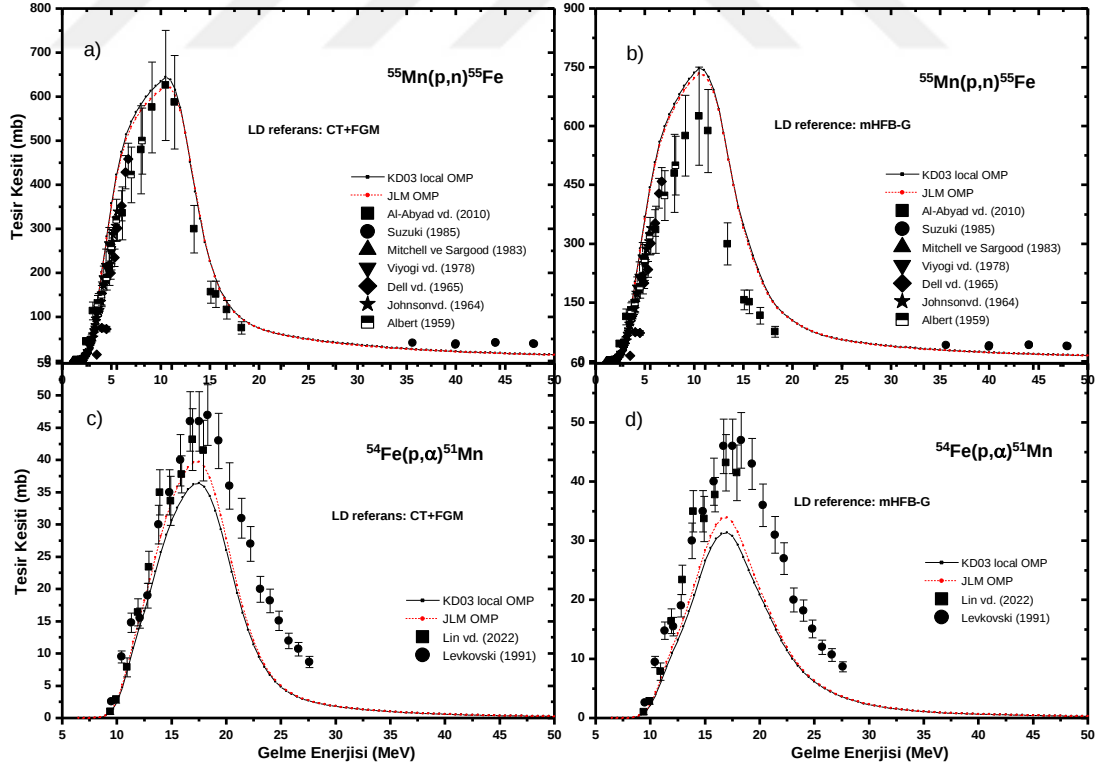
Şekil 4.44. a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



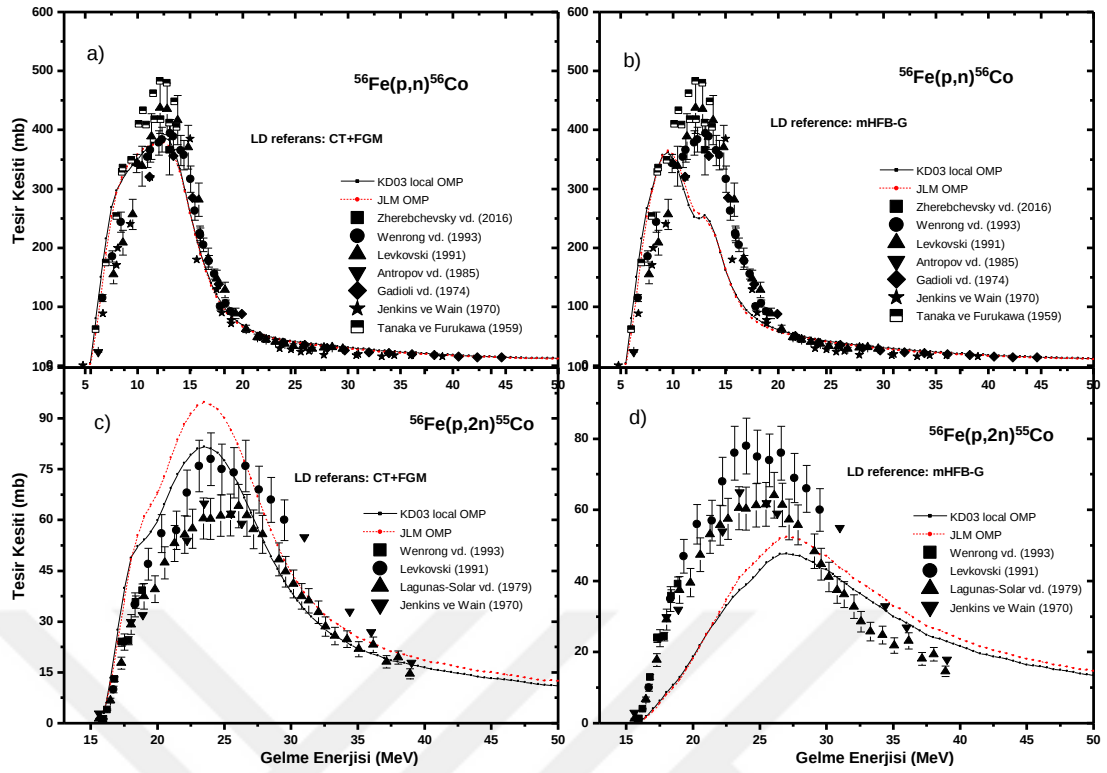
Şekil 4.45. a) CT+FGM, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ b) mHFB-G, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ c) CT+FGM, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



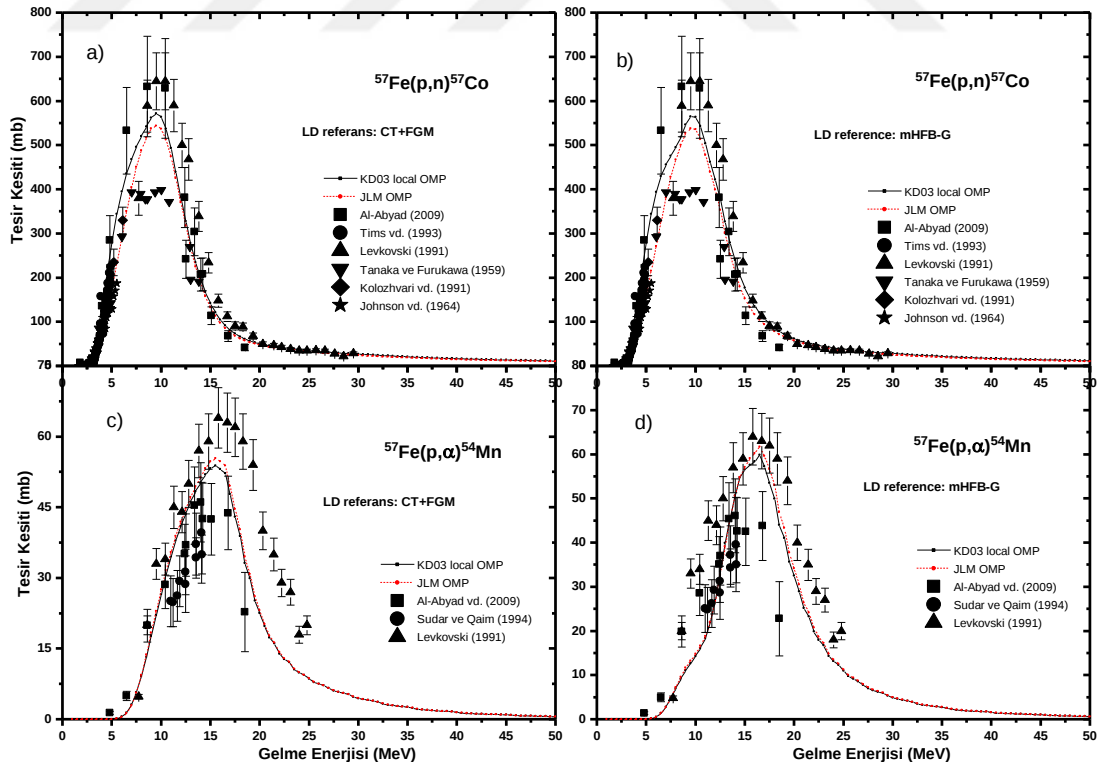
Şekil 4.46. a) CT+FGM, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ b) mHFB-G, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



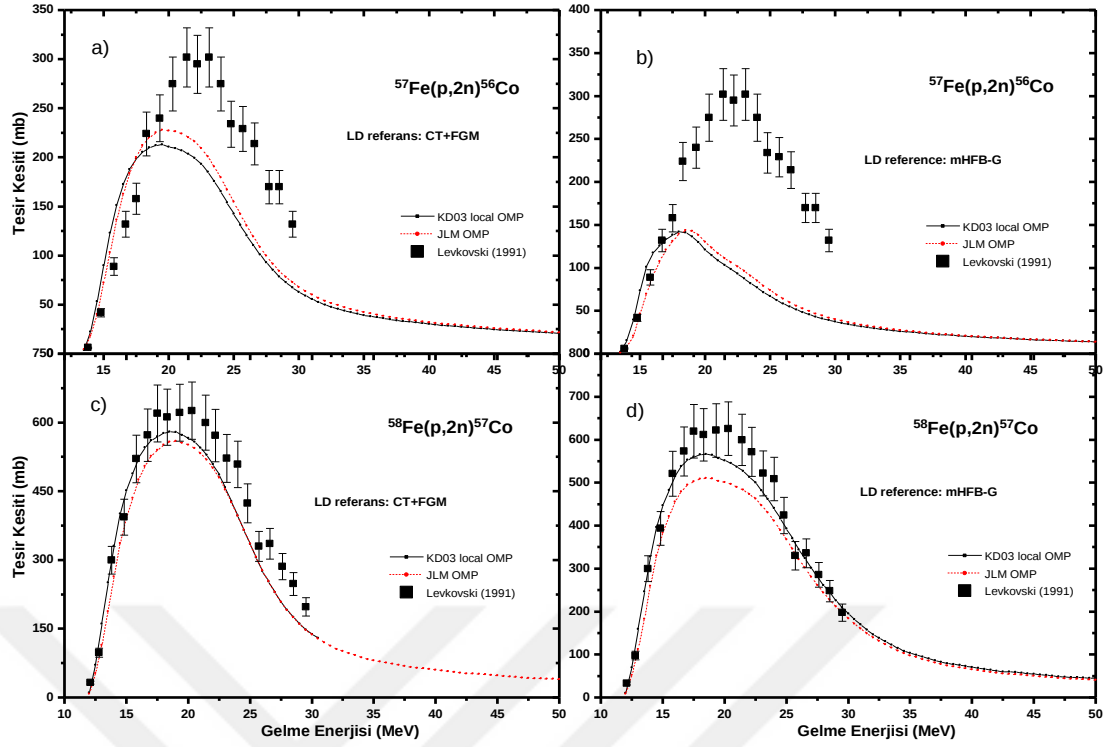
Şekil 4.47. a) CT+FGM, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ b) mHFB-G, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



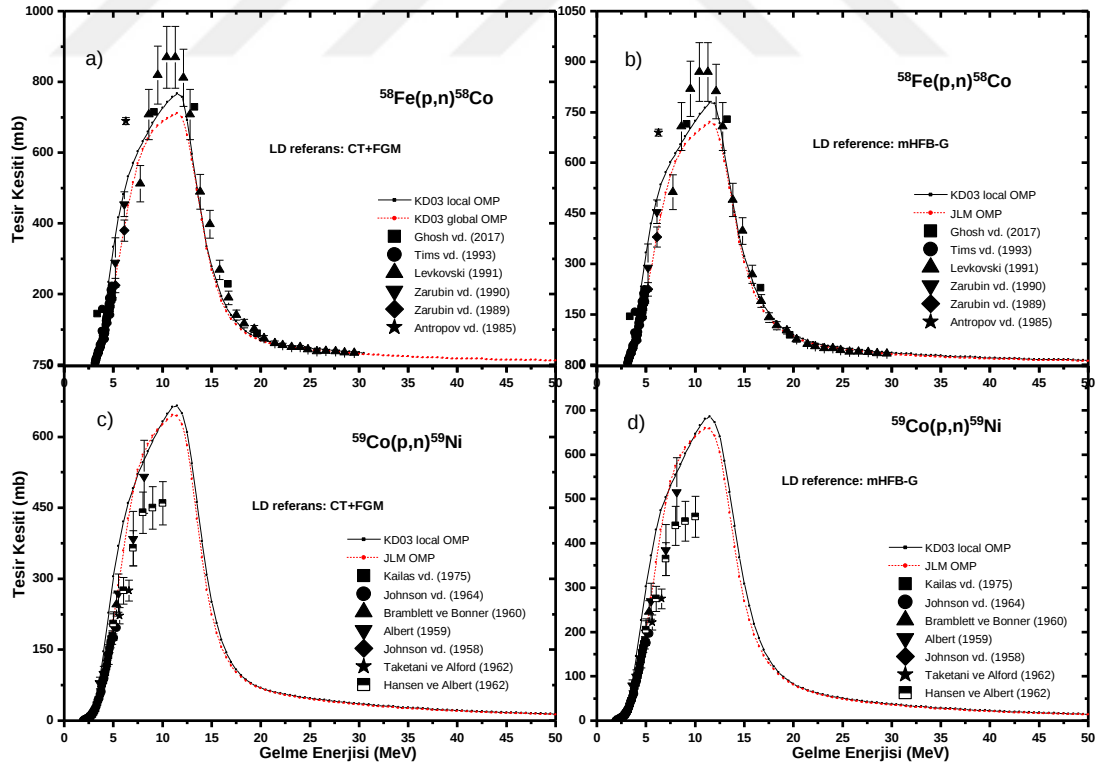
Şekil 4.48. a) CT+FGM, $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



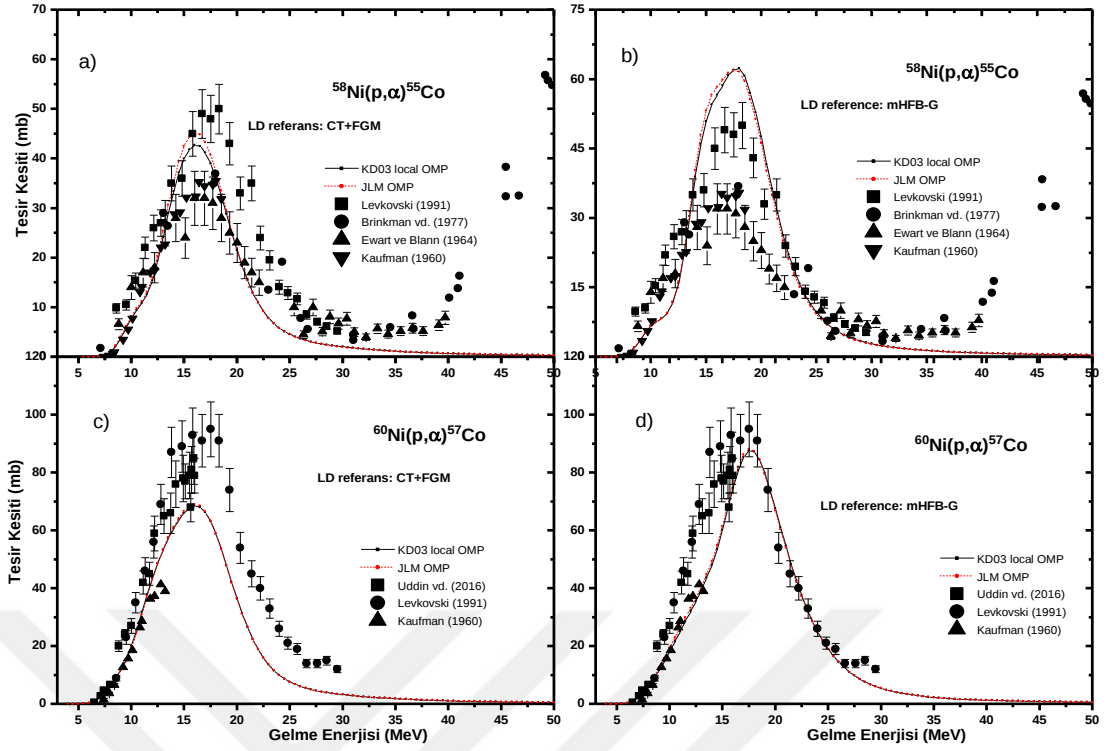
Şekil 4.49. a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



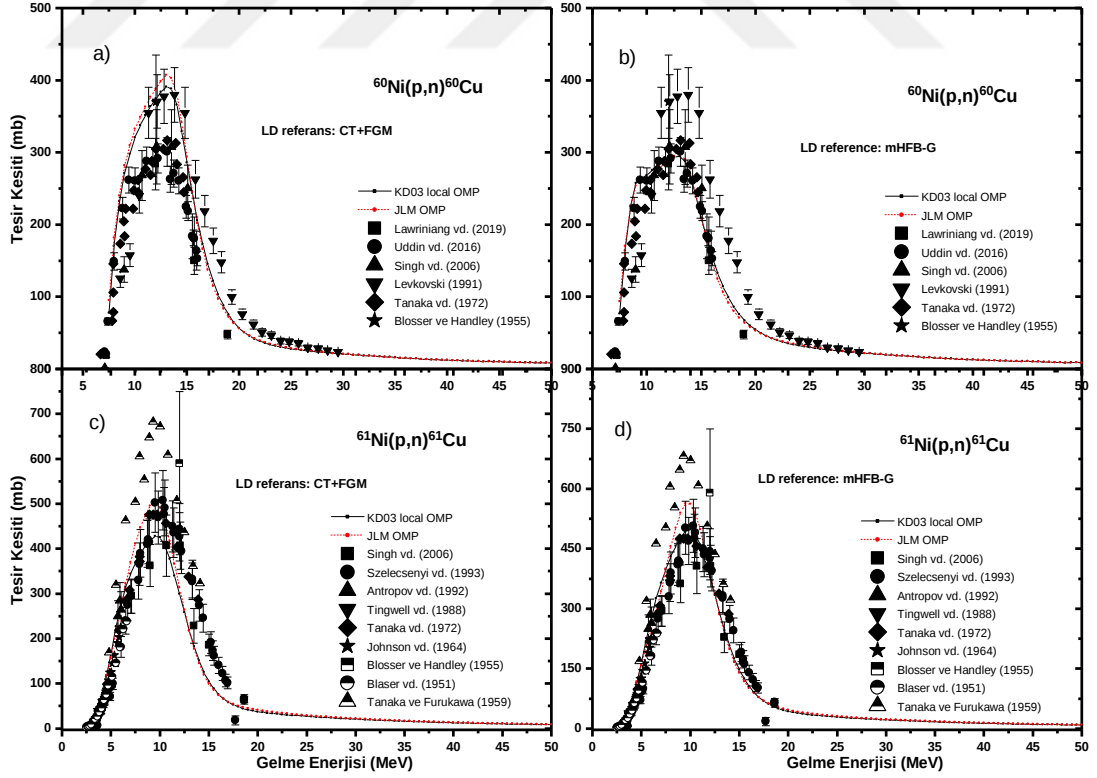
Şekil 4.50. a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



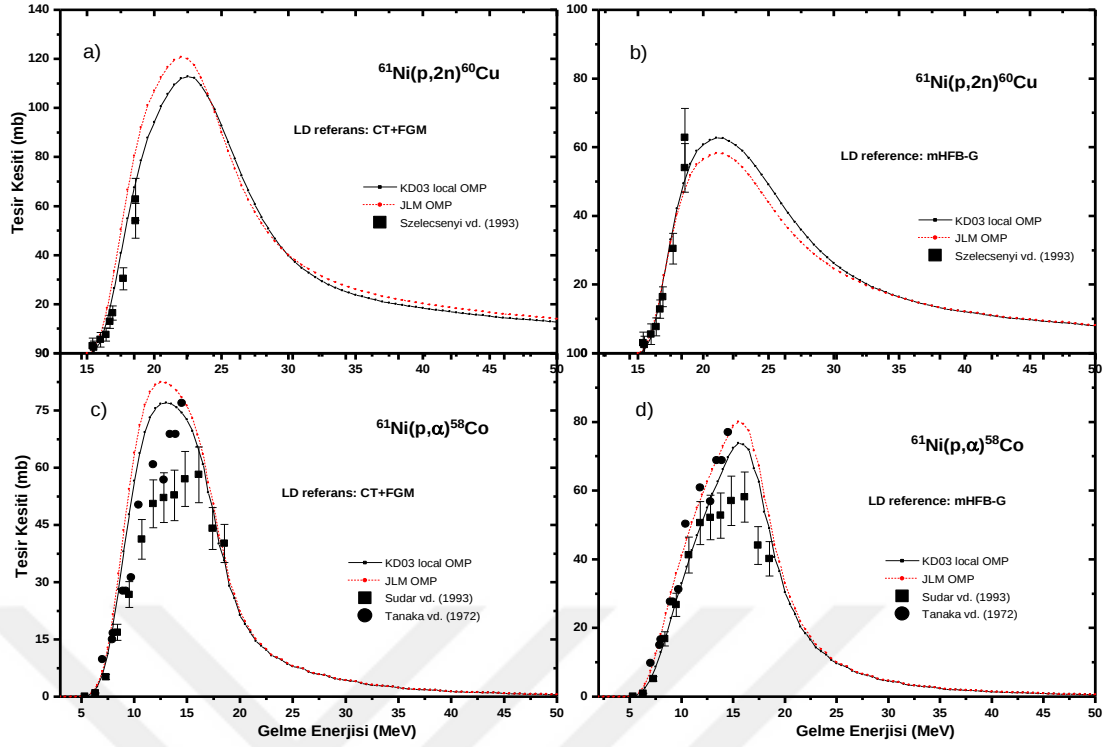
Şekil 4.51. a) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



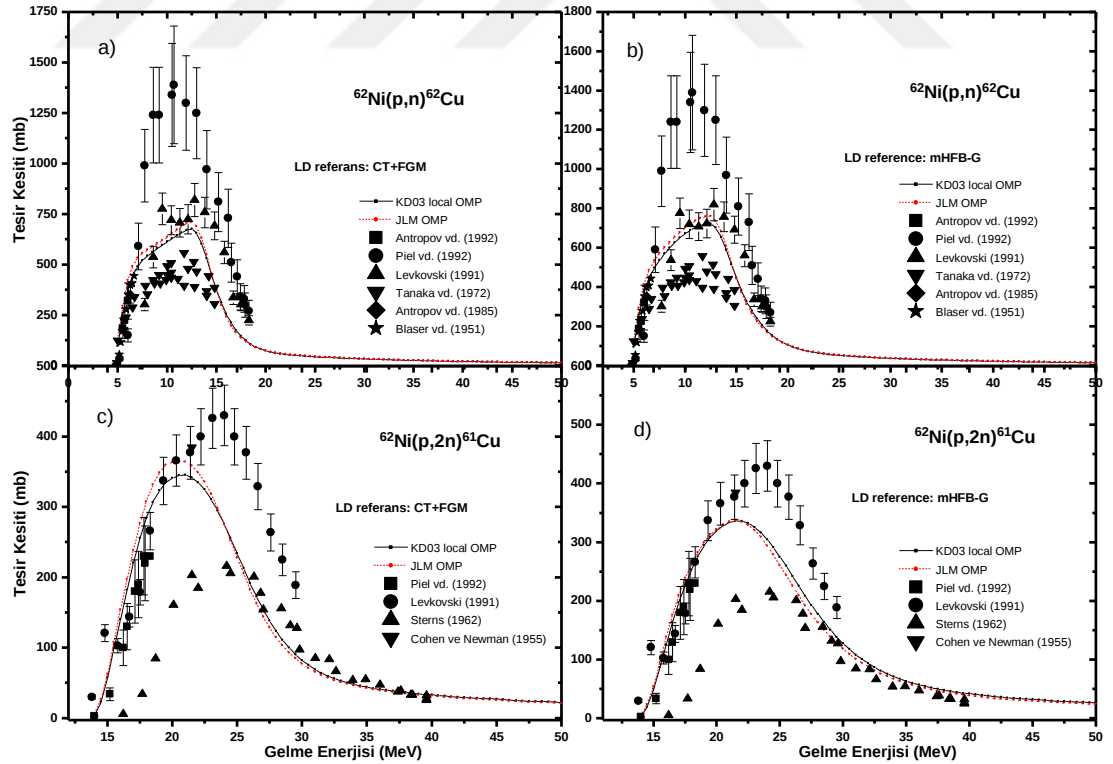
Şekil 4.52. a) CT+FGM, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



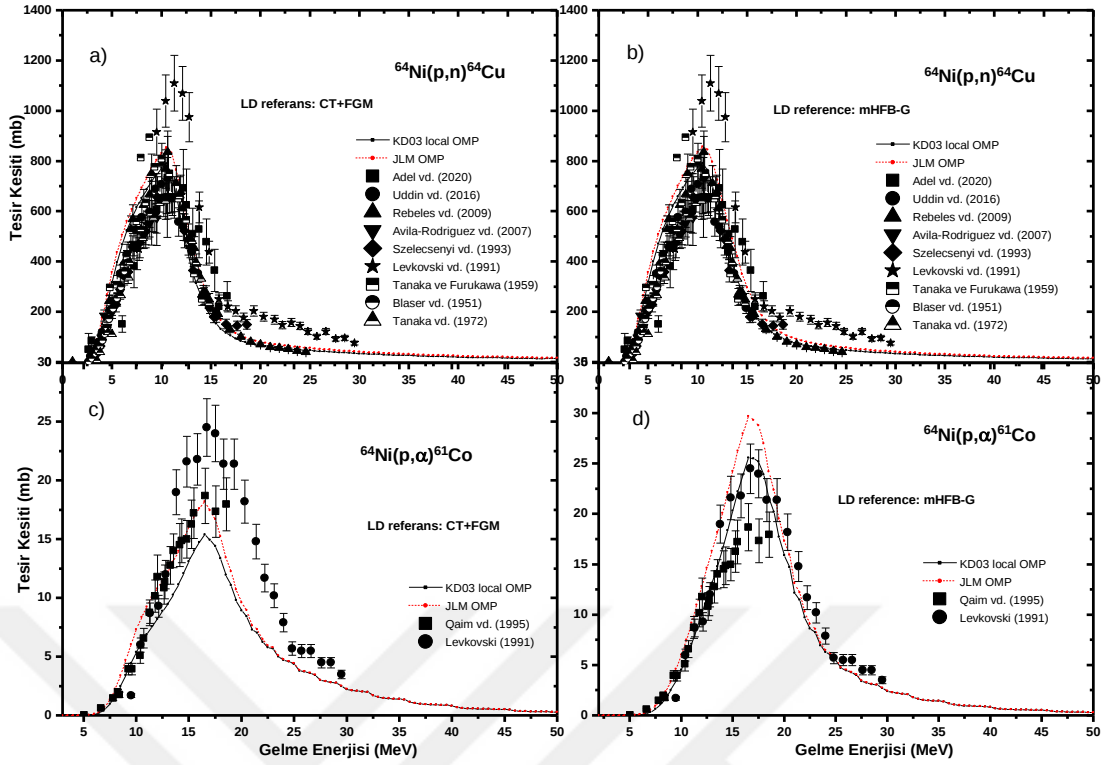
Şekil 4.53. a) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



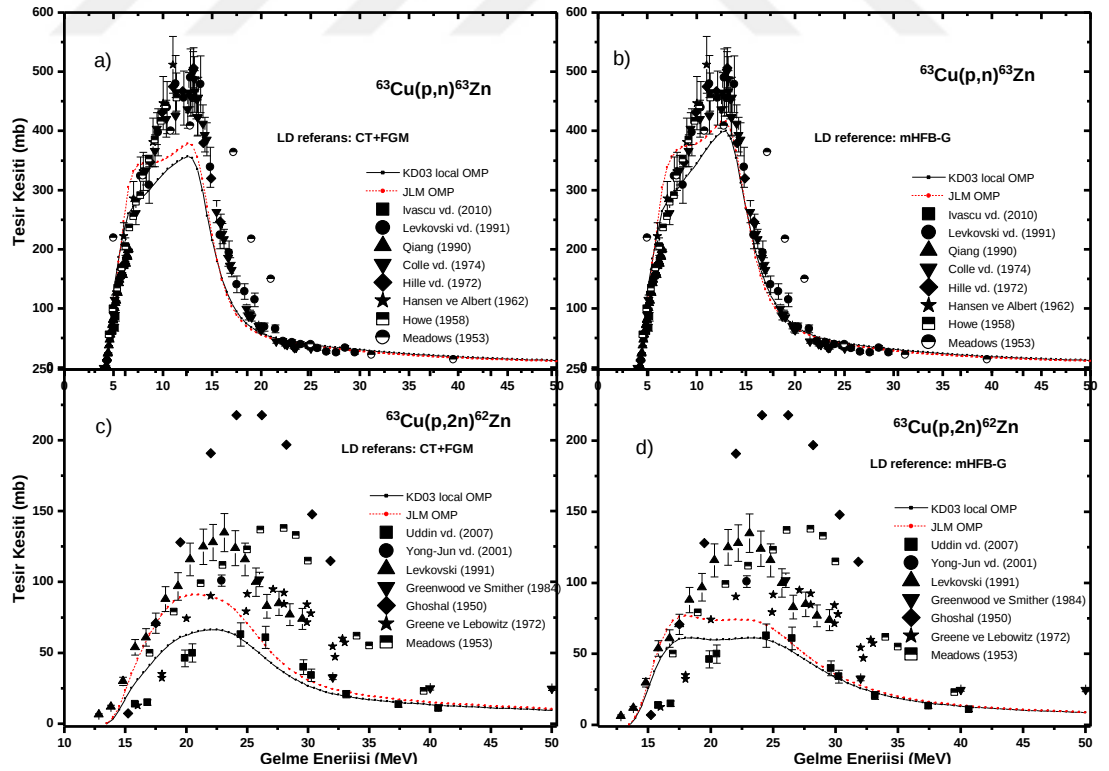
Şekil 4.54. a) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



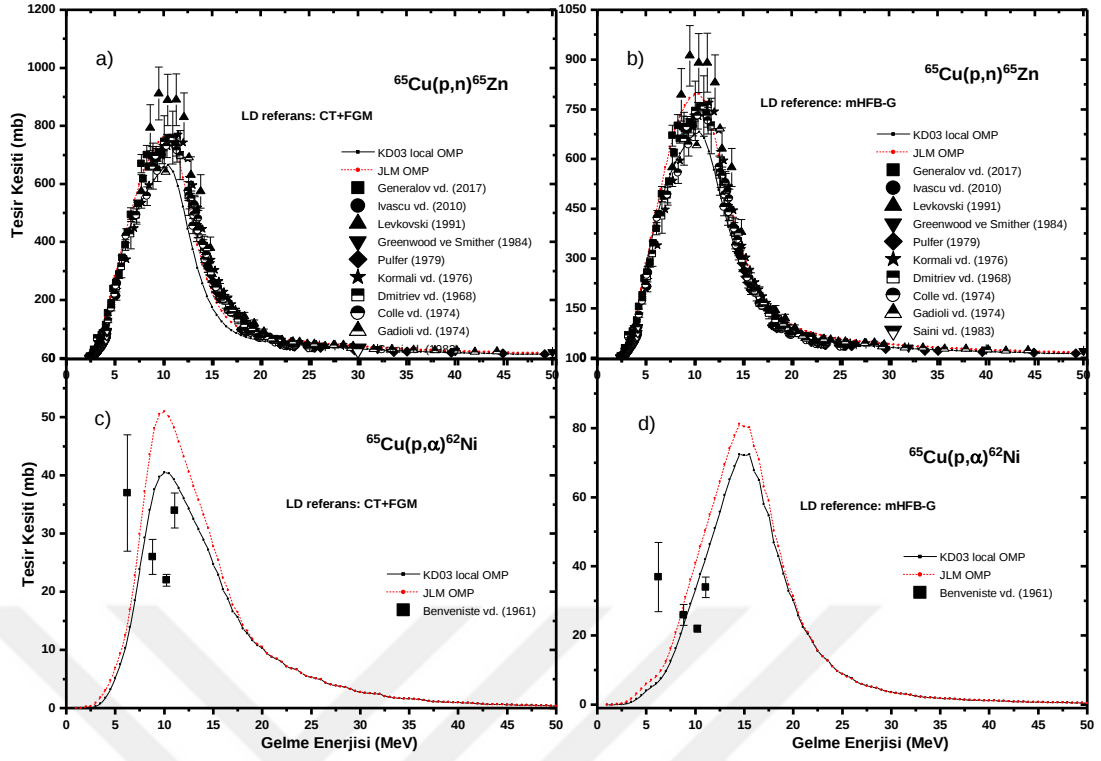
Şekil 4.55. a) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



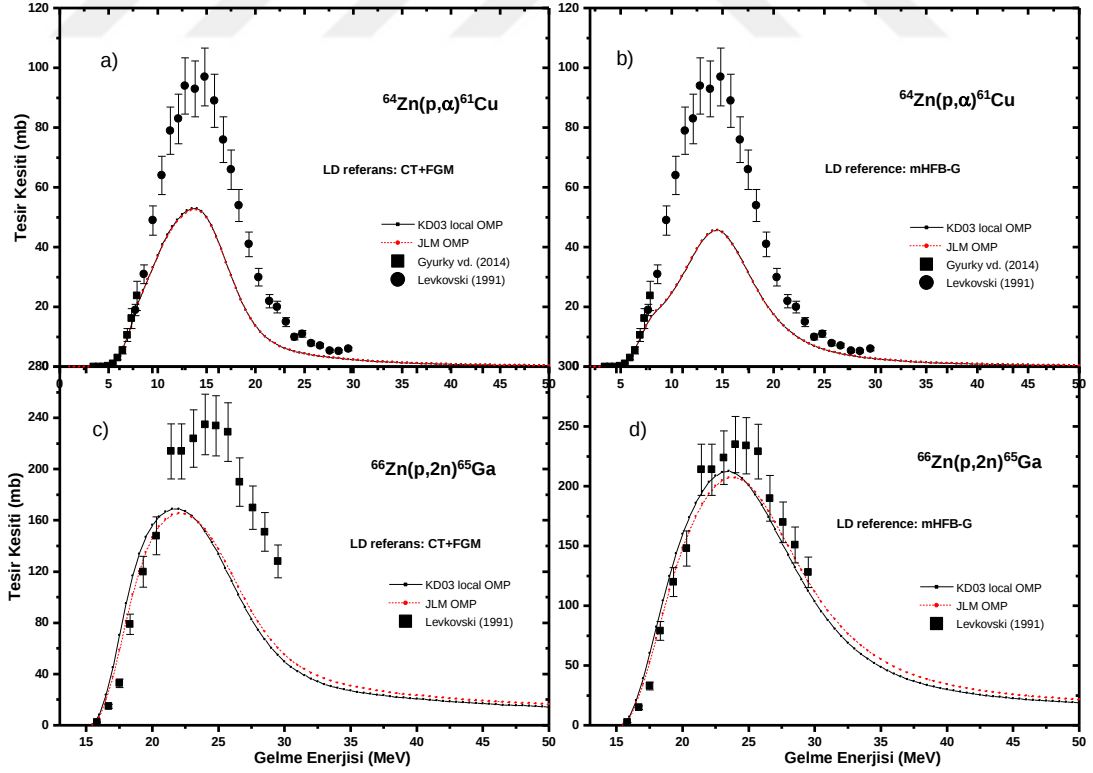
Şekil 4.56. a) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



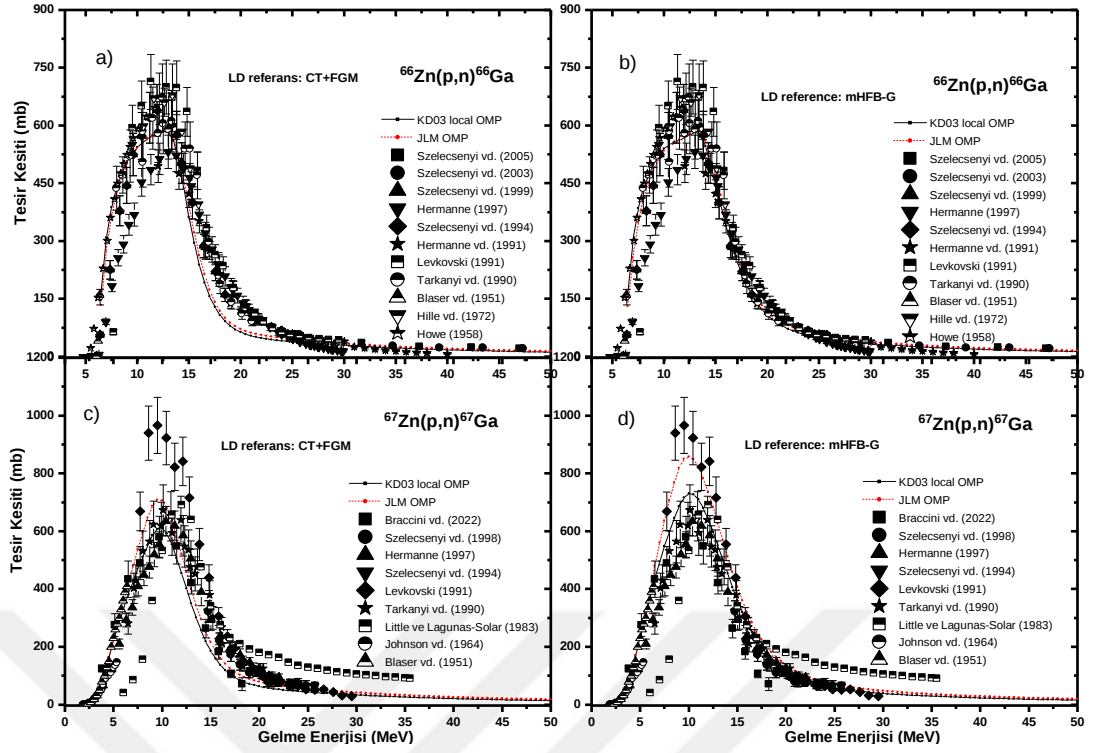
Şekil 4.57. a) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ d) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır.



