

**T.C.
SÜLEYMAN DEMİREL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Ni, Bi ve Pu FİSYON REAKTÖRLERİ YAPISAL
ELEMENTLERİNİN TESİR KESİTLERİNİN TEORİK OLARAK
İNCELENMESİ**

Veli ÇAPALI

**Danışman
Doç. Dr. Abdullah KAPLAN**

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
ISPARTA – 2015**

© 2015 [Veli ÇAPALI]

TEZ ONAYI

Veli ÇAPALI tarafından hazırlanan "**Ni, Bi ve Pu Fisyon Reaktörleri Yapısal Elementlerinin Tesir Kesitlerinin Teorik Olarak İncelenmesi**" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri üyeleri önünde Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı**'nda **DOKTORA TEZİ** olarak başarı ile savunulmuştur.

Danışman	Doç. Dr. Abdullah KAPLAN Süleyman Demirel Üniversitesi	
Jüri Üyesi	Prof. Dr. Abdullah AYDIN Kırıkkale Üniversitesi	
Jüri Üyesi	Doç. Dr. Tahir TİLKİ Süleyman Demirel Üniversitesi	
Jüri Üyesi	Doç. Dr. Bayram DEMİR İstanbul Üniversitesi	
Jüri Üyesi	Yrd. Doç. Dr. M. Ertan KÜRKÇÜOĞLU Süleyman Demirel Üniversitesi	

Enstitü Müdür V. **Doç. Dr. Yasin TUNCER**

TAAHHÜTNAME

Bu tezin akademik ve etik kurallara uygun olarak yazıldığını ve kullanılan tüm literatür bilgilerinin referans gösterilerek tezde yer aldığını beyan ederim.

Veli ÇAPALI

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
İÇİNDEKİLER	i
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xii
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Nükleer Enerji ve Nükleer Güç Santralleri	2
1.2. Filyon Reaktörlerinin Temel Bileşenleri ve Yapısal Elementleri	4
1.2.1. Yapısal elementler.....	5
1.2.1.1. Plütonyum (Pu).....	5
1.2.1.2. Nikel (Ni).....	6
1.2.1.3. Bizmut (Bi)	6
1.2.2. Reaktör temel bileşenleri.....	8
1.2.2.1. Yakıt malzemeleri.....	8
1.2.2.2. Reaksiyon yavaşlatıcı moderatör malzemeler	8
1.2.2.3. Soğutucu malzemeler.....	8
1.2.2.4. Reaksiyon kontrol malzemeleri ve mekanizması	8
1.2.2.5. Koruyucu zırhlama malzemeleri.....	9
1.3. Teorik Çalışmalarda Kullanılan Yöntemler	10
2. KAYNAK ÖZETLERİ.....	11
3. KURAMSAL TEMELLER.....	13
3.1. Nükleer Reaksiyonlar	13
3.2. Nükleer Enerji Üretimindeki Nükleer Reaksiyonlar	14
3.2.1. Filyon.....	15
3.2.2. Füzyon.....	18
3.3. Nükleer Reaksiyonlarda Korunum Yasaları.....	18
3.3.1. Enerji ve momentumun korunumu.....	18
3.3.2. Diğer reaksiyon korunum yasaları	20
3.4. Nükleer Reaksiyon Kavramları	21
3.4.1. Tesir kesiti.....	21
3.4.2. Diferansiyel tesir kesiti	23
3.4.3. Ortalama serbest yol.....	25
3.5. Nükleer Reaksiyon Teorileri	26
3.5.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları.....	28
3.5.2. Direk reaksiyonlar	29
3.5.3. Denge–Öncesi reaksiyonlar	30
3.6. Denge ve Denge–Öncesi Nükleer Reaksiyon Modelleri.....	32
3.6.1. Weisskopf–Ewing Denge Modeli	32
3.6.2. Eksiton Model	35
3.6.3. Tam Eksiton Model.....	37
3.6.4. İki Bileşenli Eksiton Model	38
3.6.5. Cascade Eksiton Model.....	39
3.6.6. Hibrit Model.....	40
3.6.7. Geometri Bağımlı Hibrit Model.....	41
3.7. Seviye Yoğunluğu Reaksiyon Modelleri	42

3.7.1.	Fermi Gaz Modeli	42
3.7.2.	Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli	45
3.7.3.	Geri Kaydırmalı Fermi Gaz Modeli	48
3.7.4.	Genelleştirilmiş Süper Akışkan Model	50
3.7.5.	Hartree–Fock–Bogoliubov Modeli	54
3.8.	Fisyon Reaksiyon Modelleri	55
3.8.1.	Sierk Fisyon Modeli	55
3.8.2.	DeneySEL Fisyon Bariyer Modeli	56
3.8.3.	Mamdouh Tablo Modeli	59
3.8.4.	Sıvı Damlası Modeli	61
3.8.5.	Fisyon Pet Modeli	63
4.	MATERYAL VE YÖNTEM.....	64
4.1.	TALYS Bilgisayar Kodu	64
4.2.	EMPIRE Bilgisayar Kodu	67
4.3.	ALICE/ASH Bilgisayar Kodu	70
4.4.	PCROSS Bilgisayar Kodu	70
4.5.	CEM Bilgisayar Yazılım Kodu	71
5.	ARAŞTIRMA BULGULARI.....	72
5.1.	Tesir Kesiti Hesaplamaları	75
5.1.1.	Plütonyum için tesir kesiti hesaplamaları	75
5.1.1.1.	(α, f) reaksiyonları	75
5.1.1.2.	(γ, f) reaksiyonları	77
5.1.1.3.	(n, f) reaksiyonları	81
5.1.1.4.	(n, γ) reaksiyonları	88
5.1.2.	Nikel için tesir kesiti hesaplamaları	90
5.1.2.1.	Döteron girişli reaksiyonlar	91
5.1.2.2.	Gama girişli reaksiyonlar	95
5.1.2.3.	Nötron girişli reaksiyonlar	97
5.1.2.4.	Proton girişli reaksiyonlar	99
5.1.3.	Bizmut için tesir kesiti hesaplamaları	102
5.1.3.1.	Fisyon çıkışlı reaksiyonlar	102
5.1.3.2.	Gama girişli reaksiyonlar	105
5.1.3.3.	Gama çıkışlı reaksiyonlar	106
5.1.3.4.	^3He girişli reaksiyonlar	108
5.2.	Yayınlanma Spektrumu Hesaplamaları	111
5.2.1.	Plütonyum için yayınlanma spektrumu hesaplamaları	111
5.2.2.	Nikel için yayınlanma spektrumu hesaplamaları	111
5.2.2.1.	^{58}Ni için nötron girişli reaksiyonlar	112
5.2.2.2.	^{60}Ni için nötron girişli reaksiyonlar	114
5.2.2.3.	Proton girişli reaksiyonlar	116
5.2.3.	Bizmut için yayınlanma spektrumu hesaplamaları	119
5.2.3.1.	Nötron girişli reaksiyonlar	120
5.2.3.2.	Proton girişli reaksiyonlar	121
5.3.	Açıya Bağlı Çift Katlı Diferansiyel Tesir Kesiti Hesaplamaları	125
5.3.1.	Plütonyum için çift katlı diferansiyel tesir kesiti hesaplamaları	125
5.3.2.	Nikel için çift katlı diferansiyel tesir kesiti hesaplamaları	128
5.3.3.	Bizmut için çift katlı diferansiyel tesir kesiti hesaplamaları	130
5.4.	Ortalama Serbest Yol Parametre Hesaplamaları	133

5.4.1.	COST parametre hesaplamaları	133
5.4.2.	k_{mfp} parametre hesaplamaları	135
5.5.	Yarı Ampirik Tesir Kesiti Hesaplamaları.....	137
6.	TARTIŞMA VE SONUÇ	145
6.1.	Tesir Kesiti Hesaplama Sonuçları	145
6.1.1.	Fisyon reaksiyonları için tesir kesiti hesaplama sonuçları.....	145
6.1.2.	Diğer reaksiyonlar için tesir kesiti hesaplama sonuçları.....	146
6.2.	Yayınlanma Spektrumu Hesaplama Sonuçları.....	148
6.3.	Diferansiyel Tesir Kesiti Hesaplama Sonuçları	149
6.4.	Yarı Ampirik Tesir Kesiti Hesaplamaları ve Sonuçları	150
	KAYNAKLAR	152
	ÖZGEÇMİŞ	158

ÖZET

Doktora Tezi

Ni, Bi ve Pu FİSYON REAKTÖRLERİ YAPISAL ELEMENTLERİNİN TESİR KESİTLERİNİN TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

Veli ÇAPALI

Süleyman Demirel Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Abdullah KAPLAN

Bu tez çalışmasında, fisyon reaktörlerinde yapı malzemesi olarak kullanılan materyallerden; Ni, Bi ve Pu elementlerine yönelik, farklı parçacık gelme enerjilerinde oluşturulan reaksiyonlar için denge ve denge–öncesi bazı nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak, tesir kesiti, yayınlanma spektrumu ve açıya bağlı çift katlı diferansiyel tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Denge ve denge–öncesi model hesaplamaları için; PCROSS, ALICE/ASH, CEM, TALYS 1.6 ve EMPIRE 3.1 bilgisayar programları kullanılmıştır. Bazı reaksiyonlar için ortalama serbest yol parametresinin etkileri ALICE/ASH–COST ve PCROSS– k_{mfp} parametreleri kullanılarak incelenmiştir. Ayrıca, 10–11 MeV, 18–19 MeV ve 22–23 MeV enerji aralıklarında proton girişli reaksiyonlar için yarı–ampirik tesir kesiti formülleri önerilmiştir. Sonuçlar; Origin 9 analiz ve grafik programı kullanılarak, Uluslararası Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri (EXFOR) kütüphanesinden alınan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Nükleer reaksiyon modelleri, fisyon reaktörleri, reaksiyon tesir kesiti, EXFOR, denge ve denge–öncesi reaksiyonlar.

2015, 164 sayfa

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

THEORETICAL INVESTIGATION OF THE REACTION CROSS SECTIONS OF FISSION REACTORS CONSTRUCTIONAL ELEMENTS Ni, Bi AND Pu

Veli ÇAPALI

**Süleyman Demirel University
Graduate School of Applied and Natural Sciences
Department of Physics**

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Abdullah KAPLAN

In this thesis, reaction cross sections, particle emission spectra and double differential cross section calculations have been done by using some equilibrium and pre-equilibrium nuclear reaction models for reactions created with different induced particle energies for Pu, Ni and Bi elements that are used as structural materials in fission reactors. PCROSS, ALICE/ASH, CEM, TALYS 1.6 and EMPIRE 3.1 computer programs have been used for equilibrium and pre-equilibrium theoretical nuclear reaction model calculations. Effects of the mean free path parameter for some reactions have been investigated by using COST parameter of ALICE/ASH and k_{mfp} parameter of PCROSS. Also, semi-empirical cross section formulas have been suggested for the proton incident reactions at 10–11 MeV, 18–19 MeV and 22–23 MeV energy. Results have been compared with the experimental data taken from the Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR) library by using Origin 9 analyzing and graphical program.

Keywords: Nuclear reaction models, fission reactors, reaction cross-section, EXFOR, equilibrium and pre-equilibrium reactions.

2015, 164 pages

TEŞEKKÜR

Sayın Danışman Hocam Doç. Dr. Abdullah KAPLAN; bu araştırma için beni yönlendirdiniz, karşılaştığım zorlukları bilgi ve tecrübeniz ile aşmamda yardımcı olmanızla beraber, bana aynı zamanda yaşamda bir örnek teşkil ettiniz. Nasıl yaşamamız, çalışmamız ve başarıya nasıl ulaşabileceğimiz konusunda kimsenin bize veremeyeceği dersleri verdiniz. Akademik hayatımı, geleceğimi ve sorumluluklarımı tam anlamıyla kavramamı ve doğru kararları tartışmamı sağladınız. Sizin sahip olduğunuz bunca yıllık deneyime tanık olmak benim için eşi bulunmaz bir fırsattı. Bu fırsatı yakalayan öğrencilerinizden biri olduğum için gerçekten çok şanslıyım. Sizlere teşekkürlerimi sunarım.

Benimle paylaşmış olduğu akademik ve sosyal bakış açısıyla, çalışmamda ve sosyal yaşamıma katkılarından dolayı Doç. Dr. Tahir TİLKİ hocamıza teşekkür ederim.

Çalışmalarımızda kullandığımız bilgisayar programları ve teorik konular ile ilgili bilgi ve desteğini esirgemeyen, Prof. Dr. Eyyup TEL, Prof. Dr. Abdullah AYDIN, Doç. Dr. Bayram DEMİR, Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN, Arş. Gör. Hasan ÖZDOĞAN ve Arş. Gör. Mert ŞEKERCİ' ye teşekkür ederim.

3748–D2–13 No`lu Doktora Projesi ile tezimi maddi olarak destekleyen Süleyman Demirel Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi'ne teşekkür ederim.

Tezimin her aşamasında beni yalnız bırakmayan aileme, eşim Buket ÇAPALI ve biricik oğlum Mert ÇAPALI 'ya sonsuz sevgi ve saygılarımı sunarım.

Veli ÇAPALI
ISPARTA, 2015

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 1.1. 2014 yılı kesinleşmiş elektrik üretim oranı grafiği	2
Şekil 1.2. Nükleer enerji santralinin temel çalışma şekli.	2
Şekil 1.3. (a) Filyon reaksiyonu ve (b) zincirleme filyon reaksiyonu.....	3
Şekil 1.4. Sıvı metal soğutuculu, hızlı üretken reaktörler.	7
Şekil 1.5. Reaksiyon kontrol sistemi.....	9
Şekil 3.1. Filyon ve füzyon reaksiyonları için baplanma enerjisi grafiği.	14
Şekil 3.2. Filyon Reaksiyonu.....	15
Şekil 3.3. Zincirleme filyon reaksiyonu.	17
Şekil 3.4. Çekirdek reaksiyon kinematiki.	19
Şekil 3.5. Tesir kesiti için kesit alanını gösteren reaksiyon geometrisi.	21
Şekil 3.6. $d\Omega$ katı açısı için hedeften saçılan parçacık demetinin reaksiyon hesap elemanları.....	24
Şekil 3.7. Orta enerjili nükleer reaksiyonun yönünün şematik gösterimi.	26
Şekil 3.8. Enerji bölgelerinde çıkan parçacık spektrumuna mekanizmaların katkıları. Kesikli eğri, geçiş enerji aralığında geri kalan kısımdan bileşik katkıyı ayırır.	27
Şekil 3.9. Bileşik çekirdek reaksiyonu.	28
Şekil 3.10. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen direk reaksiyonların geometrisi. .	29
Şekil 3.11. Nükleon–çekirdek etkileşmesinin farklı aşamaları: 1– etkileşmeden önceki çekirdek; 2– 2p1h door–way durumu; 3– 3p2h durumu; a– gelen parçacık.....	31
Şekil 3.12. (a) $Z=20$ 'den 90'a kadar, (b) $Z=86$ 'dan 110'a kadar filyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının fonksiyonu olarak hesaplanması.	56
Şekil 3.13. Deneyisel filyon bariyer model fonksiyonu hesaplama sonuçları ile, deneyisel sonuçların karşılaştırılması.	57
Şekil 4.1. TALYS akış diyagramı.	65
Şekil 4.2. (a) Temel (b) ek parametre değerleri girilerek oluşturulmuş TALYS 1.6 girdi dosyası.	66
Şekil 4.3. TALYS 1.6 program kodu ile yapılan bir hesaplamanın örnek çıktı dosyaları.	66
Şekil 4.4. EMPIRE 3.1 (Rivoli) görsel kullanıcı ara yüzü.....	68
Şekil 4.5. EMPIRE 3.1 (Rivoli) girdi dosyası örneği.	69
Şekil 5.1. (a) ^{238}Pu (b) ^{239}Pu izotopları için hesaplanan (α, f) reaksiyon tesir kesiti değerlerinin deneyisel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	76
Şekil 5.2 (a) ^{238}Pu (b) ^{239}Pu (c) ^{240}Pu (d) ^{241}Pu (e) ^{242}Pu (f) ^{244}Pu izotopları için hesaplanan (γ, f) reaksiyon tesir kesiti değerlerinin deneyisel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	79
Şekil 5.3. $^{236}\text{Pu}(n, f)$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneyisel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	81
Şekil 5.4. $^{238}\text{Pu}(n, f)$ reaksiyonu için 0–120 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneyisel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	81
Şekil 5.5. $^{238}\text{Pu}(n, f)$ reaksiyonu için 0–1.5 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneyisel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	82
Şekil 5.6. $^{239}\text{Pu}(n, f)$ reaksiyonu için 0–200 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneyisel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	82