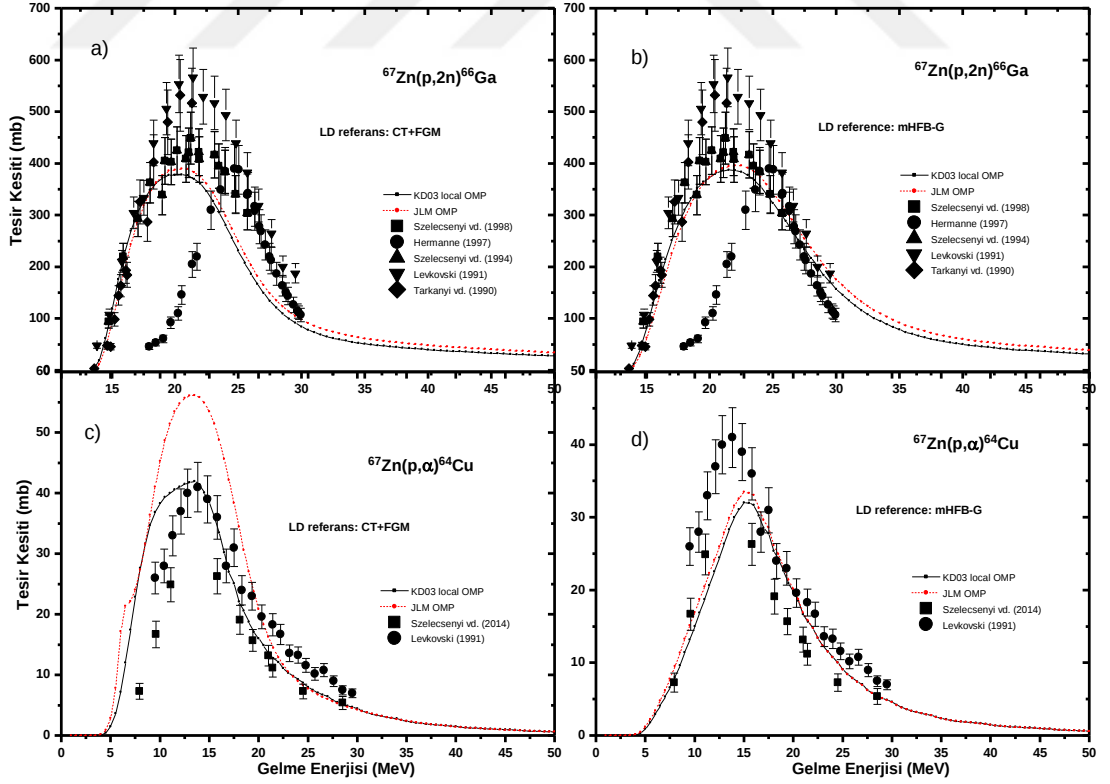
Şekil 4.58. a) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.



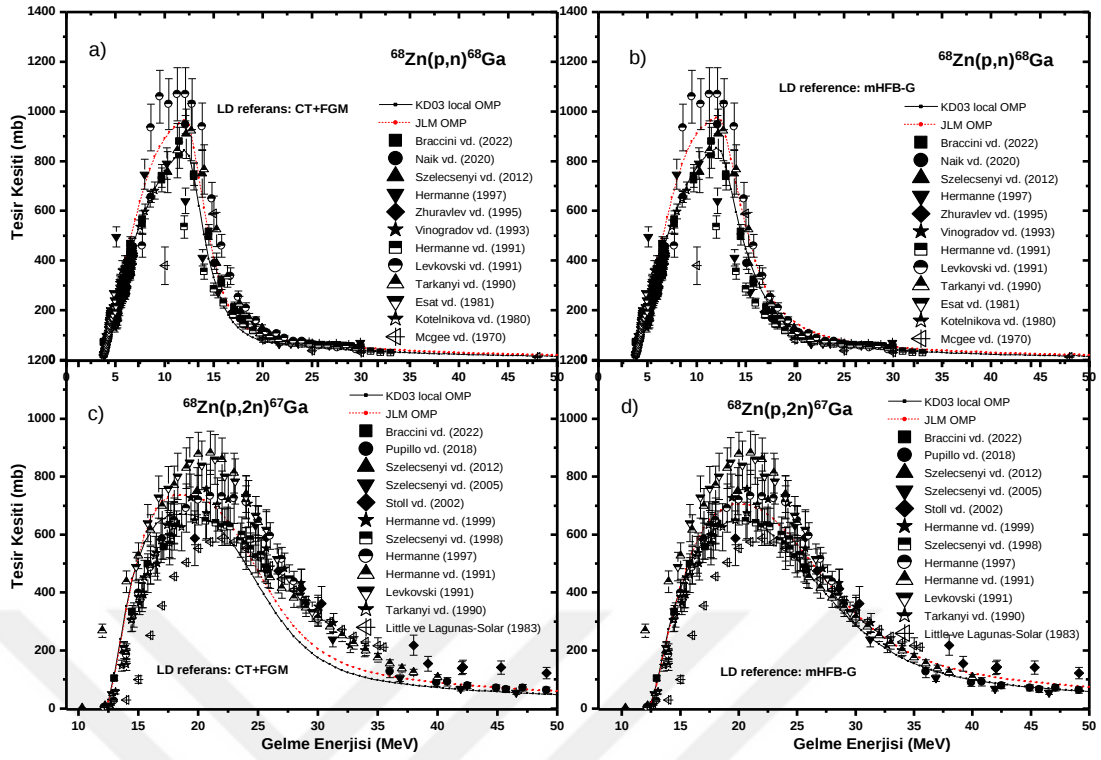
Şekil 4.59. a) CT+FGM, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.



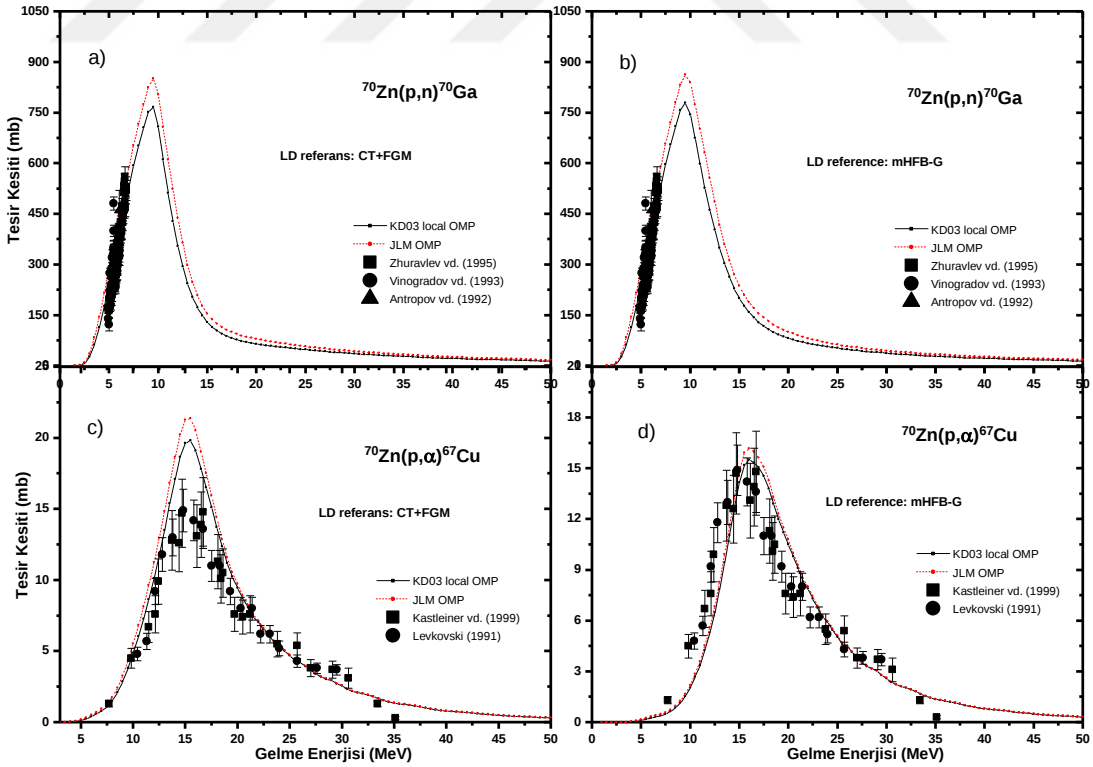
Şekil 4.60. a) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır.



Şekil 4.61. a) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'teki aynı işlem yapılmıştır



Şekil 4.62. a) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır



Şekil 4.63. a) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.40'taki aynı işlem yapılmıştır

4.2.5 Farklı jlmmode'lar ile tesir kesiti hesaplamaları

Bu kısımda optik model potansiyeli içerisinde farklı jlmmode'ların kullanımının tesir kesiti hesaplamaları üzerine etkileri incelenmiştir. Optik model hesaplamalarında JLM OMP seçilmiştir. Bir önceki bölümde olduğu gibi CT+FGM ve mHFB-G modeller seviye yoğunluklarının hesaplanması için kullanılmıştır. Bu iki seviye yoğunluk modeli ve JLM OMP için dört farklı jlmmode hesaplaması yapılmıştır. Şekil 4.64-Şekil 4.87 araştırılan reaksiyonlar için jlmmode değişimi ile elde edilen uyarılma fonksiyonları ve deneysel değerlerin karşılaştırılmasını sunar.

Burada, önceki kısımda incelenen yarı-mikroskopik optik model (JLM) içerisinde dört farklı optik model girdisi için hesaplamalar yapılmıştır. TALYS 1.96 kodunda bu optik model girdileri jlmmode parametresi ile verilmiştir. Bu komut JLM optik modelinin sanal potansiyeli için parametreleri değiştirerek farklı normalizasyonlar elde etmemizi sağlar. Bu çerçevede Eşitlik (4.10)'daki 0.44 sabitiyle verilen katsayı, aşağıdaki dört farklı mod ile uygulanır:

jlmmode 0: Eşitlik (4.10)'un standart JLM sanal potansiyelidir.

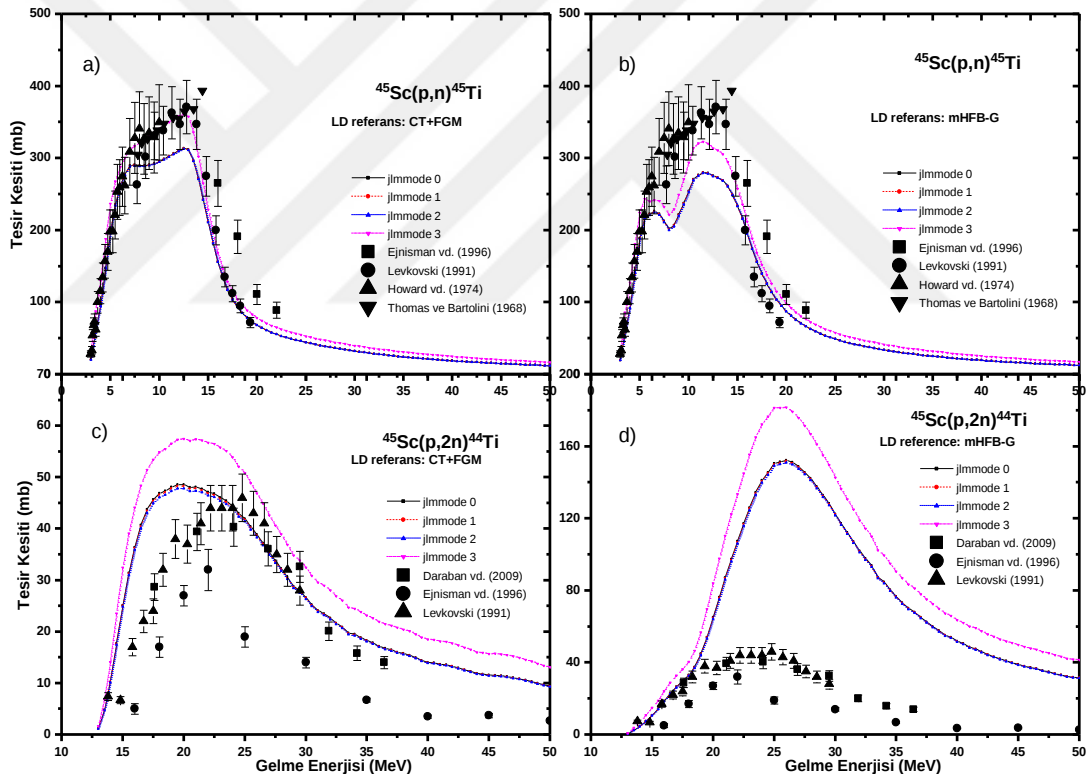
jlmmode 1: Eşitlik (4.10)'daki 0.44, $1.1\exp(-0.4E^{1/2})$ katsayısıyla değiştirilir.

jlmmode 2: Eşitlik (4.10)'daki 0.44, $1.25\exp(-0.2E^{1/2})$ katsayısıyla değiştirilir.

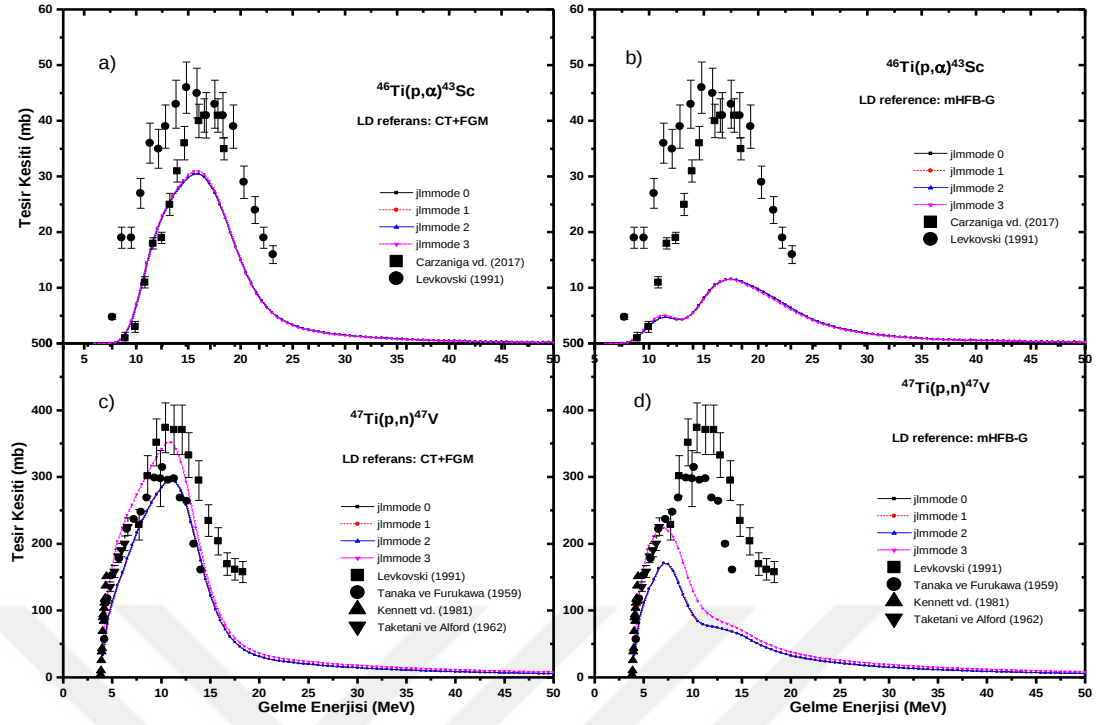
jlmmode 3: 1 MeV altındaki gelme enerjileri için jlmmode 2 ile aynı ancak $\lambda_W(E)$ iki kat daha büyüktür.

(p,n), (p,2n) ve (p, α) reaksiyon kanalları için jlmmode 0, 1, 2 kullanılarak yapılan hesaplamalar Şekil 4.64-Şekil 4.87'den görüleceği üzere neredeyse aynı sonuçları üretmiştir. Dolayısıyla bu üç jlmmode seçeneğinin uyarılma fonksiyonlarının yapısı ve büyüklüğü üzerine etkisinin kısıtlı olduğu söylenebilir. Diğer taraftan jlmmode 3 seçeneği uyarılma fonksiyonlarının yapısı üzerine olmasa da büyüklüğü üzerine hissedilir bir etki yaratmıştır. (p,n) ve (p,2n) reaksiyonları için jlmmode 3 kullanılarak yapılan hesaplamalar özellikle uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede diğer optik model jlmmode seçeneklerinden daha büyük tesir kesitleri vermiştir. Bu etki özellikle (p,2n) reaksiyon kanalında oldukça belirgindir.

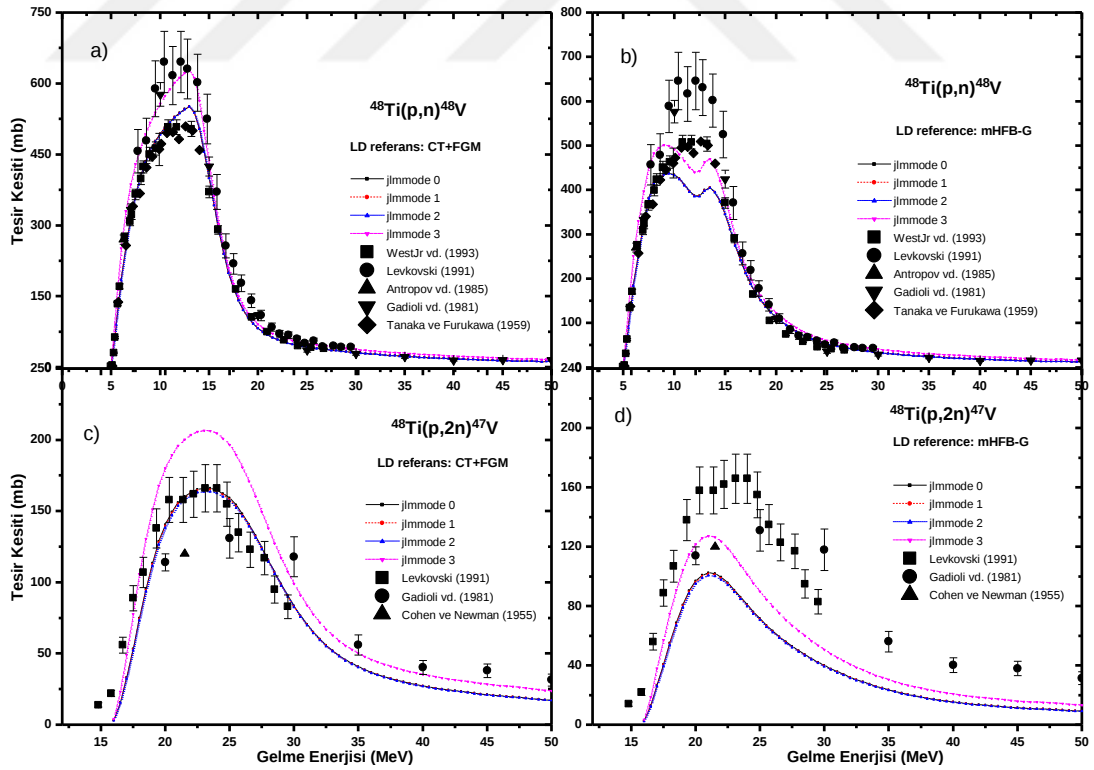
Uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede birçok (p,2n) reaksiyonu için jlmmode 3 ile gerçekleştirilen hesaplamalar diğer model hesaplamalarına oranla %25 daha yüksekte yer almaktadır. (p, α) reaksiyon kanalı için ise durum (p,n) ve (p,2n) reaksiyonlarına oranla biraz farklıdır. (p, α) reaksiyonu için jlmmode 3 hesaplamaları ile diğer üç model hesaplamaları arasındaki büyüklük farkı (p,n) ve (p,2n) reaksiyonlarında olduğu gibi fazla değildir. Hatta $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ ve $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ gibi bazı reaksiyonlar için sonuçlar oldukça yakındır. Diğer (p, α) reaksiyonlarında ise uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede (p,n) ve (p,2n) reaksiyonlarının aksine jlmmode 3 tesir kesiti sonuçları daha düşük sonuçlar üretir. $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ ve $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için jlmmode 3 kullanılarak yapılan hesaplamalar deneysel tesir kesiti değerlerini oldukça iyi kestirmiştir.



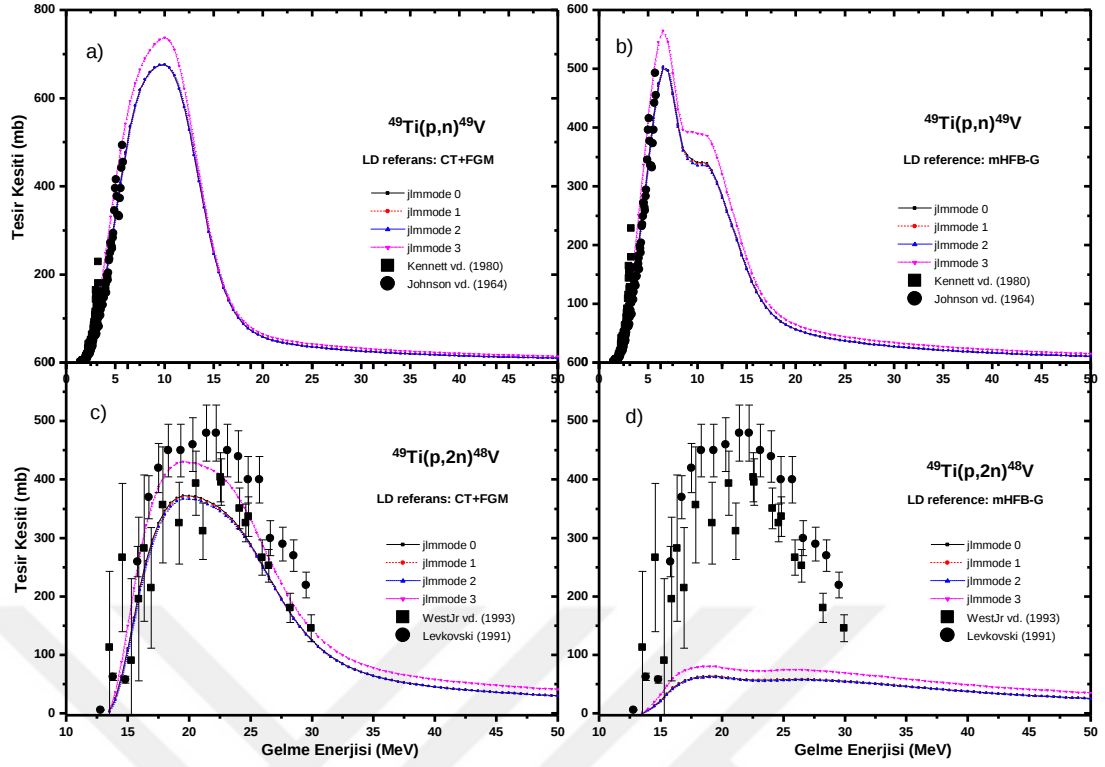
Şekil 4.64. a) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için CT-FGM, b) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için mHFB-G, c) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonu için CT-FGM, d) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonları için mHFB-G seviye yoğunluk modelleri kullanılarak farklı jlmmode'lar ile yapılan hesaplamaların deneysel değerlerle karşılaştırılması.



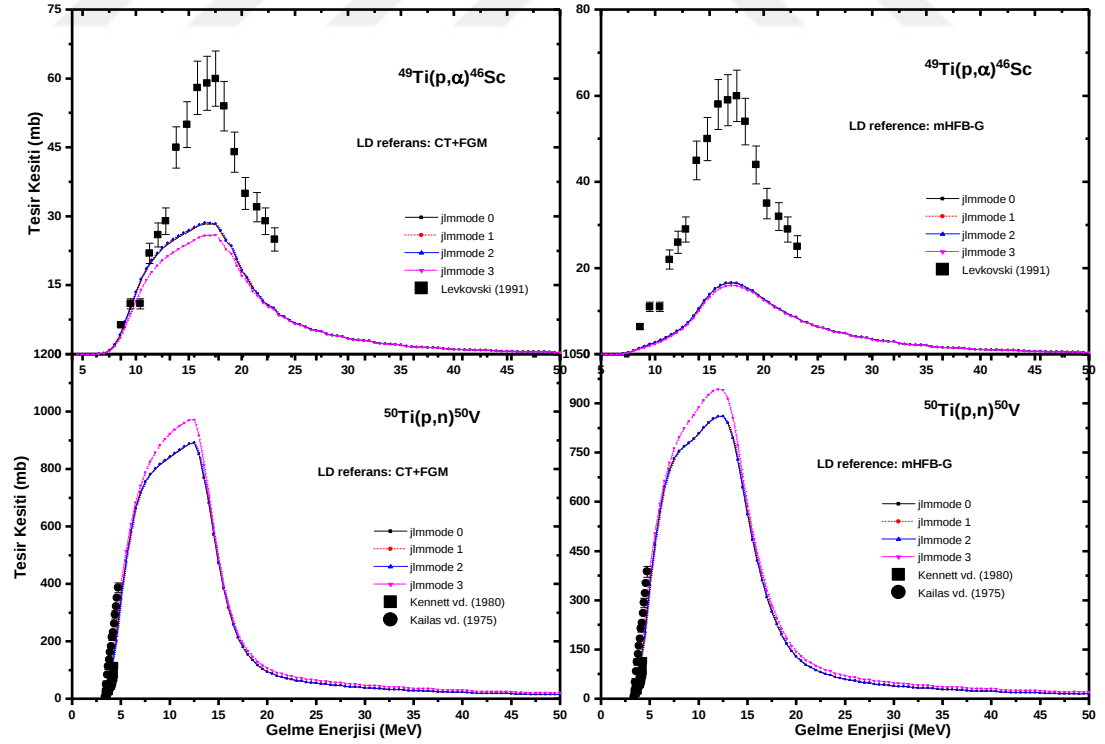
Şekil 4.65. a) CT+FGM, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



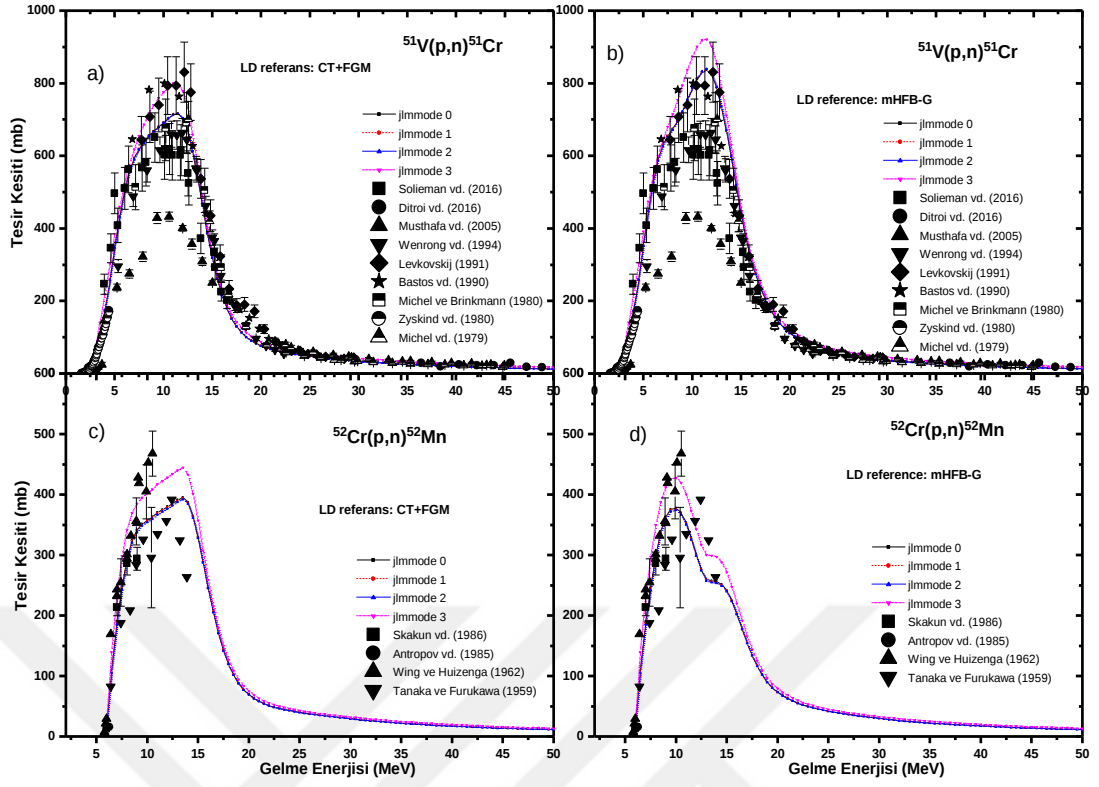
Şekil 4.66. a) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