Şekil 5.7. $^{239}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–0.1 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	83
Şekil 5.8. $^{240}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–200 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	83
Şekil 5.9. $^{240}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–0.1 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	84
Şekil 5.10. $^{241}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–200 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	84
Şekil 5.11. $^{241}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–0.1 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	85
Şekil 5.12. $^{242}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–12 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	85
Şekil 5.13. $^{242}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–3 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	86
Şekil 5.14. $^{244}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	86
Şekil 5.15. (a) $^{238}\text{Pu}(n,\gamma)^{239}\text{Pu}$ (b) $^{239}\text{Pu}(n,\gamma)^{240}\text{Pu}$ (c) $^{240}\text{Pu}(n,\gamma)^{241}\text{Pu}$ (d) $^{242}\text{Pu}(n,\gamma)^{243}\text{Pu}$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	89
Şekil 5.16 (a) $^{58}\text{Ni}(d,2p)^{58}\text{Co}$ (b) $^{58}\text{Ni}(d,\alpha)^{57}\text{Ni}$ (c) $^{58}\text{Ni}(d,n)^{59}\text{Cu}$ (d) $^{60}\text{Ni}(d,n)^{61}\text{Cu}$ (e) $^{61}\text{Ni}(d,n)^{62}\text{Cu}$ (f) $^{62}\text{Ni}(d,2n)^{62}\text{Cu}$ (g) $^{64}\text{Ni}(d,2n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	94
Şekil 5.17 (a) $^{58}\text{Ni}(\gamma,n)^{57}\text{Ni}$ (b) $^{58}\text{Ni}(\gamma,2n)^{56}\text{Ni}$ (c) $^{60}\text{Ni}(\gamma,2n)^{56}\text{Ni}$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	96
Şekil 5.18 (a) $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{56}\text{Ni}$ (b) $^{60}\text{Ni}(n,\gamma)^{61}\text{Ni}$ (c) $^{62}\text{Ni}(n,\gamma)^{63}\text{Ni}$ (d) $^{64}\text{Ni}(n,\gamma)^{65}\text{Ni}$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	98
Şekil 5.19 (a) $^{58}\text{Ni}(p,\gamma)^{59}\text{Cu}$ (b) $^{60}\text{Ni}(p,\gamma)^{61}\text{Cu}$ (c) $^{62}\text{Ni}(p,\gamma)^{63}\text{Cu}$ (d) $^{64}\text{Ni}(p,\gamma)^{63}\text{Cu}$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	101
Şekil 5.20. a) $^{209}\text{Bi}(\alpha,f)$, b) $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},f)$, c) $^{209}\text{Bi}(n,f)$, d) $^{209}\text{Bi}(p,f)$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	104
Şekil 5.21. (a) $^{209}\text{Bi}(\gamma,n)^{208}\text{Bi}$ ve (b) $^{209}\text{Bi}(\gamma,2n)^{207}\text{Bi}$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	105
Şekil 5.22. a) $^{209}\text{Bi}(n,\gamma)^{210}\text{Bi}$ ve b) $^{209}\text{Bi}(p,\gamma)^{210}\text{Bi}$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	107
Şekil 5.23. a) $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},n)^{211}\text{At}$, b) $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},2n)^{210}\text{At}$, c) $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},3n)^{209}\text{At}$, d) $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},4n)^{208}\text{At}$ ve e) $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},5n)^{207}\text{At}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	110
Şekil 5.24. $2,76 \cdot 10^{-2}$ eV nötron gelme enerjili $^{242}\text{Pu}(n,x\gamma)$ reaksiyonu sonucunda oluşan gama yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.....	111
Şekil 5.25. 14,8 MeV nötron gelme enerjili ^{58}Ni için oluşan (a) alfa, (b) döteron ve (c) proton yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar	

ile karşılaştırılması.	113
Şekil 5.26. 14,8 MeV nötron gelme enerjili ^{60}Ni için oluşan (a) alfa, (b) döteron ve (c) proton yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	115
Şekil 5.27. 90 MeV proton gelme enerjili ^{58}Ni için oluşan (a) alfa, (b) döteron, (c) ^3He , (d) nötron, (e) proton ve (f) triton yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	118
Şekil 5.28. 14.1 MeV nötron gelme enerjili ^{209}Bi için oluşan (a) gama ve (b) nötron yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	120
Şekil 5.29. 90 MeV proton gelme enerjili ^{209}Bi için oluşan (a) alfa, (b) döteron, (c) ^3He , (d) nötron, (e) proton ve (f) triton yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	124
Şekil 5.30. a) 25° b) 45° c) 65° d) 125° e) 145° açıları için 14 MeV nötron gelme enerjili $^{239}\text{Pu}(n,xn)$ reaksiyonu sonucunda oluşan nötronlar için çift katlı diferansiyel tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçları ile karşılaştırılması.	127
Şekil 5.31. a) 30° b) 60° c) 90° açıları için 8 MeV nötron gelme enerjili $^{58}\text{Ni}(n,xp)$ reaksiyonu sonucunda oluşan protonlar için çift katlı diferansiyel tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	129
Şekil 5.32. a) 45° b) 70° c) 90° d) 110° e) 120° açıları için 10 MeV nötron gelme enerjili $^{209}\text{Bi}(n,xn)$ reaksiyonu sonucunda oluşan nötronlar için çift katlı diferansiyel tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	132
Şekil 5.33. $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonu için ALICE/ASH COST parametresi değerlerine bağlı hesaplanan tesir kesiti sonuçlarını deneysel değerler ile karşılaştırılması.	133
Şekil 5.34. $^{209}\text{Bi}(d,n)^{210}\text{Po}$ reaksiyonu için ALICE/ASH COST parametresi değerlerine bağlı hesaplanan tesir kesiti sonuçlarını deneysel değerler ile karşılaştırılması.	133
Şekil 5.35. $^{241}\text{Pu}(p,2n)^{240}\text{Am}$ reaksiyonu için ALICE/ASH COST parametresi değerlerine bağlı hesaplanan tesir kesiti sonuçlarını deneysel değerler ile karşılaştırılması.	134
Şekil 5.36. 14.2 MeV nötron gelme enerjisinde $^{209}\text{Bi}(n,xn)$ reaksiyonu için PCROSS k_{mfp} parametresi değerlerine bağlı nötron yayınlanma spektrumu sonuçlarının deneysel değerler ile karşılaştırılması.	135
Şekil 5.37. 9 MeV nötron gelme enerjisinde $^{58}\text{Ni}(n,xp)$ reaksiyonu için PCROSS k_{mfp} parametresi değerlerine bağlı proton yayınlanma spektrumu sonuçlarının deneysel değerler ile karşılaştırılması.	135
Şekil 5.38. 14.8 MeV nötron gelme enerjisinde $^{58}\text{Ni}(n,xp)$ reaksiyonu için PCROSS k_{mfp} parametresi değerlerine bağlı proton yayınlanma spektrumu sonuçlarının deneysel değerler ile karşılaştırılması.	136
Şekil 5.39. Fiyon yapı malzemeleri için (a) 10–11 MeV (b) 18–19 MeV (c) 22–23 MeV arası proton gelme enerjili (p,n) reaksiyonu tesir kesiti sistematığı.	141
Şekil 5.40. $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan yarı ampirik tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	141
Şekil 5.41. $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan yarı ampirik tesir kesiti	

	değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	142
Şekil 5.42.	$^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan yarı ampirik tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	142
Şekil 5.43.	$^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan yarı ampirik tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	143
Şekil 5.44.	$^{209}\text{Bi}(p,n)^{209}\text{Po}$ reaksiyonu için hesaplanan yarı ampirik tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.	143

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 1.1. Fisyon reaktörü yapı malzemeleri.....	4
Çizelge 3.1. Giren – çıkan parçacıklar ve ürünlere göre reaksiyon durumları.	13
Çizelge 3.2. Bölünme yapabilen izotoplar.	16
Çizelge 3.3. Q değerine göre reaksiyon türleri.	19
Çizelge 3.4. Reaksiyon tesir kesitleri.	23
Çizelge 3.5. Deneysel fisyon bariyer tesir kesiti fonksiyonunu üretmek için kullanılan aktinitlerin fisyon bariyer parametreleri.....	58
Çizelge 3.6. Mamdouh tablo modeli ile yapılan bariyer hesaplamaları.....	59
Çizelge 5.1. Reaksiyon türlerine bağlı olarak kullanılan nükleer reaksiyon modelleri ve hesaplama kodları.	73
Çizelge 5.2. Hedef çekirdekler için hesaplama yapılan reaksiyonlar.	74
Çizelge 5.3. Yarı–Ampirik tesir kesiti fonksiyonu üretmek için kullanılan izotoplar ve belirtilen enerji değerlerindeki deneysel tesir kesiti sonuçları.	138
Çizelge 5.4. Seçilen enerji aralıklarına göre (p,n) reaksiyonu için üretilen inelastik yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları.....	139
Çizelge 5.5. Seçilen enerji aralıklarına göre (p,n) reaksiyonu için üretilen Coulomb etkisini içeren yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları.....	139
Çizelge 5.6. Seçilen enerji aralıklarına göre (p,n) reaksiyonu için üretilen ineleastik ve Coulomb etkisini içeren yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları.	139
Çizelge 6.1. Fisyon tesir kesiti reaksiyonları ve hedef çekirdekler.....	145
Çizelge 6.2. Diğer tesir kesiti reaksiyonları ve hedef çekirdekler.	146
Çizelge 6.3. Parçacık yayınlanma spektrumlarının hesaplandığı reaksiyonlar ve hedef çekirdekler.	148
Çizelge 6.4. Açıya bağlı çift katlı diferansiyel tesir kesiti reaksiyonları.	149
Çizelge 6.5. Seçilen enerji aralıklarına göre (p,n) reaksiyonu için elde edilen yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları.	150

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

a	Durum yoğunluğu parametresi
A	Kütle numarası
α	Alfa
b	Barn (1 b=100 fm ²)
nX_v	n eksiton yapılanmasındaki v türündeki parçacıkların sayısı
d	Döteron; tek parçacık seviye yoğunluğu
D	Çekirdeğin seviyeler aralığı; Azaltma faktörü
$d\Omega$	Nükleer reaksiyon geometrisinde katı açı
$d\sigma/d\varepsilon$	Diferansiyel tesir kesiti (Enerji)
$d\sigma/d\Omega$	Diferansiyel tesir kesiti (Açısal)
E	Gelen parçacık enerjisi
E_B	Nükleon bağlanma enerjisi
E_K	Kinetik enerji
E_U	Bileşik sistem uyarılma enerjisi
E_f, ε_F	Fermi enerjisi
eV	Elektron Volt
f	Etkin alan kesri
g	Tek parçacık durum yoğunluğu
$G_c(\beta)$	Bileşik çekirdeğin β kanalına bozunma olasılığı
$g_{\alpha,\beta}$	İstatistiksel ağırlık
I	Şiddet
Γ	Uyarılmış durumun genişliği
γ	Gama
h	Deşik sayısı
$\hbar$	Planck sabiti ($\hbar = h / 2\pi$)
i_v	v türü nükleonun spini
J	Toplam açısal momentum
k	Dalga vektörü, Dalga sayısı
ℓ	Yörünge açısal momentum
$\lambda; \lambda_n, \lambda^+, \lambda^-$	Gelen parçacığın de Broglie dalga boyu; Nükleer durumlar arası geçiş hızları
$\bar{\lambda}$	Ortalama serbest yol

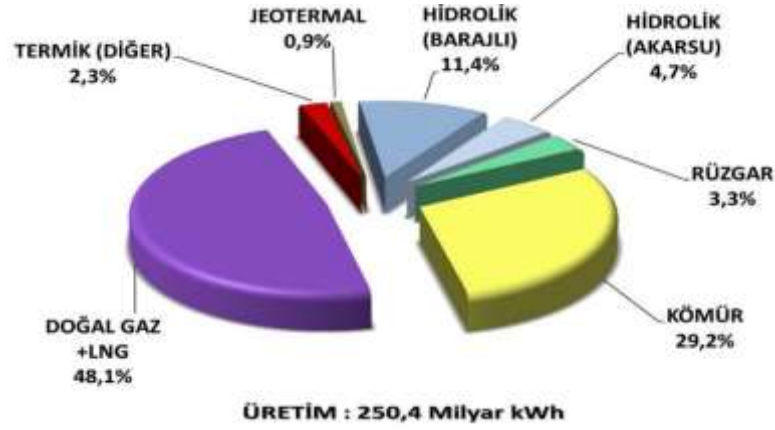
$\overline{ M ^2}$	Ortalama kare matris elemanı
n_0	Başlangıç eksiton sayısı
N	Hedefte gözlenen nükleer reaksiyon sayısı; Nötron sayısı
$N^{cas}(p)$	Kaskat durum etkileşimi
$N^{prq}(p)$	Denge–öncesi durum etkileşimi
$N^{eq}(p)$	Denge durum etkileşimi
N_0	Hedefe gelen parçacık sayısı
N_n	n eksiton yapılanmasındaki durumların sayısı
μ	İndirgenmiş kütle
p	Parçacık sayısı
P	Lineer momentum; Parçacık yayınlanma olasılığı
$P_L(\cos\theta)$	Legendre polinomu
$P_\nu(\varepsilon)$	ε enerjili ν yayınlanan parçacık sayısı
Q	Reaksiyon enerjisi
R	Çekirdek yarıçapı
ρ	Çekirdek durum yoğunluğu; çekirdeğin madde yoğunluğu
Σ	Makroskopik tesir kesiti
σ	Tesir kesiti
σ_{inv}	Ters tesir kesiti
σ_R	Reaksiyon tesir kesiti
σ_t	Toplam tesir kesiti
σ_{pinel}	İnelastik tesir kesiti
σ_{coul}	Coulomb etkisindeki tesir kesiti
t	Triton; Zaman; Hedef kalınlığı
τ	Ortalama ömür
v	Parçacık hızı
V	Hacim
$V(R)$	Potansiyel kuyu derinliği
ψ	Dalga fonksiyonu
w	Çekirdek seviye yoğunluğu
Z	Atom numarası
k_{mfp}	Ortalama serbest yol parametresi

1. GİRİŞ

Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı'nın yaptığı araştırmaya göre; ülkemizin yıllık enerji talep artış oranı % 8 civarında olup, Dünya genelinde talep artışı bakımından Çin'den sonra Türkiye ikinci sırada bulunmaktadır (T.C. Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı, 2012). Enerji talep oranının artışı iki nedene bağlanmaktadır. Bunlardan birincisi, gelişen teknoloji ve bu teknolojinin yaşamımızın her yerinde ve anında yer almasıdır. İkincisi ise, gelir seviyesindeki artıştır. Gelir seviyesindeki artışa bağlı olarak elektriğe ihtiyaç duyan teknolojik cihazların alım ve kullanım oranı da artmaktadır.

Ekonomik Kalkınma ve İşbirliği Örgütü (OECD)'ne üye olan ülkeler incelendiğinde; Türkiye'nin kişi başına düşen elektrik tüketimi, OECD üye olan ülkelerin ortalamasının üçte biri kadardır. Ülkemizin mevcut yıllık elektrik enerjisi tüketimi 230 milyar kWh iken, bu oran yedi yıl sonrası için nüfus artışına bağlı olarak 500 milyar kWh ulaşacaktır. Mevcut yıllık elektrik üretimimiz kurulu güç olarak 69.681,3 MW, elektrik enerjisi üretimimiz ise 250,4 milyar kWh dir. 2014 yılı için kesinleşmiş elektrik enerjisi üretim oranı Şekil 1.1' de verilmiştir (Akkuyu Nükleer A.Ş., 2015; TMMOB EMO, 2015).

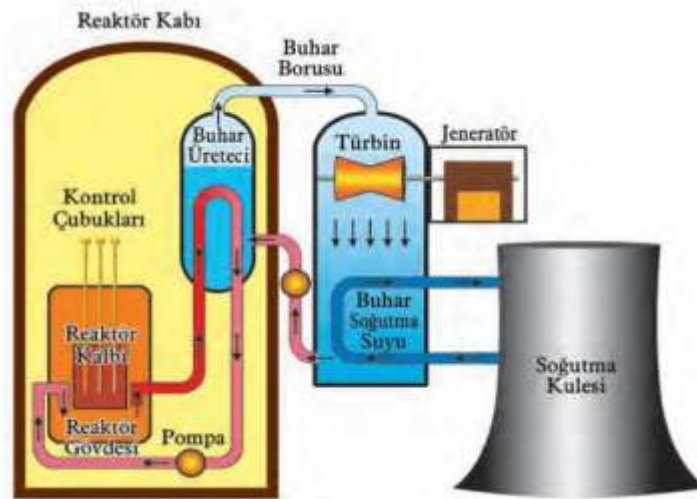
Yukarıda bahsedilen istatistiksel veriler değerlendirildiğinde, ülkemizde kurulu güç santralleri; nüfus artışı, gelir artışı ve teknolojik gelişmeler göz önüne alınarak, ilerleyen yıllarda ülkemizde enerji açığına meydana gelebileceği söylenebilir. Enerji açığı ve mevcut enerji üretimimizdeki dışa bağımlılığımız göz önünde bulundurulduğunda, yüksek enerji üretim kapasitesine sahip nükleer enerji santrallerinin kurulmasına gerek duyulmaktadır. Sinop nükleer enerji santralinin 2023 yılında ve Akkuyu nükleer enerji santralinin de 2020 yılında faaliyete geçmesi planlanmaktadır. Her iki nükleer enerji santralinin faaliyete alınması ile başlangıçta yıllık 80 milyar kWh elektrik enerjisinin üretimi öngörülmektedir (TMMOB EMO, 2015).



Şekil 1.1. 2014 yılı kesinleşmiş elektrik üretim oranı grafiği (TMMOB EMO, 2015).

1.1. Nükleer Enerji ve Nükleer Güç Santralleri

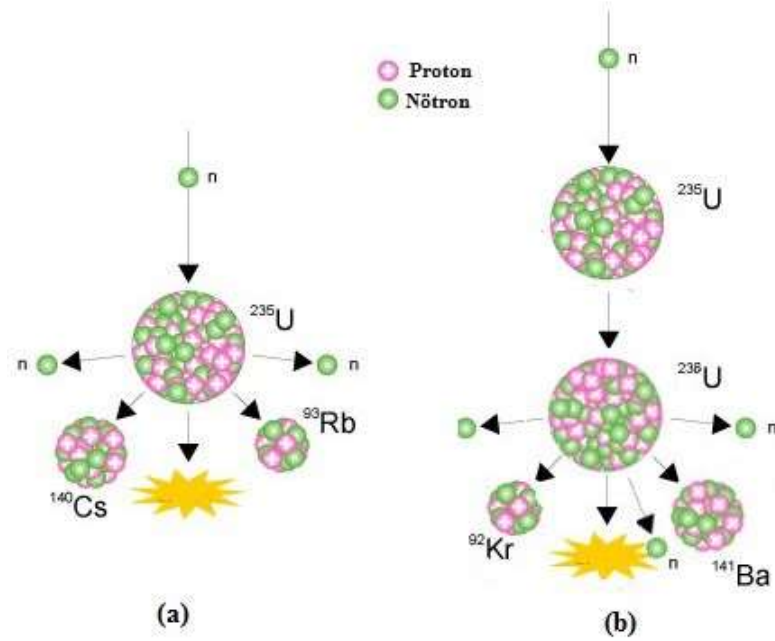
Nükleer güç santralleri, temel olarak suyun buharlaştırılması sonucunda, elde edilen buharın ısı enerjisi türbinler aracılığı ile mekanik enerjiye, bu mekanik enerjide jeneratör aracılığı ile elektrik enerjisine dönüştürülür. Şekil 1.2’ de görüldüğü gibi nükleer enerji santrallerinde fisyon reaktörlerinde meydana gelen bölünme reaksiyonu sonucu açığa çıkan enerji ile su buhara çevrilir.