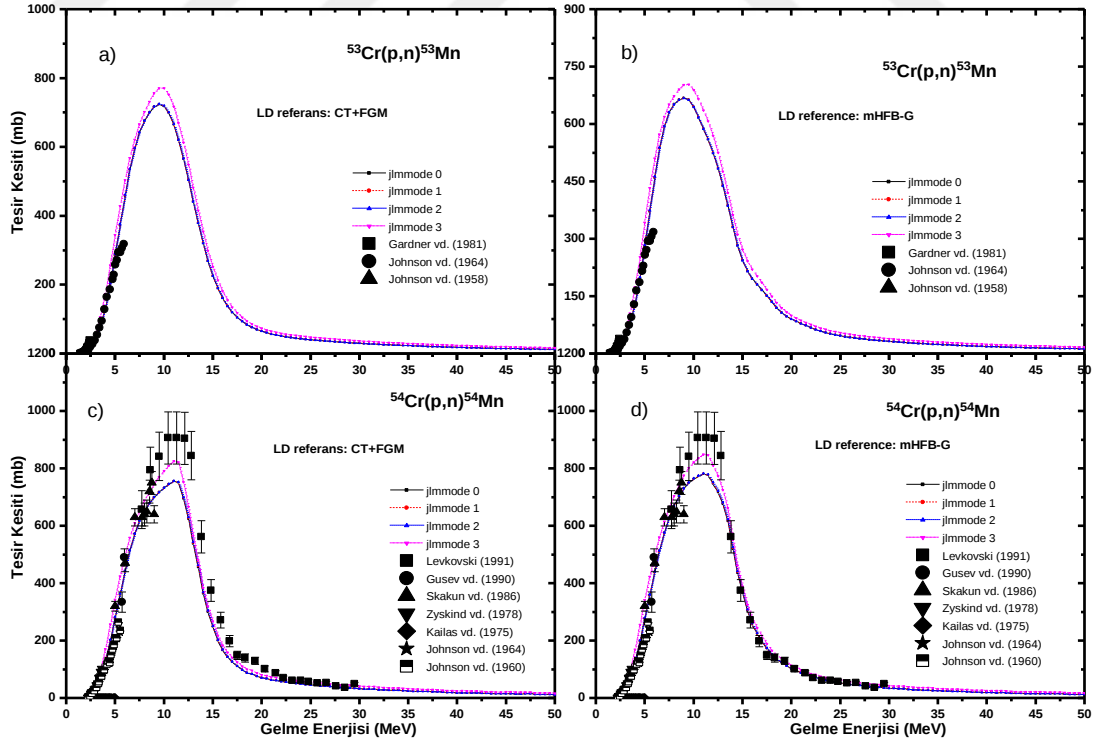
Şekil 4.67. a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



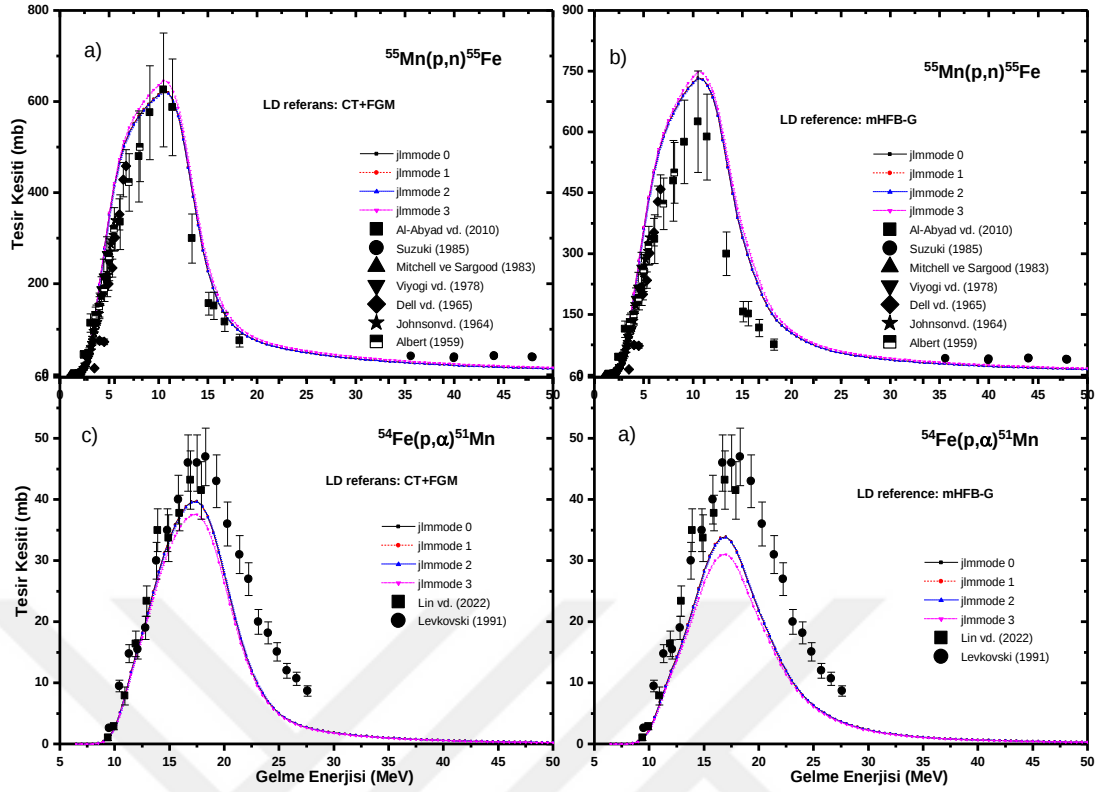
Şekil 4.68. a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



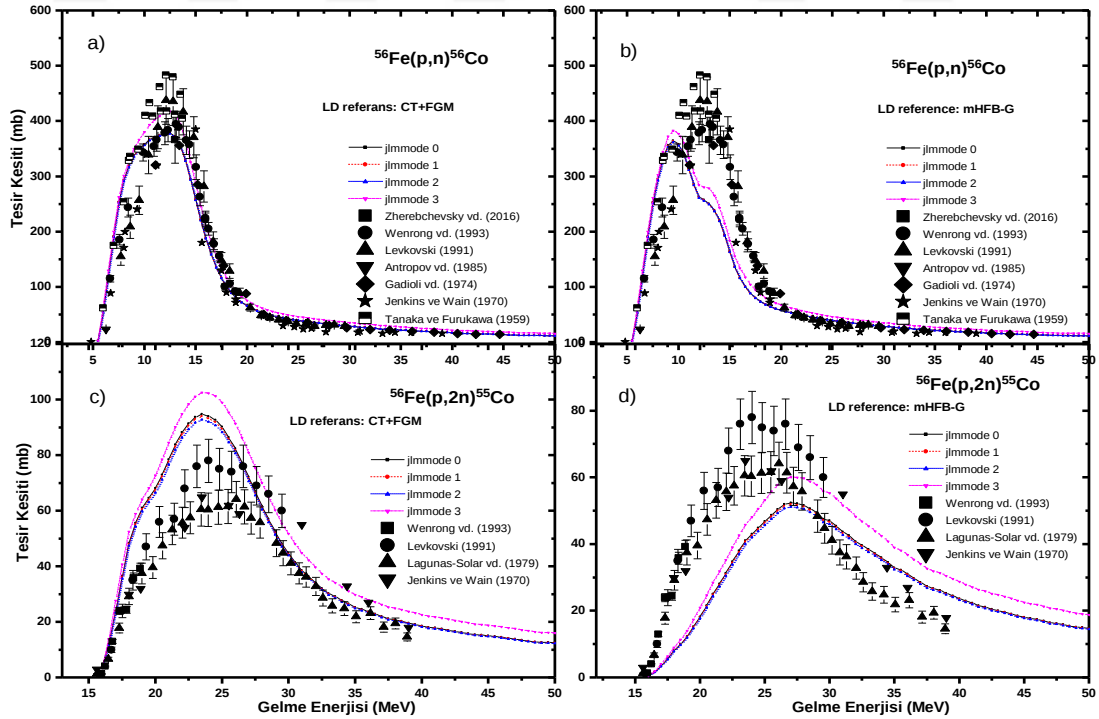
Şekil 4.69. a) CT+FGM, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ b) mHFB-G, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ c) CT+FGM, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



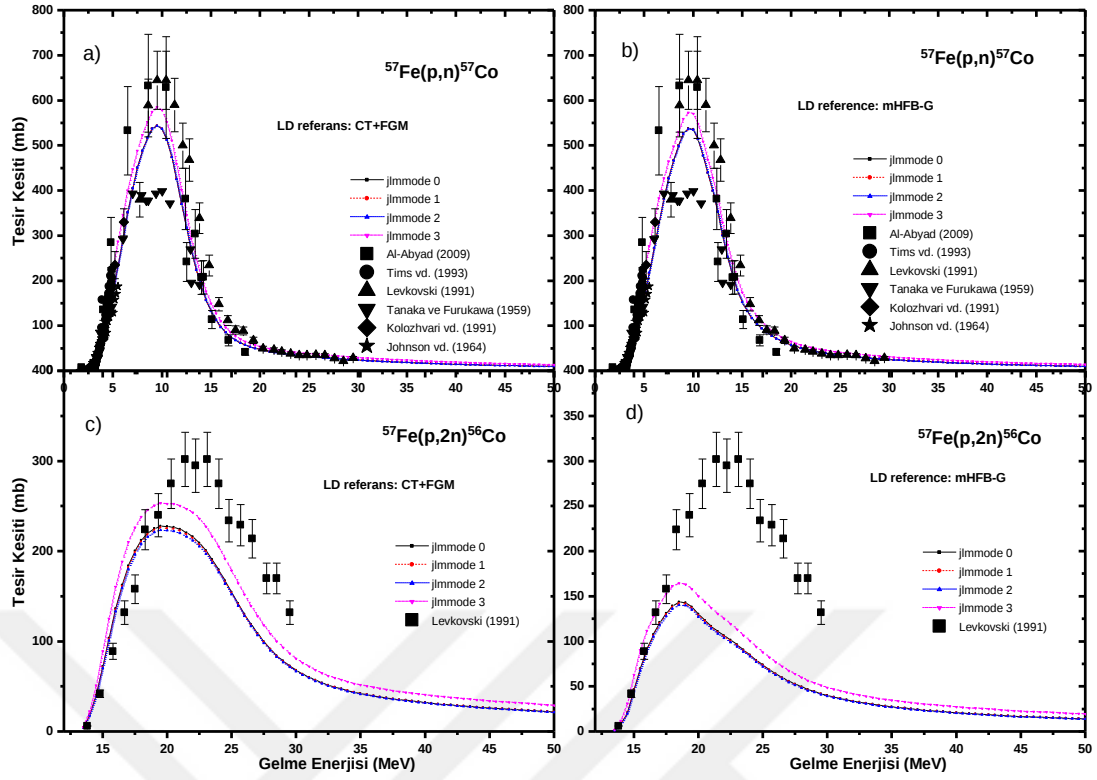
Şekil 4.70. a) CT+FGM, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ b) mHFB-G, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



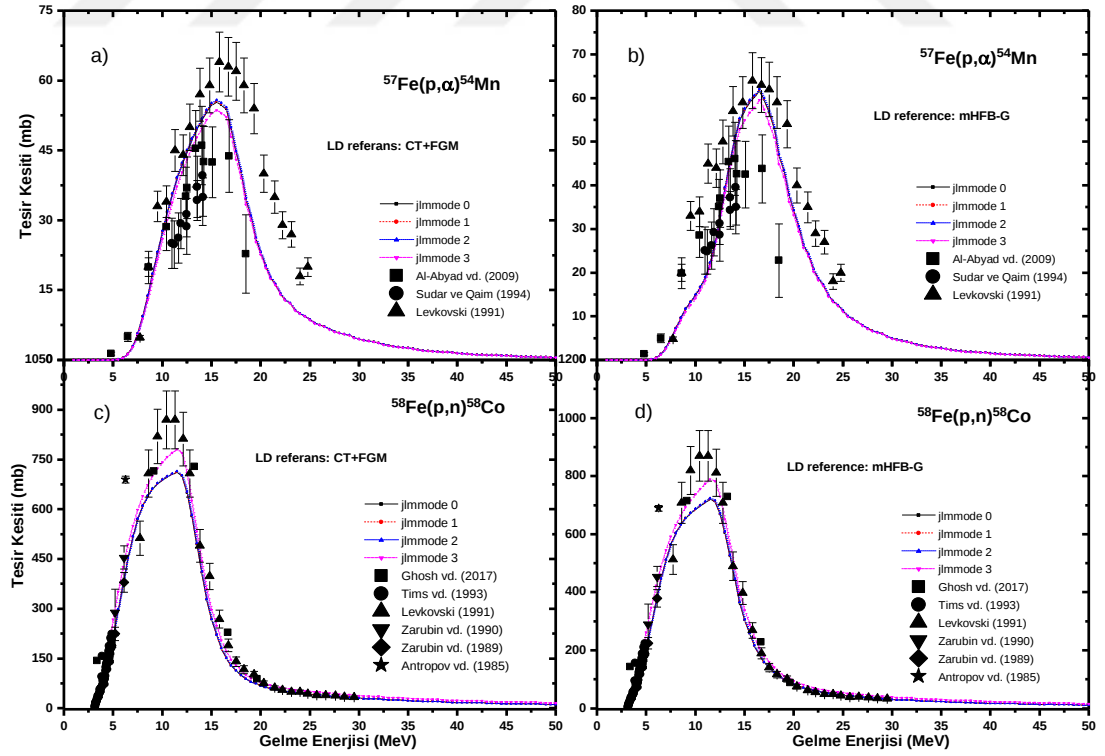
Şekil 4.71. a) CT+FGM, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ b) mHFB-G, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



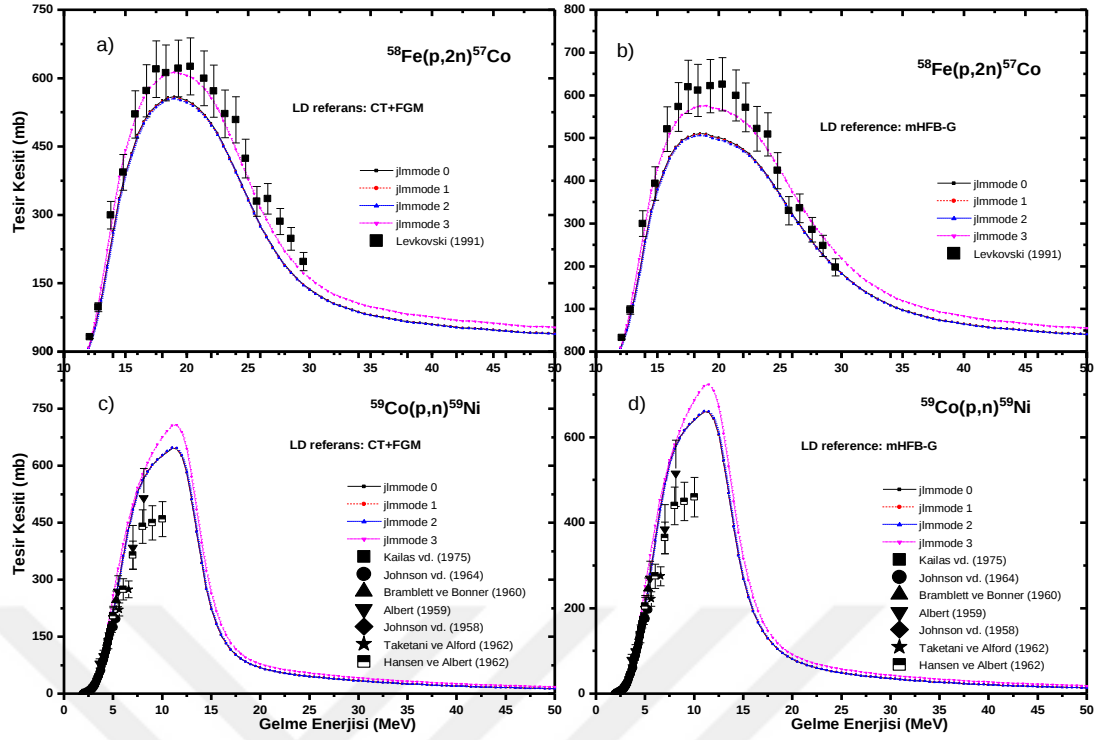
Şekil 4.72. a) CT+FGM, $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



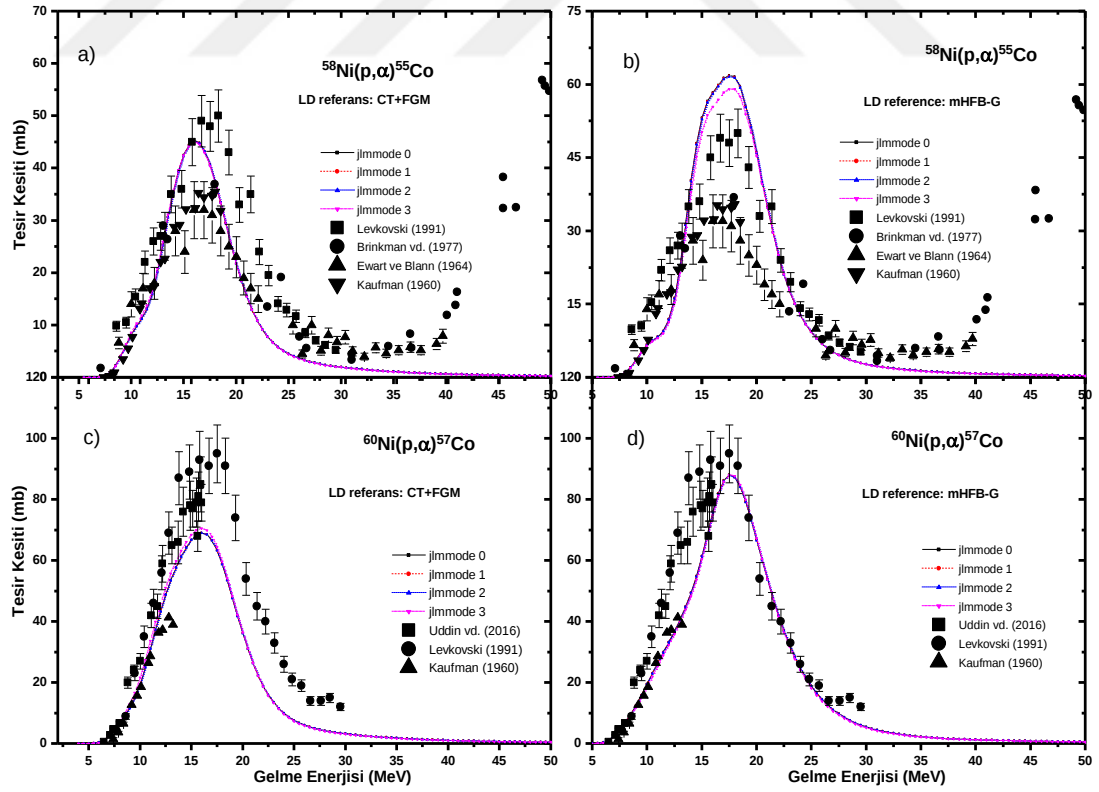
Şekil 4.73. a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



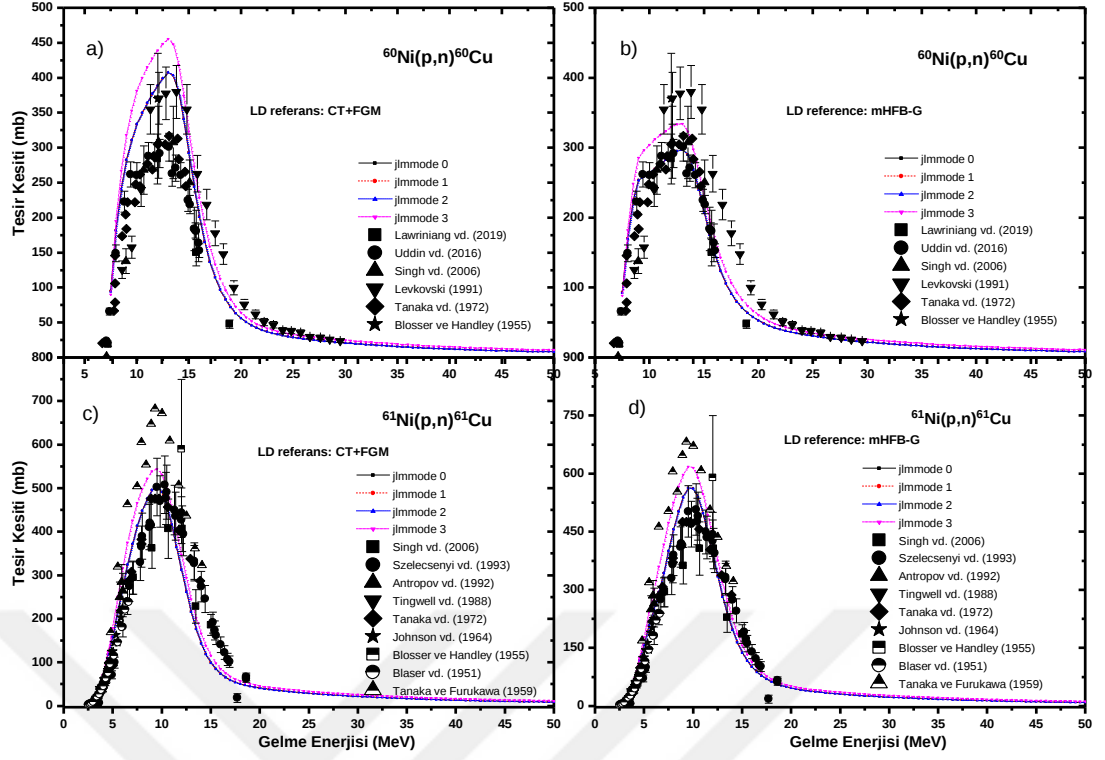
Şekil 4.74. a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ c) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



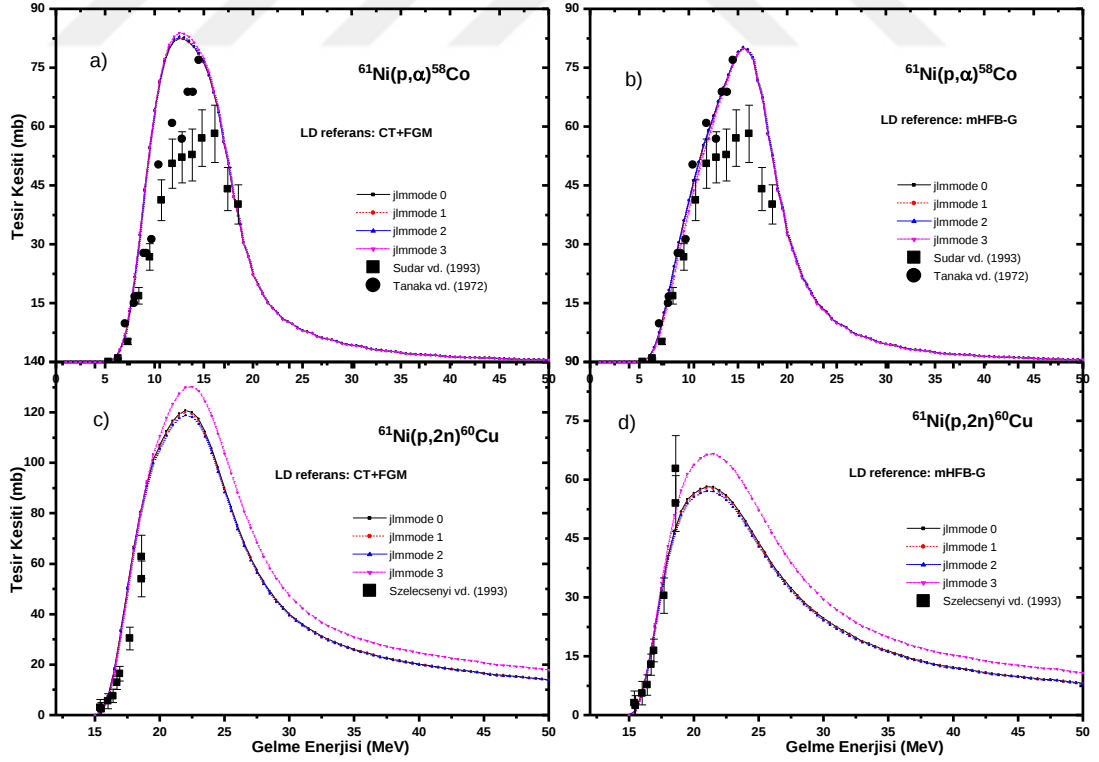
Şekil 4.75. a) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



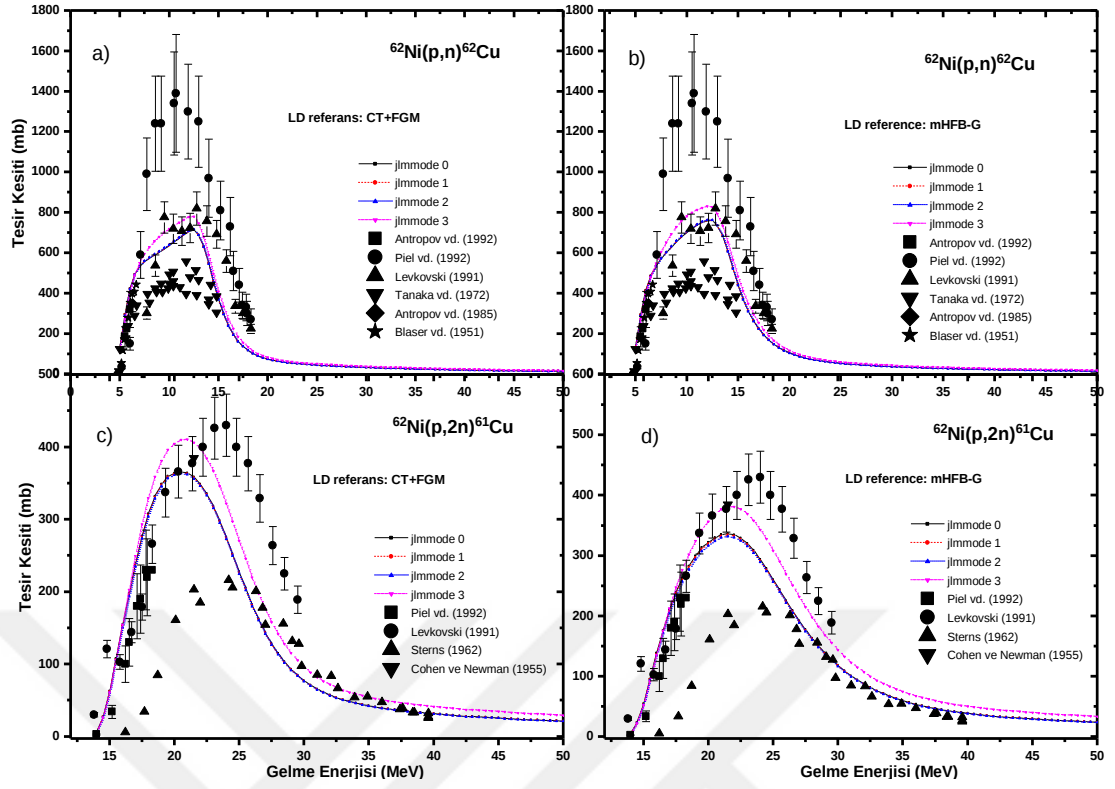
Şekil 4.76. a) CT+FGM, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



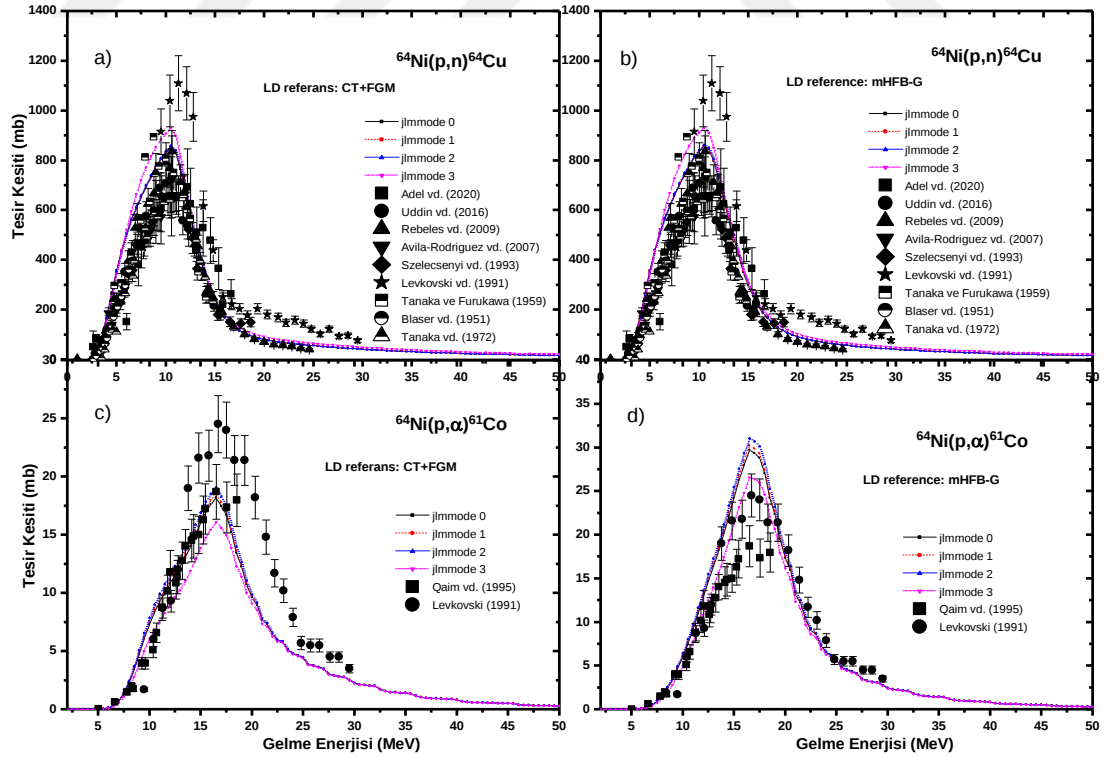
Şekil 4.77. a) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



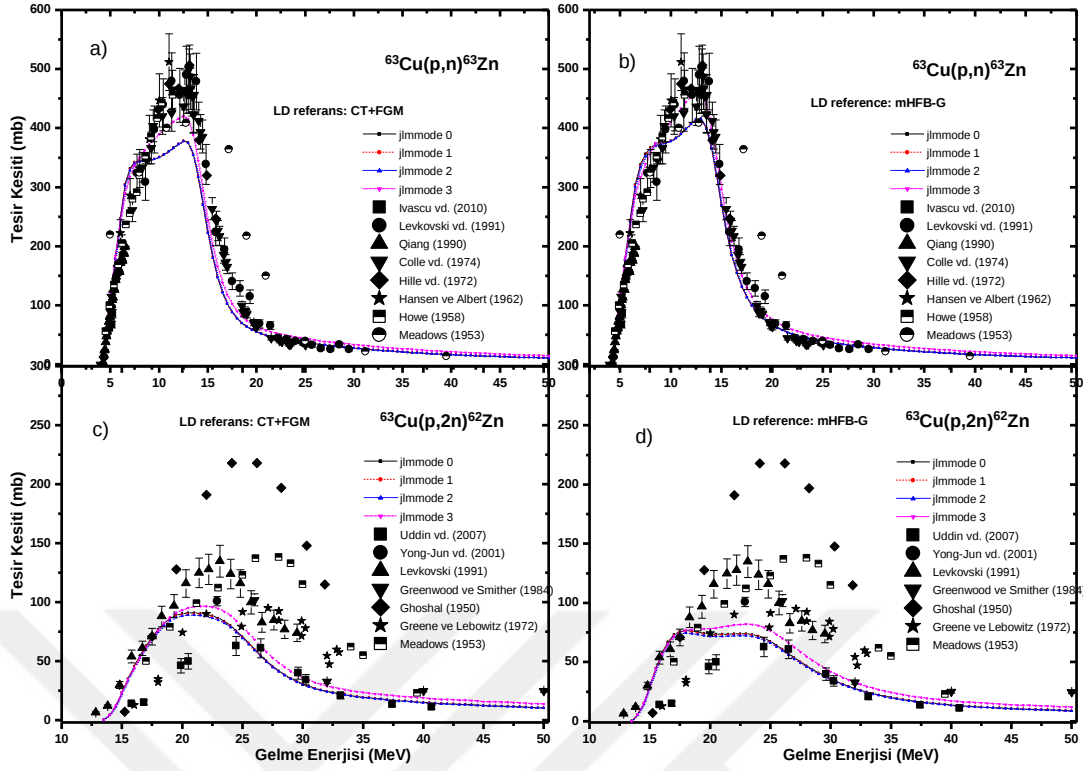
Şekil 4.78. a) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



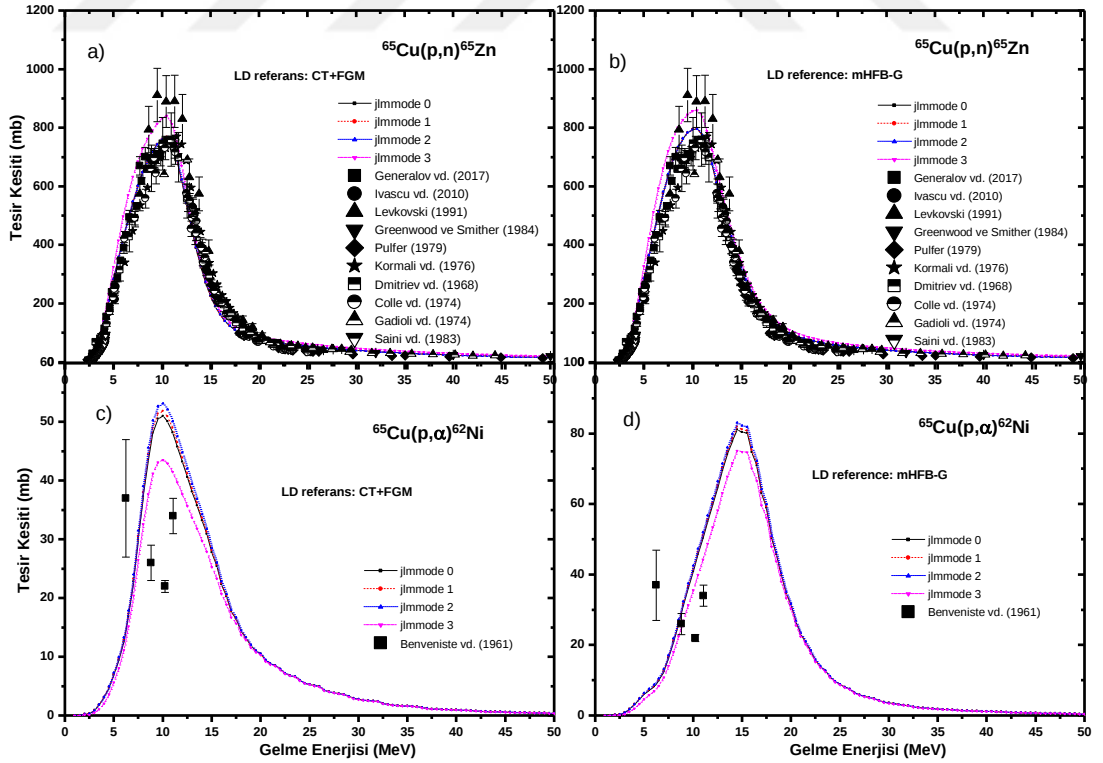
Şekil 4.79. a) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



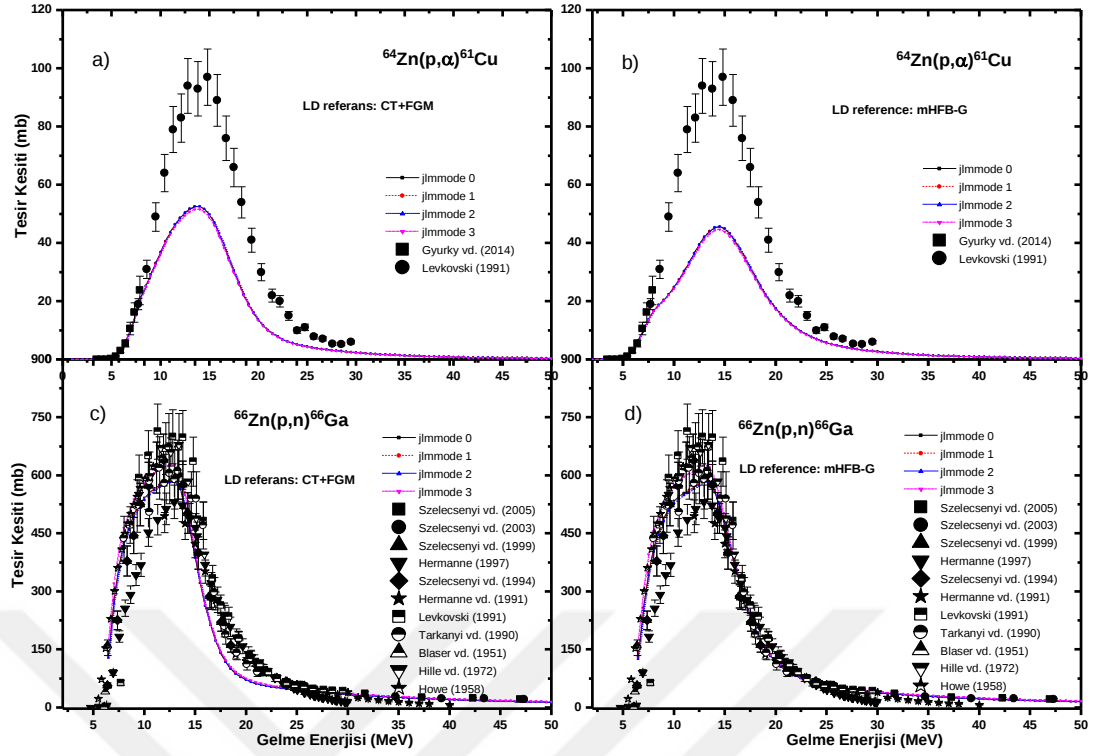
Şekil 4.80. a) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



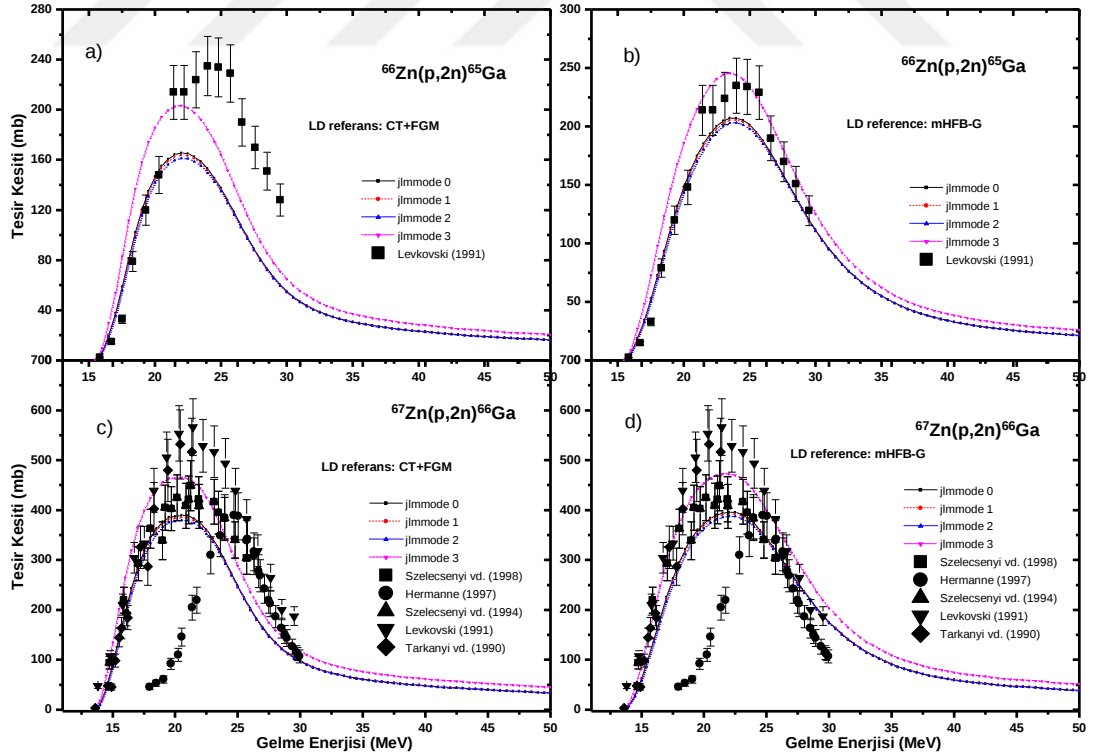
Şekil 4.81. a) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ d) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



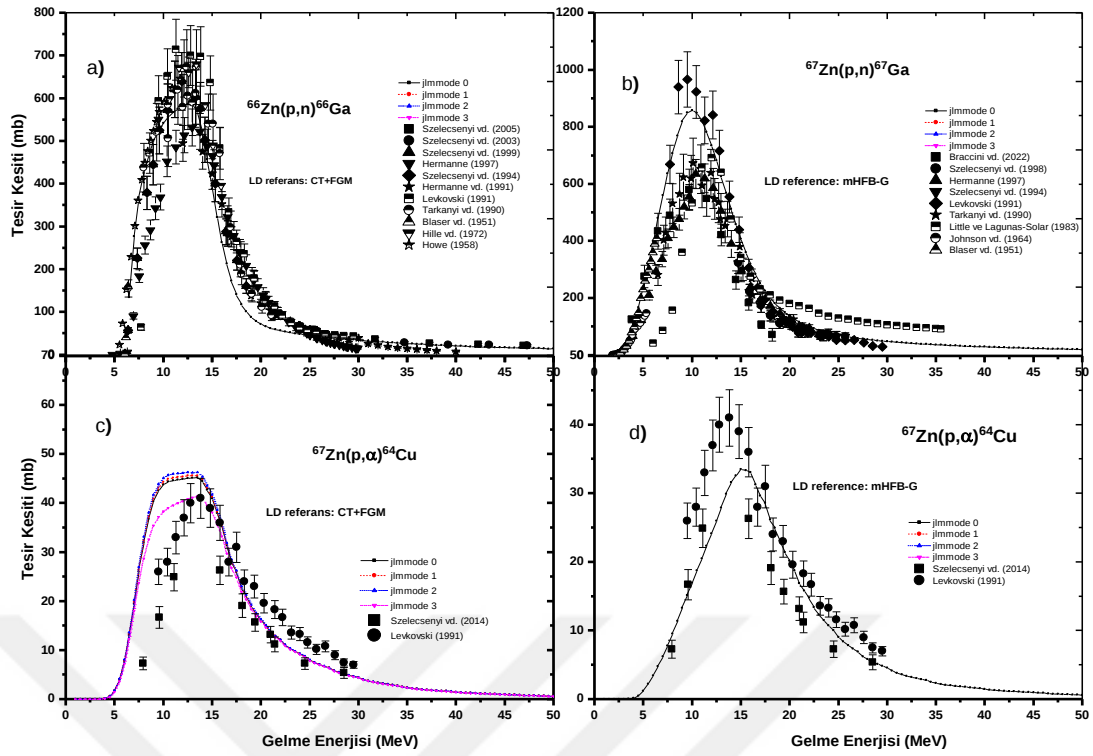
Şekil 4.82. a) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



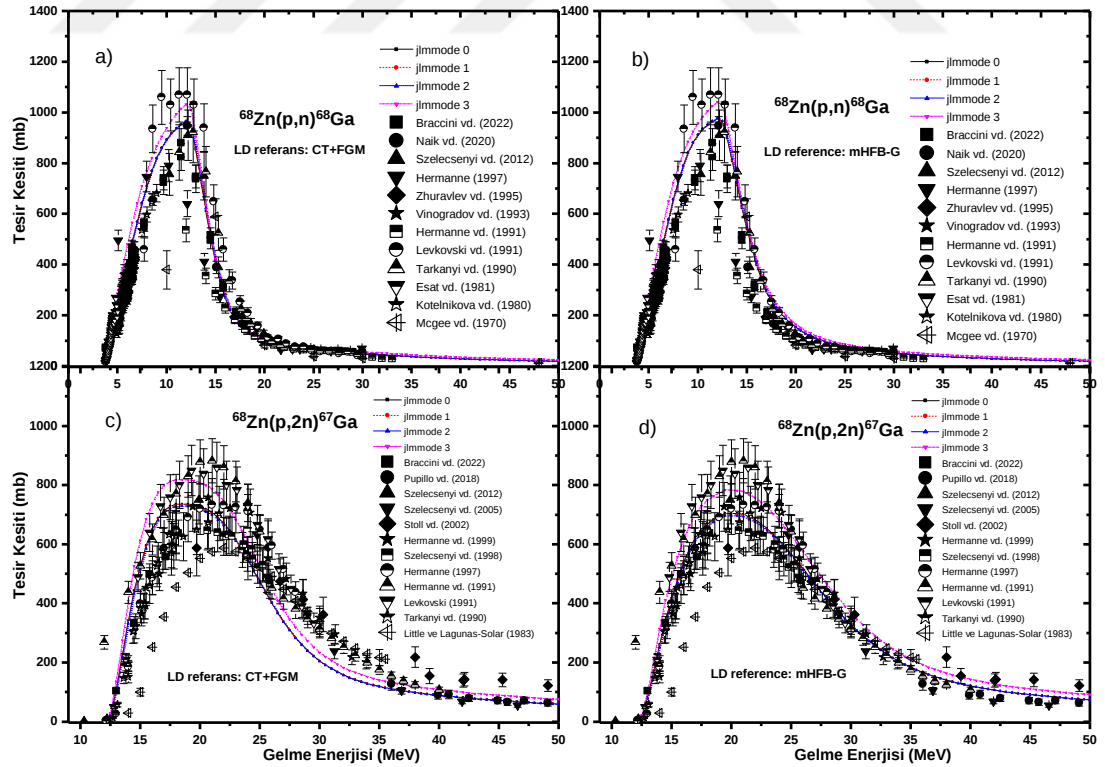
Şekil 4.83. a) CT+FGM, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



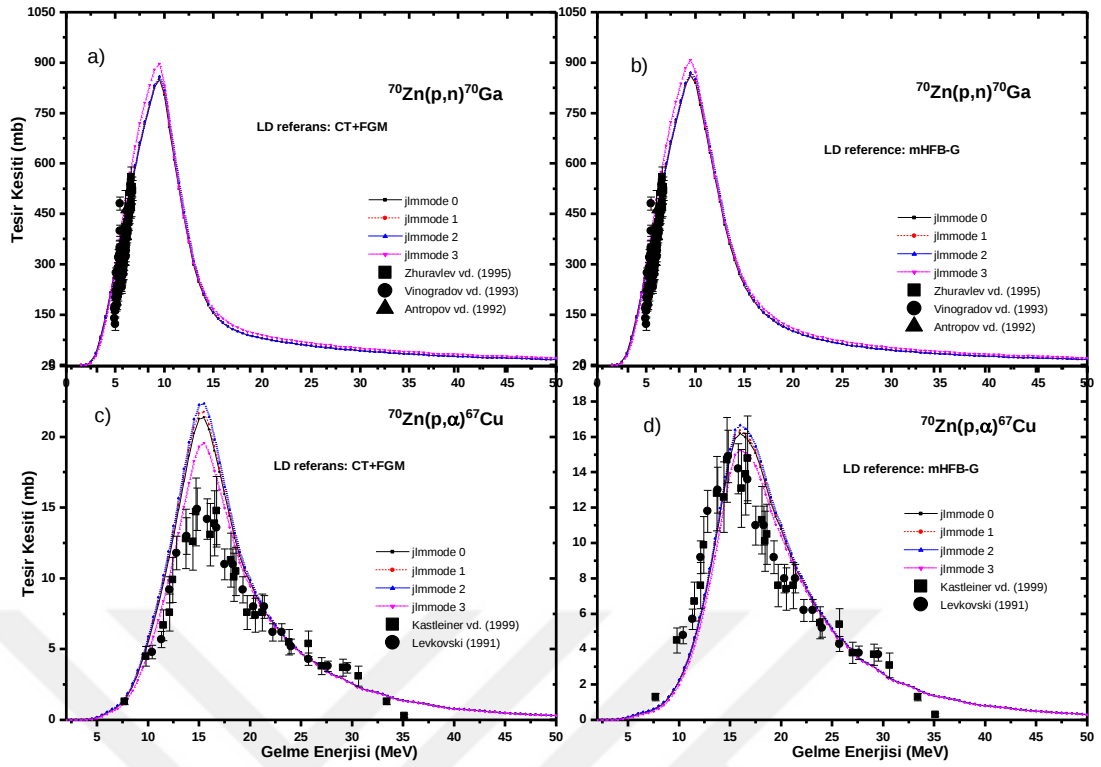
Şekil 4.84. a) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



Şekil 4.85. a) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



Şekil 4.86. a) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.



Şekil 4.87. a) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.64'teki aynı işlem yapılmıştır.

4.2.6 Farklı preeqmode'lar ile tesis kesiti hesaplamaları

Tezin bu kısmında TALYS 1.96 kodu kullanılarak denge-öncesi iki bileşenli eksiton model içerisinde farklı preeqmode'lar çerçevesinde hesaplamalar gerçekleştirilmiştir. Denge-öncesi preeqmode hesaplamalarında üç farklı model seçilmiş ve deneysel değerlerle karşılaştırılması yapılmıştır. Seviye yoğunluk hesaplamalarında CT+FGM ve mHFB-G modeller kullanılmıştır. Bu iki seviye yoğunluk modeli içerisinde araştırdığımız reaksiyonların tümü için preeqmode 1, preeqmode 2 ve preeqmode 3 üzerine kurulu eşitlikler ile hesaplamalar yapılmıştır.

İki bileşenli eksiton model boyunca tesis kesiti hesaplamalarında geçiş hızlarının hesaplanması için çarpışma olasılıkları oldukça önemlidir. İki farklı durumda TALYS kodu içerisinde çarpışma olasılıklarını hesaplayabilmek mümkündür. Bunlardan ilki, enerji bağımlı ortalama matris elemanı ile yapılır. Bu ilk durumda iç geçiş hızları iki farklı modelle hesaplanabilmektedir. Bu modeller enerji matris elemanlı analitik ve nümerik geçiş hızlarıdır ve kod içerisinde sırasıyla preeqmode 1 ve preeqmode 2 olarak sunulmuştur. İkinci durumda ise optik modelde çarpışma

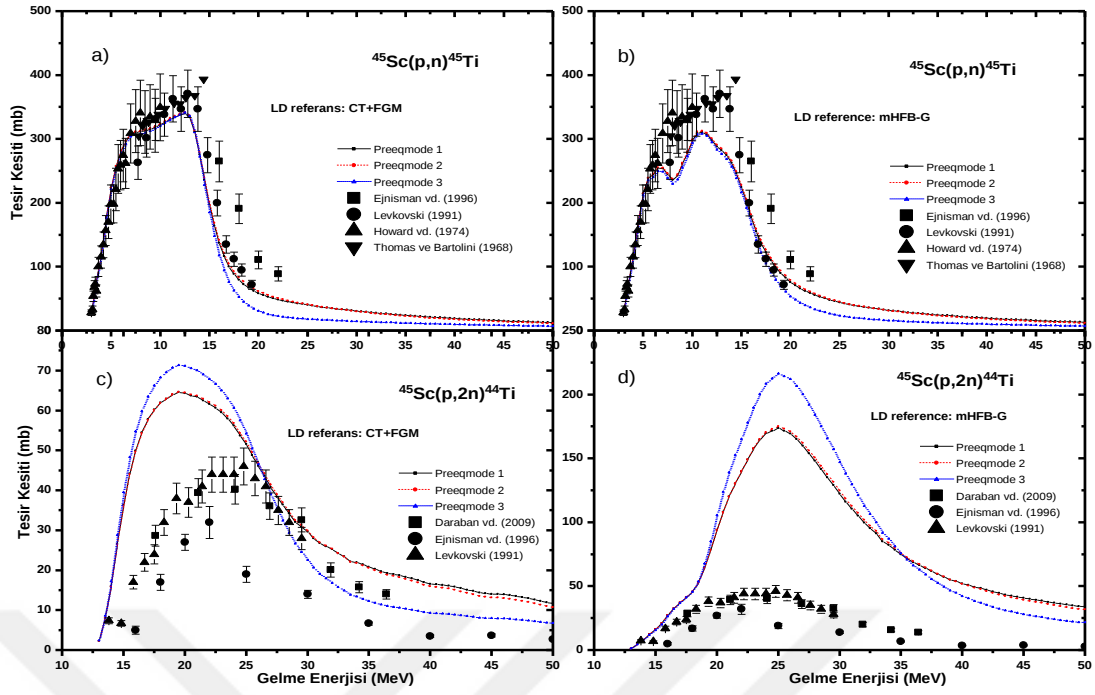
hızları kullanılarak tesir kesitlerinin hesaplaması yapılabilmektedir. Aslında bu düşünce ortalama matris elemanının bir etkisini kullanan iç geçiş oranlarına bir alternatif olarak sunulmaktadır. İç geçiş oranları için çarpışma hızları serbest bir nümerik parametre sağlamaktadır ve bu kodda preeqmode 3 olarak verilmiştir (Koning ve Duijvestijn 2004; Koning vd., 2013). Bu üç mod aşağıdaki gibi özetlenebilir.

Preeqmode 1: Eksiton modeli: Enerji bağımlı matris elemanı ile analitik geçiş hızları.

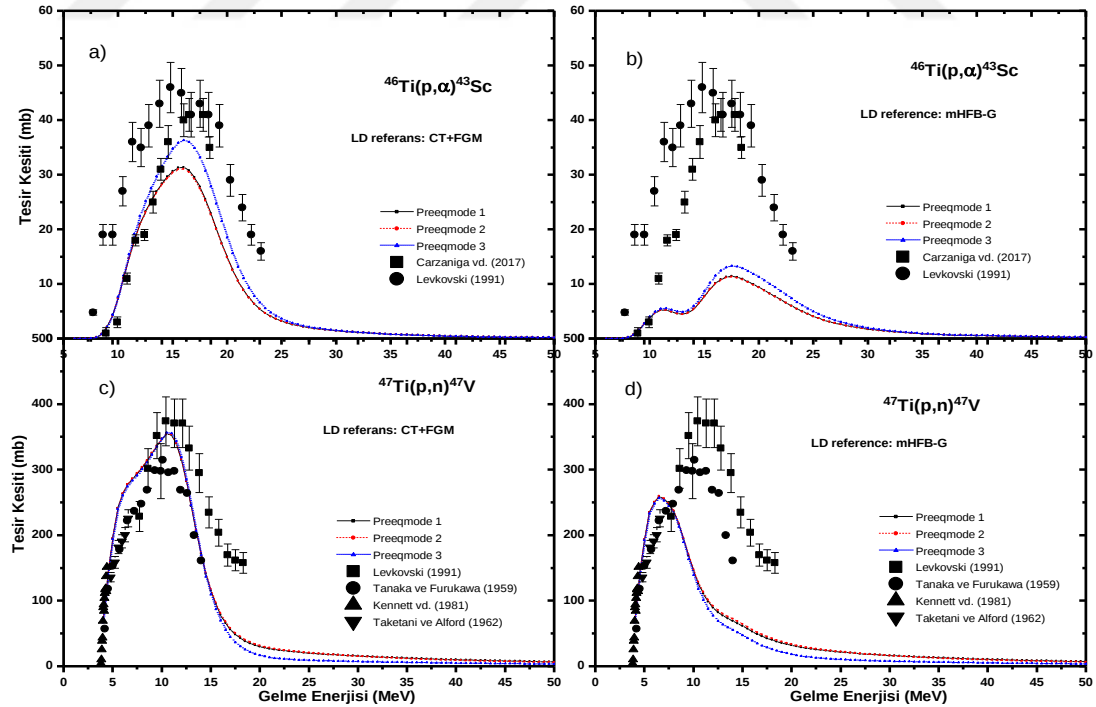
Preeqmode 2: Eksiton modeli: Enerji bağımlı matris elemanı ile nümerik geçiş hızları.

Preeqmode 3: Eksiton modeli: Çarpışma olasılığı için optik modelle nümerik geçiş hızları.

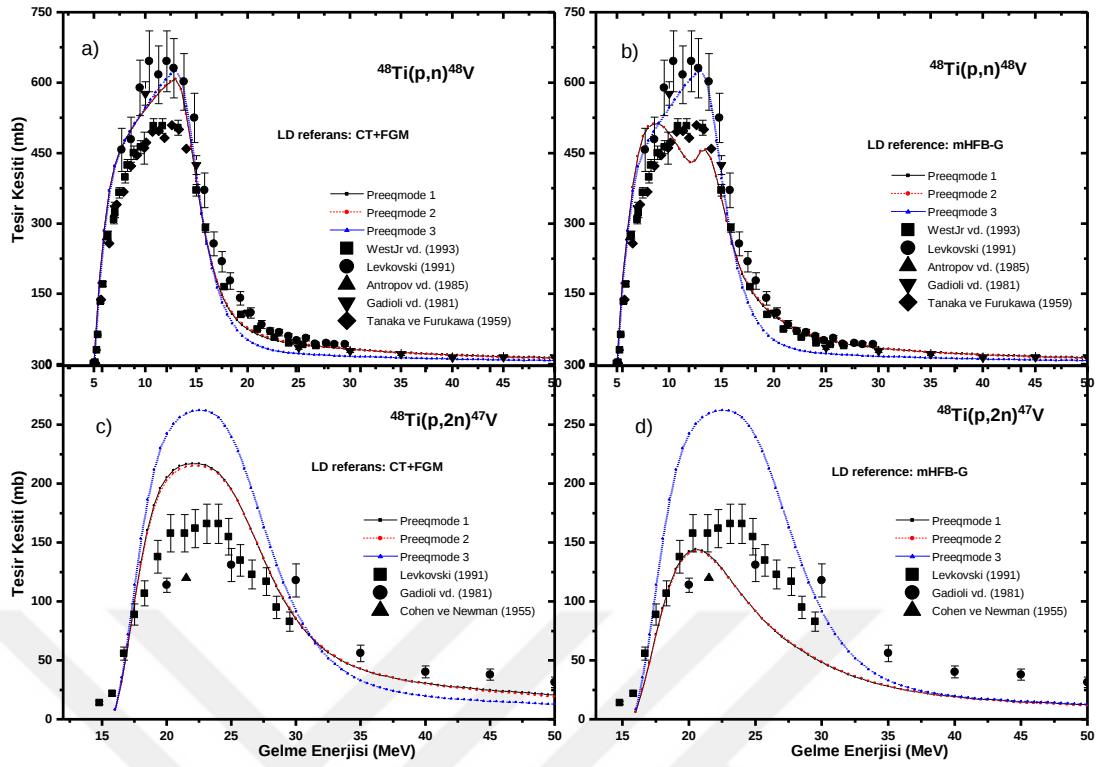
Şekil 4.88-Şekil 4.111, araştırılan reaksiyonlar için preeqmode değişimi ile elde edilen uyarılma fonksiyonları ve deneysel değerlerin karşılaştırılmasını sunar. Bu Şekillerden görüleceği üzere preeqmode 1 ve preeqmode 2 denge-öncesi model hesaplamaları neredeyse aynı sonuçları vermiştir. Diğer taraftan preeqmode 3 hesaplamaları diğer iki modele göre bazı enerji değerlerinde farklılıklar göstermektedir. Bu farklılık $(p,2n)$ ve (p,α) reaksiyonlarında (p,n) reaksiyonlarına oranla daha belirgindir. (p,n) reaksiyonları genellikle üç model içinde yaklaşık 17 MeV'lik enerjiye kadar yakın sonuçlar verirken bu enerji değerinin ötesinde preeqmode 3 hesaplamaları en düşük değerlere sahiptir. (p,α) reaksiyonlarında ise preeqmode 3 model kullanılarak elde edilen sonuçlar uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede en büyük değerlere sahiptir. $(p,2n)$ reaksiyonları uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede en yüksek değerlere sahipken kuyruk bölgesinde en düşük tesir kesitlerini vermiştir.



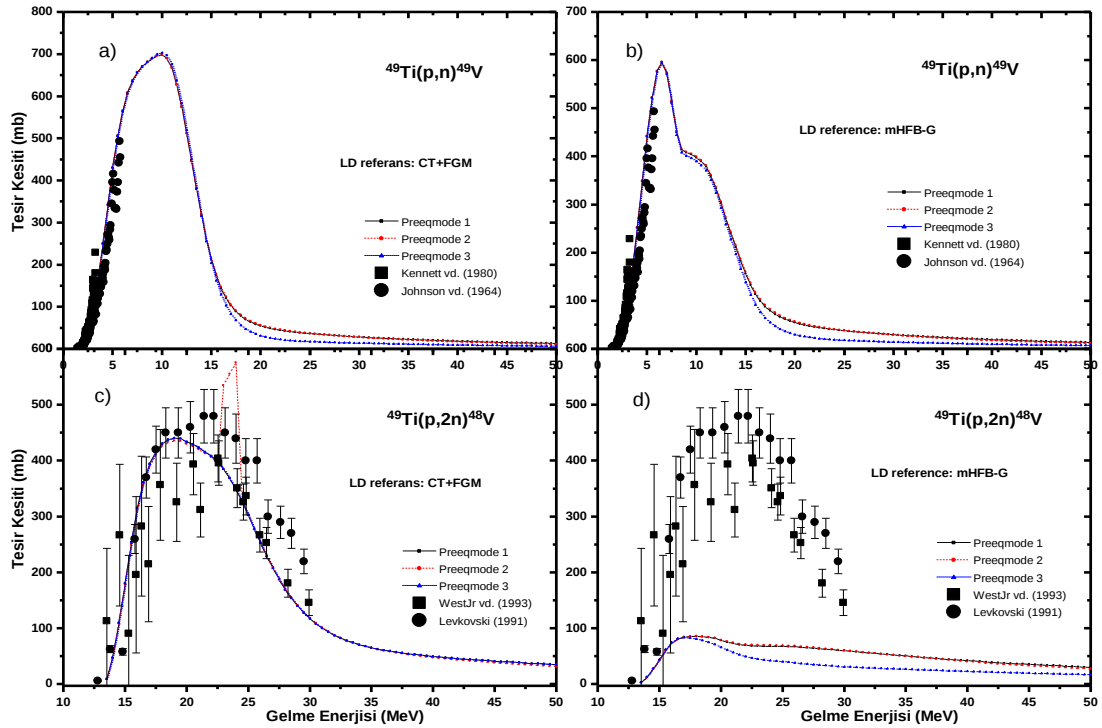
Şekil 4.88. a) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için CT+FGM b) $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ reaksiyonu için mHFB-G c) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonu için CT+FGM d) $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonu için mHFB-G seviye yoğunluk modelleri kullanılarak farklı preeqmode'lar ile yapılan hesaplamalar deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır.