Şekil 1.2. Nükleer enerji santralinin temel çalışma şekli (İskender, S., 2005).

Radyoaktif atomların parçalanması sonucunda, ısı enerjisi açığa çıkmaktadır. Bu ağır atom çekirdeklerin, nötronlar aracılığı ile bombardımanı sonrasında çekirdeklerin parçalanması sağlanır ve fisyon reaksiyonu gerçekleşir. Fisyon reaksiyonu ile meydana gelen nükleer tepkimenin ürünleri, güçlü bir enerji ve nötronlardır (Şekil 1.3

(a)). Bu açığa çıkan nötronlar ile bir sonraki ağır atom çekirdekleri reaksiyona girmesi sonucunda zincirleme ve süre gelen reaksiyonlar elde edilir (Şekil 1.3 (b)).



Şekil 1.3. (a) Filyon reaksiyonu ve (b) zincirleme filyon reaksiyonu

Zincirleme reaksiyonlar sonucunda elde edilen enerjiye “nükleer enerji” adı verilmektedir. Günümüzde nükleer enerji, filyon reaksiyonlarının süre geldiği filyon reaktörleri ile üretilmektedir. Filyon reaktörlerinin yer aldığı nükleer enerji santralleri temel olarak, üç ana bina ve soğutma sisteminden oluşmaktadır. Bu üç bina; reaktör binası, soğutma binası ve elektrik enerjisi üretim binasıdır.

Reaktör binası; filyon reaksiyonlarının gerçekleştiği filyon reaktörünün ve reaktör soğutma sisteminin bulunduğu yerdir. Reaktör içerisinde zenginleştirilmiş uranyum, plütonyum veya toryum yakıt çubukları kullanılarak zincirleme filyon reaksiyonu meydana getirilir. Meydana gelen reaksiyon sonucunda ısı enerjisi ortaya çıkar ve bu ısı enerjisi reaktörün etrafında soğutma sıvısı ile buhar jeneratörlerine taşınır. Buhar jeneratörleri içerisinde normal su bulunmaktadır ve bu su, reaktörden gelen yüksek sıcaklık derecelerine ulaşmış moderatör – reflektör malzeme ile buharlaştırılarak, pompalar aracılığı ile elektrik enerjisi üretim binası içerisindeki türbinlere taşınır.

Buhar jeneratörlerinden gelen yüksek basınçlı buhar öncelikli olarak yüksek buhar basınca dayanımlı yüksek basınç türbinine aktarılır. Bu türbin, jeneratörün içerisinde

yer alan rotorun ilk döndürme hareketini sağlar. Yüksek basınç türbinden çıkan buharın basıncı ilkinde göre daha düşük olur ve yüksek basınç türbinden düşük basınç türbinine aktarılır. Düşük basınç türbini, yüksek basınç türbininden çok daha büyük ve ilk hareketini almış olan jeneratör rotorunun dönme hareketine devam etmesini sağlamaktadır. Türbinlerden çıkan buhar, deniz, göl, okyanus gibi kaynaklardan alınan ve azot ile soğutulmuş su ile yoğuşma odacığında buluşur ve büyük bir kısmı yoğuşmaya uğrayarak tekrar buhar jeneratörüne sıvı halde pompalanır.

1.2. Fisyon Reaktörlerinin Temel Bileşenleri ve Yapısal Elementleri

İçerisinde fisyon reaksiyonunun, kontrollü bir şekilde gerçekleşmesini sağlayacak yapıda tasarlanan sisteme “Fisyon Reaktörü” adı verilir. İlk fisyon reaktörünün 1942 yılında Enrico Fermi tarafından geliştirilmesi sayesinde, bilim insanları fisyon reaksiyonu sonucunda meydana gelen enerjiden faydalanma konusunda araştırmalar yapmıştır. Böylece; fisyon reaktörleri günümüzde elektrik enerjisi üretimi için; nükleer güç santrallerinde, askeri gemilerde, deniz altılarda ve bazı tanklarda oldukça fazla kullanılmaktadır.

Farklı türlerde fisyon reaktörleri olmasına karşın, temelde bütün reaktörler; yakıt malzemesi, reaksiyon yavaşlatıcı moderatör malzeme, soğutucu malzeme, reaksiyon kontrol malzemesi ve zırhlama malzemelerinden oluşmaktadır. Çizelge 1.1’ de fisyon reaktörü yapısal malzemeleri ve bu alanda kullanılan materyaller yer almaktadır.

Çizelge 1.1. Fisyon reaktörü yapı malzemeleri

U, Pu, Th	Yakıt malzemeleri.
Al, Mg, Zr Be, C	Termal reaktörlerde, düşük termal nötron yakalama için kullanılan moderatör ve reflektör malzeme materyalleri.
Nb, Mo, Ta V, W	Hızlı reaktörlerde reflektör malzeme olarak kullanılan materyaller.
Na, Na-K, Li-7 Bi, Pb, Cs	Reaktör ısı transferi için sıvı formda kullanılan materyaller.
Fe, Ni, Cr, Mn	Temel reaktör yapısı için, sağlamlık ve dayanıklılık vermek amacı ile kullanılan çelik malzemenin bileşenleri.
B, Hf, Cd Ag, Gd	Reaksiyon kontrolü için kullanılan yüksek emicilik malzemeleri.
Organik Soğutucu	Yüksek basınçsız reaktörler için soğutucu malzeme.

Günümüzde nükleer reaktör tasarımlarında güvenlik ve verimlilik, tasarımın temellerini oluşturmaktadır. Bu nedenle, reaktörlerde yapı malzemelerinin seçimi ve kullanımı son derece önemlidir. Reaktör güvenliğinin en önemli paçası olan yapısal malzemeler, reaktör içerisinde en fazla nükleer reaksiyonlara maruz kalan materyallerdir. Nükleer reaksiyonlar sırasında materyallerin yapısal dayanıklılığını etkileyecek değişimler oluşabilmektedir. Reaktörlerde kullanılan yapısal malzemelerin öneminin anlaşılması ve maruz kaldıkları nükleer reaksiyonlar için teorik tesir kesiti çalışmalarının yapılması gereklidir. Araştırma geliştirme çalışmalarının odak noktası; bu etkiyi anlamak, özel bileşenleri ve mikro yapıları geliştirme aşamasında kullanmak ve uygun malzemeyi üretmektir. Bu amaçla, fisyon reaktörleri yapısal elementlerinden; yakıt malzemesi olarak kullanılan Plütonyum (Pu), yapısal dayanıklılığı sağlamak amacı ile kullanılan Nikel (Ni) ve ısı transferi için kullanılan Bizmut (Bi) elementleri bu tez çalışması için seçilmiştir.

1.2.1. Yapısal elementler

1.2.1.1. Plütonyum (Pu)

^{239}Pu fisil bir izotoptur ve fisyon reaktörlerinde bir yandan oluşurken, bir yandan da fisyon yaparak enerji üretiminde rol oynar. Element olarak doğada bulunmayan Pu' un en önemli izotopu olan ^{239}Pu , nükleer reaktörlerde ^{238}U ' den üretilir. Reaktörlerden çıkan kullanılmış yakıtın yaklaşık % 95,5'i U, % 0,9'u Pu, % 3,5'i fisyon ürünü hafif izotoplar ve % 0,1'i diğer ağır izotoplardan oluşur. Pu miktarı az gibi görünse de, fisil izotop oranı % 65-70 düzeylerindedir (Zabunoğlu, 2012.)

Uranyum yakıtının ^{235}U dışındaki kısmı ^{238}U ancak belirli enerji seviyelerindeki nötronların çarpmasıyla fisyonla uğrayabilir. Bu çarpışmalar genellikle nötronun yutulması sonucunda ^{238}U 'in ^{239}Pu dönüşmesi ile sonuçlanır. Plütonyumun bu izotopu termal veya hızlı nötronların çarpmasıyla fisyonla uğrayabilir ve hafif sulu reaktörler için enerji üretimine katkısı, üretilen gücün % 30'u oluncaya kadar yavaş yavaş artar. Bazı reaktörler başlangıçta plütonyumla karıştırılmış yakıt kullanırlar, buna karışık oksit yakıt denir. Bu tip yakıt kullanmak, kullanılmış yakıtın yeniden işlenmesiyle elde edilen plütonyum stoklarının tüketilme yollarından biridir. Kullanılmış yakıt yeniden işlenmediği takdirde, plütonyum atık olarak muamele görür (TAEK, 2015).

1.2.1.2. Nikel (Ni)

Nikel elementi, yüksek korozyon direnci ve feritlik sağlamak amacı ile fisyon reaktörü çekirdeğinde kullanılan malzemelerin başında gelir. Fisyon reaktörlerinde temel yapısal sağlamlığı vermek amacı ile kullanılan paslanmaz çelik alaşımların içeriğindeki temel bileşen Ni elementidir. Reaktörlerdeki paslanmaz çelik alaşımlar Krom-Nikel ve/veya Krom-Nikel-Molibden den oluşur. Fisyon reaktör çekirdeğindeki, reaksiyon sonucu açığa çıkan yüksek sıcaklıklara ve basınca dayanımlı temel reaktör çekirdeğindeki bileşik materyali % 20-35 oranında nikel elementi içerir. Nikel ve Krom karışımı alaşımlar 1000 °C üzerindeki sıcaklıklara dayanımlıdır.

Nikel elementi reaktör çekirdeğinde kullanılan bir yapı malzemesi olduğu için reaktördeki termal nötronlar ile etkileşime girmektedir. Ni elementinin reaktör içerisinde termal nötronlar ile etkileşim reaksiyonu;

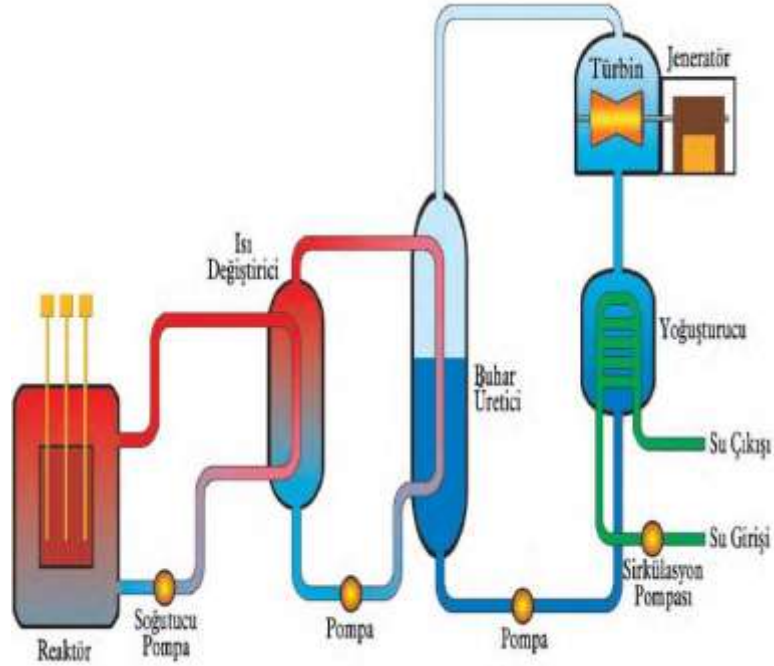


şeklinde. Bu durum, paslanmaz çelik malzemenin içindeki Ni ve Fe atomlarının değişimi ile temel alaşımın zarar görmesine neden olmaktadır. Reaktör çekirdeğindeki kullanılan malzemenin nükleer reaksiyon sonucunda deformasyonu, reaktöre ve çalışma verimine oldukça zarar vermektedir (Greenwood, 1983). Bu tez çalışmasında reaktör yapı malzemesinin temel elementi olan Ni elementinin maruz kaldığı ve kalabileceği reaksiyonlara yönelik tesir kesitleri incelenmiştir.

1.2.1.3. Bizmut (Bi)

Sıvı metal soğutmalı reaktörlerde, soğutucu malzeme olarak Bizmut elementi veya Bizmut-Kurşun (% 44 Pb ve % 56 Bi) alaşımı kullanılmaktadır. Yaklaşık 1670 °C erime noktasına sahip olan Pb-Bi sıvı alaşımı; yüksek ısı iletimine sahip olduğundan, reaktör çekirdeğinde açığa çıkan ısı enerjisini buhar jeneratörlerine çok iyi bir şekilde taşıyabilmektedir. Soğutma malzemesi olarak sıvı metal kullanımı, çok daha düşük basınçlarda reaktörlerin soğutulmasını sağlamaktadır (Gromov, vd., 1997).

Su soğutmalı reaktörlerde yüksek basınçlara ve soğutma suyunun pompalanması için yüksek basınçlı sıvı pompalarına ihtiyaç vardır. Ancak, sıvı metal soğutmalı reaktörlerde yüksek basınçlı su pompaları yerine, sessiz olarak çalışan elektromanyetik pompalar kullanılır. Düşük basınçlarda ve sessiz çalışması sebebi ile sıvı metal soğutmalı reaktörler, askeri amaçlı kullanılan deniz altılar ve uçak gemilerinde tercih edilmektedir.



Şekil 1.4. Sıvı metal soğutuculu, hızlı üretken reaktörler.

Şekil 1.4' de gösterildiği gibi, hızlı üretken reaktör teknolojisi en önemli özelliği moderatör malzeme kullanılmaması ve daha yüksek enerjili nötronla zincirleme reaksiyonunun sürdürülmesidir. Moderatör malzeme kullanılmadığı için nötron yavaşlatılması gibi bir durum söz konusu değildir ve reaktörlerdeki reaksiyon süreci daha hızlı bir şekilde işler. Sıvılaştırılmış Pb-Bi karışımı hem soğutma hem de moderatör olarak kullanıldığı bu tür reaktörlerde, soğutucu malzemeler doğrudan nötronlar ile etkileşime girerler. Meydana gelen nükleer reaksiyonlar, soğutucu ve moderatör malzeme olarak kullanılan Bi elementi için deformasyonlara ve yapısal değişikliklere neden olmaktadır. Bu tez çalışmasında reaktör soğutma malzemesi olan Bi elementinin maruz kaldığı ve kalabileceği reaksiyonlara yönelik tesir kesitleri incelenmiştir.

1.2.2. Reaktör temel bileşenleri

1.2.2.1. Yakıt malzemeleri

Ticari amaçla elektrik enerjisi üretmek için kullanılan reaktörlerde yakıt malzemesi olarak genellikle zenginleştirilmiş U^{235} , U^{238} ve Pu^{239} kullanılmaktadır. Doğada bulunan uranyumun sadece %0,72 'si U^{235} izotopudur. Bundan dolayı, doğada çıkarılan uranyumun yakıt maddesi olarak kullanılması için zenginleştirilmesi gereklidir. Zenginleştirme işlemi sonucunda, fisyon yapabilme olasılığının U^{238} 'e göre daha yüksek olan U^{235} izotoplarından oluşan yakıt çubukları elde edilir.

1.2.2.2. Reaksiyon yavaşlatıcı moderatör malzemeler

Fisyon reaktörlerinde temel amaç, zincirleme fisyon sürekliliğini ve kontrolünü sağlamaktır. Bir yakıt çubuğunda meydana gelen fisyon reaksiyonu sonucunda açığa çıkan nötronlar diğer bir yakıt çubuğundaki ağır çekirdek ile etkileşime girerek fisyon reaksiyonu başlatır. Bu süreçte bir yakıt çubuğundan diğer yakıt çubuğuna nötronların geçişi yavaşlatılıp kontrol altına alınması için çubuklar arası moderatör malzemeler kullanılır. Reaktörlerde, su, sıvı metal ve grafit gibi malzemeler moderatör olarak kullanılmaktadır.

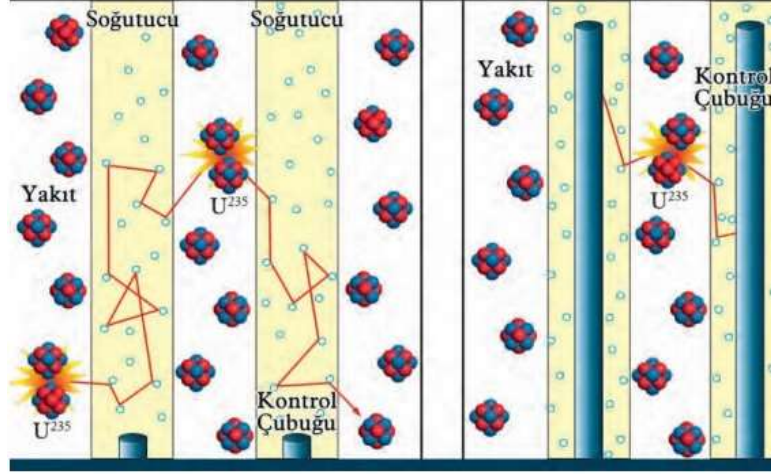
1.2.2.3. Soğutucu malzemeler

Soğutucu malzeme, fisyon reaksiyonu sırasında açığa çıkan ısı enerjisinin buhar jeneratörlerine taşınmasında ve fisyon reaktör kabının aşırı ısınmasından korumak amacı ile kullanılır. Genelde ağır su kullanılan reaktörlerde hem moderatör hem de soğutucu olarak ağır su kullanılmaktadır. Yanı sıra soğutucu olarak sıvılaştırılmış nikel, sodyum, bizmut ve lityum da kullanılmaktadır.