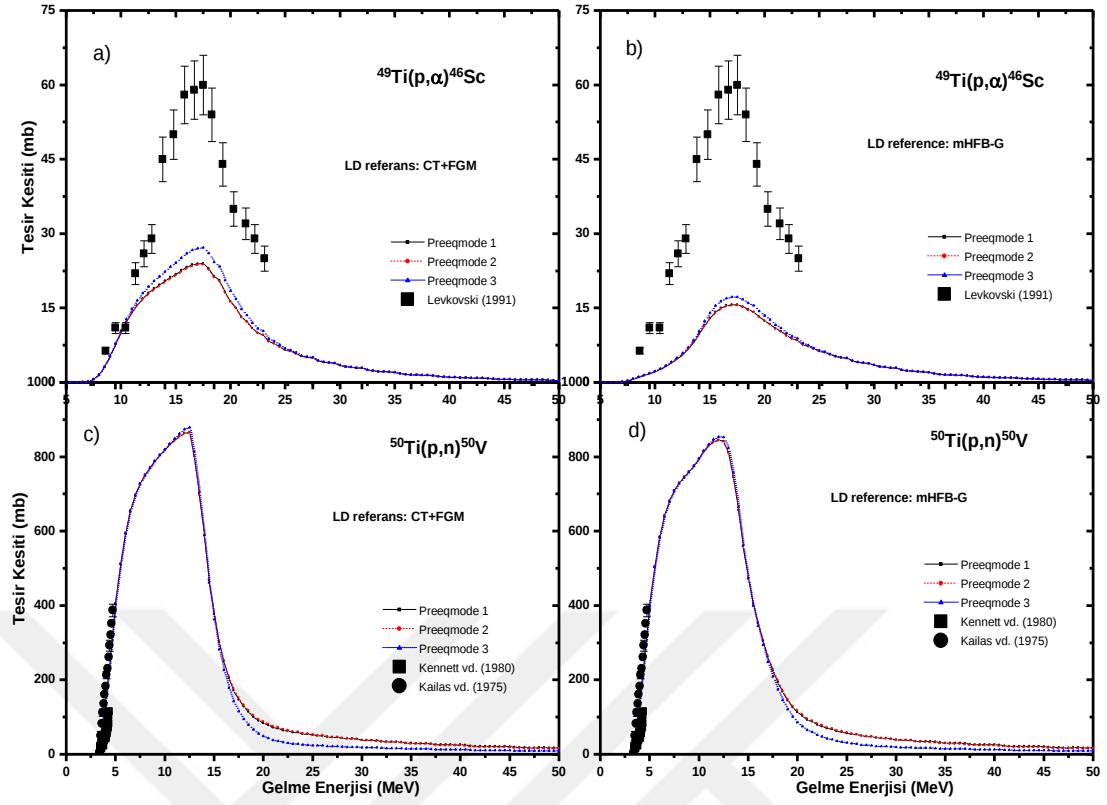
Şekil 4.89. a) CT+FGM, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



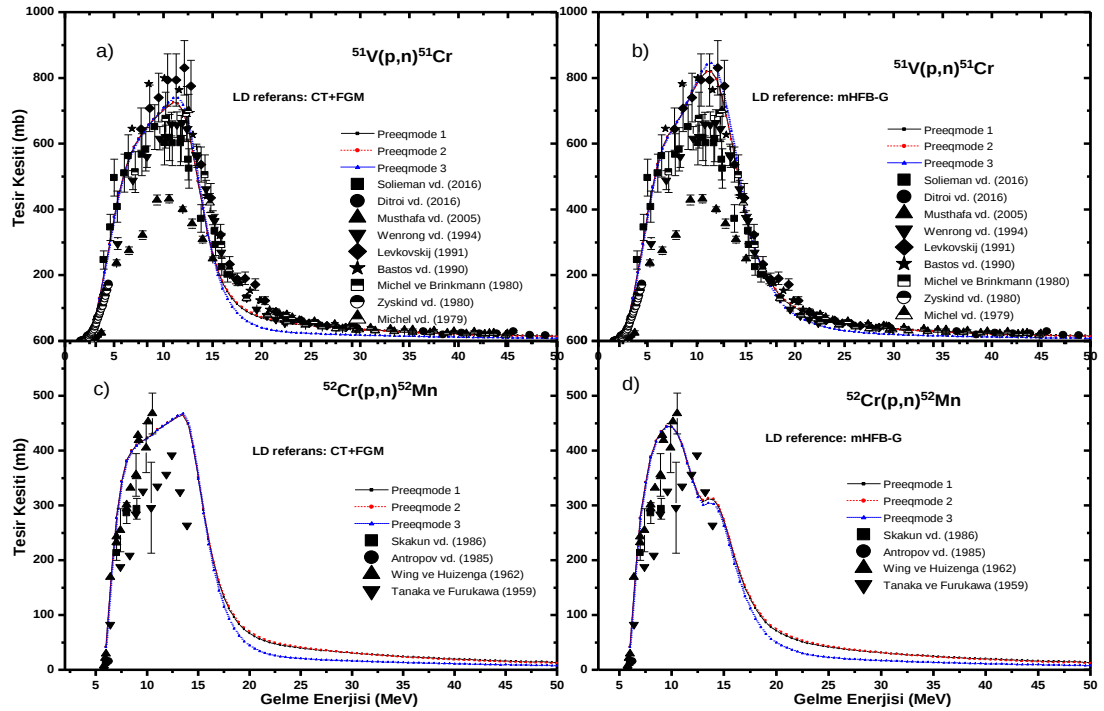
Şekil 4.90. a) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{48}\text{Ti}(p,2n)^{47}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



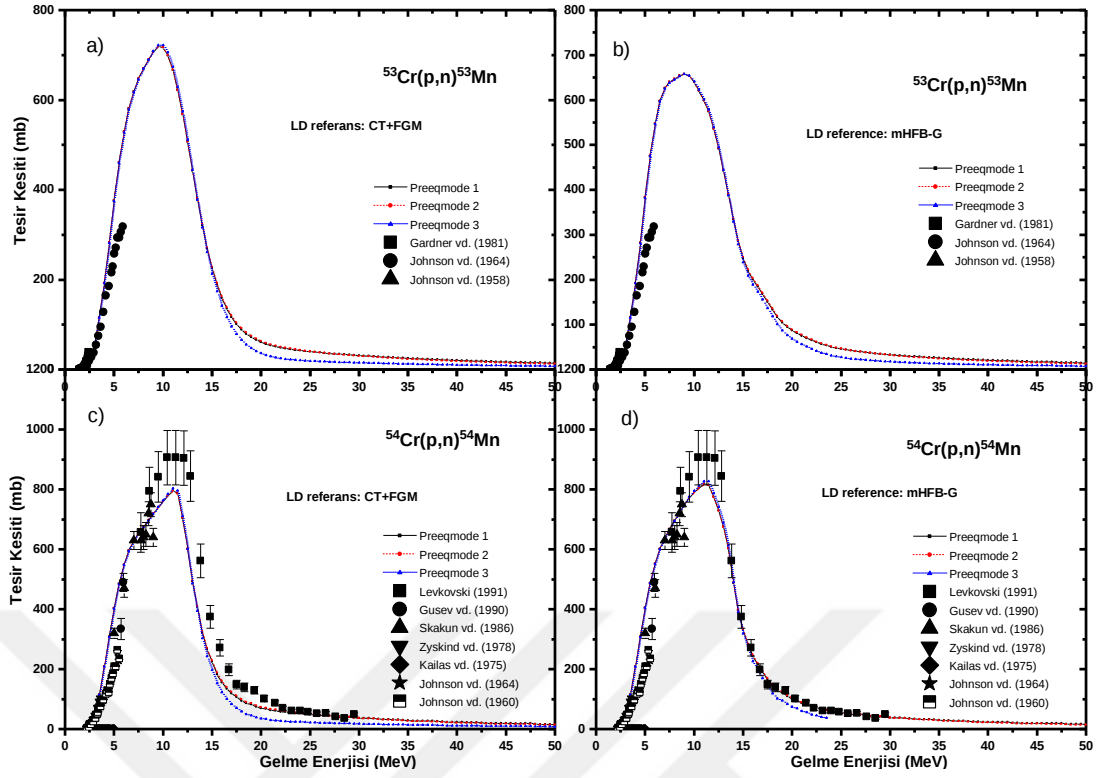
Şekil 4.91. a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$ c) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



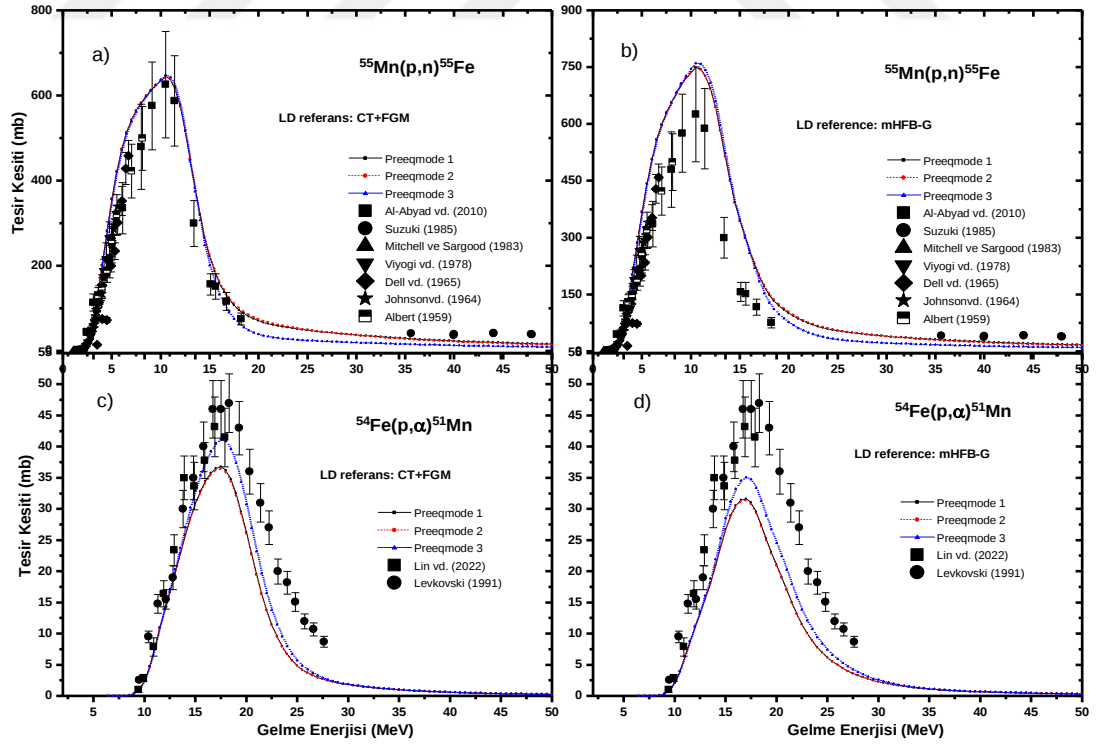
Şekil 4.92. a) CT+FGM, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ b) mHFB-G, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$ c) CT+FGM, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ d) mHFB-G, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



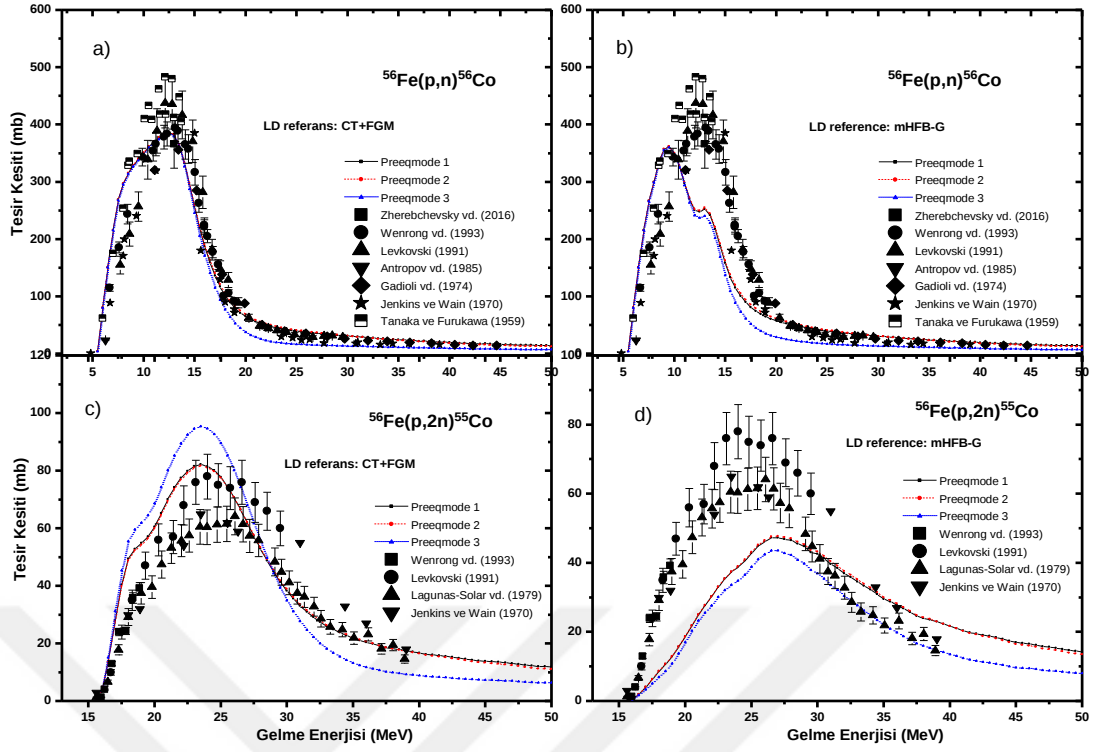
Şekil 4.93. a) CT+FGM, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ b) mHFB-G, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ c) CT+FGM, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



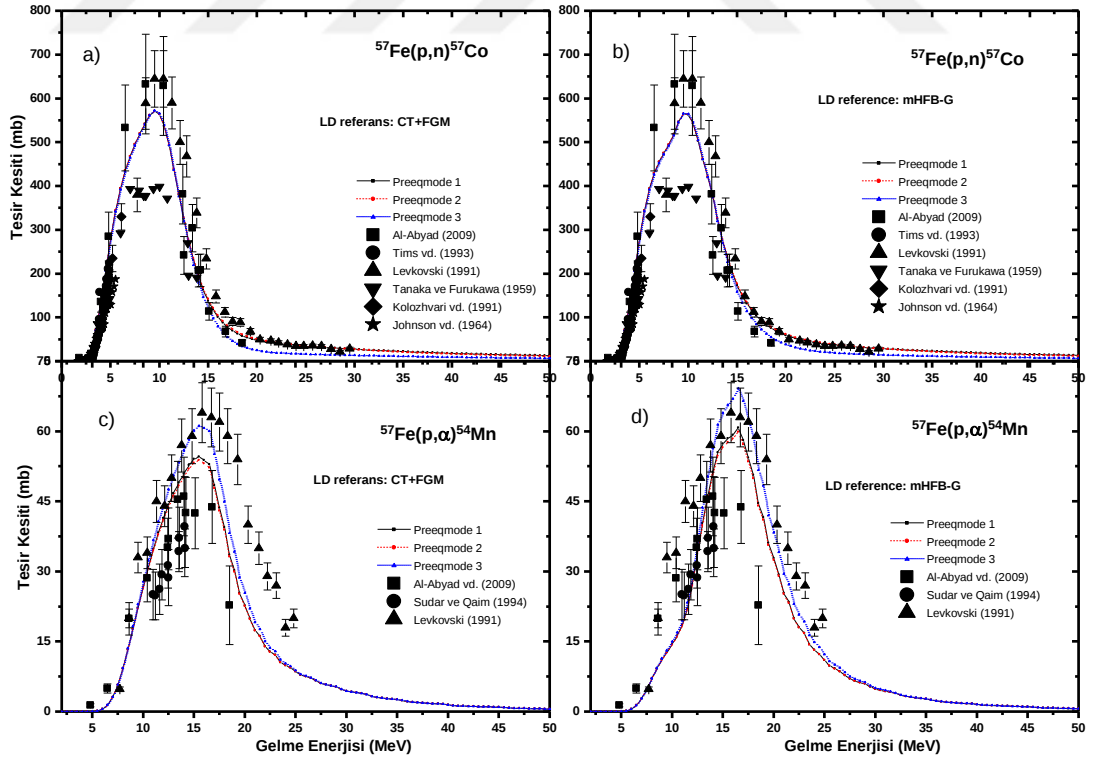
Şekil 4.94. a) CT+FGM, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ b) mHFB-G, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



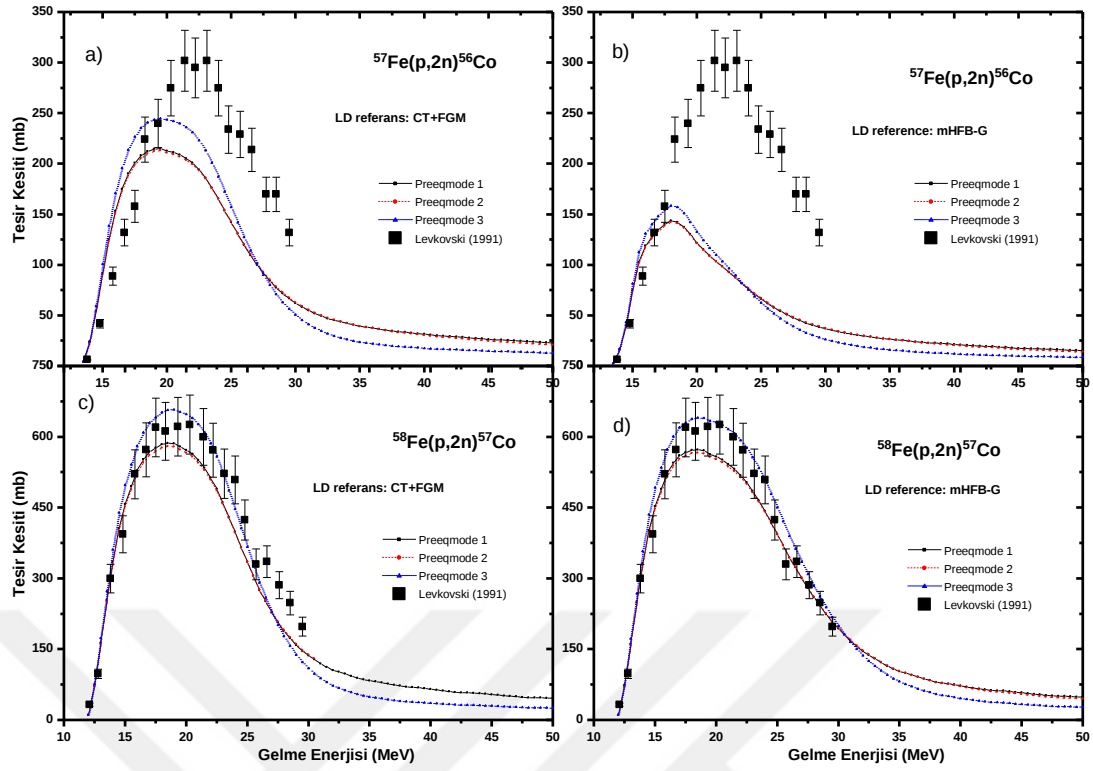
Şekil 4.95. a) CT+FGM, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ b) mHFB-G, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ c) CT+FGM, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



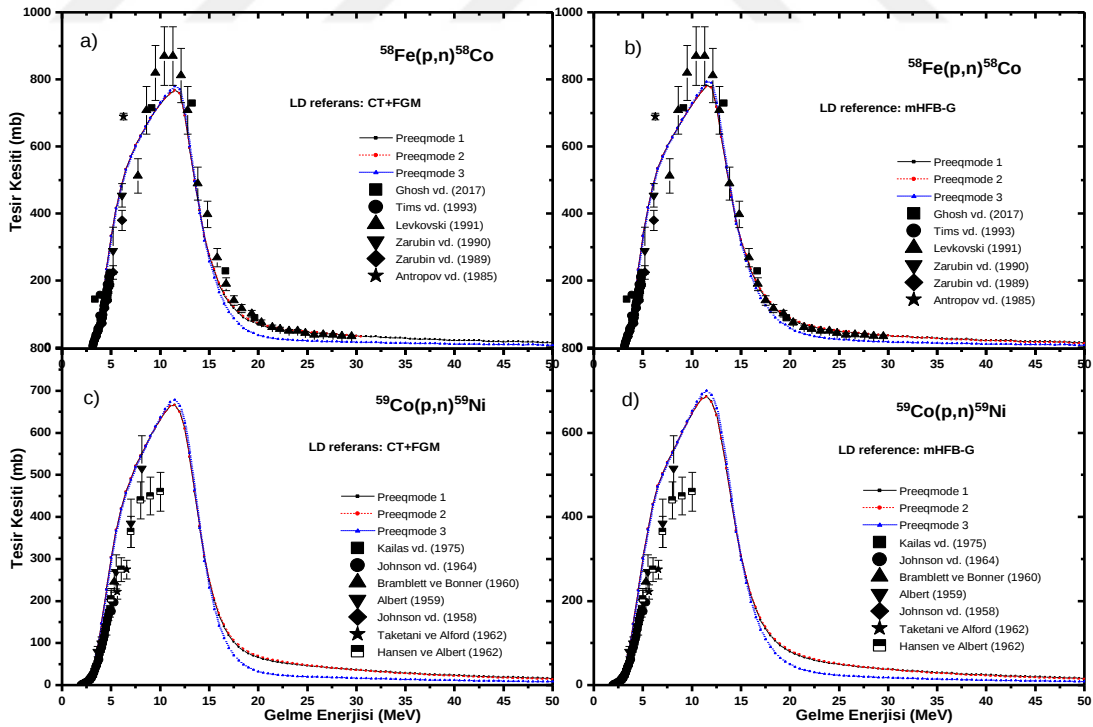
Şekil 4.96. a) CT+FGM, $^{56}\text{Mn}(p,n)^{56}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{56}\text{Mn}(p,n)^{56}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



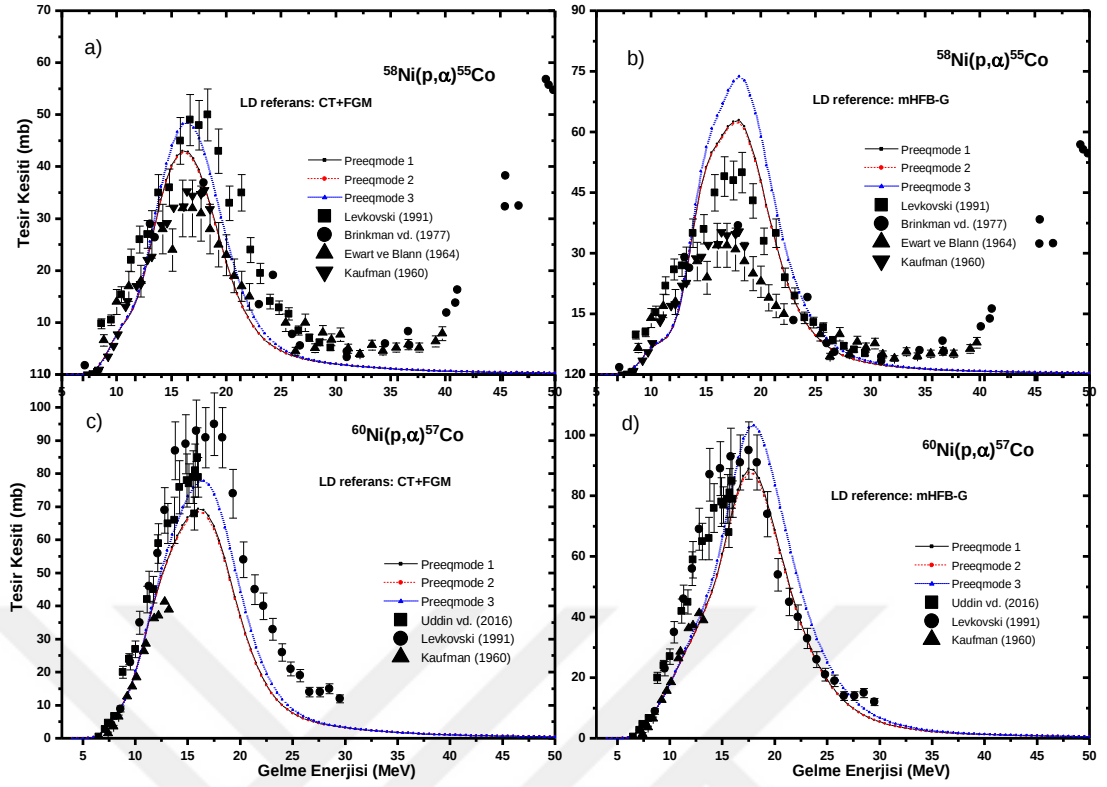
Şekil 4.97. a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ d) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



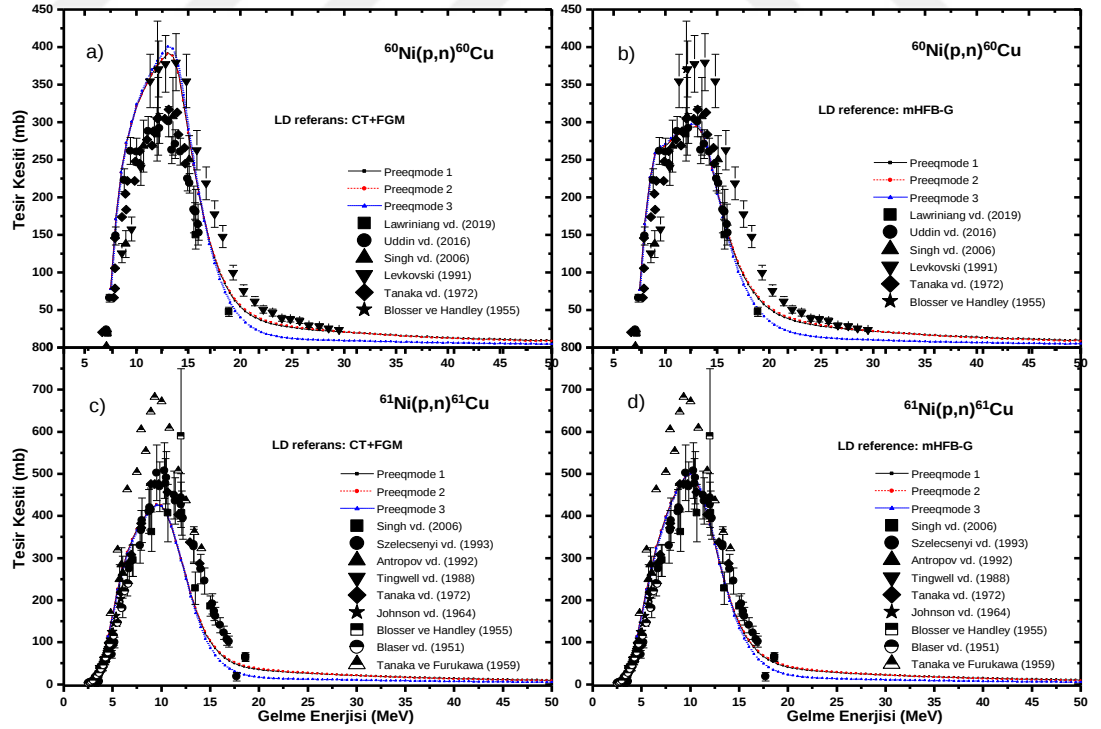
Şekil 4.98. a) CT+FGM, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



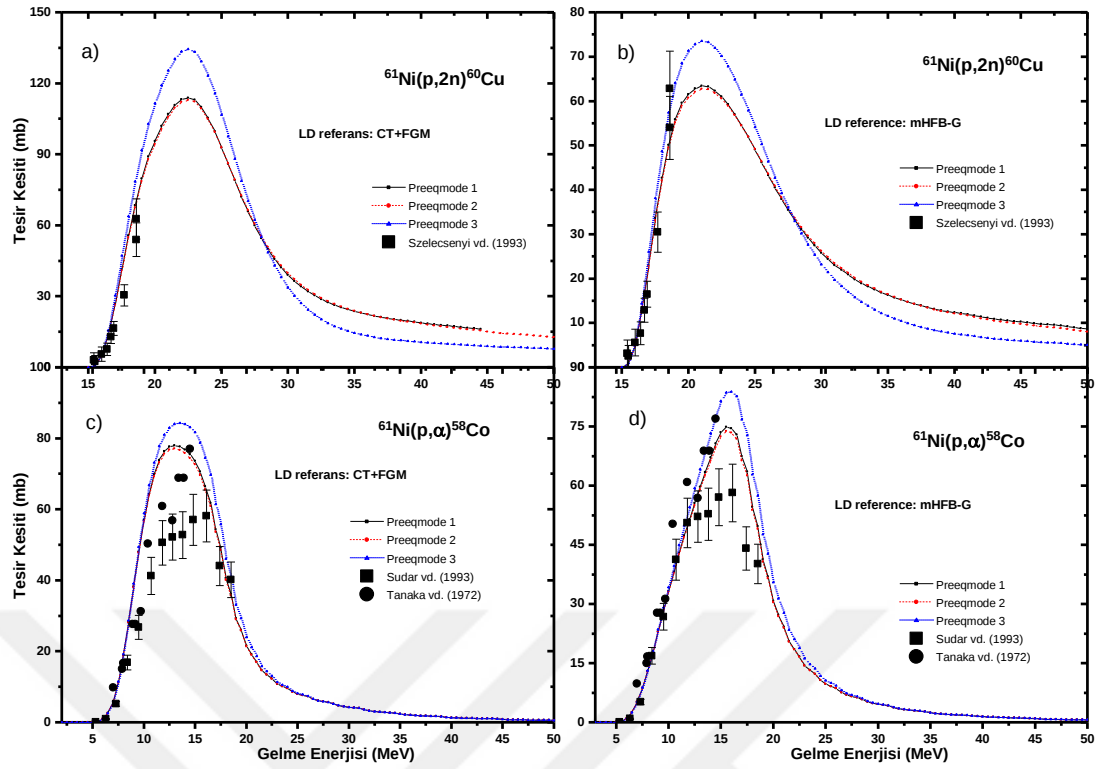
Şekil 4.99. a) CT+FGM, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



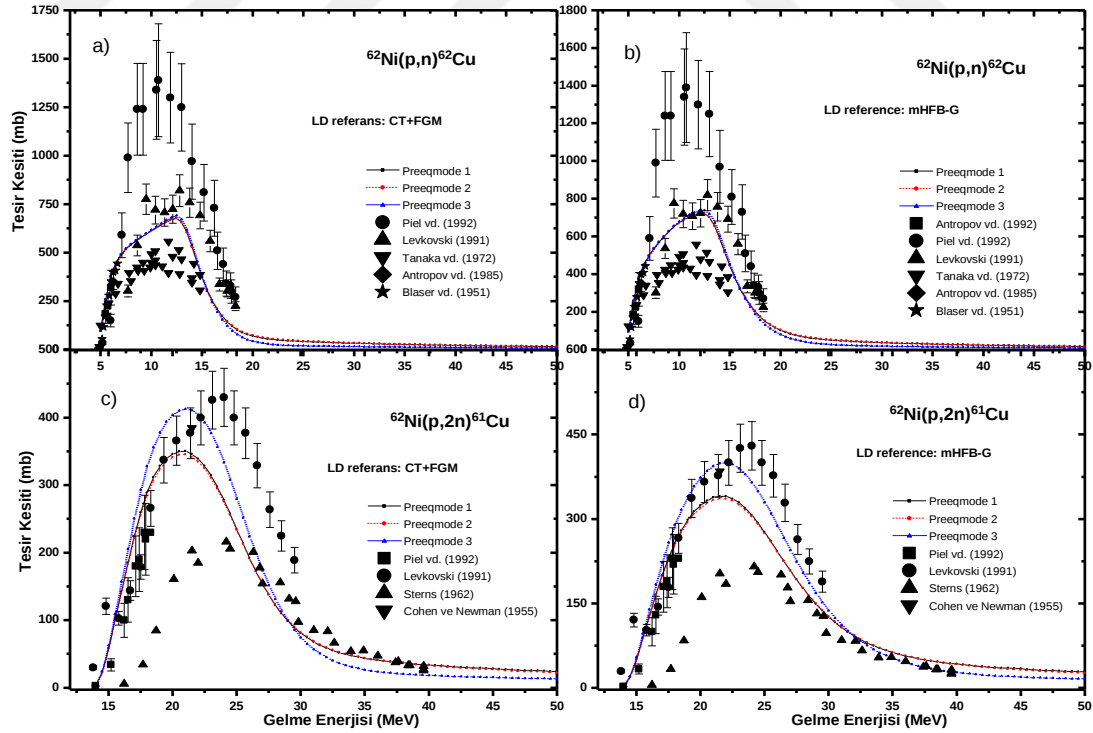
Şekil 4.100. a) CT+FGM, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ b) mHFB-G, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ c) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



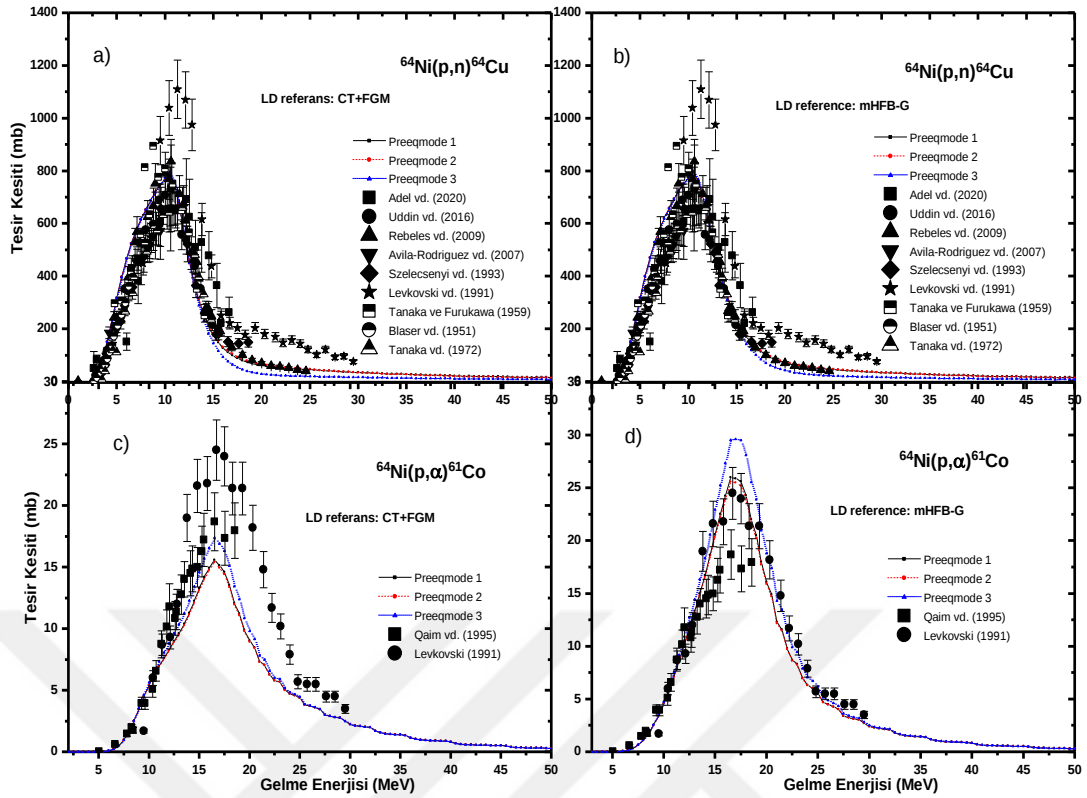
Şekil 4.101. a) CT+FGM, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



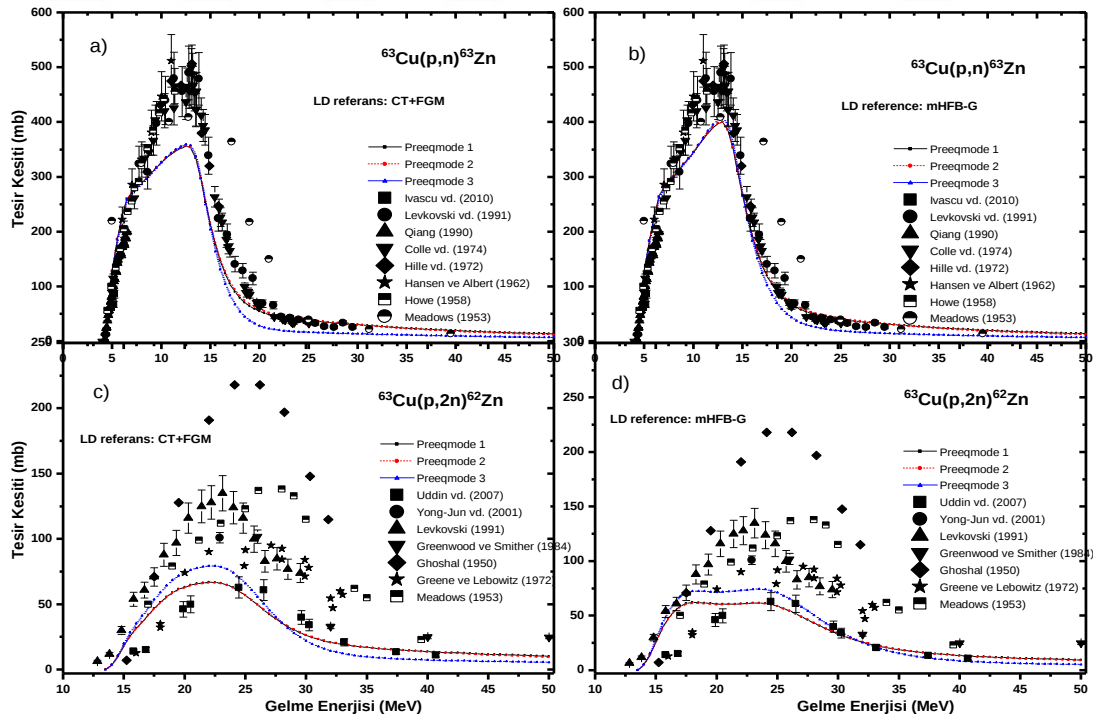
Şekil 4.102. a) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



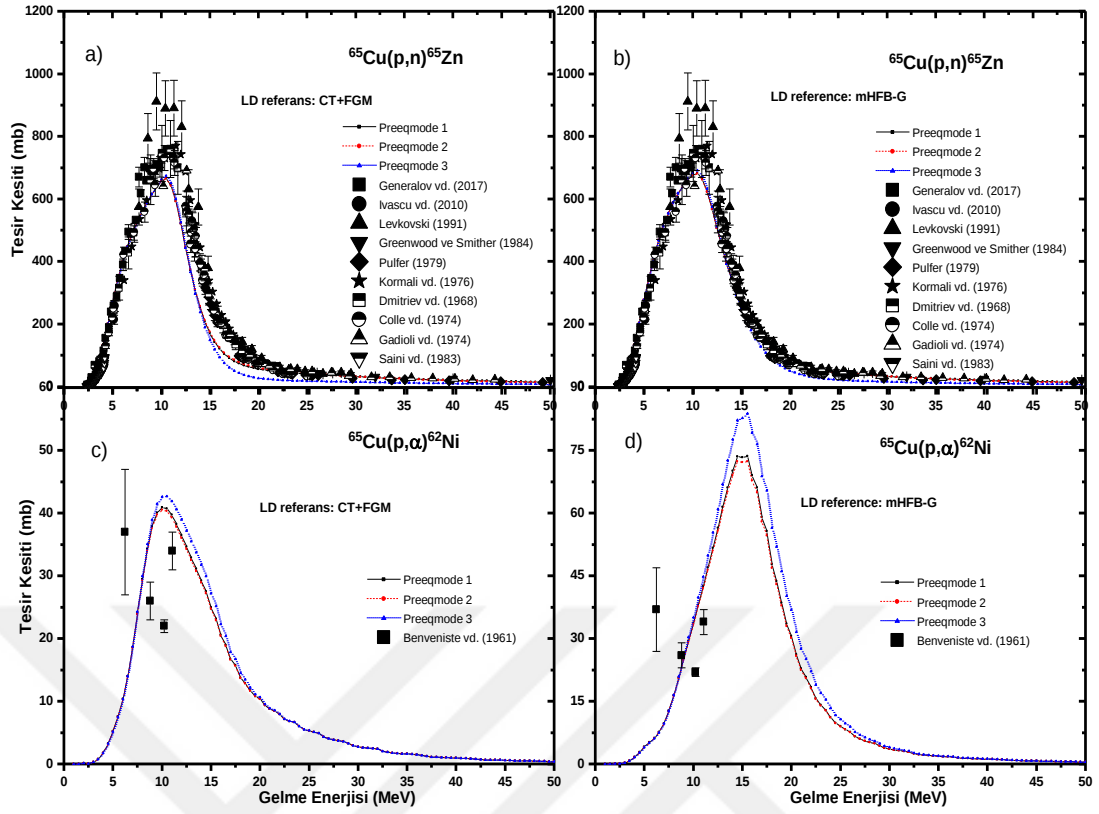
Şekil 4.103. a) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



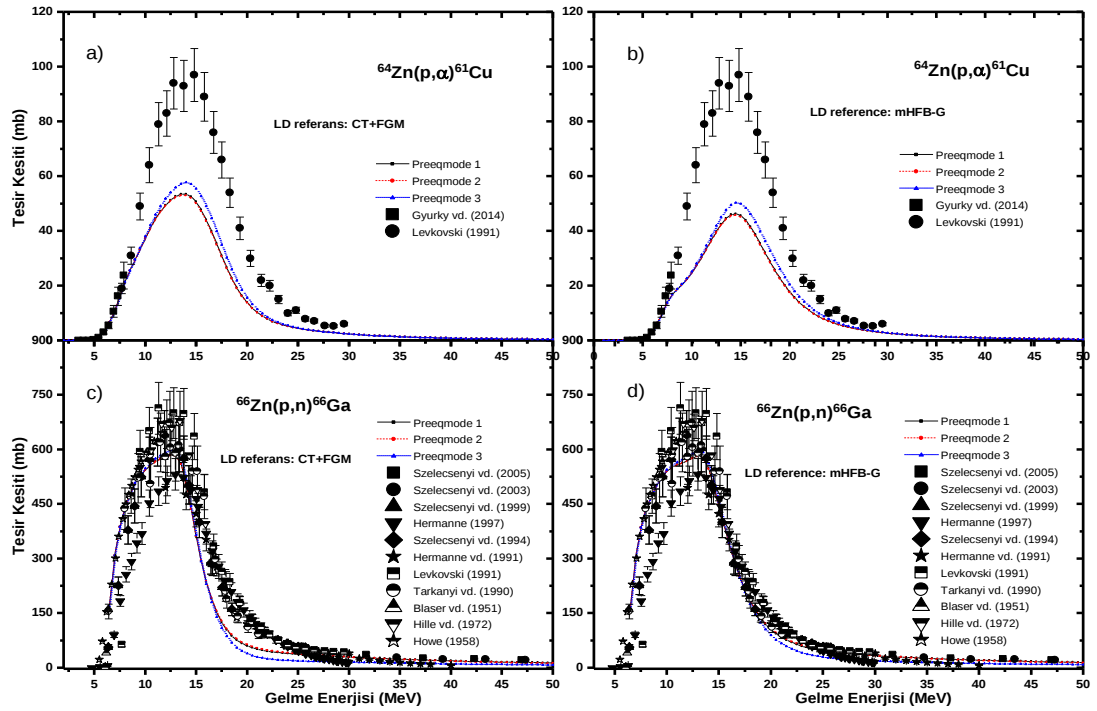
Şekil 4.104. a) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ d) mHFB-G, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



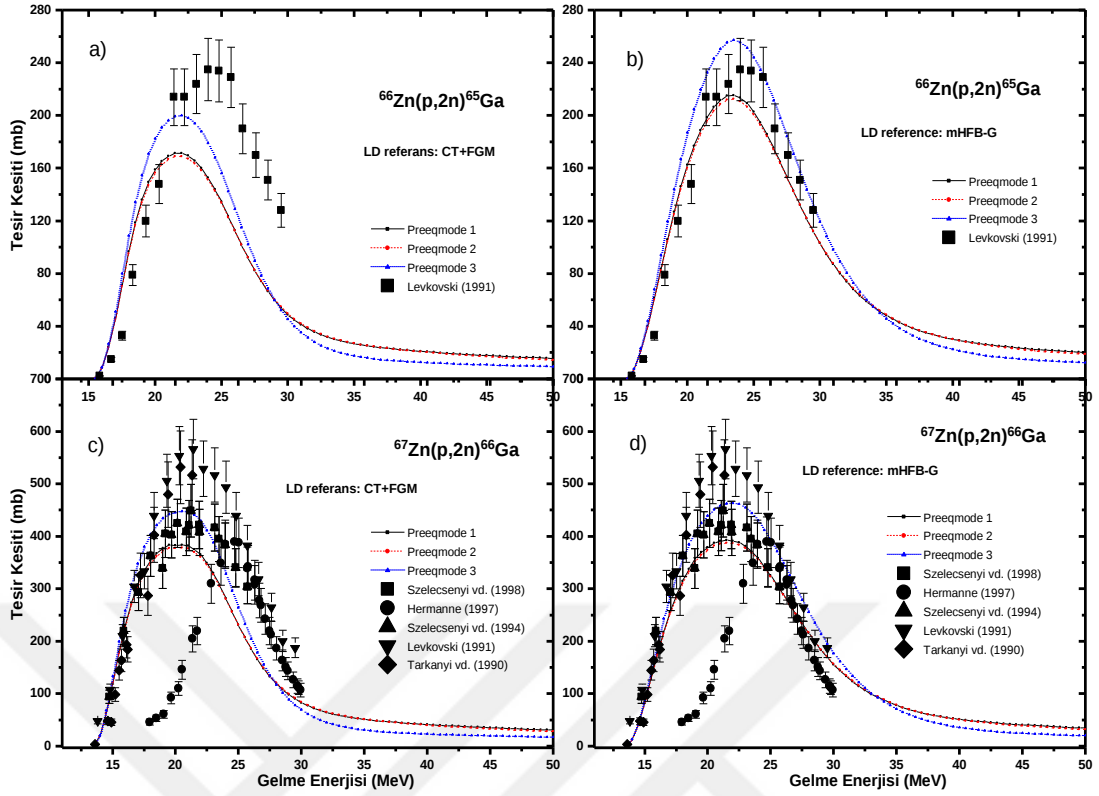
Şekil 4.105. a) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ d) mHFB-G, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



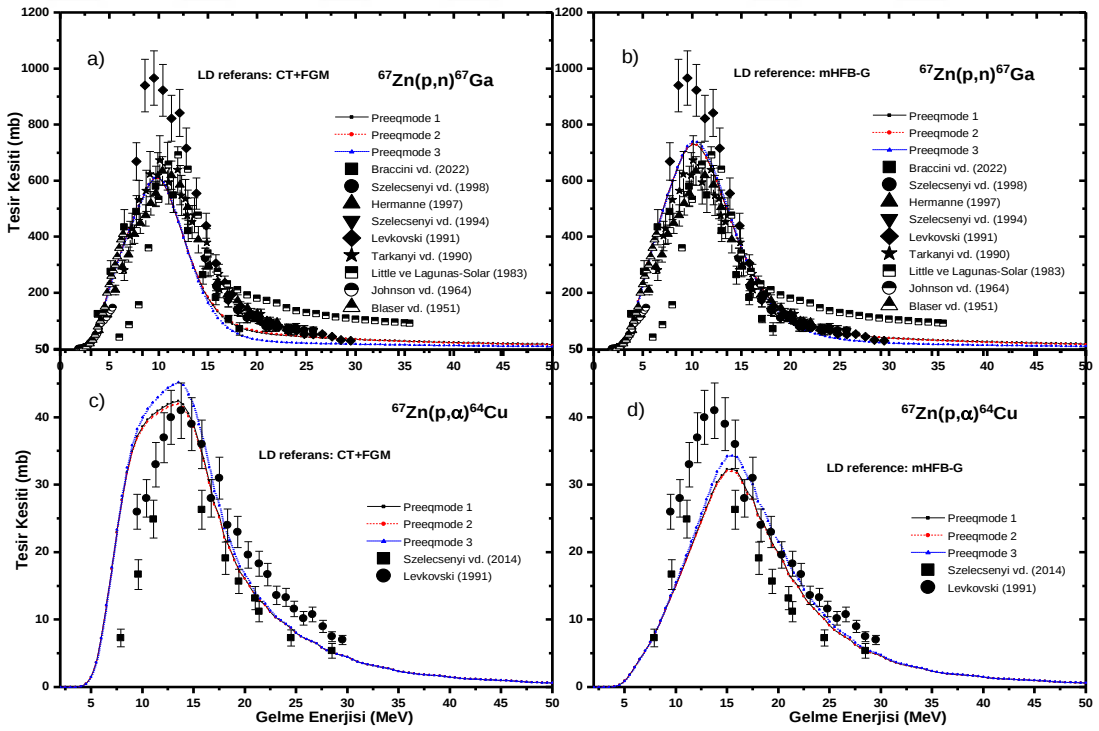
Şekil 4.106. a) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ b) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ c) CT+FGM, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ d) mHFB-G, $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



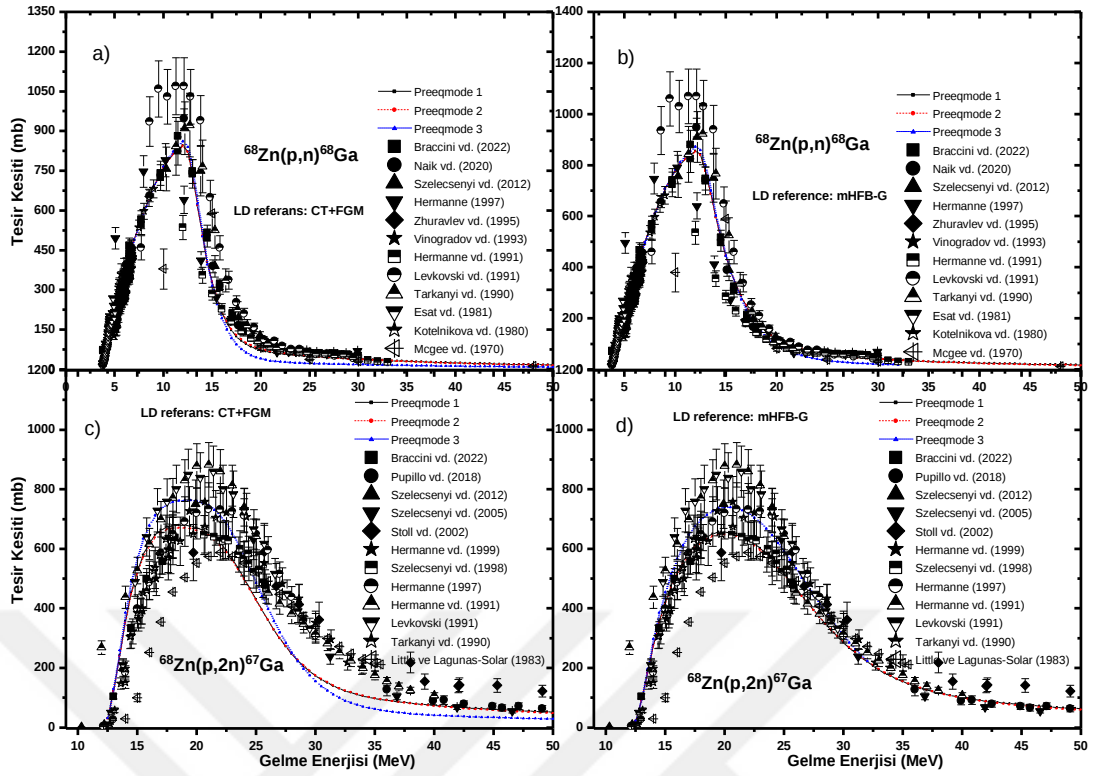
Şekil 4.107. a) CT+FGM, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ b) mHFB-G, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$ c) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



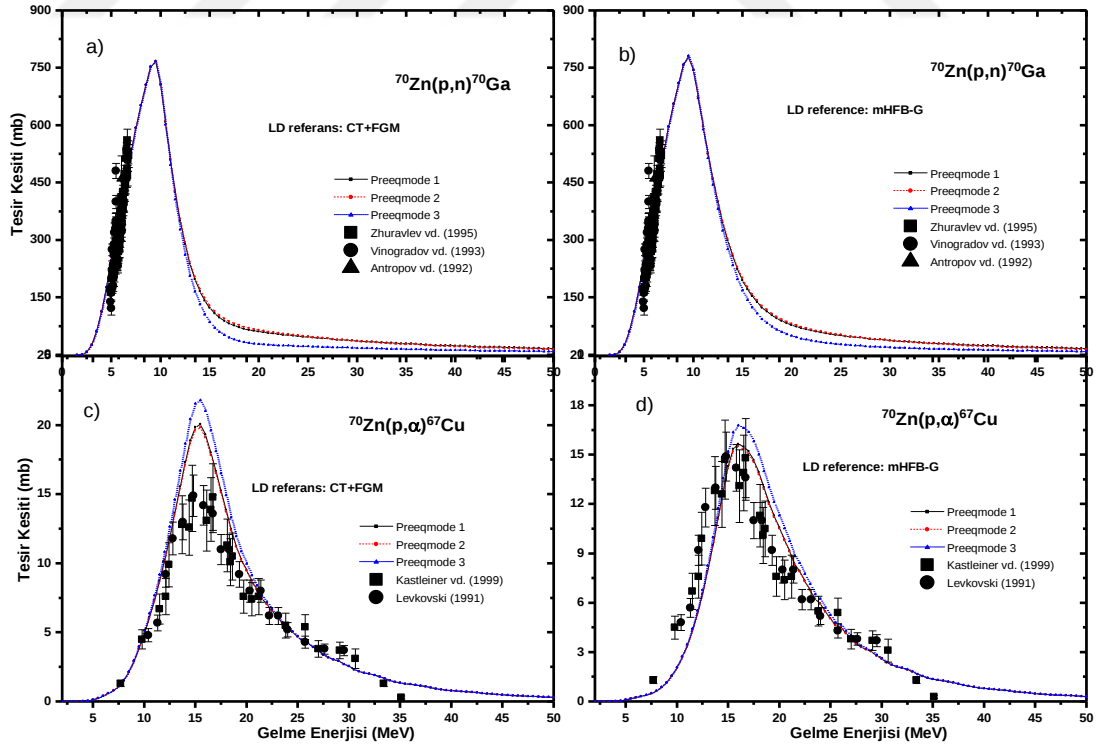
Şekil 4.108. a) CT+FGM, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



Şekil 4.109. a) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{67}\text{Zn}(p,\alpha)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



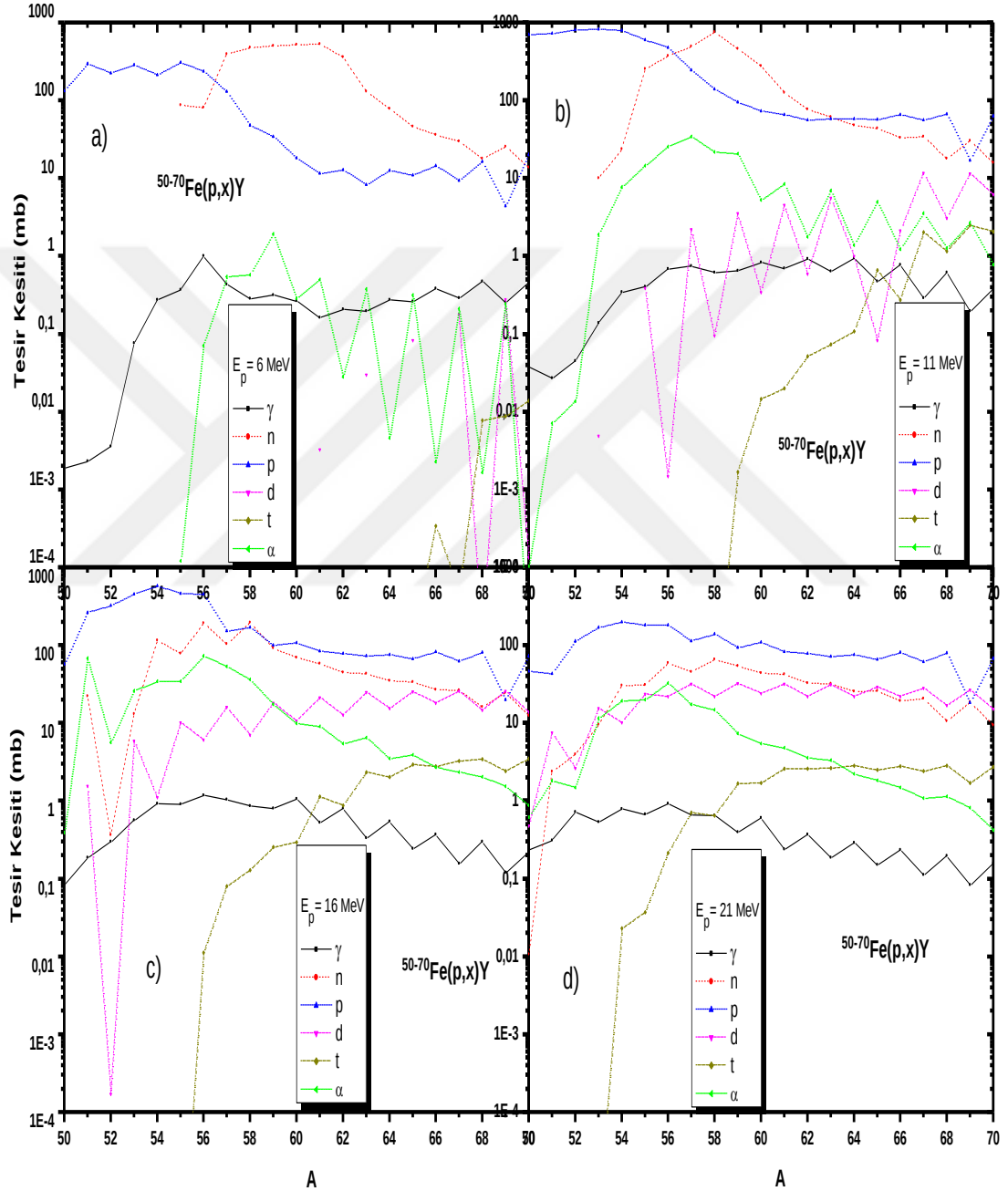
Şekil 4.110. a) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ d) mHFB-G, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.



Şekil 4.111. a) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ b) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$ c) CT+FGM, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ d) mHFB-G, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ reaksiyonları için Şekil 4.88'deki aynı işlem yapılmıştır.

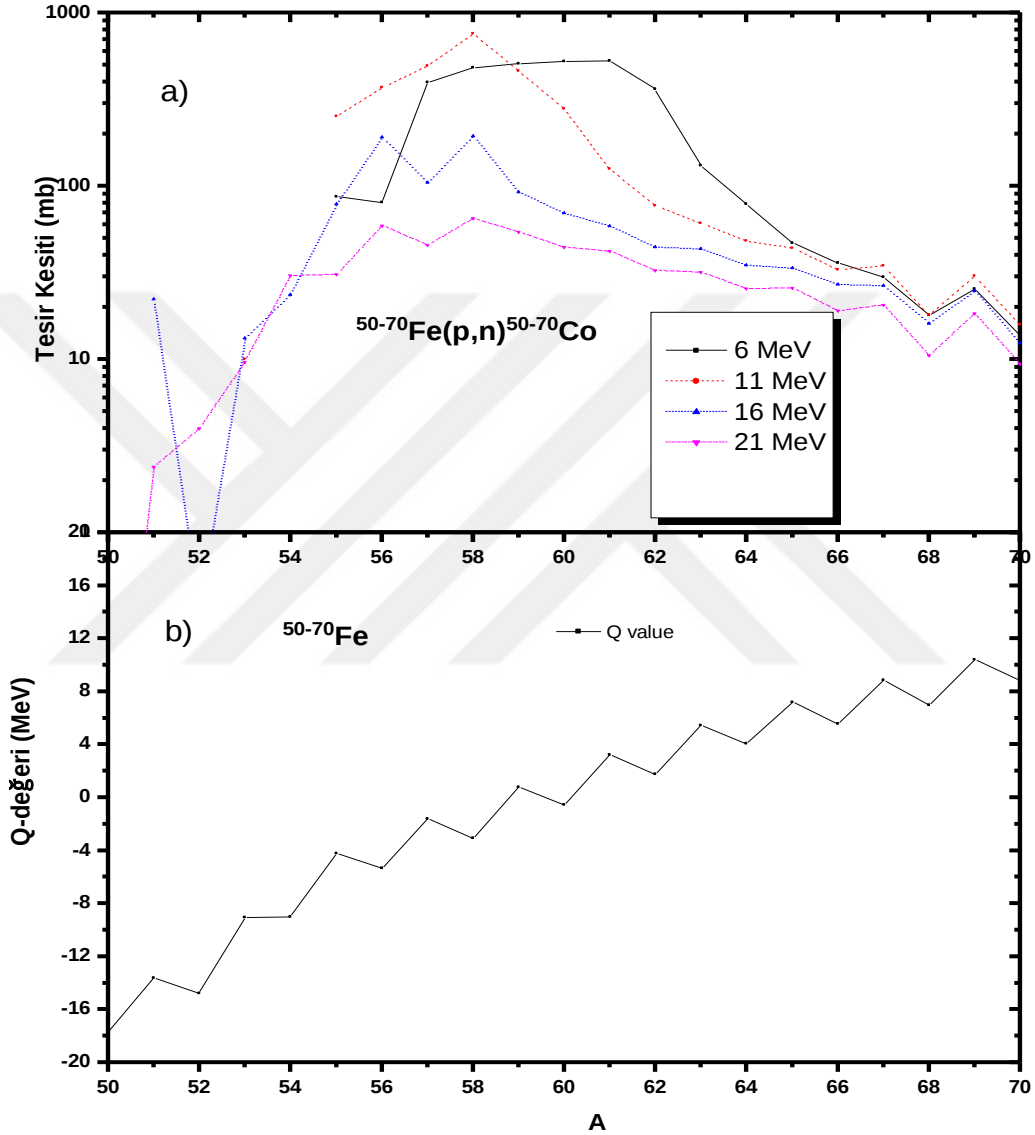
4.3 $^{50-70}\text{Fe}$ İzotoplarının (p,n) Reaksiyonları için İzotopik Etkiler

Bu bölümde $^{50-70}\text{Fe}$ izotoplarının (p,n) reaksiyonları için izotopik etkiler incelenmiştir. Şekil 4.112'de $^{50-70}\text{Fe}$ izotopları üzerine 6, 11, 16 ve 21 MeV'lik gelen protonlar için olası çıkış kanalları sunulmuştur. Şekillerden görüleceği üzere bu gelme enerjilerinde baskın çıkış kanalları nötron ve protonlardır.



Şekil 4.112. $^{50-70}\text{Fe}$ izotopları üzerine 6, 11, 16 ve 21 MeV'lik gelen protonlar için olası çıkış kanalları.

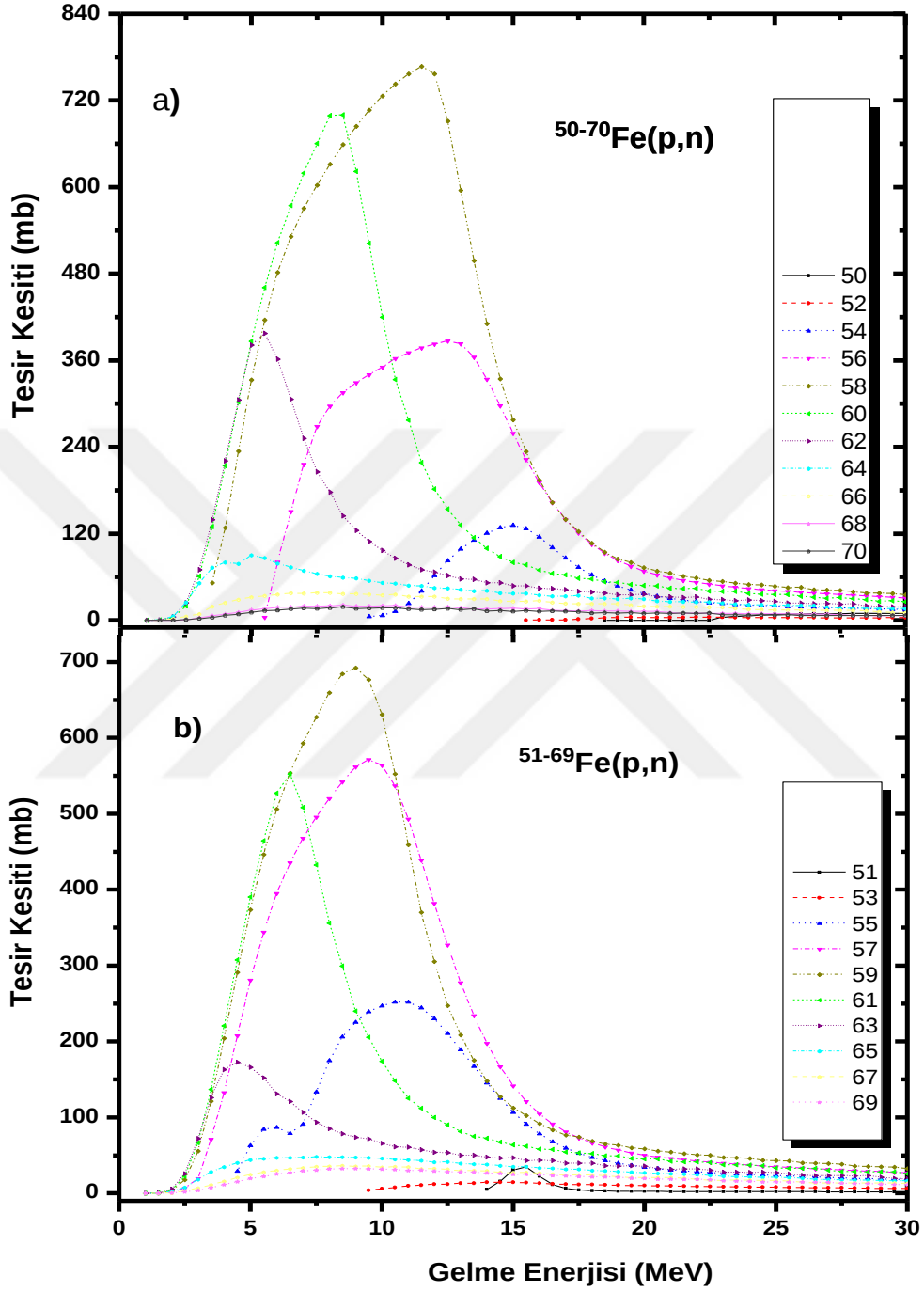
Şekil 4.113'te 6, 11, 16 ve 21 MeV'lik enerjilerde $^{50-70}\text{Fe}$ izotoplarının (p,n) tesir kesitleri ile (p,n) reaksiyon Q-değerleri gösterilmiştir. Dört proton enerjisi için de $A=56-62$ aralığındaki izotoplar en yüksek tesir kesitlerini vermektedir. Reaksiyon Q-değerleri kütle numarasının artışı ile hem tek-A hem de çift-A'lı çekirdekler için artmaktadır.



Şekil 4.113. a) $^{50-70}\text{Fe}$ izotopları üzerine 6, 11, 16 ve 21 MeV'lik gelen protonlar için (p,n) tesir kesitleri. b) Fe izotopları için (p,n) reaksiyon Q-değerleri.

Şekil 4.114'te çift-çift ve çift-tek demir izotopları için (p,n) reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları sunulmuştur. Şekillerden görüleceği üzere A'nın artışıyla tesir kesitleri önce artmakta sonra azalmaktadır. Şüphesiz tesir kesitlerinin arttığı bölgelerde farklı reaksiyon kanalları daha baskın olmaktadır. Çift-çift çekirdekler için maksimum tesir kesiti bölgesinde en yüksek veriler $A=58$ izotopu, çift-tek çekirdekler için ise $A=59$

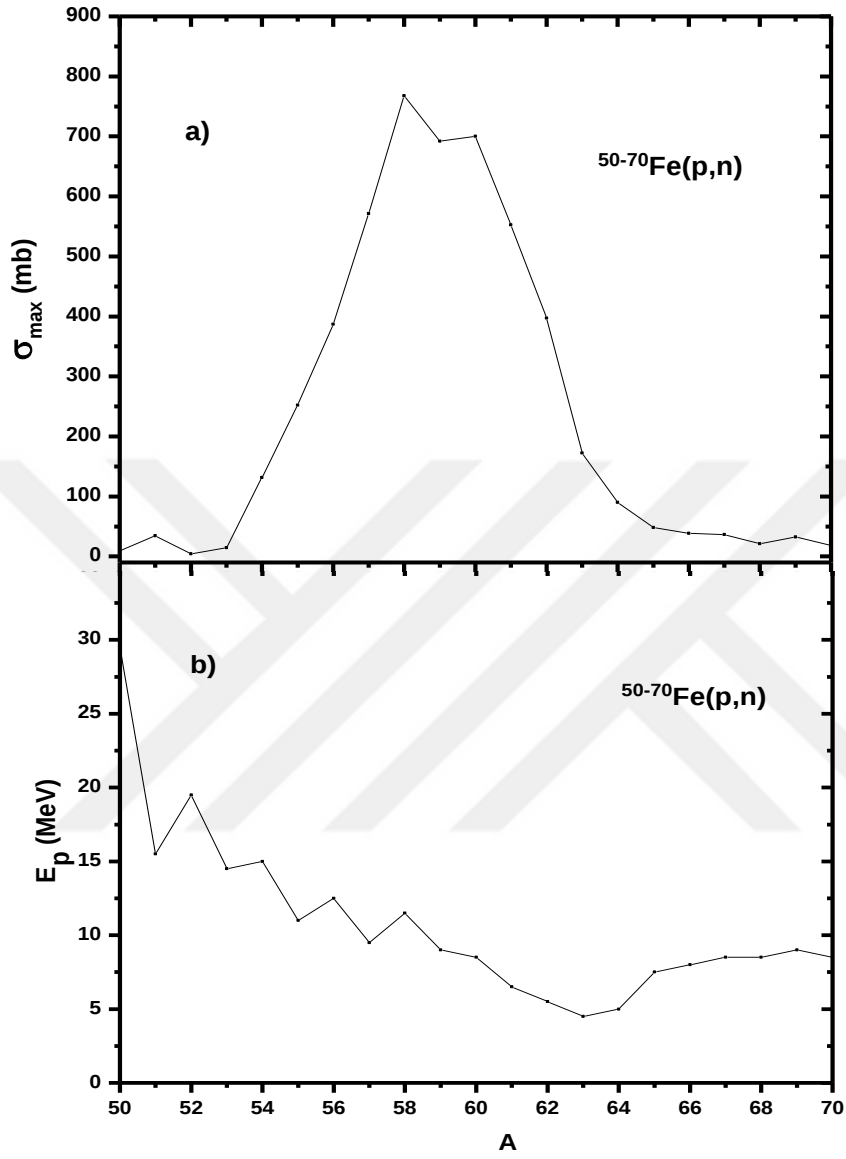
izotopu için elde edilmiştir. $E_p=5-15$ MeV'lik proton enerjilerinde demirin $A=56-62$ izotoplarının (p,n) reaksiyonlarının daha baskın olduğu görülmektedir.