1.2.2.4. Reaksiyon kontrol malzemeleri ve mekanizması

Reaksiyon kontrolü; fisyon reaksiyonu sırasında birim zaman içerisinde oluşan nötronların kontrolü ile gerçekleşir. Bir reaktörün istenilen güç oranında çalışması ve inşası sırasında tasarlanan fisyon reaksiyonu miktarının ayarlanması için reaksiyon

kontrol malzemeleri kullanılmaktadır. Aynı zamanda reaksiyon kontrolü bir sistem (mekanizma) olarak da çalışmaktadır ve reaktörün gerektiği zaman fisyon reaksiyonu yapmaksızın, çalışmadan kapatılmasını sağlamak içinde kullanılır.



Şekil 1.5. Reaksiyon kontrol sistemi (İskender, 2005)

Fisyon reaksiyonu ile ortaya çıkan nötronların bir kısmı bir sonraki zincirleme reaksiyonu tetikler, bir kısmı sistemden kaçar ve bir kısmı da ortamdaki malzemelerce emilirler. Zincirleme fisyon reaksiyonunun devam etmesi için her bir ağır çekirdeğin bir nötron ile etkileşerek fisyon reaksiyonu oluşturması gerekmektedir. Böyle bir durumda reaksiyona tesir edecek nötron sayısının kontrol altında tutmak gerekir. Bunun için nötronları yutan maddelerden (Kadmiyum ve Bor'lu çelik) yapılmış reaksiyon kontrol çubukları kullanılır (İskender, 2005). Şekil 1.5 'de reaktör kontrol sistemi verilmiştir.

1.2.2.5. Koruyucu zırhlama malzemeleri

Reaktör etrafındaki çalışma ve doğal yaşam alanlarını; reaktörde meydana gelen radyoaktiviteden, ağır çekirdeklerden ve nötronlardan korumak amacı ile zırhlama malzemeleri kullanılır. Koruyucu zırh yapısı çelik–kurşun alaşımlar ve barit agregaları içeren ağır betondan oluşmaktadır. Bu betonlarda kullanılan agregaların bir kısmı veya tamamı metal agregalardır. Bu agregalar barit (baryum sülfat BaSO₄), limonit (Fe₂O₃H₂O), manyetit (Fe₃O₄) gibi demir cevherli materyallerden oluşmaktadır. Bu agregaların yoğunlukları 3.200 kg/dm³' ün üstündedir. Bu agregalar ile üretilen ağır betonların yoğunlukları 2.600 kg/dm³' den yüksek olmaktadır (Gümüştaş A.Ş., 2015).

1.3. Teorik Çalışmalarda Kullanılan Yöntemler

Teorik çalışmalarda, araştırmacılara çalışma kolaylığı sağlamak için bilgisayar destekli görsel simülasyon ve hesaplama kodlamaları geliştirilmiştir. Nükleer reaksiyon modellerine bağlı tesir kesiti ve parçacık yayınlanma spektrumu hesaplamaları için TALYS, EMPIRE, GNASH, ALICE/ASH, ALICE91, CEM95 ve PCROSS benzeri programlar kullanılırken, görsel simülasyon işlemleri için ise GEANT4 ve FLUKA yazılımları tercih edilmektedir. Bu çalışmada ise; hesaplama sürecindeki işlem kolaylığı, zamandan kazanım ve daha önceki çalışmalar göz önünde bulundurulduğunda, bu teorik hesaplama kodlarından TALYS 1.6 (Koning, vd.,2013), EMPIRE 3.1 (Herman vd., 2012), ALICE/ASH (Broeders vd., 2006b), PCROSS (Capote vd., 1991) ve CEM (Mashnik, 1995) bilgisayar kodları kullanılmıştır. Bu kodlar aracılığı ile fisyon reaktörleri yapısal elementlerinden; Pu, Ni ve Bi elementlerine yönelik farklı parçacık gelme enerjilerinde oluşturulan reaksiyonlar, denge ve denge–öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak incelenmiştir. Bazı reaksiyonlar için ortalama serbest yol etkileri ALICE/ASH–COST ve PCROSS– k_{mfp} parametreleri kullanılarak incelenmiştir. Ayrıca, 10–11 MeV, 18–19 MeV ve 22–23 MeV enerji aralıklarında proton gelme reaksiyonları için yarı–ampirik tesir kesiti formülleri önerilmiştir. Sonuçlar; Origin 9 analiz ve grafik programı kullanılarak, EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

Bu çalışmada kullanılmış olan fisyon reaktörleri yapısal elementleri ve uygulamalarına yönelik çalışmalar; Roberts, J.T. Adrian'ın “Nükleer Güç Sistemlerinde Kullanılan Yapısal Materyaller” (Roberts, 2012); Frost, Brian R.T.'nin “Nükleer Yakıt Elementleri” (Frost, 1982) ve Ma Benjamin M.'nin de “Nükleer Reaktör Materyalleri ve Uygulamaları” (Ma, 1982) adlı eserlerinde verilmiştir.

Bazı nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak, nükleon girişli reaksiyonlarda deforme olan ve deforme olmayan hedef çekirdekler için denge ve denge-öncesi etkilerin incelenmesine yönelik bir çalışma Büyüksu, H. tarafından yapılmıştır (Büyüksu, 2010). Özdoğan, H. tarafından da, bazı ağır hedef çekirdekler için denge ve denge-öncesi etkiler teorik nükleer modeller ile incelenmiştir (Özdoğan, 2012). Proton girişli reaksiyonlarda $^{203,205}\text{Tl}$ 'nin denge ve denge-öncesi yayınlanmalarına ait reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları da Kaplan, A. ve arkadaşları tarafından yapılmıştır (Kaplan vd., 2009). 100 MeV'e kadar proton enerjisi ile bombardıman edilen orta ağırlıktaki hedef çekirdeklerde nötron üretimine ait denge ve denge-öncesi hesaplamaları ise; Aydın, E. G. ve arkadaşları tarafından gerçekleştirilmiştir (Aydın vd., 2008). Yapısal fisyon malzemesi olan ^{54}Fe için farklı reaksiyonlardaki tesir kesiti, durdurma gücü ve giricilik mesafesi hesaplamaları Özdoğan, H. ve arkadaşları tarafından gerçekleştirilen bir çalışmada sunulmuştur (Özdoğan, 2015).

Kaplan ve arkadaşları yaptıkları çalışmalarda, nötron yayınlanma spektrumlarını hesaplamışlardır. (α, xn) reaksiyonundan elde edilen nötron yayınlanma spektrumu, $^{58,60,62}\text{Ni}$, ^{56}Fe , ^{53}Cr ve ^{27}Al gibi bazı füzyon yapı materyalleri için araştırılmıştır. ALICE/ASH Hibrit Model, Geometri Bağımlı Hibrit Model ve Tam Eksiton Modeli kullanılarak, denge öncesi nötron yayınlanma spektrumları hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar ulaşılan deneysel veriler ile kıyaslanmış ve uyumlu oldukları gözlenmiştir (Kaplan, vd., 2010).

Tarik S. Reshid doktora tez çalışmasında, Ta, W, Pb, Bi, Th, Pa, U ve Pu elementlerinin 0–20 MeV enerji aralığındaki nötronlarla oluşturulan reaksiyon tesir kesitlerini nükleer reaksiyon modelleri kullanarak hesaplamıştır (Reshid, 2009). Aktaş S. yüksek lisans tez çalışmasında, ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U ve ^{239}Pu hedef çekirdeklerinin (n,f)

reaksiyon tesir kesitlerinin TALYS 1.6 fisyon reaksiyon modelleri kullanarak incelemiştir (Aktaş, 2014). Hesaplama sonuçlarını deneysel veriler ile karşılaştırarak uyumlu modelleri analiz etmiştir.

Sarpün, İ. ve arkadaşlarının yaptıkları çalışmada, bazı ağır çekirdeklerin (α, f) reaksiyonlarında TALYS 1.6 ve EMPIRE 3.1 nükleer hesaplama program kodunun yoğunluk seviyesi modelleri ve fisyon bariyer modelleri kullanarak tesir kesiti hesaplamaları yapmışlardır ve deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır. (Sarpün, vd., 2014). Demir, B. ve arkadaşları ^{50}Cr ve ^{52}Cr için hafif yüklü parçacık yayılımı, açığa bağlı çift katlı tesir kesiti ve durdurma gücü hesaplamalarını gerçekleştirmişlerdir (Demir, vd., 2015).

Goyal, S. L. ve arkadaşları 14,5 MeV nötron gelme enerjisinde (n,p) reaksiyonuna ait tesir kesiti hesaplama sistematüğünü ve yarı ampirik fonksiyonunu oluşturmuşlardır (Goyal ve Kishore, 2012). Tel ve arkadaşlarının çalışmalarında, 14–15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan nükleer reaksiyonlarda yayımlanan α' lara ait (n, α) reaksiyonlarının tesir kesirlerinin hesaplanmasında kullanılan yeni bir ampirik formül türetmişlerdir. Bu formülün deneysel veriler ve model hesaplamaları ile uyumlu olduğunu göstermişlerdir (Tel ve ark, 2008). Yalçiner E. G. Doktora tez çalışmasında protonlar ile oluşan nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplamasına yönelik yeni bir ampirik fonksiyon türetmiştir. Türetilen fonksiyon ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarını deneysel değerler ile karşılaştırarak, fonksiyonun deneysel sonuçlar ile uyumunu incelemiştir (Yalçiner, 2008).

Bu çalışmada ise; yukarıdaki literatür özeti ışığında, fisyon reaktörlerinde yapı malzemesi olarak kullanılan Pu, Ni ve Bi elementlerinin farklı parçacık gelme enerjilerinde oluşturulan reaksiyonlar için denge ve denge-öncesi bazı nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak, reaksiyon tesir kesitleri ile parçacık yayınlanma spektrumları incelenmiştir. Bazı reaksiyonlar için ortalama serbest yol etkileri ALICE/ASH-COST ve PCROSS- k_{mfp} parametreleri kullanılarak araştırılmıştır. Ayrıca, 10–11 MeV, 18–19 MeV ve 22–23 MeV enerji aralıklarında proton gelme reaksiyonları için yarı-ampirik tesir kesiti hesaplama fonksiyonları türetilmiştir.

3. KURAMSAL TEMELLER

3.1. Nükleer Reaksiyonlar

Reaktörlerden veya hızlandırıcılardan çıkan enerji yüklü parçacıklar madde ile etkileşime girdiğinde, nükleer bir reaksiyonun oluşması mümkündür (Krane, 2002). Bir nükleer reaksiyon

$$a + X \rightarrow Y + b$$

biçiminde yazılır. Burada; a hızlandırılan parçacık, X hedef ve Y ile b reaksiyon ürünleridir. Genel olarak a ve b nükleon veya hafif çekirdekler olabilir, ancak bazen b bir γ ışını olabilir. Bu reaksiyonu göstermenin diğer bir şeklide $X(a,b)Y$ dir. Gelen ve giden parçacıklar aynı ise buna *saçılma reaksiyonu*, Y ve b taban durumunda iseler *elastik saçılma*, Y veya b uyarılmış durumda iseler *inelastik saçılma* denir (Krane, 2002).

X hedef çekirdeği, a gelen parçacığı ile etkileşmeye girdiğinde çizelge 3.1 deki nükleer etkileşme durumları meydana gelir.

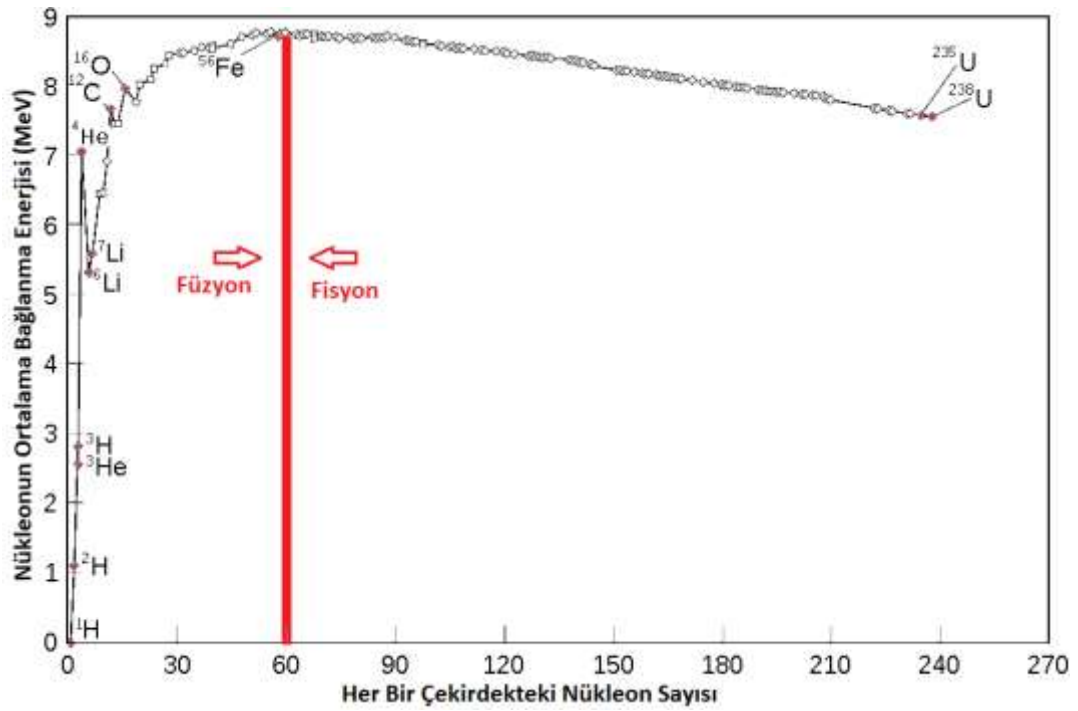
Çizelge 3.1. Giren – çıkan parçacıklar ve ürünlere göre reaksiyon durumları.

Giren	Çıkan	Reaksiyon Durumu
$a + X$	$X + a$	Elastik saçılma
	$X^* + x$	Elastik olmayan saçılma
	$Y + b$	Çekirdek reaksiyonu
	$Z + c$	v.b

Nükleer reaksiyon eşitlikleri yazılırken; proton ve nötron sayısı korunmalıdır. Reaksiyon öncesi proton ve nükleon sayıları, reaksiyon sonrası proton ve nötron sayısına eşit olmalıdır.

3.2. Nükleer Enerji Üretimindeki Nükleer Reaksiyonlar

Nükleer reaksiyonlar ile enerji elde etmek için iki farklı yol vardır. Bunlardan biri, yavaş nötron veya hızlandırılmış parçacıklar etkisi ile çekirdeğin orta ağırlıkta iki çekirdeğe bölünmesi (filyon), bir diğere ise, iki hafif çekirdeğin birbirlerine kaynaşıp daha ağır bir çekirdek oluşturması (füzyon) dır. Her iki nükleer reaksiyon sonucu açığa enerji çıkışı vardır (Yılmaz, 1998).

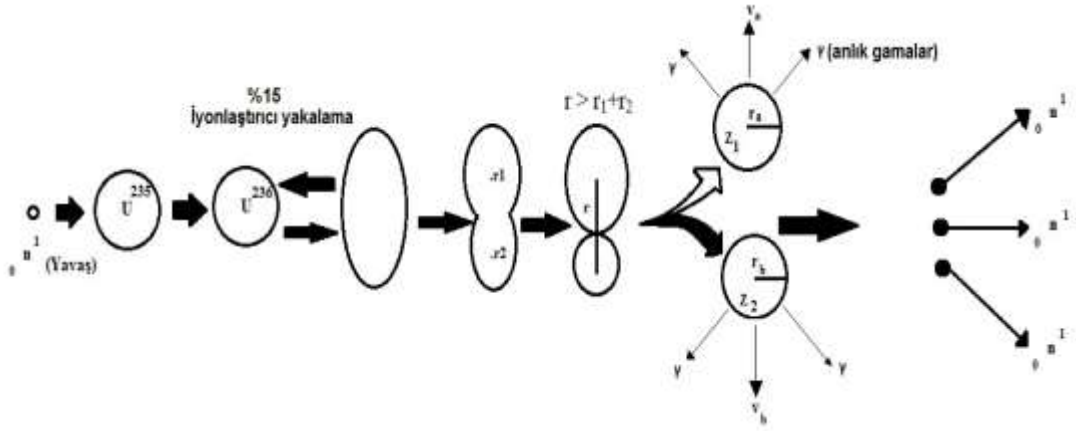


Şekil 3.1. Filyon ve füzyon reaksiyonları için bağlanma enerjisi grafiğı.

Şekil 3.1 de bazı çekirdekler için nükleon başına düşen ortalama bağlanma enerjilerinin kütle numaralarına göre değişim grafiğı yer almaktadır. Grafiğı incelediğimizde hidrojen atomunun nükleon başına bağlanma enerjisinin en düşük olduğu atom olduğu görülmektedir. Bu atomların birleşerek kendilerinden daha büyük kütle numaralı yeni atomların oluşturmaları ile füzyon reaksiyonu meydana gelir. Nükleon başına ortalama bağlanma enerjisinin en yüksek olduğu elementler, kütle numaraları 55-65 arasındaki elementlerdir. Bağlanma enerji olarak en yüksek değere bulunan Fe elementidir. Kütle numaraları büyük olan radyoaktif maddelerin atom çekirdekleri kararsız yapıdadır ve çok zayıf nükleer kuvvetlerin etkisi ile kendilerinden daha düşük kütle numaralı atomlara bozundukları filyon reaksiyonlarını meydana getirirler.

3.2.1. Filyon

Bohr ve Wheeler, çekirdeğin sıvı damlası modeline dayanarak filyon reaksiyon kuramını ortaya koymuşlardır. Bu kurama göre, küresel sıvı damlası biçimindeki çekirdekte yüzey gerilim kuvvetleri ile Coulomb itmesi dengededir. Çekirdek yavaş bir nötron yakalayınca, ortaya çıkan uyarılma enerjisi, oluşan ara çekirdekte titreşimlere neden olur. Damla küresel biçimden ayrılarak elipsoid biçimini alır. Yüzey gerilim kuvvetleri damlayı eski küresel biçimine getirmeye, uyarılma enerjisi ise şekli daha fazla bozmaya çalışır. Uyarılma enerjisi yeterli derecede büyük değilse, elipsoid yüzey gerilim kuvvetleri etkisi ile tekrar küresel biçime dönerken, uyarılma enerjisi gama fotonları şeklinde yayınlanır. Bu durumda, filyon reaksiyonu yerine ısıyıcı yakalama olayı olur. Eğer uyarılma enerjisi yeterli derecede büyük ise, damla bir ipek kozası biçimini alır ve sonunda Coulomb itmesi ile kozanın iki yuvarlağı birbirinden ayrılarak filyon ürünlerini oluşturan küresel iki parça olarak birbirinden uzaklaşırlar. Genellikle, bölünme parçalarından biri, öteki çekirdekten daha ağırdır (Yılmaz, 1998).