Şekil 4.114. a) Çift-çift $^{50-70}\text{Fe}$ izotopları ve b) Çift-tek $^{51-69}\text{Fe}$ izotopları için (p,n) reaksiyon tesis kesitleri.

Şekil 4.115 $^{50-70}\text{Fe}(p,n)$ reaksiyonları için maksimum tesis kesiti değerleri ve bu değerlere karşılık gelen enerji değerlerini göstermektedir. $A=56-62$ bölgesinde yaklaşık 550–800 mb'lık tesis kesitleri hesaplanmıştır. Bu tesis kesiti değerleri

$E_p=12 \rightarrow 5$ MeV’lik enerjilerde gerçekleşmiştir. Ayrıca bu şekillerden (p,n) tesir kesitlerinin tek-çift etkileri açıkça görülmektedir.



Şekil 4.115. a) $^{50-70}\text{Fe}(p,n)$ reaksiyonları için maksimum tesir kesiti değerleri
b) Maximum değerlere karşılık gelen enerji değerleri.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada proton girişli reaksiyonların tesir kesitlerinin analizi gerçekleştirilmiştir. Bu çerçevede öncelikle (p,n) reaksiyonlarının tesir kesitleri için bileşik çekirdek istatistiksel teorisi üzerine kurulu bir ampirik sistematik elde edilmiştir. Bunun yanı sıra tezde (p,n), (p,2n) ve (p, α) reaksiyonları için nükleer model hesaplamaları yapılmıştır. Hesaplamalar TALYS 1.96, ALICE/ASH ve CEM03.01 kodları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Hesaplamalarda farklı nükleer modellerin tesir kesitleri üzerine etkileri araştırılmıştır. Bu düşünce ile denge ve denge-öncesi modeller, seviye yoğunluk modelleri ve optik modeller proton girişli reaksiyonların tesir kesitlerini elde etmek için kullanılmıştır. Tezde ayrıca (p,n) reaksiyonlarının izotopik bağımlılıklarını araştırmak için $^{50-70}\text{Fe}(p,n)$ reaksiyonlarında tesir kesitleri üzerine hesaplamalar yapılmıştır.

Öncelikle (p,n) reaksiyon tesir kesitleri ile asimetri parametresi, eşik enerjisi ve reaksiyon Q-değerinin ilişkisi bir ampirik tesir kesiti sistematığı üzerinden gösterilmiştir. Önerilen sistematik boyunca hesaplanan tesir kesitleri ile literatürdeki deneysel değerlerin oldukça yakın sonuçlar verdiği gözlenmiştir. Asimetri parametresi ve enerji aşırılığına bağımlı olduğu gösterilen (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için yapılan χ^2 ve F/N hesaplamalarından türetilen ampirik formüllerin iyi bir şekilde çalıştığı sonucuna varılmıştır. 10–11.5 MeV aralığı için χ^2 ve F/N değerleri sırasıyla 5.10 ve 0.16 iken 11.5–13 MeV aralığı için 7.08 ve 0.20 olarak bulunmuştur. Özellikle düşük gelme enerjileri için önerilen sistematığın daha iyi çalıştığı sonucuna varılmıştır. s asimetri parametresi ile ($E_p + Q$) enerji aşırılığına bağlı bir fit işleminin (p,n) reaksiyonlarını tanımlamakta oldukça başarılı olduğu gösterilmiştir.

(p,n), (p,2n) ve (p, α) reaksiyonları için TALYS 1.96, ALICE/ASH ve CEM03.01 kodlarının, varsayılan girdi parametreleri boyunca gerçekleştirilen tesir kesiti hesaplamalarına göre, TALYS 1.96 koduyla hesaplanan değerlerin diğer kodlara oranla genel olarak deneysel değerlere daha yakın sonuçlar verdiği tespit edilmiştir. Yapılan hesaplamalardan CEM03.01 uyarılma fonksiyonlarının, ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodlarından elde edilen uyarılma fonksiyonlarından hem büyüklük hem de yapı olarak oldukça farklı olduğu sonucu çıkarılmıştır. TALYS 1.96 ve ALICE/ASH uyarılma fonksiyonu yapılarının ise birkaç reaksiyon hariç büyük

benzerliklere sahip olduğu görülmüştür. Ayrıca bu iki kod hesaplamalarının bazı reaksiyonlar için büyüklük olarak da yakın sonuçlar verdiği gözlenmiştir. Yalnızca (p,α) nükleer reaksiyonlarının yüksek gelme enerjileri için ALICE/ASH kodunun uyarılma fonksiyonları, yapı olarak diğer kodlardan farklılıklar sergilemiştir. Üç kodla hesaplanan (p,α) uyarılma fonksiyonları önce eşikten bir maksimum noktaya ulaşmış, daha sonra artan enerjiyle tesir kesitleri düşüş eğilimine sahip olmuştur. İşte ALICE/ASH kodu bu düşüşün ardından uyarılma fonksiyonunun kuyruk bölgesinde tekrar artış eğiliminde tesir kesitleri vermiştir. Bu tezde önerilen (p,n) ampirik formüllerinden hesaplanan verilerin deneyle çoğu reaksiyon için uyumlu olduğu bulunmuştur. TALYS 1.96 kodu ile TENDL-2023 tesir kesitlerinin benzer büyüklüklere sahip olduğu görülmüştür. (p,n) , $(p,2n)$ ve (p,α) reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgeler: (p,n) reaksiyonu için $E_p = 7-17$ MeV, $(p,2n)$ reaksiyonu için $E_p = 17-27$ ve (p,α) reaksiyonu için $E_p = 15-20$ MeV olarak tespit edilmiştir.

ALICE/ASH ve TALYS 1.96 içerisinde farklı denge ve denge-öncesi modellerin kullanımının uyarılma fonksiyonlarının maksimum verdiği noktaya kadar tesir kesitleri üzerinde etkisinin oldukça düşük olduğu görülmüştür. Böylece denge-öncesi etkilerin düşük enerjilerde tesir kesitleri üzerine etkisinin sınırlı olduğu sonucuna varılmıştır. Diğer taraftan denge-öncesi etkilerin uyarılma fonksiyonlarının maksimum tesir kesitlerini vermeye başlamasıyla daha hissedilir bir etki yarattığı gözlenmiştir. Bu etkinin $(p,2n)$ reaksiyon kanalında (p,n) ve (p,α) reaksiyon kanallarına oranla daha baskın olduğu gözlenmiştir. Özellikle (p,n) reaksiyonları için yapılan hesaplamalarda denge-öncesi etkilerin oldukça az olduğu görülmüştür. $(p,2n)$ reaksiyon kanalı için uyarılma fonksiyonlarının maksimum verdiği bölgede en büyük tesir kesitleri HF ve WE denge modelleri ile elde edilmiştir. Bu durum $(p,2n)$ reaksiyonlarındaki kadar baskın olmasa da (p,α) reaksiyonları için de genel olarak benzer olarak bulunmuştur. İlaveten (p,α) reaksiyonlarının ALICE/ASH hesaplamalarında uyarılma fonksiyonlarının kuyruk kısmında denge-öncesi etkilerin daha baskın olduğu görülmüştür. TALYS 1.96 kodunun Eksiton model ve İki bileşenli eksiton model kullanılarak yapılan hesaplamalarının birbirlerine oldukça yakın sonuçlar verdiği gözlenmiştir. Ayrıca ALICE/ASH kodu içerisinde de Hibrid model ve GDH model hesaplamalarının arasında da aynı senaryo gözlenmiştir. Sonuçta her iki kod içerisinde de denge-öncesi model değişiminin, tesir kesiti

sonuçları üzerine etkisinin oldukça az olduğu tespit edilmiştir. Özellikle (p,n) reaksiyonları için denge-öncesi model değişiminin tesir kesiti sonuçlarında pek bir etki yaratmadığı görülmüştür.

Yapılan hesaplamalardan seviye yoğunluk modelinin tesir kesitleri üzerine oldukça baskın bir etkisi olduğu gözlenmiştir. Proton girişli reaksiyonlar için ALICE/ASH ve TALYS 1.96 kodlarında varsayılan seviye yoğunluk modellerinin seçiminin, tesir kesiti hesaplamalarında genel olarak daha başarılı olduğu yapılan hesaplamalardan görülmüştür. FGM ve KRM seviye yoğunluk modelleri ile hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının birçok reaksiyon için büyüklük olarak oldukça farklı değerlere sahip olduğu görülmüştür. Özellikle (p,2n) ve (p, α) reaksiyonları için bu farkın bazı reaksiyonlarda 5–10 kat mertebeye kadar çıktığı saptanmıştır. (p,n), (p,2n) ve (p, α) reaksiyonlarının üçü için de FGM hesaplamaları ile elde edilen uyarılma fonksiyonlarının, KRM uyarılma fonksiyonlarına oranla deneysel değerlere hem yapı hem de büyüklük olarak daha yakın olduğu görülmüştür. KRM modelinin özellikle düşük enerjilerde tesir kesiti tahmininde oldukça başarısız olduğu yapılan hesaplamalardan çıkarılan sonuçlardandır. (p,n) reaksiyonları için CT+FGM ve mHFB-G seviye yoğunlukları kullanılarak yapılan hesaplamaların genel olarak birbirlerine yakın sonuçlar verdiği saptanmıştır. (p,2n) ve (p, α) reaksiyonlarında ise bu iki model hesaplamaları arasındaki fark genel olarak daha fazla bulunmuştur. $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$, $^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$, $^{64}\text{Ni}(p,\alpha)^{61}\text{Co}$ nükleer reaksiyonları için mHFB-G model kullanılarak elde edilen tesir kesiti hesaplamalarının CT+FGM hesaplamalarından daha iyi sonuçlar verdiği gözlenmiştir. Diğer reaksiyonlar için ise CT+FGM seviye yoğunluk modeli ile yapılan hesaplamaların deneysel değerleri genellikle daha iyi kestirdiği görülmüştür.

Araştırılan reaksiyonlar için optik model seçiminin uyarılma fonksiyonlarının yapısı üzerine etkisinin hemen hemen olmadığı görülmüştür. Büyüklük olarak da $^{46}\text{Ti}(p,\alpha)^{43}\text{Sc}$, $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$, $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$, $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$, $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$, $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$, $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$, $^{57}\text{Fe}(p,n)^{57}\text{Co}$, $^{57}\text{Fe}(p,\alpha)^{54}\text{Mn}$, $^{58}\text{Fe}(p,n)^{58}\text{Co}$, $^{59}\text{Co}(p,n)^{59}\text{Ni}$, $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$, $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$, $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$, $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$, $^{61}\text{Ni}(p,2n)^{60}\text{Cu}$, $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$, $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$, $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$, $^{64}\text{Zn}(p,\alpha)^{61}\text{Cu}$,

$^{66}\text{Zn}(p,2n)^{65}\text{Ga}$, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$, $^{67}\text{Zn}(p,n)^{67}\text{Ga}$, $^{67}\text{Zn}(p,2n)^{66}\text{Ga}$, $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$, $^{70}\text{Zn}(p,n)^{70}\text{Ga}$, $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$, $^{70}\text{Zn}(p,\alpha)^{67}\text{Cu}$ ve $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$ gibi birçok reaksiyon için KD03 yerel OMP ve JLM OMP sonuçlarının birbirlerine ve deneysel değerlere benzer yakınlıkta oldukları saptanmıştır. $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$, $^{47}\text{Ti}(p,n)^{47}\text{V}$, $^{49}\text{Ti}(p,\alpha)^{46}\text{Sc}$, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$, $^{53}\text{Cr}(p,n)^{53}\text{Mn}$, $^{54}\text{Fe}(p,\alpha)^{51}\text{Mn}$, $^{57}\text{Fe}(p,2n)^{56}\text{Co}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ ve $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ nükleer reaksiyonları için JLM OMP hesaplamaları sonucunda elde edilen uyarılma fonksiyonlarının deneysel değerlere KD03 yerel OMP'ne oranla daha yakın sonuçlar verdiği tespit edilmiştir. $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$, $^{49}\text{Ti}(p,2n)^{48}\text{V}$, $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ ve $^{65}\text{Cu}(p,\alpha)^{62}\text{Ni}$ reaksiyonlarında ise TALYS 1.96'da varsayılan model olan KD03 yerel OMP seçimi tesir kesitlerini daha iyi tahmin etmiştir.

jlmmode 0, 1, 2 kullanılarak yapılan hesaplama sonuçlarının benzer olduğu görülmüştür. Diğer taraftan jlmmode 3 seçeneğinin uyarılma fonksiyonlarının yapısı üzerine olmasa da, büyüklüğü üzerine hissedilir bir etki yarattığı tespit edilmiştir. (p,n) ve (p,2n) reaksiyonları için jlmmode 3 kullanılarak yapılan hesaplamalar özellikle uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede diğer optik model jlmmode seçeneklerinden daha büyük tesir kesitleri vermiştir. Bu etki özellikle (p,2n) reaksiyon kanalında oldukça belirgindir. Uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu enerji bölgesinde birçok (p,2n) reaksiyonu için jlmmode 3 ile yapılan hesaplamalar diğer jlmmode hesaplamalarına oranla %25 daha yüksekte konumlanmıştır. (p, α) reaksiyon kanalı için ise durum (p,n) ve (p,2n) reaksiyonlarına oranla biraz farklı bulunmuştur. (p, α) reaksiyonu için jlmmode 3 ile diğer üç jlmmode hesaplamaları arasındaki büyüklük farkının (p,n) ve (p,2n) reaksiyonlarındaki gibi az olduğu tespit edilmiştir. Hatta $^{60}\text{Ni}(p,\alpha)^{57}\text{Co}$ ve $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ gibi bazı reaksiyonlar için sonuçlar oldukça yakındır. Diğer (p, α) reaksiyonlarında ise uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede (p,n) ve (p,2n) reaksiyonlarının aksine jlmmode 3 tesir kesiti sonuçları daha düşük sonuçlar üretmiştir. $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$, $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ ve $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ reaksiyonları için jlmmode 3 kullanılarak yapılan hesaplamalar, deneysel tesir kesitleri ile oldukça iyi uyum sağlamıştır.

Araştırılan reaksiyonlar için preeqmode 1 ve preeqmode 2 denge-öncesi model hesaplamaları neredeyse aynı tesir kesiti sonuçları sunmuştur. preeqmode 3

hesaplamaları ise diğer iki modele göre bazı enerji değerlerinde farklılıklar göstermiştir. Bu farklılık (p,2n) ve (p, α) reaksiyonlarında (p,n) reaksiyonlarına oranla daha belirgin olarak bulunmuştur. (p,n) reaksiyonları genellikle üç model için de yaklaşık 17 MeV'lik enerjiye kadar yakın sonuçlar verirken, bu enerji değerinin ötesinde preeqmode 3 hesaplamaları en düşük değerlere sahip olarak görülmüştür. (p, α) reaksiyonlarında ise preeqmode 3 model kullanılarak elde edilen tesir kesitleri, uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede en büyük değerlerde gözlenmiştir. (p,2n) reaksiyonları uyarılma fonksiyonlarının maksimum olduğu bölgede en yüksek değerlere sahipken; kuyruk bölgesinde en düşük tesir kesitlerini vermiştir.

⁵⁰⁻⁷⁰Fe izotopları üzerine yapılan hesaplamalardan (p,n) tesir kesitlerinin tek-çift etkileri açıkça görülmüştür. 6, 11, 16 ve 21 MeV'lik proton gelme enerjilerinde nötron ve proton çıkış kanallarının en baskın kanallar olduğu gözlenmiştir. Ayrıca bu enerjilerde A=56–62 aralığındaki demir izotoplarının en yüksek tesir kesitlerini verdiği tespit edilmiştir. Hem tek-A hem de çift-A'lı demir izotopları için kütle numarasının artışı ile reaksiyon Q-değerlerinin arttığı hesaplamalardan görülmüştür. Çift-çift ve çift-tek demir izotopları için gerçekleştirilen (p,n) reaksiyon tesir kesiti hesaplamalarına göre A'nın artışıyla, tesir kesitlerinin önce arttığı sonra azaldığı görülmüştür. Maksimum tesir kesiti bölgesinde çift-çift demir izotopları için en yüksek veriler A=58, çift-tek çekirdekler için ise A=59 izotopu için elde edilmiştir. E_p=5–15 MeV'lik proton enerjilerinde demirin A=56–62 izotoplarının (p,n) reaksiyonlarının daha baskın olduğu görülmüştür. A=56–62 bölgesinde E_p=12→5 MeV'lik enerjilerde yaklaşık 550–800 mb'lık tesir kesitlerinin maksimum verileri sunduğu görülmüştür.

Bu tez çalışmasının sonucunda (p,n), (p,2n) ve (p, α) reaksiyonlarının tesir kesitleri için genişletilmiş bir veri tabanı elde edildi. Bu çerçevede hem ampirik bir sistematik hem de model hesaplamaları sunuldu. Şu anki hesaplamalarımızın, proton kaynaklı reaksiyonların bilinmeyen tesir kesitlerinin elde edilmesinde yardımcı olacağını düşünsek de; hala daha fazla deneysel ve teorik çalışmaya ihtiyaç duyulmaktadır.

KAYNAKLAR

- Adel, D., Mohamed, G. Y., Yousef, Z., El Wahab, M. A., Ditroi, F., Takacs, S. ve Al-abyad, M., 2020. Experimental investigation and theoretical evaluation of proton induced nuclear reactions on nickel, *Applied Radiation and Isotopes*, 159, 109094.
- Akça, S., 2018. Yarı-deneyssel (α,n) reaksiyon tesir kesiti formüllerinin önerilmesi ve nükleer data değerlendirmesi, Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Al-Abyad, M., Spahn, I. ve Qaim, S. M., 2010. Experimental studies and nuclear model calculations on proton induced reactions on manganese up to 45 MeV with reference to production of ^{55}Fe , ^{54}Mn and ^{51}Cr , *Applied Radiation and Isotopes*, 68, 12, 2393–2397.
- Alharbi, A. A. ve Azzam, A., 2012. Theoretical calculations of the reaction cross-sections for proton-induced reactions on natural copper using ALICE-IPPE code, *Applied Radiation and Isotopes*, 70, 1, 88–98.
- Arya, A. P., 1989. Çekirdek fiziğinin esasları, Şahin, Y. (Çeviren), Aktif Yayıncılık, Erzurum.
- Avila-Rodriguez, M. A., Nye, J. A. ve Nickles, R. J., 2007. Simultaneous production of high specific activity ^{64}Cu and ^{61}Co with 11.4 MeV protons on enriched ^{64}Ni nuclei, *Applied Radiation and Isotopes*, 65, 10, 1115–1120.
- Bakhtiari, M., Oranj, L. M., Jung, N. S. ve Lee, H. S., 2021. Production cross section measurements of proton-induced reactions on Nb at energies of 58 to 100 MeV, *Physical Review C*, 103, 6, 064617.
- Bastos, M. A. V., DeBritto, J. L. Q., Vinagre, U. M. ve DaSilva, A. G., 1990. A production method for ^{51}Cr at IEN's Cyclotron, *Radiochimica Acta*, 50, 189 – 191.
- Bauge, E., Delaroche, J. P. ve Girod, M., 2001. Lane-consistent, semimicroscopic nucleon-nucleus optical model, *Physical Review C*, 63, 2, 024607, 1–17.
- Beiser, A., 1963. Concepts of modern physics, McGraw-Hill, New York, Amerika Birleşik Devletleri.
- Belgaid, M. ve Asghar, M., 1998. Semi-empirical systematics of (n,p) reaction cross sections for 14,5 MeV neutrons, *Applied Radiation and Isotopes*, 49, 12, 1497–1503.
- Bertulani, C. A., 2010. Nuclear Reactions, Wiley Encyclopedia of Physics, Wiley WCH Berlin, Germany.
- Blann, M., 1971. Hybrid model for pre-equilibrium decay in nuclear reactions, *Physical Review Letters* 27, 6, 337–340.

- Blann, M., 1975. Preequilibrium decay, *Annual Review of Nuclear Science*, 25, 1, 123–166.
- Blann, M. ve Vonach, H. K., 1983. Global test of modified precompound decay models, *Physical Review C* 28, 4, 1475–1486.
- Blann, M., 1991. ALICE-91, Statistical model code system with fission competition, *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*, Julich, Almanya.
- Blosser, H. G. ve Handley, T. H., 1955. Survey of (p,n) reactions at 12 MeV, *Physical Review*, 100, 1340–1344.
- Braccini, S., Carzaniga, T. S., Dellepiane, G., Grundler, P. V., Scampoli, P., VanDerMeulen, N. P. ve Wuethrich, D., 2022. Optimization of ^{68}Ga production at an 18 MeV medical cyclotron with solid targets by means of cross-section measurement of ^{66}Ga , ^{67}Ga and ^{68}Ga , *Applied Radiation and Isotopes*, 186, 110–252
- Broeders, C. H. M. ve Konobeyev, A. Y., 2007. Systematics of (p, α), (p,n α) and (p,np) reaction cross-sections, *Applied Radiation and Isotopes*, 65, 1249–1264.
- Broeders, C. H. M. ve Konobeyev, A. Y., 2008. Systematic of (p,n) reaction cross-section, *Radiochim Acta*, 96, 387–397.
- Broeders, C. H. M., Konobeyev, A. Y., Korovin, A. Y., Lunev, V. P. ve Blann, M., 2006. ALICE /ASH- Pre-compound and evaporation model code system for calculation of excitation functions, energy and angular distributions of emitted particles in nuclear reactions at intermediate energies, FZKA 7183, Karlsruhe Araştırma Merkezi, Karlsruhe, Almanya.
- Cacuci, D. G. ve Ionescu, B. M., 2010. Sensitivity and uncertainty analysis, data assimilation and predictive best-estimate model calibration, *Handbook of Nuclear Engineering*, Springer, Boston, Amerika Birleşik Devletleri.
- Capote, R., Lopez, R., Herrera, E., Piris, M. ve Osorio, V. (1991). Analysis of experimental data on neutron induced reactions and development of PCROSS code for the calculation of the differential preequilibrium spectra, INDC(NDS)-247/L, International Atomic Energy Agency (IAEA), Viyana, Avusturya.
- Carlson, J., 2001. Three-nucleon interactions beyond $A=3$ and 4, *Nuclear Physics A*, 689, 1–2, 290–297.
- Colle, R., Kishore, R. ve Cumming, J. B., 1974. Excitation functions for (p,n) reactions to 25 MeV on ^{63}Cu , ^{65}Cu , and ^{107}Ag , *Physical Review, Part C, Nuclear Physics*, 9, 5, 1819–1830.
- Dityuk, A., Konobeyev, A. Y., Lunev, V. ve Shubin, N., 1998. New advanced version of computer code ALICE – IPPE, Uluslararası Atom Enerjisi Ajansı, Viyana, Avusturya.

- Dmitriev, P. P., Konstantinov, I. S. ve Krasnov, N. N., 1968. Excitation function for the $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ reaction, *Atomnaya Energiya*, 24, 3, 279–284.
- Dobes, J. ve Betak, E., 1983. Two component exciton model, *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 310, 329–338.
- Gadioli, E., GrassiStrini, A. M., LoBianco, G., Strini, G. ve Tagliaferri, G., 1974. Excitation functions of ^{51}V , ^{56}Fe , $^{65}\text{Cu}(p,n)$ reactions between 10 and 45 MeV, *Nuovo Cimento A*, 22, 4, 547–558.
- Gadioli, E. ve Hodgson, P. E., 1992. Pre-equilibrium nuclear reactions, Clarendon, Oxford, İngiltere.
- Gadioli, E., Hogan, J. J. ve Burns, K. I., 1981. Emission of alpha particles in the interaction of 10-85 MeV protons with $^{48-50}\text{Ti}$, *Zeitschrift fuer Physik A, Hadrons and Nuclei*, 301, 289–300.
- Generalov, L., Abramovich, S. ve Selyankina, S., 2017. Activation measurements of the integral cross sections of reactions $^7\text{Li}(p, n 0 + n 1)^7\text{Be}$ g.s. , $^6\text{Li}(d, n 0 + n 1)^7\text{Be}$, $^7\text{Li}(d, 2n)^7\text{Be}$, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$, $^{65}\text{Cu}(d, 2n)^{65}\text{Zn}$, and $^{63}\text{Cu}(d,\gamma)^{65}\text{Zn}$, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 81, 644–657.
- Gilbert, A. ve Cameron, A. G. W., 1965. A composite nuclear-level density formula with shell corrections, *Canadian Journal of Physics*, 43, 8, 1446–1496.
- Gökçe, A. A., 2013. Alfalarla oluşturulan ve alfa yayımlanan nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin ve uygulama alanlarının araştırılması, Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Griffin, J. J., 1966. Statistical model of intermediate structure, *Physical Review Letters* 17, 9, 478–481.
- Gudima, K. K., Mashnik, S. G. ve Toneev, V. D., 1983. Cascade-exciton model of nuclear reactions, *Nuclear Physics A*, 401, 2, 329–361.
- Hansen, L. F. ve Albert, R. D., 1962. Statistical theory predictions for 5 to 11 MeV (p,n) And (p,p') nuclear reactions in ^{51}V , ^{59}Co , ^{63}Cu , ^{65}Cu , and ^{103}Rh , *Physical Review*, 128, 291–299
- Hauser, W. ve Feshbach, H., 1952. The inelastic scattering of neutrons, *Physical Review of Journals*, 87, 366–373.
- Henriksson, H., Schwerer, O., Rochman, D., Mikhaylyukova, M. ve Otuka, N., 2007. The art of collecting experimental data internationally: EXFOR, CINDA and the NRDC network, International Nuclear Data Conference for Science and Technology, Nice, Fransa.
- Herman, M., Capote, R., Carlson, B.V., Oblozinsky, P., Sin, M., Trkov, A., Wienke, H. ve Zerkin, V., 2007. EMPIRE: Nuclear reaction model code system for data evaluation, *Nuclear Data Sheets*, 108, 12, 2655–2715.

- Hermanne, A., Walravens, N. ve Cicchelli, O., 1991. Optimization of isotope production by cross section determination, Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Juelich, Almanya.
- Hermanne, A., 1997. Evaluated cross section and thick target yield data of Zn+P processes for practical applications, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, 130, 1–4, 177–180.
- Hilaire, S., Girod, M., Goriely, S. ve Koning, A. J., 2012. Temperature-dependent combinatorial level densities with the D1M Gogny force, Physical Review C, 86, 6, 064317 (10).
- Hille, M., Hille, P., Uhl, M. ve Weisz, W., 1972. Excitation functions of (p,n) and (α ,n) reactions on Ni, Cu and Zn, Nuclear Physics A, 198, 625–640.
- Hodgson, P. E., 1971. Nuclear reactions and nuclear structure, Clarendon Press, Oxford, USA.
- Hodgson, P. E., 1987. Compound nucleus reactions, Reports on Progress in Physics, 50, 5, 489–515.
- Hofstadter, R., 1957. Nuclear and nucleon scattering of high-energy electrons, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 7, 231–316.
- Howe, H. A., 1958. (p,n) Cross sections of copper and zinc., Physical Review, 109, 2083–2085.
- Jenkins, I. L. ve Wain, A. G., 1970. Excitation functions for the bombardment of Fe-56 with protons, Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry, 32, 1419–1425
- Kandil, S. A., ve Al-Abyad M., 2013. Cross section measurements and theoretical calculations of proton induced nuclear reactions on natural tellurium, The Journal Radiochimica Acta, 101, 2, 67–71.
- Kataria, S. K., Ramamurthy, V. S., Blann, M. ve Komoto, T. T., 1990. Shell-dependent level densities in nuclear reaction codes, Nuclear Instruments Methods Physics Research Section A, 288, 585–588.
- Keller, K. A., Lange, J. ve Münzel, H., 1974. Simulation of unknown excitation functions and thick target yields for p, d, ^3He and ^4He reactions, Landolt-Börnstein, New series, I/5 C, Springer Verlag, New York, Amerika Birleşik Devletleri
- Khandaker, M. U., Kim, K., Kim, K. S., Lee, M., Lee, Y. S., Kim, G., Cho, Y. S. ve Lee, Y. O., 2009. Excitation functions of the proton-induced nuclear reactions on natSn up to 40 MeV, Nuclear Instruments Methods Physics Research Section B, 267, 23–31.

- Koning, A. J. ve Delaroche, J. P., 2003. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV, *Nuclear Physics A*, 713, 231–310.
- Koning, A. J. ve Duijvestijn M. C., 2004. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential, *Nuclear Physics A*, 744, 15–76.
- Koning, A. ve Rochman, D., 2008. Towards sustainable nuclear energy: Putting nuclear physics to work, *Annals of Nuclear Energy*, 35, 11, 2024-2030.
- Koning, A. J., Hilaire, S., ve Duijvestijn, M., 2007. TALYS 1.0, International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, Fransa
- Koning, A. J., Hilaire, S., ve Duijvestijn, M., 2009. TALYS 1.2 A nuclear reaction program, user manual, Nuclear Research and Consultancy Group, Petten, Hollanda.
- Koning, A. J., Hilaire, S. ve Goriely, S., 2013. TALYS 1.6. nuclear reaction program, user manual, Nuclear Research and Consultancy Group, Petten, Hollanda.
- Koning, A. J., Hilaire, S. ve Goriely, S., 2015. TALYS 1.8. nuclear reaction program, user manual, Nuclear Research and Consultancy Group, Petten, Hollanda.
- Koning, A. J., Hilaire, S. ve Goriely, S., 2021. TALYS 1.96/2.0, TALYS nuclear reaction program, user manual, Nuclear Research and Consultancy Group, Petten, Hollanda.
- Koning, A. J., Rochman, D., Sublet, J. C., Dzysiuk, N., Fleming, M. ve Marck, S. V. D., 2019. TENDL: Complete nuclear data library for innovative nuclear science and technology, *Nuclear Data Sheets*, 155, 1–55.
- Konobeyev, A. Y., Korovin, Y. A. ve Pereslavl'tsev, P. E., 1994. Systematics of (n, t) reaction cross sections at 14.6 MeV, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 93, 4, 409–414.
- Konobeyev, A. Y., Lunev, V. P. ve Shubin, Y. N., 1996. Semi-empirical systematics for (n, α) reaction cross sections at the energy of 14.5 MeV, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 108, 3, 233–242.
- Kormali, S. M., Swindle, D. L. ve Schweikert, E. A., 1976. Charged particle activation of medium Z elements II. proton excitation functions, *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 31, 43–450.
- Korovin, Y. A. ve Konobeyev A. Y., 1995. Semiempirical systematics of (n,p) reaction cross sections at the energy of 14.5 MeV, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 103, 15–22.
- Krane, K. S., 1988. *Introductory nuclear physics*, İkinci Baskı, John Willey and Sons, New York, Amerika Birleşik Devletleri.

- Kumabe, I. ve Fukuda, K. J., 1987. Empirical formulas for 14-MeV (n, p) and (n, α) cross sections, *Nuclear Science and Technology*, 24, 10, 839–843.
- Küçüksucu, S., 2022. (n, α) reaksiyon tesir kesiti sistematiiklerinin elde edilmesi ve hauser- feshbach model tanımlaması, Doktora Tezi, Aksaray Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Aksaray.
- Küçüksucu, S. ve Yiğit, M., 2023. A study on (n, α) reaction cross sections using a new empirical systematic, *Nuclear Engineering and Technology*, 55, 11, 4026–4031.
- Küçüksucu, S., Yiğit, M., ve Paar, N., 2024. Isotopic dependence of (n, α) reaction cross sections for Fe and Sn nuclei, *Nuclear Physics A*, 122779.
- Lawriniang, B., Ghosh, R., Badwar, S., Yerraguntla, S. S., Jyrwa, B., Naik, H., Naik, Y. P. ve Suryanarayana, S. V., 2019. Measurements of $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ reaction cross-sections and covariance analysis of the uncertainty, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 319, 695–704.
- Leray, S., 2000. Nuclear data at high energy: Experiment, theory and applications, Workshop on Nuclear Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety, Trieste, İtalya.
- Levkovski, V. N., 1964. Emperical behaviour of the (n,p) cross section for 14-15 MeV neutrons, *Journal Experimental Theoretical Physics*, 45, 305–311.
- Levkovski, V. N., 1991. Activation cross sections for the nuclides of medium mass region ($A = 40\text{--}100$) with medium energy ($E=10\text{--}50$ MeV) protons and alpha-particles, *Experiment and Systematics*, Inter-Vesi, Moscow, Rusya.
- Lilley, J. S., 2001. Principle and application of nuclear physics, Wiley, Chichester, İngiltere.
- Little, F. E. ve Lagunas-Solar, M. C., 1983. Cyclotron production of Ga-67 cross sections and thick-target yields for the $^{67}\text{Zn}(p,n)$ and $^{68}\text{Zn}(p,2n)$ reactions, *Applied Radiation and Isotopes*, 34, 631–637.
- Martin, J. E., 2006. Physics for radiation protection, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Almanya
- Mashnik S. G., 1995. User manual for the code CEM95, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for nuclear research, Moskow.
- Mashnik, S., Gudima, K., Sierk, A. J., Baznat, M. I. ve Mokhov, N. V., 2005. CEM03.01 user manual, LANL Report LA-UR-05-7321, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, Amerika Birleşik Devletleri.
- Meadows, J. W., 1953. Excitation functions for proton induced reactions with copper, *Physical Review*, 91, 885–889.