Şekil 3.2. Filyon Reaksiyonu (Yılmaz, 1998).

Şekil 3.2 incelendiğinde; kopma anında merkezler arasındaki uzaklık, parçaların yarıçapları toplamı $r_1 + r_2$ den daha büyük olacaktır. Bu durumda iki çekirdek Coulomb itmesi ile birbirinden ayrılırlar. Damlanın küre biçiminde iken, $r = 0$ durumunda verebileceği ilk enerji;

$$E_0 = c^2[M(Z, A) - M(Z_a, A_a) - M(Z_b, A_b)] \quad (3.1)$$

dir. Burada, Z_a ve Z_b reaksiyon sonucunda ayrılan yeni iki atomun atom numaraları; A_a ve A_b ise, kütle numaralarıdır. Fisyon ürünlerinin birbirlerinden ayrıldıkları andaki Coulomb enerjisi;

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_1 + r_2} \quad (3.2)$$

ile hesaplanır.

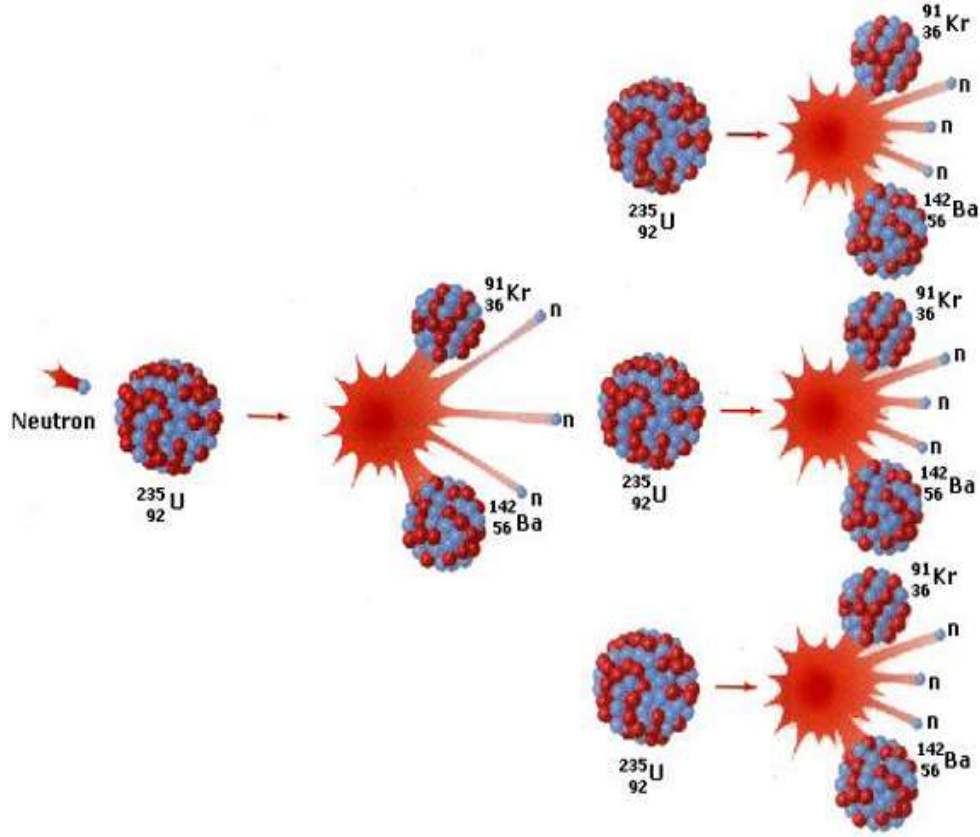
Buna göre $E_c - E_0$ farkı fisyon potansiyel enerjisidir. Bu enerji fisyon aktivasyon enerjisi veya kritik enerji diye adlandırılır. Bir fisyon reaksiyonunun oluşabilmesi için nötronun getirdiği uyarılma enerjisi aktivasyon enerjisinden daha büyük olmalıdır. Çizelge 3.2’ de bazı ağır çekirdekler için termal nötronların getirdiği uyarılma enerjisi, bölünme aktivasyon enerjileri ve bölünme olasılıkları gösterilmiştir (Yılmaz, 1998).

Çizelge 3.2. Bölünme yapabilen izotoplar (Yılmaz, 1998).

İzotop	Bileşik Çekirdek	Uyarılma Enerjisi (MeV)	Bölünme Aktivasyon Enerjisi (MeV)	Bölünme
^{232}Th	^{233}Th	5,1	6,5	–
^{233}U	^{234}U	6,6	4,6	+
^{235}U	^{236}U	6,4	5,3	+
^{238}U	^{239}U	4,9	5,5	–
^{239}Pu	^{240}Pu	6,4	4,0	+

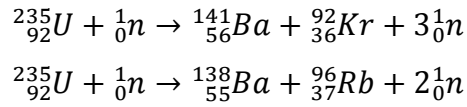
^{232}Th , ^{238}U , ^{240}Pu ve ^{241}Pu gibi bazı ağır çekirdekler termal nötronlar ile parçalanabilen izotoplardır. Bu ağır çekirdekler nükleer enerji reaktörlerinde yakıt malzemesi olarak kullanılırlar. Ancak, bu yakıtlar kendi başlarına sürekli bir zincirleme fisyon reaksiyonu oluşturamazlar. Bu nedenle ^{235}U veya ^{239}Pu gibi fisil izotoplar kullanılmalıdır. Fisil nükleidler kendiliğinden parçalanarak açığa nötron ve fisyon ürünü olarak adlandırılan radyoaktif yeni çekirdekler meydana getirirler. Açığa çıkan nötronlar fisil olmayan ağır çekirdekler ile yeni fisyon reaksiyonları meydana getirerek zincirleme bir reaksiyon oluşur ve bu reaksiyon sonucunda açığa ısı enerjisi çıkar.

^{235}U çekirdeği bir nötron yakaladığında ^{236}U dönüşür. Oluşan ^{236}U çekirdeği kararsız bir hal alır ve kendini parçalar. Bu parçalanma sonucunda ^{142}Ba ve ^{91}Kr ile üç adet nötron ve gama ışınımı açığa çıkar. Şekil 3.3’ de görüldüğü gibi fisyon reaksiyonunda ortaya çıkan nötronlar eğer ortamdan uzaklaştırılmaz ise reaksiyon zincirleme olarak devam eder.



Şekil 3.3. Zincirleme fisyon reaksiyonu (Physics Tutor, 2015).

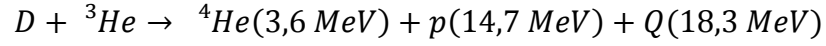
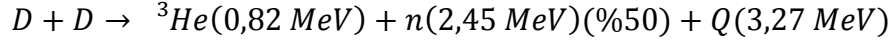
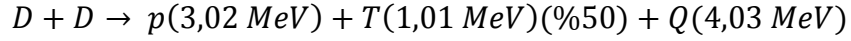
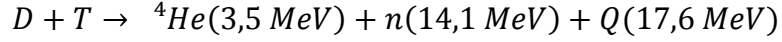
Nükleer fisyon örnek olarak;



yukarıdaki reaksiyonları verebiliriz. Bu reaksiyonlar incelendiğinde, fisyon öncesi ve fisyon reaksiyonu sonrası kütlelere bakalım. Fisyon reaksiyonu öncesi toplam kütle $3,91815 \cdot 10^{-25}$ kg iken, reaksiyon sonrası kütle $3,9155 \cdot 10^{-25}$ kg dır. Fisyon öncesi toplam kütle reaksiyon sonrası toplam kütlede büyüktür. Kütledeki bu azalma enerjinin açığa çıkması sonucunda meydana gelmektedir.

3.2.2. Füzyon

Hafif çekirdeklerin birleşmesi olayına füzyon adı verilir. Güneşin merkezinde bulunan hafif hidrojen atomları çok yüksek sıcaklıklarda birleşerek Helyum çekirdeğini meydana getirirler. Güneş için bu füzyon olayı sürekli olarak yenilenerek meydana gelir. Coulomb engeli nedeniyle dünyamız içinde kendiliğinden gerçekleşebilen bir olay değildir. Enerji üretimi açısından önem taşıyan temel füzyon reaksiyonları;



yukarıdaki gibidir. Görüldüğü gibi, daha kararlı izotopların reaksiyon sonucunda daha büyük enerjiler açığa çıkardığı görülmektedir. D – T reaksiyonu incelendiğinde 17,6 MeV’ lik bir enerji açığa çıktığı ve lineer momentumun korunumu gereğince ${}^4\text{He}$ ve 14,1 MeV enerjili bir nötronun oluştuğu görülmektedir. Bu reaksiyon hızlı nötron kaynağında kullanılan reaksiyondur. Füzyon reaksiyonu sonucunda enerji elde edilmesi incelendiğinde, gelecekte tükenmeyen bir enerji kaynağı olacağı şüphesizdir (Krane, 2002).

3.3. Nükleer Reaksiyonlarda Korunum Yasaları

3.3.1. Enerji ve momentumun korunumu

Bir nükleer reaksiyonun Q -reaksiyon enerjisi, reaksiyon sonucunda açığa çıkan toplam enerji olarak tanımlanır ve

$$Q = (M_a + M_x - M_Y - M_b).C^2 \quad (3.3)$$

denklem 3.3 ile ifade edilir ve reaksiyonu Q değeri kütleler ve kinetik enerjiler cinsinden hesaplanır.

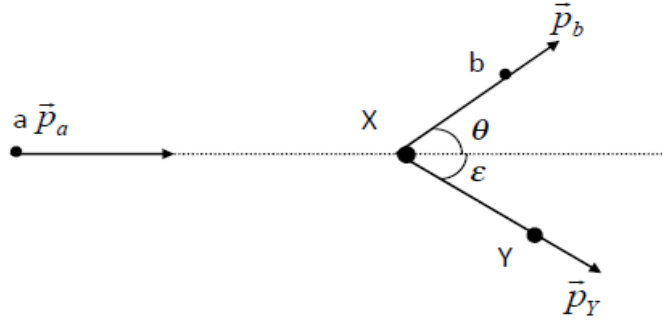
$$Q = T_{son} - T_{ilk} = T_Y + T_b - T_X - T_a \quad (3.4)$$

Q değeri, laboratuvar sistemindeki kinetik enerjileri ile hesaplanmasına yönelik denkleme, Denklem 3.4' de yer verilmiştir. Bir reaksiyonun türüne karar verebilmek için Q değeri incelenmelidir. Q değerine göre reaksiyon türleri Çizelge 3.3' de verilmiştir.

Çizelge 3.3. Q değerine göre reaksiyon türleri.

Q Değeri	Açıklama	Reaksiyon Türü
$Q > 0$	$m_{ilk} > m_{son}$ $T_{ilk} > T_{son}$	Ekzotermik Reaksiyon
$Q < 0$	$m_{ilk} < m_{son}$ $T_{ilk} < T_{son}$	Endotermik Reaksiyon
$Q = 0$	Esnek Saçılma	

Ekzotermik reaksiyonlar sonucunda açığa ısı enerjisi çıkarken, endotermik reaksiyonları gerçekleşmesi için dışarıdan ısı enerjisi verilmesi gereklidir. Eğer; Q değeri sıfır ise, reaksiyonda herhangi bir enerji alışverişi olmamış demektir. Bu durumu Şekil 3.4' de inceleyelim.



Şekil 3.4. Çekirdek reaksiyon kinematiği.

Hedef A_ZX çekirdeği başlangıçta hareketsiz olarak kabul edilsin ve a parçacığı çekirdeğe çarpsın. Oluşan b parçacığı düzlem eksenini ile θ açısı yaparak $\vec{P}_b$ lineer momentumu ile uzaklaşsın. Yeni oluşan Y çekirdeği düzlem ile ϵ açısı yaparak $\vec{P}_Y$ lineer momentumu ile uzaklaşsın. Buna göre, lineer momentumun ve enerjinin korunumu ilkesinden yararlanarak oluşan b parçacığının kinetik enerjisi;

$$\sqrt{T_b} = \frac{(m_a m_b T_a)^{1/2} \cos \theta \pm \{m_a m_b T_a \cos^2 \theta + (m_Y + m_b)[m_Y Q + (m_Y - m_a)T_a]\}^{1/2}}{m_Y + m_b} \quad (3.5)$$

denklemleri ile hesaplanır. Bu reaksiyonun gerçekleşebilmesi için;

$$\{m_a m_b T_a \cos^2 \theta + (m_Y + m_b)[m_Y Q + (m_Y - m_a)T_a]\}^{1/2} \geq 0 \quad (3.6)$$

olması gereklidir. Q değerine göre enerji değerlerini incelediğimizde;

$$Q < 0 \text{ için } T_a = T_{eşik} = (-Q) \frac{m_Y + m_b}{m_Y + m_b - m_a} \quad (3.7)$$

$Q > 0$ için bir eşik enerjisi şartı yoktur ve reaksiyon en düşük T_a enerjisinde oluşur. Bu durumda;

$$Q > 0 \text{ için } Q = T_b \left(1 + \frac{m_b}{m_Y}\right) - T_a \left(1 - \frac{m_a}{m_Y}\right) - 2 \left(\frac{m_a m_b}{m_Y} T_a T_b\right)^{1/2} \cos \theta \quad (3.8)$$

elde edilir (Krane, 2002).

3.3.2. Diğer reaksiyon korunum yasaları

Enerji ve momentumun korunumunun yanı sıra, nükleer reaksiyonlarda aşağıdaki korunum yasaları da geçerlidir.

Proton ve nötron sayısının korunumu: Bir nükleer reaksiyona giren ürün veya ürünlerin proton ve nötron sayılarının toplamı, çıkan ürün veya ürünlerin nötron ve proton sayılarının toplamına eşit olmalıdır.

Yük korunumu: Bir nükleer reaksiyonda reaksiyona giren tüm ürünlerin yük sayılarının toplamı ile reaksiyon sonrası çıkan tüm ürünlerin yük sayılarının toplamı birbirine eşit olmalıdır.

İstatistik korunumu: Bir nükleer reaksiyondaki; hadron sayısı, lepton sayısı, spin açısal momentumunun sayılarının korunumunu içermektedir.

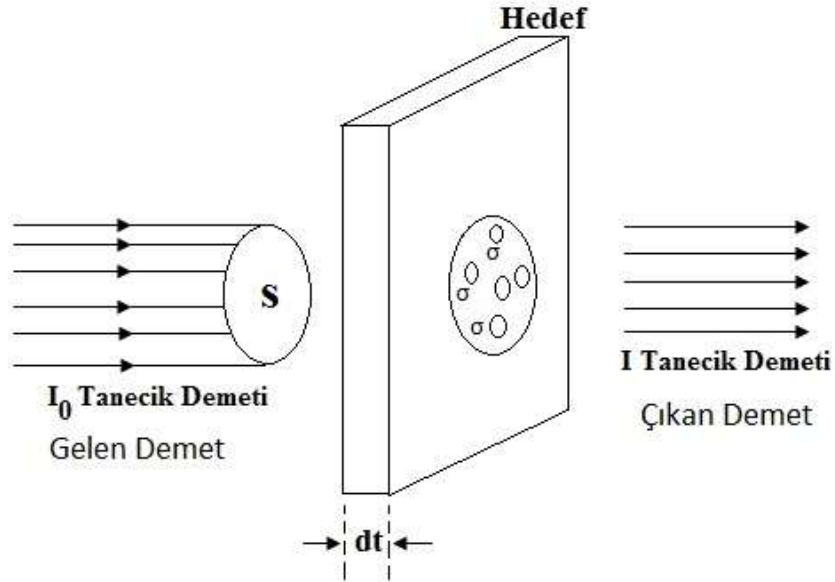
İzospin: Nükleer kuvvetin yükten bağımsız ve yük simetrisine bağlı olmasından dolayı izospin tüm nükleer reaksiyonlarda korunmalıdır.

Parite korunumu: Bir nükleer reaksiyon sonrası çıkan parçacığın açısal momentumu bilinirse, uyarılmış durumlara dair bilinmeyen paritelerin bulunması kolaylaşır (Krane, 2002).

3.4. Nükleer Reaksiyon Kavramları

3.4.1. Tesir kesiti

Tesir kesiti, reaksiyon oluşumunun bağıl olasılığının bir ölçüsüdür. Bu olasılık, çekirdek ve gelen parçacık özellikleri ile onların enerjilerine bağlıdır (Krane, 2002). Gelen parçacık demeti ile çekirdek reaksiyonunun bağıl olasılığı nükleer tesir kesiti adı verilir. Nükleer Tesir kesiti, bir nükleer reaksiyonun meydana gelme olasılığının ölçüsüdür.



Şekil 3.5. Tesir kesiti için kesit alanını gösteren reaksiyon geometrisi.

Şekil 3.5’ de görüldüğü gibi; dt kalınlığındaki bir levha ile I_0 şiddetinde gelen parçacık demetinin etkileştiğini düşünelim. Gelen parçacık demetinin içerisindeki parçacıklar, levhadaki çekirdekler ile etkileşimi sonucunda saçılma ve/veya soğrulma meydana

gelir. Levhadaki birim hacimdeki parçacık sayısını n kabul edelim ve levhamız o kadar ince olsun ki çekirdek parçacık etkileşimi için, hiçbir çekirdek diğer bir çekirdeğin önüne geçmesin. Bu durumda; $n \cdot dt$ birim yüzey başına düşen çekirdek sayısı, $S \cdot n \cdot dt$ ise S , alanındaki toplam çekirdek sayısıdır. Buna bağlı olarak, bir çekirdek parçacık etkileşiminin levha yüzeyinin türüne göre meydana gelme olasılığı;

$$\frac{\text{etkin alan}}{\text{yüzey alanı}} = \frac{\sigma S n dt}{S} = \sigma n dt \quad (3.9)$$

ile hesaplanır. Gelen parçacık akısı I_0 ve etkileşim sonrası parçacık akısı I olarak kabul edelim. Parçacık ile levha etkileşimine bağlı demet şiddet değişimi;

$$dI = -\sigma n dt \cdot I \quad (3.10)$$

dir. Buradaki $(-)$ t kalınlığı arttıkça I şiddetinin azalacağı anlamındadır. $t = 0$ için $I = I_0$ ise,

$$I = I_0 \cdot e^{-\sigma n t} \quad (3.11)$$

olur (Yılmaz, 1998). Gelen demetteki parçacık sayısı ve etkileşim sonrası çıkan parçacık sayısı demet şiddeti ile orantılıdır. Böyle bir durumda;

$$N = N_0 \cdot e^{-\sigma n t} \quad (3.12)$$

yazılabilir. Hedef malzemenin bir tek çekirdeği ve gelen parçacık demetinin bir tek parçasının etkileşme sayısı σ ile gösterilir ve bu değere mikro yapı ile ilgili bir kavram olduğundan “mikroskobik tesir kesiti” denir. Tesir kesitinin birimi “barn” dır ve “ 1 barn = 10^{-24} cm^2 ” dir. Birim yüzeydeki çekirdek sayısı n ise, n ile σ nın çarpımına makroskobik tesir kesiti (Σ) denir ve denklem 3.13’ de yazıldığı gibidir (Yılmaz, 1998).

$$\Sigma = n \cdot \sigma \quad (3.13)$$

Madde ile gelen parçacık etkileşimi sonucunda saçılmalar ve soğrulmalar meydana gelir. Soğrulma tesir kesiti σ_a ve saçılma tesir kesiti σ_s ise toplam tesir kesiti Denklem 3.14' de verildiği gibidir.

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s \quad (3.14)$$

Belirli bir reaksiyonu tartıştığımızda, tesir kesiti teriminin anlamı, ne ölçtüğümüze tam olarak bağlıdır. Çizelge 3.4; tesir kesitine dair farklı ölçümleri, bunların nasıl gerçekleştirilebildiğini ve sonuçların bulunduğu uygulamaları özetler (Krane, 2002).

Çizelge 3.4. Reaksiyon tesir kesitleri (Krane, 2002).

Tesir Kesitleri	Sembol	Teknik	Uygulama
Toplam	σ_t	Demetin İncelenmesi	Zırlama
Reaksiyon	σ	Tüm açılar ve y'nin tüm enerjileri (Y'nin tüm uyarılmış durumları üzerinden integral alınması)	Bir nükleer reaksiyonda Y radyoizotop üretimi
Diferansiyel (Açısal)	$d\sigma / d\Omega$	(θ, ϕ) de y'nin gözlenmesi fakat tüm enerjiler üzerinden integral alınması	Belirli bir doğrultuda b parçacıklar demetinin oluşumu (veya Y'nin belirli bir doğrultuda geri tepmesi)
Diferansiyel (Enerji)	$d\sigma / dE$	y gözlenmez fakat ardışık γ yayınlanması ile Y'nin uyarılması gözlenir	Y'nin uyarılmış durumlarının bozunmasının incelenmesi
Çift Diferansiyel	$d^2\sigma / dE_y \cdot d\Omega$	Belirli bir enerjide y, (θ, ϕ)'de gözlenir.	Y açısal dağılımı ile Y'nin uyarılmış durumları hakkında bilgi edinilmesi

3.4.2. Diferansiyel tesir kesiti

Hedefe gönderilen parçacık demeti, hedef ile etkileşimi sonucunda yalnızca bir çekirdek dönüşümü oluşturmaz. Birden fazla ara etkileşimler olabilir. Her bir ara etkileşim için de tesir kesiti farklı olacaktır. Bu ara etkileşim tesir kesitlerine kısmi

tesir kesiti denir ve toplam tesir kesiti, kısmi tesir kesitlerinin toplamına eşittir. Çekirdek ile gelen parçacık etkileşimi sonucunda saçılma oluştuktan sonra dışarı gönderilen parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılara ve farklı enerjilere sahip olurlar (Yılmaz, 1998).

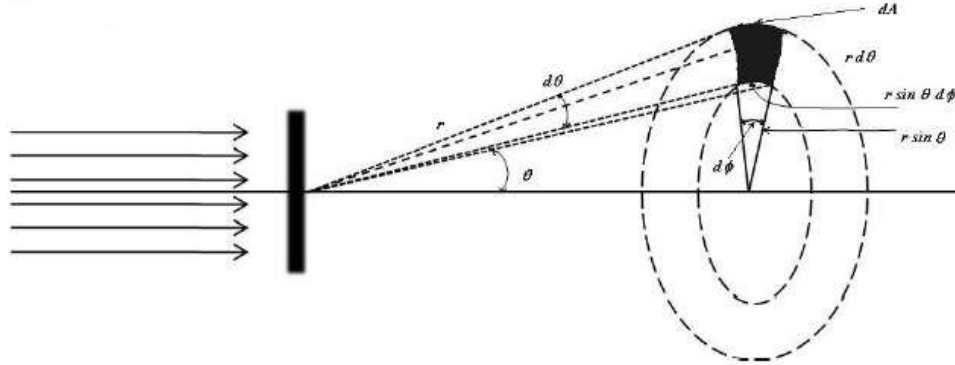
Gelen demet doğrultusuna göre θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içinde giden parçacıkları hesaplayabilmek için, açuya bağlı bir tesir kesiti hesaplaması yapılmalıdır. Açuya bağlı tesir kesitine diferansiyel tesir kesiti adı verilir. Diferansiyel tesir kesiti $\sigma(\theta, \phi)$ ile gösterilir. Buna göre;

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.15)$$

tesir kesitinin steradyana oranı olarak ifade edilir ve toplam tesir kesiti;

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega \quad (3.16)$$

olacaktır.



Şekil 3.6. $d\Omega$ katı açısı için hedeften saçılan parçacık demetinin reaksiyon hesap elemanları (Yılmaz, 1998).

Şekil 3.6' yı incelersek, burada yer alan hesaplama elemanları yardımı ile $d\Omega$ katı açısı,

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r\sin\theta \cdot d\phi)}{r^2} = \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\phi \quad (3.17)$$

denklemini ile hesaplanır. Denklem 3.16 ile denklem 3.17' yi birleştirirsek,

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\phi \quad (3.18)$$

Denklem 3.18' de, diferansiyel tesir kesiti ϕ açısından bağımsız ise toplam tesir kesiti,

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta \cdot d\theta \quad (3.19)$$

olacaktır. Denklem 3.19 incelendiğinde,

$$\sigma(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.20)$$

diferansiyel tesir kesiti $\sigma(\theta)$, Denklem 3.20 ile hesaplanır. Diferansiyel tesir kesiti ölçümünün faydası, sadece enerjiye bağımlı kısmi tesir kesitinin bulunmasında önemli olmayıp, aynı zamanda tesir kesitinin yöne bağımlılığının nükleer reaksiyonun cinsine göre olduğu gerçeğinin bulunmasında da faydası vardır. Bir nükleer kuvvet tipi kabullenerek, farklı nükleer reaksiyonların açısal dağılımını ifade etmek mümkündür. Teori ile deney arasındaki uygunluk, farz edilen nükleer kuvvet şeklinin doğruluk derecesini verecektir (Arya, 1983).

3.4.3. Ortalama serbest yol

Bir parçacığın, soğrulmaya ya da saçılmaya uğramadan önce alabileceği yola, ortalama serbest yol denir. Ortalama serbest yol, ortalama ömür için yapılan hesaplamaya benzer şekilde hesaplanır (Yılmaz, 1998). Ortalama serbest yol, $\bar{\lambda}$ ile gösterilir.

$$\bar{\lambda} = \frac{\int_0^{N_0} x dN}{\int_0^{N_0} dN} = \frac{\int_0^{N_0} x dN}{N_0} \quad (3.21)$$

Ortalama serbest yol Denklem 3.21' de verilen denklem ile hesaplanır. Bir maddeye gelen N adet parçacığın, λ mesafesini alacak olan parçacık sayısı,

$$dN = -\rho\sigma N_0 e^{-\rho\sigma\lambda} d\lambda \quad (3.22)$$

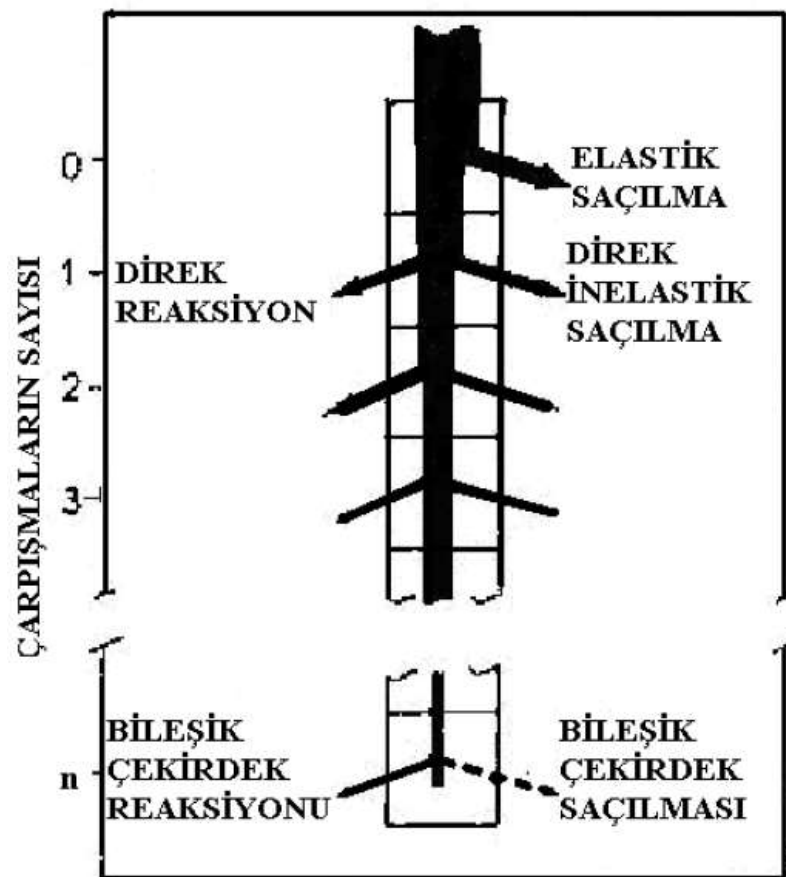
ile hesaplanır. Denklem 3.22' yi Denklem 3.21' de yerine yazıp integralini alırsak,

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\rho\sigma} \quad (3.23)$$

ortalama serbest yol denklemini elde ederiz. Burada ρ madde yoğunluğu ve σ ise, madde – çekirdek etkileşim tesir kesitidir (Beiser, 1997).

3.5. Nükleer Reaksiyon Teorileri

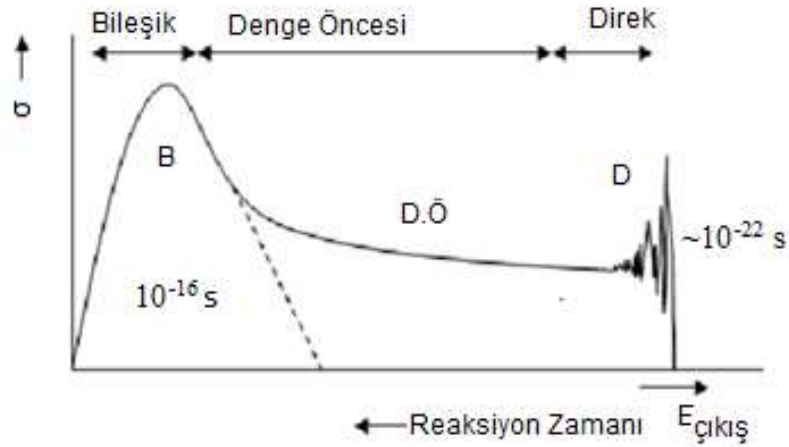
Nükleer reaksiyonlar iki kategoriye ayrılır. Bunlardan birincisi, direk reaksiyonlar olarak adlandırılır ve çok hızlı reaksiyonlardır. Reaksiyon süresi ortalama olarak 10^{-22} saniye kadardır. İkinci kategori reaksiyonlar ise, bileşik çekirdek reaksiyonlarıdır. Bu reaksiyonlar direk reaksiyonlar kadar hızlı olmayan ve reaksiyon süresi oldukça uzun süren reaksiyonlardır. Bu süre yaklaşık 10^{-16} saniyedir.



Şekil 3.7. Orta enerjili nükleer reaksiyonun yönünün şematik gösterimi (Aydın, 1989).

Şekil 3.7’ de, orta enerjili bir nükleer reaksiyonun şematik gösterimi yer almaktadır. Şekildeki ağaç yapısı incelendiğinde; ağacın genişliği, nükleer reaksiyonun tesir kesiti değerinin büyüklüğü ile alakalıdır. Ağacın dikey yöndeki şekli ise, çekirdek içi çarpışma miktarını temsil eder. Ağacın silik olduğu yani; çekirdek içi çarpışmaların sıfır olduğu durum, nükleer potansiyelden kaynaklanan elastik bir saçılmayı temsil eder.

Doğrudan reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonları arasında önemli farklılıklar vardır. Birinci fark, hedef çekirdeğe gelen parçacığın enerjisinin artması ile doğrudan reaksiyonların gerçekleşme olasılığının artmasıdır. İkinci fark, doğrudan reaksiyonların 10^{-22} s içinde bileşik çekirdek reaksiyonlarının ise, 10^{-16} ile 10^{-18} s arasında değişen süre içinde meydana gelmesidir. Üçüncü fark ise doğrudan reaksiyonlarda, giden parçacıkların açısal dağılımlarının daha keskin piklere sahip olmasıdır (Krane, 2002).



Şekil 3.8. Enerji bölgelerinde çıkan parçacık spektrumuna mekanizmaların katkıları. Kesikli eğri, geçiş enerji aralığında geri kalan kısımdan bileşik katkıyı ayırır (Koning vd., 2009).

10 MeV’in üstündeki gelme enerjilerinde; direk reaksiyon sürecinden hemen sonra, çekirdeğin istatistiksel denge durumu oluşmadan önce, parçacık yayınlanması mümkün olmaktadır. Bu süreç, denge–öncesi ya da zaman zaman bileşik öncesi nükleer reaksiyonlar olarak adlandırılmaktadır. Bu reaksiyonların zaman ölçeği, direk reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonlarının arasındadır. Şekil 3.8’ de reaksiyon zaman aralığı gösterilmektedir (Koning vd., 2009).

3.5.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları

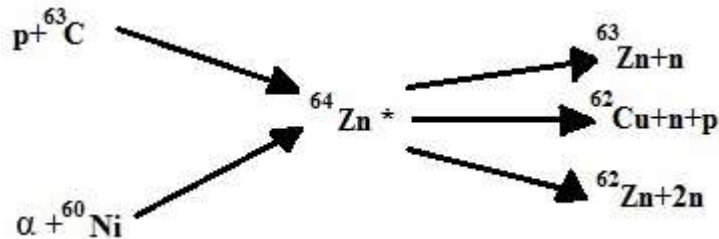
Bohr tarafından ortaya konulan hipoteze göre; bileşik çekirdek reaksiyonları iki aşamada gerçekleşirler. İlk olarak, reaksiyona giren parçacıklar birleşerek bileşik çekirdeği oluşturulur. İkinci aşamada ise, bileşik çekirdek bozunarak son ürünler kümesini meydana getirir (Hodgson ve Gadioli, 1992).

Bileşik çekirdek reaksiyonlarında mermi parçacık, çekirdek yarıçapına göre küçük bir çarpışma parametresi ile hedef çekirdeğe girer. Bu parçacığın muhtemelen basit bir saçılmayla, hedef nükleonlardan biri ile etkileşme ihtimali çok yüksektir. Geri tepen nükleon ve gelen parçacık diğer nükleonlarla ardışık çarpışmalar yapabilir ve böyle birkaç etkileşmeden sonra gelme enerjisi, hedef parçacık ile hedef bileşik sistemin nükleonları arasında paylaşılır. Bileşik çekirdek reaksiyonu;



şeklinde ifade edilir. Burada C^* şeklinde bir ara duruma sahiptir ve C^* bileşik çekirdeği temsil eder. Bileşik çekirdek reaksiyonlarının meydana gelme süresi bir ara durum içerdiklerinden dolayı diğer reaksiyonlardan daha uzundur. Bileşik çekirdek modeli, gelen parçacığın çekirdekten kaçma şansının küçük olduğu düşük geliş enerjilerinde, 10–20 MeV enerji aralığı için iyi işler (Krane, 2002).

Bileşik çekirdek reaksiyonlarına dair bir reaksiyon örnekleme yapalım. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği, $p + ^{63}\text{Cu}$ ve $\alpha + ^{60}\text{Ni}$ içeren birçok reaksiyon süreci ile oluşabilir. Aynı şekilde $^{63}\text{Zn} + n$, $^{62}\text{Zn} + 2n$ ve $^{62}\text{C} + p + n$ gibi değişik yollarla da bozunabilir. Bu reaksiyonu Şekil 3.9’ da yer almaktadır.