- Michel, R. ve Brinkmann, G., 1980. On the depth-dependent production of radionuclides ($44 < A < 59$) by solar protons in extraterrestrial matter, *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 59, 467–510.
- Michel, R., Brinkmann, G., Weigel, H. ve Herr, W., 1979. Measurement and hybrid-model analysis of proton-induced reactions with V, Fe, and Co, *Nuclear Physics A*, 322, 40–60.
- Musthafa, M. M., Sharma, M. K., Singh, B. P. ve Prasad, R., 2005. Measurement and analysis of cross sections for (p,n) reaction in V-51 and In-113, *Applied Radiation and Isotopes*, 62, 419–428.
- Naik, H., Suryanarayana, S. V., Murali, M. S. ve KapoteNoy, R., 2020. Excitation function of $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ reaction for the production of ^{68}Ga , *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 324, 285–289.
- Oblozinsky, P., Ribansky, I. ve Betak, E., 1974. Intermediate-state transition rates in the exciton model, *Nuclear Physics A*, 226, 2, 347–364.
- Otero P. R., 2019. Nuclear data analyses for improving the safety of advanced lead-cooled reactors, Doktora Tezi, Universidad Polit cnica de Madrid, Enerji M hendislięi B l m , Madrid, İspanya
-  zdoęan, H., 2018. Fe, Zr, Nb ve Ag füzyon reakt rleri yapısal elementlerinin tesir kesitlerinin nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak incelenmesi, Doktora Tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İsparta.
-  zdoęan, H., 2019. Theoretical calculations of production cross-sections for the ^{201}Pb , ^{111}In ^{18}F and ^{11}C radioisotopes at proton induced reactions, *Applied Radiation and Isotopes*, 143, 1–5.
-  zdoęan, H.,  ekerci, M. ve Kaplan, A., 2018. Füzyon reaktörü yapısal malzemelerinde kullanılan bazı elementler için proton girişli reaksiyonlarda 3he yayınlanma spektrumlarının incelenmesi, Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fen Dergisi, 13, 1, 12–18.
- Pai, H. L. ve Andrews, D. G., 1976. The closed-shell effect on fission barriers at $Z = 82$ and $N = 126$, *Canadian Journal of Physics*, 54, 20, 2056–2059.
- Pai, H. L., Clarke, R. L. ve Cross, W. G., 1971. Statistical model calculations of (n, p) cross sections using shell-independent parameters, *Nuclear Physics A*, 164, 526–544.
- Piel, H., Qaim, S. M., ve St cklin, G., 1992. Excitation Functions of (p,xn)-Reactions on ^{nat}Ni and Highly Enriched ^{62}Ni : Possibility of Production of Medically Important Radioisotope ^{62}Cu at a Small Cyclotron, *Radiochimica Acta*, 57, 1, 1–6.
- Qaim, S. M., 2010. Radiochemical determination of nuclear data for theory and applications, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 284, 489–505.

- Rebeles, R. A., Van den Winkel, Hermanne, A. ve Tarkanyi, F., 2009. New measurement and evaluation of the excitation function of $^{64}\text{Ni}(p,n)$ reaction for the production of ^{64}Cu , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 267, 3, 457–461.
- Röhm, H. F., Münzel, H. ve Lange J., 1973. A simple method for estimating maximum cross sections for (α,xn) and (p,xn) reactions, Nuclear Instruments and Methods, 113, 1, 101–107.
- Singh, B. P., Sharma, Manoj, K., Musthafa, M. M., Bhardwaj, H. D. Ve Prasad, R., 2006. A study of pre-equilibrium emission in some proton-and alpha-induced reactions, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 562, 2, 717–720.
- Solieman, A. H. M., Al-Abyad, M., Ditroi, F. ve Saleh, Z. A., 2016. Experimental and theoretical study for the production of ^{51}Cr using p, d, ^3He and ^4He projectiles on V, Ti and Cr targets, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 366, 19–27.
- Spahn, I., Scholten, B., Spellerberg, S., Qaim, S. M. ve Coenen, H. H., 2011. Cross section measurements of proton induced reactions on ^{55}Mn and comparison of experimental results with different nuclear model calculations, Journal of the Korean Physical Society, 59, 1888-1891.
- Stearns, R. L., 1962. Excitation functions of $(p,2n)$ reactions on enriched isotopes of nickel, Physical Review, 126, 2, 629–634.
- Sudar, S., Qaim, S. M., ve Coenen, H. H., 1993. Excitation functions of (n,p) and (n,α) reactions on isotopes of nickel and cobalt from threshold up to 14.8 MeV, Nuclear Physics A, 554, 3-4, 509–532.
- Szelecsenyi, F., Blessing, G. ve Qaim, S. M., 1993. Excitation functions of proton induced nuclear reaction on enriched ^{61}Ni and ^{64}Ni : possibility of production of no-carrier-added ^{61}Cu and ^{64}Cu at a small cyclotron, Applied Radiation and Isotopes, 44, 575–580.
- Szelecsenyi, F., Boothe, T. E., Takacs, S., Tarkanyi, F. ve Tavano, E., 1998. Evaluated cross section and thick target yield data bases of $\text{Zn}+p$ processes for practical applications, Applied Radiation and Isotopes, 49, 1005–1032.
- Szelecsenyi, F., Kovacs, Z., Nagatsu, K., Fukumura, K., Suzuki, K. Ve Mukai, K., 2012. Investigation of direct production of ^{68}Ga with low energy multiparticle accelerator, Radiochimica Acta, 100, 5–10.
- Şekerci, M., 2018. Nükleer reaktör kontrol çubuklarında kullanılan bazı malzemeler için farklı reaksiyon ve enerjilerde parçacık yayınlanma spektrumu, durdurma gücü, giricilik mesafesi ve tesir kesiti hesaplamaları, Doktora Tezi, Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Isparta.

- Tanaka, S. ve Furukawa, M., 1959. Excitation functions for (p,n) reactions with Titanium, Vanadium, Chromium, Iron and Nickel up to 14 MeV, *Journal of the Physical Society of Japan*, 14, 1269–1275.
- Tanaka, S., Furukawa, M. ve Chiba, M., 1972. Nuclear reactions of nickel with protons up to 56 MeV, *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 34, 2419–2426.
- Tanaka, K., Suzuki, A. ve Ohtsuki, T., 1992. Excitation functions of (p,n) reactions on enriched isotopes of nickel and copper, *Nuclear Physics A*, 539, 1, 1–16.
- Tarkanyi, F., Ditroi, F., Takacs, S., Hermanne, A. ve Baba, M., 2016. Activation cross sections of proton and deuteron induced nuclear reactions on holmium and erbium, related to the production of ^{161}Er and ^{160}Er medical isotopes, *Applied Radiation and Isotopes*, 115, 262–266.
- Tarkanyi, F., Ditroi, F., Takacs, S., Hermanne, A., Baba, M., Yuki, H. ve Ignatyuk, A. V., 2017. Investigation of activation cross sections of proton induced reactions on rhodium up to 70 MeV for practical applications, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 412, 190–197.
- Tarkanyi, F., Szelecsenyi, F., Kovacs, Z. ve Sudar, S., 1990. Excitation functions of proton induced nuclear reactions on enriched ^{66}Zn , ^{67}Zn and ^{68}Zn production of ^{67}Ga and ^{66}Ga , *Radiochimica Acta*, 50, 19–26.
- Tel, E., 2000. Denge ve denge öncesi reaksiyon modelleri kullanılarak uyarılma fonksiyonlarının ve diferansiyel tesir kesitlerinin incelenmesi, *Doktora Tezi*, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Tel, E., Akca, S., Kara, A., Yiğit, M. ve Aydın, A., 2014. (p, α) Reaction cross sections calculations of fe and ni target nuclei using new developed semi-empirical formula, *Journal of Fusion Energy*, 32, 531–535.
- Tel, E., Aydın, A., Aydın, E. G., Kaplan, A., Yavas, Ö. ve Reyhancan, İ. A., 2010a. Newly developed semi-empirical formulas for (p, α) at 17.9 MeV and (p,np) at 22.3 MeV reaction cross-sections, *Pramana Journal of Physics*, 74, 6, 931–943.
- Tel, E., Aydın, E. G., Aydın, A. ve Kaplan, A., 2009. Application of asymmetry depending empirical formulas for (p,n α) reaction cross-sections at 24.8 and 28.5 MeV incident energies, *Applied Radiation and Isotopes*, 67, 2, 272–276.
- Tel, E., Aydın, E. G., Aydın, A., Kaplan, A. Bölükdemir, M. H. ve Okuducu, Ş., 2010b. Investigation of coulomb and pairing effects using new developed empirical formulas for proton-induced reaction cross sections, *Physics of Atomic Nuclei*, 73, 412–419.
- Tel, E., Şarer, B., Okuducu, Ş., Aydın, A. ve Tanır, G., 2003. A new empirical formula for 14–15 MeV neutron-induced (n,p) reaction cross sections, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 29, 2169–2178.

- Thomas, R. G. ve Bartolini, W., 1968. Excitation functions for (p,n) and (p,2n) interactions in Sc, Cr, Mo, Cd and W between 8 and 14 MeV, Nuclear Physics A, 106, 323–329.
- Trkov, A., 2005. Status and perspective of nuclear data production, evaluation and validation, Nuclear Engineering And Technology, 37, 11–24.
- Uddin, M. S., Sudar, S., Spahn, I., Shariff, M. A. ve Qaim, S. M., 2016. Excitation function of the $^{60}\text{Ni}(p,\gamma)^{61}\text{Cu}$ reaction from threshold to 16 MeV, Physical Review C, Nuclear Physics 93, 44606–44612
- Weisskopf, V. F. ve Ewing, D. H., 1940. On the yield of nuclear reactions with heavy elements, Physical Review, 57, 472–485.
- Wenrong, Z., lin, L. H. ve Weixiang, Y., 1994. Excitation function of $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ up to 22 MeV, Chinese Journal of Nuclear Physics, 16, 1, 67–78.
- WestJr, H. I., Lanier, R. G. ve Mustafa, M. G., 1993. Excitation functions for the nuclear reactions on titanium leading to the production of ^{48}V , ^{44}Sc , and ^{47}Sc , by proton, deuteron and triton irradiations at 0-35 MeV, Lawrence Radiology Laboratory, 115738, 3, 1–12.
- Wilkinson, D. H., 1956. Nuclear photodisintegration, Physica, 22, 6–12, 1039-1061.
- Williams, F. C. Jr., 1971. Two component exciton model, Nuclear Physics A, 166, 215–220.
- Wing, J. ve Huizenga, J. R., 1962. (p,n) cross sections of ^{51}V , ^{52}Cr , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{107}Ag , ^{109}Ag , ^{111}Cd , ^{114}Cd , and ^{139}La from 5 to 10.5 MeV, Physical Review, 128, 280–285.
- Yalçiner, E. G., 2008. Proton hızlandırıcılarının nükleer uygulama alanları ile protonlarla oluşturulan nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin incelenmesi, Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Yiğit, M., 2014. Döteronla oluşturulan nükleer reaksiyonlar için ampirik ve yarı-ampirik tesir kesiti formüllerinin araştırılması, Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Yiğit, M., 2015. Cross section analysis for neutron and proton induced reactions on 55Mn material, Journal of Fusion Energy, 34, 1392–1398.
- Yiğit, M., 2017. Investigating the (p,n) excitation functions on $^{104-106-108-110}\text{Pd}$ isotopes, Applied Radiation and Isotopes, 130, 109–114.
- Yiğit, M., 2018. Theoretical study of cross sections of proton-induced reactions on cobalt, Nuclear Engineering and Technology, 50, 411–415.
- Yiğit, M., 2020. Study on (n,p) reactions of $^{58-60-61-62-64}\text{Ni}$ using new developed empirical formulas, Nuclear Engineering and Technology, 5, 791–796.

Yiğit, M., 2022. A new empirical systematic for (n,2p) reaction cross sections around 14 MeV, *Applied Radiation and Isotopes*, 190, 110488.

Yiğit, M. ve Dönmez, H., 2022. A systematic review on (p, α) cross section data at the energy of 17,9 MeV, *Süleyman Demirel Üniversitesi Faculty of Art and Science Journal of Science*, 17, 2, 382–390.

Yiğit, M. ve Tel, E., 2014. Cross section systematics of (d,p) reactions at 8.5 MeV, *Nuclear Engineering and Design*, 280, 37–41.

Yiğit, M. ve Tel, E., 2016. Systematic study for cross sections on (d,2n) nuclear reactions between 11.57 and 18.91 MeV, *Journal of Fusion Energy*, 35, 585–590.

Yiğit, M. ve Tel, E., 2017. Theoretical determination of (d, n) and (d, 2n) excitation functions of some structural fusion materials irradiated by deuterons, *Nuclear Science and Techniques*, 28, 165, 1–9.

Yiğit, M., Tel, E. ve Kara, A., 2013. Deuteron induced (d,p) and (d,2p) nuclear reactions up to 50 MeV, *Journal of Fusion Energy*, 32, 362–370.

URL-1 <<https://www-nds.iaea.org/exfor/>>, Erişim tarihi: 29.10.2024.

URL-2 <https://tendl.web.psi.ch/tendl_2023/tendl2023.html>, Erişim tarihi: 29.10.2024.

EKLER

Ek A. Çizelge A.1. 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için ampirik formül sonuçları ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.



Çizelge A.1. 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için ampirik formül sonuçları ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

Hedef Çekirdek	Q-değeri (MeV)	Eşik Enerjisi, E_p (MeV)	Proton Enerjisi (MeV)	(p,n) tesir kesiti (mb)		
				Deney	Deney hata	Ampirik formül
^{45}Sc	-2.844	2.908	10.4	338	33.8	352.66
	-2.844	2.908	10.5	348	34.8	354.28
	-2.844	2.908	11.3	363	36.3	367.12
	-2.844	2.908	11.4	356	35.6	368.71
	-2.844	2.908	12	355	35.5	351.15
	-2.844	2.908	12.1	347	34.7	352.22
	-2.844	2.908	12.6	365	36.5	357.53
	-2.844	2.908	12.8	371	37.1	359.63
^{47}Ti	-3.713	3.793	10.1	315	31.5	331.98
	-3.713	3.793	10.4	374	37.4	336.72
	-3.713	3.793	10.7	296	29.6	341.42
	-3.713	3.793	11.3	298	29.8	350.72
	-3.713	3.793	11.3	371	37.1	350.72
	-3.713	3.793	11.9	269	26.9	340.72
	-3.713	3.793	12.1	371	37.1	342.82
	-3.713	3.793	12.6	264	26.4	348.01
^{48}Ti	-4.797	4.898	10	577	25	374.30
	-4.797	4.898	10.1	473	47.3	376.88
	-4.797	4.898	10.4	646	64.6	384.60
	-4.797	4.898	10.7	496	49.6	392.27
	-4.797	4.898	10.82	508	15.5	395.33
	-4.797	4.898	11.3	497	49.7	407.48
	-4.797	4.898	11.3	617	61.7	407.48
	-4.797	4.898	11.68	508	15.2	380.56
	-4.797	4.898	11.9	483	48.3	384.22
	-4.797	4.898	12.1	646	64.6	387.54
	-4.797	4.898	12.6	510	51	395.75
	-4.797	4.898	12.8	631	63.1	399.01
^{51}V	-1.535	1.565	10.1	604	68	557.59
	-1.535	1.565	10.1	799.6	79.96	557.59
	-1.535	1.565	10.23	676	81	562.20
	-1.535	1.565	10.232	622	34.8	562.27
	-1.535	1.565	10.4	794	79.4	568.22
	-1.535	1.565	10.57	432.89	12.51	574.24

Çizelge A.1 (devam). 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için ampirik formül sonuçları ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

Hedef Çekirdek	Q-değeri (MeV)	Eşik Enerjisi, E_p (MeV)	Proton Enerjisi (MeV)	(p,n) tesir kesiti (mb)		
				Deney	Deney hata	Ampirik formül
^{51}V	-1.535	1.565	10.6	619	70	575.31
	-1.535	1.565	10.815	660.2	36.3	582.94
	-1.535	1.565	10.9	602	68	585.96
	-1.535	1.565	11.3	794	79.4	600.21
	-1.535	1.565	11.356	658	39.5	602.21
	-1.535	1.565	11.6	763.6	76.36	507.24
	-1.535	1.565	11.7	602	68	509.41
	-1.535	1.565	11.8	616	70	511.57
	-1.535	1.565	11.93	664.5	39.5	514.39
	-1.535	1.565	11.97	400.95	7.86	515.25
	-1.535	1.565	12.1	831	83.1	518.06
	-1.535	1.565	12.36	692	83	523.68
	-1.535	1.565	12.404	644.6	38	524.63
	-1.535	1.565	12.5	552	62	526.70
	-1.535	1.565	12.55	702	49	527.78
	-1.535	1.565	12.6	525	60	528.85
	-1.535	1.565	12.8	776	77.6	533.16
	-1.535	1.565	13	627.6	62.76	537.47
^{52}Cr	-5.49	5.597	10.1	453	45.3	355.17
	-5.49	5.597	10.4	296	83	362.36
	-5.49	5.597	10.5	468	37	364.74
	-5.49	5.597	11	335	33.5	376.51
	-5.49	5.597	11.9	357	35.7	371.50
	-5.49	5.597	12.4	392	39.2	379.24
^{54}Cr	-2.159	2.199	10.4	907	90.7	648.78
	-2.159	2.199	11.3	907	90.7	691.85
	-2.159	2.199	12.1	905	90.5	582.74
	-2.159	2.199	12.8	845	84.5	602.62
^{55}Mn	-1.013	1.032	10.5	626	125	565.21
	-1.013	1.032	11.4	588	106	593.70
^{56}Fe	-5.349	5.445	10.1	410	41	356.31
	-5.349	5.445	10.2	340	34	358.52
	-5.349	5.445	10.4	339	33.9	362.90
	-5.349	5.445	10.5	433	43.3	365.08
	-5.349	5.445	10.8	409	40.9	371.58

Çizelge A.1 (devam). 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için ampirik formül sonuçları ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

Hedef Çekirdek	Q-değeri (MeV)	Eşik Enerjisi, E_p (MeV)	Proton Enerjisi (MeV)	(p,n) tesir kesiti (mb)		
				Deney	Deney hata	Ampirik formül
^{56}Fe	-5.349	5.445	10.922	354.3	17.7	374.20
	-5.349	5.445	11.1	320.6	32.06	378.00
	-5.349	5.445	11.18	366	20.1	379.71
	-5.349	5.445	11.2	320	32	380.13
	-5.349	5.445	11.3	389	38.9	382.26
	-5.349	5.445	11.5	462	46.2	386.48
	-5.349	5.445	11.6	418	41.8	369.41
	-5.349	5.445	12.011	378.5	20.8	375.36
	-5.349	5.445	12.1	438	43.8	376.64
	-5.349	5.445	12.1	483	48.3	376.64
	-5.349	5.445	12.2	418	41.8	378.07
	-5.349	5.445	12.317	384.1	21.1	379.73
	-5.349	5.445	12.8	436	43.6	386.54
	-5.349	5.445	12.8	480	48	386.54
	-5.349	5.445	13	412	41.2	389.33
^{57}Fe	-1.619	1.647	10	399	39.9	521.84
	-1.619	1.647	10.4	645	64.5	533.81
	-1.619	1.647	10.4	629	113	533.81
	-1.619	1.647	10.8	372	37.2	545.78
	-1.619	1.647	11.3	590	59	560.75
	-1.619	1.647	12.1	500	50	499.10
	-1.619	1.647	12.4	382	68	504.70
	-1.619	1.647	12.8	468	46.8	512.15
^{58}Fe	-3.09	3.144	10.4	870	87	580.62
	-3.09	3.144	11.3	870	87	618.57
	-3.09	3.144	12.1	812	81.2	542.07
	-3.09	3.144	12.8	708	70.8	560.11
^{59}Co	-1.855	1.887	10	460	46	507.67
^{60}Ni	-6.91	7.026	10	261	18	319.42
	-6.91	7.026	10.3	245	24.5	326.22
	-6.91	7.026	10.3	262	26.2	326.22
	-6.91	7.026	10.4	240	24	328.44
	-6.91	7.026	10.65	268.47	34.545	333.94
	-6.91	7.026	11	277	27.7	341.49
	-6.91	7.026	11.1	288	20	343.61

Çizelge A.1 (devam). 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için ampirik formül sonuçları ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

Hedef Çekirdek	Q-değeri (MeV)	Eşik Enerjisi, E_p (MeV)	Proton Enerjisi (MeV)	(p,n) tesir kesiti (mb)		
				Deney	Deney hata	Ampirik formül
^{60}Ni	-6.91	7.026	11.3	355	35.5	347.83
	-6.91	7.026	11.5	269	26.9	352.00
	-6.91	7.026	11.6	288	28.8	348.57
	-6.91	7.026	11.7	287	20	350.05
	-6.91	7.026	11.97	284.2	35.6	354.00
	-6.91	7.026	12	305	30.5	354.43
	-6.91	7.026	12	370	65	354.43
	-6.91	7.026	12.077	308.01	51.677	355.54
	-6.91	7.026	12.1	371	37.1	355.88
	-6.91	7.026	12.2	292	20	357.31
	-6.91	7.026	12.7	305	30.5	364.38
	-6.91	7.026	12.8	378	37.8	365.77
^{61}Ni	-3.02	3.07	10	672	70	469.51
	-3.02	3.07	10.3	508	66	477.77
	-3.02	3.07	10.4	477	60	480.52
	-3.02	3.07	10.5	491	62	483.26
	-3.02	3.07	10.6	457	45.7	486.00
	-3.02	3.07	10.655	407.18	68.502	487.51
	-3.02	3.07	10.8	609	60.9	491.48
	-3.02	3.07	11.3	450	57	505.13
	-3.02	3.07	11.4	436	55	507.85
	-3.02	3.07	11.7	404	40.4	460.00
	-3.02	3.07	11.7	508	50.8	460.00
	-3.02	3.07	12	590	160	465.30
	-3.02	3.07	12	444	57	465.30
	-3.02	3.07	12.01	427	54	465.47
	-3.02	3.07	12.079	407.14	52.536	466.69
	-3.02	3.07	12.2	395	50	468.81
	-3.02	3.07	12.5	437	43.7	474.06
	-3.02	3.07	12.9	338	33.8	481.02
^{62}Ni	-4.741	4.818	10	449	44.9	483.32
	-4.741	4.818	10	494	49.4	483.32
	-4.741	4.818	10.4	436	43.6	498.73
	-4.741	4.818	10.4	461	46.1	498.73
	-4.741	4.818	10.4	508	50.8	498.73

Çizelge A.1 (devam). 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için ampirik formül sonuçları ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

Hedef Çekirdek	Q-değeri (MeV)	Eşik Enerjisi, E_p (MeV)	Proton Enerjisi (MeV)	(p,n) tesir kesiti (mb)		
				Deney	Deney hata	Ampirik formül
^{62}Ni	-4.741	4.818	10.4	720	72	498.73
	-4.741	4.818	11.1	431	43.1	525.54
	-4.741	4.818	11.3	708	70.8	533.18
	-4.741	4.818	11.7	397	39.7	482.05
	-4.741	4.818	11.7	559	55.9	482.05
	-4.741	4.818	12.1	480	48	491.79
	-4.741	4.818	12.1	724	72.4	491.79
	-4.741	4.818	12.7	515	51.5	506.28
	-4.741	4.818	12.8	391	39.1	508.68
	-4.741	4.818	12.8	820	82	508.68
	-4.741	4.818	13	467	46.7	513.47
^{63}Cu	-4.149	4.215	10	447	45	435.17
	-4.149	4.215	10.3	443	44.3	443.26
	-4.149	4.215	10.33	421	31	444.07
	-4.149	4.215	10.4	440	44	445.94
	-4.149	4.215	10.8	400	40	456.63
	-4.149	4.215	11	475	47.5	461.94
	-4.149	4.215	11	512	48	461.94
	-4.149	4.215	11.29	426	31	469.62
	-4.149	4.215	11.3	480	48	469.88
	-4.149	4.215	11.36	466	32	471.47
	-4.149	4.215	11.4	456	45.6	472.52
	-4.149	4.215	12	467	46.7	443.87
	-4.149	4.215	12.1	456	45.6	445.61
	-4.149	4.215	12.52	437	32	452.86
	-4.149	4.215	12.63	465	34	454.75
	-4.149	4.215	12.8	409	40.9	457.66
	-4.149	4.215	12.8	490	49	457.66
	-4.149	4.215	12.83	458	33	458.17
^{64}Ni	-2.457	2.496	10	707	71	778.51
	-2.457	2.496	10	792	79.2	778.51
	-2.457	2.496	10	808	80.8	778.51
	-2.457	2.496	10.2	645	65	791.96
	-2.457	2.496	10.4	642	64.2	805.47
	-2.457	2.496	10.4	769	76.9	805.47

Çizelge A.1 (devam). 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için ampirik formül sonuçları ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

Hedef Çekirdek	Q-değeri (MeV)	Eşik Enerjisi, E_p (MeV)	Proton Enerjisi (MeV)	(p,n) tesir kesiti (mb)		
				Deney	Deney hata	Ampirik formül
^{64}Ni	-2.457	2.496	10.4	650	82	805.47
	-2.457	2.496	10.4	1040	104	805.47
	-2.457	2.496	10.5	660	68	812.24
	-2.457	2.496	10.56	655.7	158.2	816.31
	-2.457	2.496	10.6	836.7	83.7	819.03
	-2.457	2.496	10.62	734.4	164.9	820.39
	-2.457	2.496	10.7	738	94	825.83
	-2.457	2.496	10.8	662	67	832.65
	-2.457	2.496	10.8	750	75	832.65
	-2.457	2.496	11	657	62	846.33
	-2.457	2.496	11.1	649	65	853.19
	-2.457	2.496	11.3	661	62	866.96
	-2.457	2.496	11.3	656	83	866.96
	-2.457	2.496	11.3	1110	111	866.96
	-2.457	2.496	11.5	712	71.2	880.80
	-2.457	2.496	11.7	650	65	692.28
	-2.457	2.496	11.8	660	66	696.22
	-2.457	2.496	11.8	655	83	696.22
	-2.457	2.496	11.9	676.5	67.7	700.16
	-2.457	2.496	12	1210	450	704.10
	-2.457	2.496	12.1	610.7	61.1	708.04
	-2.457	2.496	12.1	1070	107	708.04
	-2.457	2.496	12.21	693	154.1	712.38
	-2.457	2.496	12.3	523	67	715.92
	-2.457	2.496	12.5	625.5	142.6	723.82
	-2.457	2.496	12.8	975	97.5	735.67
^{65}Cu	-2.134	2.167	10	727.8	13.1004	671.38
	-2.134	2.167	10.07	746	89.52	674.80
	-2.134	2.167	10.2	641.4	64.14	681.15
	-2.134	2.167	10.3	818	81.8	686.05
	-2.134	2.167	10.33	731	40	687.52
	-2.134	2.167	10.4	729	72.9	690.95
	-2.134	2.167	10.4	890	89	690.95
	-2.134	2.167	10.52	756	13.608	696.83
	-2.134	2.167	10.94	760	91.2	717.50

Çizelge A.1 (devam). 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için ampirik formül sonuçları ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

Hedef Çekirdek	Q-değeri (MeV)	Eşik Enerjisi, E_p (MeV)	Proton Enerjisi (MeV)	(p,n) tesir kesiti (mb)		
				Deney	Deney hata	Ampirik formül
^{65}Cu	-2.134	2.167	11	756	75.6	720.46
	-2.134	2.167	11.2	736	13.984	730.34
	-2.134	2.167	11.29	731	34	734.79
	-2.134	2.167	11.3	891	89.1	735.29
	-2.134	2.167	11.36	716	40	738.26
	-2.134	2.167	11.4	817	81.7	740.25
	-2.134	2.167	11.5	770	77	745.21
	-2.134	2.167	11.7	700	12.6	613.03
	-2.134	2.167	11.71	700	84	613.32
	-2.134	2.167	12	743	74.3	621.88
	-2.134	2.167	12.1	831	83.1	624.83
	-2.134	2.167	12.5	688	68.8	636.61
	-2.134	2.167	12.52	576	33	637.20
	-2.134	2.167	12.56	559	67.08	638.38
	-2.134	2.167	12.6	691.8	69.18	639.56
	-2.134	2.167	12.63	560	46	640.44
	-2.134	2.167	12.8	631	63.1	645.44
	-2.134	2.167	12.83	550	26	646.33
	-2.134	2.167	13	596	59.6	651.33
^{66}Zn	-5.958	6.049	10.1	592	59.2	434.51
	-5.958	6.049	10.39	453	36	445.12
	-5.958	6.049	10.4	651	65.1	445.48
	-5.958	6.049	10.41	573	61	445.84
	-5.958	6.049	10.5	506	65.78	449.11
	-5.958	6.049	10.5	585	76.05	449.11
	-5.958	6.049	10.6	599	59.9	452.74
	-5.958	6.049	10.9	624	62.4	463.55
	-5.958	6.049	11.18	621	66	473.57
	-5.958	6.049	11.3	486	39	477.85
	-5.958	6.049	11.3	714	71.4	477.85
	-5.958	6.049	11.5	620	80.6	484.95
	-5.958	6.049	11.6	672	67.2	446.99
	-5.958	6.049	11.7	646	64.6	449.35
	-5.958	6.049	11.88	640	67	453.58
	-5.958	6.049	12	495	42.075	456.39

Çizelge A.1 (devam). 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için ampirik formül sonuçları ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

Hedef Çekirdek	Q-değeri (MeV)	Eşik Enerjisi, E_p (MeV)	Proton Enerjisi (MeV)	(p,n) tesir kesiti (mb)		
				Deney	Deney hata	Ampirik formül
^{66}Zn	-5.958	6.049	12	580	75.4	456.39
	-5.958	6.049	12	375	49	456.39
	-5.958	6.049	12.1	670	67	458.72
	-5.958	6.049	12.15	514	41	459.88
	-5.958	6.049	12.4	673	87.49	465.67
	-5.958	6.049	12.5	606	78.78	467.98
	-5.958	6.049	12.6	661	36	470.27
	-5.958	6.049	12.8	700	70	474.85
	-5.958	6.049	12.96	532	43	478.49
	-5.958	6.049	13	428	56	479.40
	-5.958	6.049	13	590	76.7	479.40
^{67}Zn	-1.784	1.81	10	533	53.3	675.74
	-1.784	1.81	10.1	673	87.49	680.40
	-1.784	1.81	10.39	635	51	693.96
	-1.784	1.81	10.4	923	92.3	694.43
	-1.784	1.81	10.9	652	84.76	717.89
	-1.784	1.81	11	656	65.6	722.60
	-1.784	1.81	11	594	77.22	722.60
	-1.784	1.81	11.3	620	50	736.75
	-1.784	1.81	11.3	823	82.3	736.75
	-1.784	1.81	11.5	549	62	746.22
	-1.784	1.81	11.9	639	83.07	621.69
	-1.784	1.81	12	691	69.1	624.51
	-1.784	1.81	12.1	842	84.2	627.34
	-1.784	1.81	12.15	585	70	628.75
	-1.784	1.81	12.3	548	71.24	632.98
	-1.784	1.81	12.7	535	69.55	644.25
	-1.784	1.81	12.8	717	71.7	647.07
	-1.784	1.81	12.9	476	61.88	649.89
	-1.784	1.81	12.96	506	61	651.58
	-1.784	1.81	13	640	64	652.70
^{68}Zn	-3.703	3.758	10.2	791	63	682.16
	-3.703	3.758	10.2	780	78	682.16
	-3.703	3.758	10.3	757.2	82.6	688.12
	-3.703	3.758	10.4	1030	103	694.09

Çizelge A.1 (devam). 10–13 MeV’lik enerji aralığında (p,n) reaksiyon tesir kesitleri için ampirik formül sonuçları ile deneysel değerlerinin karşılaştırılması.

Hedef Çekirdek	Q-değeri (MeV)	Eşik Enerjisi, E_p (MeV)	Proton Enerjisi (MeV)	(p,n) tesir kesiti (mb)		
				Deney	Deney hata	Ampirik formül
^{68}Zn	-3.703	3.758	10.6	789	78.9	706.06
	-3.703	3.758	11	789	78.9	730.09
	-3.703	3.758	11.3	1070	107	748.19
	-3.703	3.758	11.3	843	109.59	748.19
	-3.703	3.758	11.5	825	53	760.31
	-3.703	3.758	11.5	881	56	760.31
	-3.703	3.758	11.6	875	65	623.71
	-3.703	3.758	11.8	794	79.4	630.93
	-3.703	3.758	12	536	45.56	638.14
	-3.703	3.758	12	1100	150	638.14
	-3.703	3.758	12.1	948	37	641.75
	-3.703	3.758	12.1	1070	107	641.75
	-3.703	3.758	12.13	641	51	642.83
	-3.703	3.758	12.2	911.3	99.4	645.35
	-3.703	3.758	12.6	826	82.6	659.75
	-3.703	3.758	12.7	923	119.99	663.35
	-3.703	3.758	12.8	1030	103	666.95
	-3.703	3.758	13	748	45	674.14
	-3.703	3.758	13	739	54	674.14