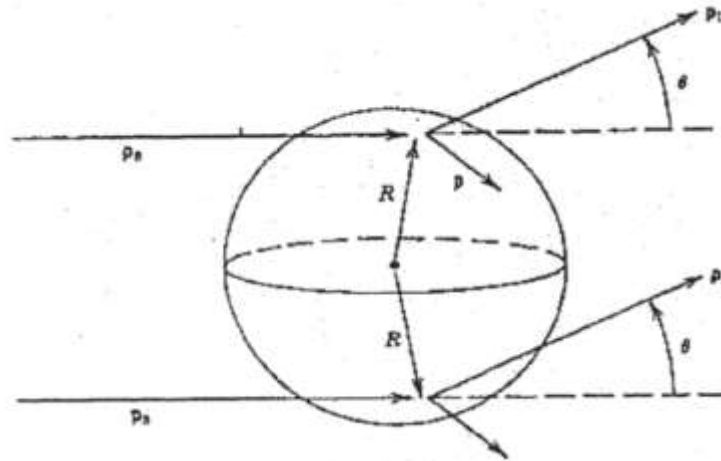


Şekil 3.9. Bileşik çekirdek reaksiyonu (Krane, 2002).

Bileşik çekirdek reaksiyonlarının diğer bir karakteristiği, ürünlerin açısal dağılımıdır. Nükleonlar arası rastgele etkileşimlerden dolayı, çıkan parçacığın hemen hemen izotropik açısal dağılımla yayınlanmasını bekleriz. Gelen parçacığın ağır bir iyon olduğu durumlarda açısal momentumun büyük bir kısmı, bileşik çekirdeğe aktarılır. Bu açısal momentumu çıkarmak için, yayınlanan parçacıklar momentuma dik doğrultuda özellikle 0° ve 180° de yayınlanma eğilimindedirler. Hafif parçacıklar için bu etki ihmal edilir (Krane, 2002).

3.5.2. Direk reaksiyonlar

Direk reaksiyonlarda, gelen parçacık öncelikle çekirdeğin yüzeyinde etkileşir. Gelen parçacığın enerjisi arttıkça parçacığın dalga boyu, çekirdek boyutları mertebesindeki bir cisimle etkileşebilecek büyüklükten, nükleon büyüklüğündeki bir cisimle etkileşebilecek kadar küçülür. Bu etkileşim Şekil 3.10' da geometrik olarak gösterilmektedir. Şekildeki p_a momentumlu gelen parçacık, p_b momentumlu giden bir parçacık verir. Buna açısal momentum transferi denir. Açısal momentum transferinden sonra kalan çekirdek $p = p_a - p_b$ momentumu ile geri teper. Bu tepme ve etkileşme çekirdek yüzeyinde meydana gelir (Krane, 2002).



Şekil 3.10. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen direk reaksiyonların geometrisi (Krane, 2002).

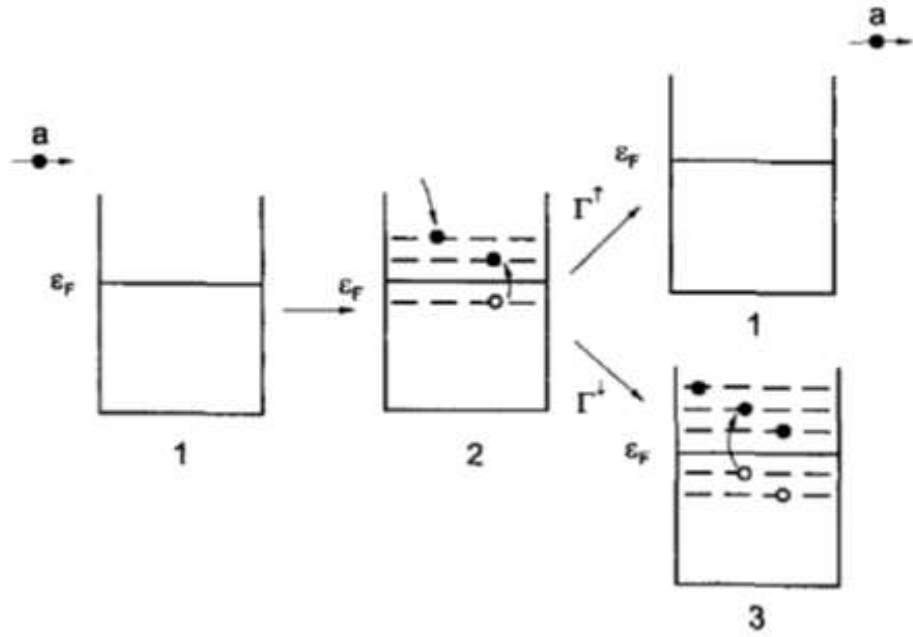
Bir reaksiyonun direk veya bileşik çekirdek reaksiyonu olduğunu anlayabilmemiz için, deneysel gözlem yapılmalıdır. Deneysel gözlemde, reaksiyonlar arası iki temel fark incelenmelidir. Birinci fark reaksiyon süresidir. Direk reaksiyonlar 10^{-22} saniye

mertebesinde bir sürede oluşurken, bileşik çekirdek reaksiyonlarının gerçekleşme süresi 10^{-16} saniyeden oldukça kısa bir süredir. İkinci fark ise, açısal dağılımdır. Direk reaksiyonlarda gelen parçacıkların açısal dağılımı, bileşik çekirdek reaksiyonlarına göre daha keskin pikler meydana getirir. En basit direk reaksiyon süreci esnek saçılmadır. Mermi parçacığın, bütün enerjisini hedef çekirdeğe vererek uyarılmış bir duruma geçirmesi de (esnek olmayan saçılma) mümkün olabilir.

3.5.3. Denge–Öncesi reaksiyonlar

Yapılan deneyler sonucunda bileşik reaksiyonlar ve direk reaksiyonların dışında, üçüncü bir reaksiyon türü olan denge–öncesi reaksiyonlar ortaya çıkmıştır. Bu tür reaksiyonlarda parçacıklar; iki nükleer sistemin çarpışarak bir bileşik sistem oluşturmasıyla, bu sistemin tam bir termal veya istatistik dengeye ulaşması arasında geçen süre içerisinde yayınlanırlar (Holub, vd., 1980).

Denge öncesi reaksiyonlarda, çekirdekle etkileşen parçacığın enerjisi ilk olarak bir veya iki hedef çekirdek nükleonuna aktarılır. Bu durumda; hedef çekirdekle parçacık etkileşme süreci, seri aşaması olarak ele alınır ve nükleon–nükleon etkileşmesi ile ifade edilir. Bu aşama, eksiton sayısı ($n=p+h$) olarak adlandırılan parçacık (p) – deşik (h) çifti sayısı ile karakterize edilir. Deşik durumu; Fermi enerjisi altında uyarılan tek parçacığın, uyarıldıktan sonra maksimum Fermi enerjisi (E_f) seviyesi üzerine geçişi sebebiyle oluşan ayrılmış nükleon durumudur. Nükleer durum, bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi ve Fermi yüzeyinin üstündeki parçacıkların ve altındaki deşiklerin toplam miktarı olan eksiton numarası ile tanımlanmıştır. Seri aşamaların her birinde parçacık (denge–öncesi parçacıkları olarak adlandırılır) yayınlanması mümkündür. Uyarılma enerjisi her yeni aşamada aynı biçimde nükleonlar arasında dağıldığından, kimi parçacık yayınlanma olasılığı aşamadan aşamaya düşmektedir. Nihayetinde, bileşik çekirdek istatistiksel denge durumuna gelir. Eğer mümkünse, temel duruma geçinceye kadar parçacık yayınlayabilir. Parçacık gelme enerjisi ne kadar küçük ise, denge–öncesi parçacıkların yayınlanma olasılığı da o kadar küçük olur (Hodgson ve Gadioli, 1992).



Şekil 3.11. Nükleon-çekirdek etkileşmesinin farklı aşamaları: 1– etkileşmeden önceki çekirdek; 2– 2p1h door-way durumu; 3– 3p2h durumu; a– gelen parçacık (Büyüksü, 2010).

Çekirdeğin uyarılmış durumu, E_f enerjisinden büyük iki parçacık (yakalanan parçacık ve uyarılan nükleon) ve E_f enerjisinden küçük bir deşik durumunun olduğu ilk aşamadan sonra oluşur. Bu durum, *door-way durumu* olarak adlandırılır ve 2p1h (iki parçacık, bir deşik) olarak gösterilir. Çekirdeğin temel duruma döneceği sonraki aşamada, ilk parçacığın aynı enerji ve momentumla yayınlanması mümkün olabilir. Bu durum, denge-öncesi sürecin esnek saçılmasını oluşturur. Bu tür esnek saçılma süreci $\Gamma^\uparrow$ son genişliği ile karakterize edilir. Diğer taraftan, E_f enerjisinden büyük enerjiye sahip olan parçacık çekirdeğin diğer nükleonları ile etkileşir. Bu durumda, E_f enerjisinden büyük üç parçacık ve E_f enerjisinden küçük iki deşikten oluşan bileşik sistemin 3p2h durumu oluşur. Bu durum $\Gamma^\downarrow$ genişliği ile gösterilir. Bileşik sistem oluşumunun seri aşamaları bu iki duruma benzer şekilde düşünülebilir. Bu durum şekil 3.11’ de gösterilmiştir (Büyüksü, 2010).

Böylece; uzun süreli bileşik çekirdek, giderek karmaşıklaşan durum sayısı ile bir dizi orta durumdan geçerek, çok sayıdaki iki parçacık nükleon-nükleon etkileşiminden sonra oluşur. Başka bir deyişle; bileşik sistem oluşum sırasında, yapılandırma hiyerarşisi olarak adlandırılan bir dizi ortaya çıkar (Berezhnoy, 2005).

Denge–öncesi yayınlanma için toplam tesir kesiti, kaskattaki her bir aşamanın yayınlanma tesir kesitlerinin toplamıdır. Bu durumda, eğer; σ_C bileşik çekirdeğin başlangıç aşamasındaki oluşum tesir kesiti, reaksiyon tesir kesitine eşit olduğu varsayılabilir ve P_1 bu aşamadaki yayınlanma olasılığı ise, denge–öncesi yayınlanma sürecine ilk katkı $\sigma_C P_1$ olur. Bu süreç, direk reaksiyonlarla birlikte esnek saçılma gibi diğer süreçlerle de birlikte ele alınabilir. İlk aşamadan ikinci aşamaya geçiş olasılığı $\lambda_{1,2}$, ikinci aşamadan yayınlanma olasılığı P_2 ise, ikinci aşama için denge–öncesi yayınlanma tesir kesiti $\sigma_C \lambda_{1,2} P_2$ olur ve benzer şekilde devam eder. Böylece; toplam direk ve denge–öncesi tesir kesiti,

$$\begin{aligned}\sigma_{Di} + \sigma_{Dö} &= \sigma_C P_1 + \sigma_C \lambda_{1,2} P_2 + \sigma_C \lambda_{1,2} \lambda_{2,3} P_3 + \dots \\ &= \sum_N P_N \prod_{k=1}^N \lambda_{k-1,k}\end{aligned}\quad (3.24)$$

olur. Burada; $\lambda_{0,1} = 1$ 'dir (Hodgson vd., 2003).

3.6. Denge ve Denge–Öncesi Nükleer Reaksiyon Modelleri

3.6.1. Weisskopf–Ewing Denge Modeli

Bir bileşik çekirdek reaksiyonuna ait tesir kesiti,

$$\sigma(\alpha \rightarrow \beta) = \sigma_C(\alpha) G_C(\beta) \quad (3.25)$$

şeklinde yazılabilir. Burada; $\sigma_C(\alpha)$, C 'nin α kanalında oluşmasına ait tesir kesitidir ve $G_C(\beta)$; C 'nin β kanalında bozunması ihtimalidir. Hesaplama kolaylığı için, açılal momentum ve parite ihmal edilmiştir. Bu durumda; $G_C(\beta)$, sadece bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisine bağlıdır. Heisenberg'in belirsizlik ilkesinden dolayı; sadece kararlı çekirdekler kesin olarak belirli enerjilere sahip olabildiklerinden, E_C enerjisi kesin olarak belirli bir büyüklük değildir. E_C 'deki belirsizlik; belirsizlik ilkesinden dolayı,

bileşik çekirdeğin β kanalındaki $\tau_\beta(E_C)$ parçalanma zamanı ile ters orantılı olan bir $\Gamma_\beta(E_C)$ büyüklüğü ile ölçülür ve

$$\Gamma_\beta(E_C)\tau_\beta(E_C) = \hbar \quad (3.26)$$

denklemini ile verilir. $\Gamma/\hbar$ büyüklüğü bir parçalanma olasılığıdır. Eğer; bileşik çekirdeğin toplam parçalanma olasılığı $\Gamma(E_C)/\hbar$ ise,

$$\Gamma(E_C) = \sum_{\beta} \Gamma_\beta(E_C) \quad (3.27)$$

bağıntısı ile yazılabilir. Diğer yandan; $G_C(\beta)$ bileşik çekirdeğin β kanalında parçalanma ihtimali olduğundan,

$$G_C(\beta) = \frac{\Gamma_\beta(E_C)}{\Gamma(E_C)} \quad (3.28)$$

yazılabilir.

α giriş kanalı ve β reaksiyon kanalı olmak üzere $\sigma(\alpha \rightarrow \beta)$ toplam tesir kesiti ile $\sigma(\beta \rightarrow \alpha)$ toplam tesir kesiti arasında ki genel bağıntı, iç açıl momentumlar dahil edilmeden,

$$k_\alpha^2 \sigma(\alpha \rightarrow \beta) = k_\beta^2 \sigma(\beta \rightarrow \alpha) \quad (3.29)$$

şeklinde verilebilir. Burada; $\sigma(\alpha \rightarrow \beta)$ reaksiyona ait toplam tesir kesitini ve $\sigma(\beta \rightarrow \alpha)$ ters reaksiyona ait tesir kesitini göstermektedir. İkinci haldeki giriş kanalı ve reaksiyon kanalı β 'dir. Denklem (3.25) ve (3.28), Denklem (3.29)' da yerine yazılırsa,

$$\frac{k_\alpha^2 \sigma_C(\alpha) \Gamma_\beta(E_C)}{\Gamma(E_C)} = \frac{k_\beta^2 \sigma_C(\beta) \Gamma_\alpha(E_C)}{\Gamma(E_C)} \quad (3.30)$$

ya da α ve β indislerine göre ayrılırsa,

$$\frac{k_\alpha^2 \sigma_C(\alpha)}{\Gamma_\alpha(E_C)} = \frac{k_\beta^2 \sigma_C(\beta)}{\Gamma_\beta(E_C)} = U(E_C) \quad (3.31)$$

elde edilir. Burada; $U(E_C)$, yalnız bileşik çekirdeğin enerjisine bağlı olan, fakat kanallardan hiç birine bağlı olmayan bir fonksiyondur. (3.31) denkleminde, (3.27) kullanılarak,

$$\frac{k_\beta^2 \sigma_C(\beta)}{\Gamma_\beta(E_C)} = \frac{\sum_\gamma k_\gamma^2 \sigma_C(\gamma)}{\sum_\gamma \Gamma_\gamma(E_C)} = \frac{\sum_\gamma k_\gamma^2 \sigma_C(\gamma)}{\Gamma(E_C)} \quad (3.32)$$

elde edilir. Denklem (3.28) kullanılarak da, β kanalındaki parçalanma olasılığı yazılabilir.

$$G_C(\beta) = \frac{k_\beta^2 \sigma_C(\beta)}{\sum_\gamma k_\gamma^2 \sigma_C(\gamma)} \quad (3.33)$$

ε_β ' dan $\varepsilon_\beta + d\varepsilon_\beta$ enerji aralıklı çıkan parçacık, U_β 'dan $U_\beta + dU_\beta$ enerji aralıklı kalan çekirdekten ayrılır. Burada, $U_\beta = E_C - B_\beta - \varepsilon_\beta$, E_C ; bileşik çekirdeğin enerjisi ve B_β 'da çıkan parçacığın bağlanma enerjisidir. Kalan çekirdeğin seviye yoğunluğu; $w(U_\beta)$ ve iki kanal boyunca istatistiksel ağırlıklar; g_α ve g_β ile gösterilebilir ve $g_\alpha = 2i_\alpha + 1$ ve $g_\beta = 2i_\beta + 1$ dir. i_α , i_β giren ve çıkan parçacıkların spinleri olmak üzere; aç integrali tesir kesiti,

$$\sigma(\alpha, \beta) d\varepsilon_\beta = \frac{\sigma(\gamma) g_\beta k_\beta^2 \sigma(\beta) w(U_\beta) dU_\beta}{\sum_\gamma \int_0^{\varepsilon_{\max}} g_\gamma k_\gamma^2 \sigma(\gamma) w(U_\gamma) dU_\gamma} \quad (3.34)$$

olur. $k^2 = 2\mu\varepsilon$ ve μ ; çıkan parçacığın indirgenmiş kütlesidir. Bu durumda; denklem,

$$\sigma(\alpha, \beta) d\varepsilon_\beta = \frac{\sigma(\gamma)(2i_\beta + 1)\mu_\beta \varepsilon_\beta \sigma(\beta) w(U_\beta) dU_\beta}{\sum_\gamma \int_0^{\varepsilon_{\max}} (2i_\gamma + 1)\mu_\gamma \varepsilon_\gamma \sigma(\gamma) w(U_\gamma) dU_\gamma} \quad (3.35)$$

şeklini alır. Bu denklem, açı integralli Weisskopf–Ewing formülü (Weisskopf and Ewing, 1940) olarak bilinir. İyi yaklaşım elde edebilmek için; seviye yoğunluğu, $w(U) \propto \exp(U/T)$ şeklinde gösterilebilir. Bu durumda; Weisskopf–Ewing teorisi ile verilen çıkan parçacık spektrumu, maxweliyendir (Hodgson vd., 2003; Taddesse, 2007).

3.6.2. Eksiton Model

Nükleer reaksiyonlar için Griffin modeli olarakta bilinen eksiton model denge–öncesi sürecin ilk başarılı teorisidir ve birçok araştırmacı tarafından genişletilip, düzenlenerek parçacık ve enerji ile oluşan tüm reaksiyonların açı integralli tesir kesitleri ve yayınlanan parçacık enerji dağılımını oldukça iyi hesaplayabilen bir model halini almıştır (Griffin, 1966).

Griffin modeli; nükleer potansiyeli, eşit aralıklı tek parçacık durumları olarak kabul eder. Mermi, hedef çekirdeğe girdikten sonra $1p - 0h$ (1 parçacık – 0 deşik) durumu oluşturur. Daha sonra; hedef nükleonlardan biriyle etkileşerek, $2p - 1h$ (2 parçacık – 1 deşik) durumunu meydana getirir. Bunu takip eden etkileşmeler daha fazla parçacık – deşik çiftini oluşturur. Sonuç olarak; yeteri kadar parçacık – deşik oluşunca, geriye doğru çift – yok olma süreci başlar ve bu olay, tekrar kararlı duruma gelinceye kadar devam eder (Blann, 1968; Griffin, 1966; Oblozinsky, 1974).

Eksiton model, Cline (1972) ve Ribansky vd., (1973) tarafından verilen master denklemlerinin çözümüne dayanır.

$$\begin{aligned} -q(n, t = 0) &= \lambda^+(E, n+2)\tau(n+2) + \lambda^-(E, n-2)\tau(n-2) \\ &- [\lambda^+(E, n) + \lambda^-(E, n) + W_l(E, n)]\tau(n) \end{aligned} \quad (3.36)$$

Burada; $q(n,t=0)$ başlangıç şartıdır, $\tau(n)$; sistemin $n=p+h$ eksitonlu bir durumda kalma zamanı, W_l ; n eksitonlu durumun birim zamandaki toplam bozunum ihtimali, E ; bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi, λ^+ ve λ^- sırasıyla; $n \rightarrow n+2$ ve $n \rightarrow n-2$ durumları için geçiş ihtimalleridir. Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$, başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ dir. (Aydın vd., 2004).

Eksiton model, iki temel varsayımı kullanmıştır. Bu varsayımlar; kaskatın büyük eksiton sayılarında yaklaşık olarak doğru iken, birkaç eksitonun uyarıldığı kaskatın başlangıcında, varsayımların geçerliliğinde başarısızlık olasılığı vardır. İlk varsayım, eksitonların enerji dağılımını verir. $dN_p(p, h, E, \varepsilon)$, ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasındaki E toplam enerjili p ve h yapılanmış eksitonların sayısı (enerji dağılımı), ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında enerjisi bulunan bir parçacık ve geriye kalan $E - \varepsilon$ enerjiye sahip $p-1$ ve h durum sayısı ile E enerjili p, h yapılanmalı durum sayılarının arasındaki oranı ile verilir. Eğer; E enerjili p ve h yapılanmalarının durum yoğunluğu $\rho_{p,h}(E)$, $E - \varepsilon$ enerjili $p-1$ ve h yapılanmalarının durum yoğunluğu $\rho_{p-1,h}(E - \varepsilon)$ ve $g = 1/d$ tek parçacık durum yoğunluğu (Fermi gaz model yaklaşımı $g = 3A/2\varepsilon_F$) ise,

$$dN_p(p, h, E, \varepsilon) = P_p(p, h, E, \varepsilon) = \frac{\rho_{p-1,h}(E - \varepsilon)gd\varepsilon}{\rho_{p,h}(E)} \quad (3.37)$$

olur. Burada; çekirdeğin E enerjili p ve h yapılanmalarının durum yoğunluğu $\rho_{p,h}(E)$ Denklem (3.37)' de verilen ifadedir. Eksiton modelin ikinci varsayımı, çeşitli reaksiyonların tesir kesitinin ve verilen bir aşamadaki eksitonların olası enerjideki geçiş hızlarının değerlerinin tahminini kolaylaştırmaktadır. Dağılım olasılığından yola çıkarak; parçacık yayılımı için bozunma hızı hesaplanabilir. p ve h yapılanmalı bir durumdan, $\varepsilon_v = \varepsilon - E_B$ (E_B parçacığın bileşik çekirdekteki bağlanma enerjisi) enerjili sürekli bölgedeki bir parçacık durumuna yayılım için bozunma hızı $\lambda_{p,h,v}(E, \varepsilon_v)$,

$$\Gamma_{p,h,v}^\uparrow(E, \varepsilon_v)d\varepsilon_v = \lambda_{p,h,v}(E, \varepsilon_v)d\varepsilon_v = P_p(p, h, E, \varepsilon)d\varepsilon_v \left(\frac{\sigma_{inv}(\varepsilon_v)v\rho_v(\varepsilon_v)}{gV} \right) \quad (3.38)$$

denklemleri ile verilir. Burada; v parçacığın çekirdek dışındaki hızı, g çekirdekdeki tek parçacık durum yoğunluğu, V hacim ve Fermi Gaz Modeli ile

$$\rho_v(\varepsilon_v) = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \frac{(s_v + 1)m_v \varepsilon_v V}{v} \quad (3.39)$$

şeklinde verilmektedir (Gadioli and Hodgson, 1992).

3.6.3. Tam Eksiton Model

Bu model, hedef çekirdek ile gelen parçacık arasındaki ilk etkileşmeden sonra sistemin uyarılacağını ve uyarılma sonucunda sisteme giren fazla enerji nedeniyle, sistemde karmaşıklık oluşacağını söyler. Fakat bu karmaşıklığın, bir dizi basamaktan geçtikten sonra dengeye tekrar ulaşılabilceği varsayılır. Bu da, oluşan bu basamakların her birinde sistemin temel hale dönebilmesi için gerekli enerji yayılması anlamına gelmektedir. Bu yayılan enerjiler yüzünden deşikler ve parçacıklar uyarılabilir. Farklı karmaşıklıkta uyarılmış parçacık ve deşik, sayılarına göre sınıflandırılır. Bu modelde; çekirdek potansiyeli ise, eşit aralıklarla yerleştirilmiş tek-parçacık durumuyla temsil edilmektedir. Gönderilen parçacık hedef çekirdeğe girdiği zaman $1p-0h$ (veya 1-uyarılma) durumunu, hedef çekirdeğe ait nükleonlardan birisiyle etkileşerek $2p-1h$ (veya 3-uyarılma) durumunu oluşturur. Burada p ; parçacık sayısını, h ; deşik sayısını ifade eder. Daha sonraki etkileşmelerle birlikte de daha çok parçacık-deşik çiftinden oluşan durumları oluşturur. Ayrıca, Eksiton modelinde denge süreçleri vardır. Bu süreç içerisinde parçacık yayınlanma olasılığını hesaplamak mümkündür. Bu hesaplama yöntemini ise, çiftlenimli Pauli Master denklemlerinin doğrudan nümerik çözümleri oluşturur. Bu modelin temel özelliğini de, nükleer bir reaksiyonun zamana göre fonksiyonu olmasıdır. Bu bilgiler Denklem 3.40’ da tanımlanmıştır (Kaplan vd., 2009c).

$$\begin{aligned} (dP/dt) = & \lambda^+(n-2)P(n-2, t) + \lambda^+(n+2)P(n+2, t) - \{\lambda^+(n) + \lambda^-(n) \\ & W(n)P(n, t)\} \end{aligned} \quad (3.40)$$

Denklem 3.40' da $P(n,t)n(n = p+h)$, uyarılma durumunda bulunma olasılığıdır. λ_+, λ_- $n \rightarrow n+2$ ve $n \rightarrow n-2$ geçiş hızları, parçacıkların $W(n)$ n uyarılma durumundan tüm enerjilerde yayınlanma hızıdır. Burada, ana denklem sistemi için başlangıç koşulu;

$$P(p,h,0) = \delta(p,p_0) \delta(h,h_0) \quad (3.41)$$

nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0=2$, başlangıç deşik sayısı $h_0=1$ ' dir. Tesir kesiti integrali ise,

$$d\sigma/d\varepsilon = \sigma_a \Sigma W_b(n,\varepsilon) \tau(n) \quad (3.42)$$

bağıntısından hesaplanır. Burada σ_a reaksiyon tesir kesiti, $\tau(n)$ de n uyarılma durumunda ortalama ömrüdür ve ortalama ömür de $t=0$ dan $t=\infty$ arasındaki integrasyonundan

$$\tau(n) = \int P(n,t) dt \quad (3.43)$$

bulunur. $W_b(n,\varepsilon)$, b parçacığının n . uyarılma basamağından ortalama yayınlanma hızıdır (Kaplan vd., 2009c).

3.6.4. İki Bileşenli Eksiton Model

Aşağıdaki reaksiyon denklemlerinde, p_π (p_ν) proton (nötron) parçacık sayısı ve h_π (h_ν) proton (nötron) boşluk sayısı olarak gösterilmiştir. Buradan proton uyarım sayısı $n_\pi = p_\pi + h_\pi$ ve nötron uyarım sayısı $n_\nu = p_\nu + h_\nu$ olarak tanımlanır. Buradan, $p = p_\pi + p_\nu$ boşluk sayısı $h = h_\pi + h_\nu$ ve uyarım sayısı $n = n_\pi + n_\nu$ olan bağımsız bir parçacık sayısı oluşturabiliriz. Sistemin zamansal gelişimi ana denklemle tanımlanabilmektedir. Bu tanım, uyarım durumunun belirli bir sınıfını kayıp ve kazanç açısından tanımlamaktadır. Öncelikle, denge öncesi nükleer reaksiyon diferansiyel tesir kesiti için k ya bağlı yayınlanma enerjisi E_k ile ifade edilir. Birleşik çekirdek reaksiyonları için tesir kesiti σ^{CF} ve yayınlanma oranı W_k ,

$$\frac{d\sigma_k^{PE}}{dE_k} = \sigma^{CF} \sum_{p_\pi=p_\pi^0}^{p_\pi^{max}} \sum_{p_v=p_v^0}^{p_v^{max}} W_k(p_\pi, h_\pi, p_v, h_v, E_k) \tau(p_\pi, h_\pi, p_v, h_v) xP(p_\pi, h_\pi, p_v, h_v) \quad (3.44)$$

denklemleri ile çözümlenir. Burada P faktörü, durum öncesinden geriye kalan yayınlanmaların denge öncesi durumlarının bir kısmı olan popülasyonu ve şu anda içinden geçen (p_π, h_π, p_v, h_v) yapılandırılmaların ortalama zamanını temsil etmektedir. Bu ilk proton ve nötron parçacık numaraları $p_\pi^0 = Z_p$, ve $p_v^0 = N_p$, sırasıyla $Z_p(N_p)$ proton (nötron) sayısı olarak ifade edilir. Reaksiyon sürecinde herhangi bir uyarım durumu için $h_\pi = p_\pi - p_\pi^0$ ve $h_v = p_v - p_v^0$ birincil denge öncesi nükleer reaksiyon başlangıcındaki eşik numarası $h_\pi^0 = h_v^0 = 0$ dır. Nötron girişli reaksiyon örneğinde, başlangıçtaki uyarım numarası $n^0 = n_v^0 = 1$ ($0p_\pi 0h_\pi 1p_v 0h_v$) iken, denge öncesi nükleer reaksiyonlar için gama yayılımı bu durumda (nükleon emisyonları temel olarak elastik saçılma durumundandır ve zaten optik model ile kaplıdır) meydana gelebilir. Parçacık yayınlanması sadece $n = 3$ ($2p1h$) oluşur. Fiziksel fonksiyonlara bağlı bir değer $p_\pi^{max} = p_v^{max} = 6$ olarak toplamın üst sınırıdır. Maksimum değerler p_π^{max} ve p_v^{max} böylece beraberinde denge öncesi otomatik ayırma ve birleşik çekirdek miktarıdır (Koning vd., 2013).

3.6.5. Cascade Eksiton Model

Cascade Eksiton Model (CEM), reaksiyonların üç safhada meydana geldiğini kabul eder. İlk safha nükleer seviyelerdeki geçiştir. İkinci safha denge–öncesine; üçüncü safha ise, denge durumuna karşılık gelir. Bu üç bileşen deneysel olarak ölçülen değerlere katkıda bulunur. Buna göre, parçacık spektrumu için aşağıdaki eşitlik yazılır.

$$\sigma(p) dp = \sigma_{in} [N^{cas}(p) + N^{prq}(p) + N^{eq}(p)] dp \quad (3.45)$$

Burada; cascade, denge–öncesi, denge durumlarındaki etkileşimleri ifade eder. Buradaki σ_{in} esnek olmayan saçılma tesir kesiti, ardı ardına geçiş model içinde hesaplanır (Yiğit; Tel, 2012).

Cascade Modeli, hızlı parçacıkların kinematik karakteristikleri hakkında bütün bilgileri içinde bulunduran reaksiyon geometrisini hesaba katar. Fakat bu parçacıklar arasındaki etkileşimleri ihmal eder. Diğer taraftan; Exciton Modeli uyarılmış bir çekirdeği; hh, ph ve pp etkileşimleri hesaba katan yarı-parçacık gazı gibi düşünür. Cascade modeli aşamaları, gelen parçacığın kinetik enerjisi nükleonun bağlanma enerjisini aştığı durumda gerçekleşir. Geniş bir enerji bölgesinde yayılan parçacıkların nükleer reaksiyon özelliklerinin tanımını geliştirmek için bu iki modeli birleştirmek önemlidir. Ayrıca, Cascade Exciton Modeli için; hızlandırılan parçacıklar ve çekirdek iki farklı tür olarak düşünülür ve bu parçacıklar arasında da çarpışmalar ihmal edildiği için, hesaplamalarda verilen enerjiler arasında dalgalanma gözükür (Şarer vd., 2009).

3.6.6. Hibrit Model

Hibrit Model, Fermi–gaz–denge modeli ile Griffin (Eksiton) modellerinin temel özelliklerinin birleşiminden meydana gelmektedir. Hibrit Model; Griffin modelinde olduğu gibi tek parçacık durumlarını eşit aralıklı bir yerleşim olarak kabul eder ve çekirdek durumlarını, uyarılmış parçacık ve deşikleri içerecek şekilde sınıflandırır (Blann, 1971 ve Cline, 1972).

Hibrit Model; E enerjili $n = p + n$ eksiton yapılanmalı bileşik çekirdekten ε_v kanal enerjili v tipi bir parçacığın (bir proton ya da bir nötron) yayınlanma olasılığını vermektedir. İfade; $\varepsilon = \varepsilon_v + E_B$ uyarılma enerjili bir parçacığın bileşik çekirdekte bulunma olasılığına bağlı olarak parçacığın sürekli bölgeye bozunma hızı $\lambda_v(\varepsilon)$ 'nın, birim zamandaki çarpışma olasılığı $\lambda_{1p}(\varepsilon)$ ve $\lambda_v(\varepsilon)$ toplamı olan toplam parçacık bozunma hızına oranı ile verilmiştir. Denge–öncesi bozunum için hibrit model,

$$\sigma(\varepsilon_v)d\varepsilon_v = \sigma_R P_v(\varepsilon_v)d\varepsilon_v \quad (3.46)$$

$$P_v(\varepsilon_v)d\varepsilon_v = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} \left[{}_nX_v N_n(\varepsilon, U) / N_n(E) \right] g d\varepsilon_v \left(\frac{\lambda_v(\varepsilon)}{\lambda_v(\varepsilon) + \lambda_{1p}(\varepsilon)} \right) D_n^h \quad (3.47)$$

ile verilir. Burada, σ_R ; reaksiyon tesir kesiti, ${}_nX_v$; n eksiton durumundaki v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısı, $P_v(\varepsilon_v)d\varepsilon_v$; enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında sürekli bölgeye yayınlanan v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısını gösterir. Ayrıca, E bileşik sisteminin uyarılma enerjisi ve U kalan çekirdek uyarılma enerjisi olmak üzere, $N_n(\varepsilon, U)$; $\varepsilon = \varepsilon_v + E_B$ enerjili yayınlanan bir parçacık ve $U = E - \varepsilon_v - E_B$ enerjili kalan $n-1$ eksiton durumları sayısı, $N_n(E)$; E toplam uyarılma enerjisindeki n eksiton durumlarının toplam sayısıdır. D_n^h (azaltma faktörü); bir n - eksiton zincirindeki başlangıç popülasyon kesiti, g ; tek-parçacık durum yoğunluğudur. Denklem 3.47' deki köşeli parantez içindeki nicelik sürekli bölgede enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında olan parçacık sayısını verir (Blann, 1971, 1975; Gadioli and Hodgson, 1992)..

3.6.7. Geometri Bağımlı Hibrit Model

Deneysel sonuçlar arasındaki erken karşılaştırmalar denge öncesi eksiton model hesaplamaları ve intranükleer çıkış hesaplamaları eksiton modelin çok az denge öncesi parçacık verdiğini gösterir ve bunlar beklenen başlangıç eksiton konfigürasyonları için spektral dağılımda çok yumuşaktır. İnanükleer çıkış hesap sonuçları eksiton modelin eksikliğin nükleer yüzeyden arttırılmış yayınının düzgün bir şekilde tekrar üretilmesinde başarısızlığa sebep olduğunu gösterir. Bu eksikliğe birinci dereceden düzeltmeyi sağlamak için, hibrit model Blann ve Vonach tarafından tekrar formüle edilmiştir (Blann ve Vonach, 1983).

Bu yolla, Geometri Bağımlı Hibrit Modelde (GBH) daha yüksek etki parametrelerince örneklenen dağınık yüzey özellikleri denge öncesi bozunum oluşumu içine ham olarak dahil edilmiştir.

$$\frac{d\sigma(\varepsilon_v)}{d\varepsilon_v} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l P_v(l, \varepsilon_v) \quad (3.48)$$

Denklem 3.48 da GBH model tesir kesiti fonksiyonu formülize edilmiştir.

3.7. Seviye Yoğunluğu Reaksiyon Modelleri

Teorik olarak tesir kesiti hesaplamalarında, tam olarak bilinmeyen ve/veya deneysel olarak gözlemlenmeyen seviye yoğunlukları için teorik seviye yoğunluğu modelleri kullanılır. Her bir E_x enerji seviyesi için temel seviye yoğunluğu $\rho_F(S_n, J, \Pi)$ ile ifade edilir ve burada J spin, Π ise paritedir. Toplam seviye yoğunluğu fonksiyonu $\rho^{tot}(E_x)$ ifade edilir ve bu ifade spin – parite faktörüne bağlı olarak denklem 3.49 ile verilir.

$$\rho^{tot}(E_x) = \sum_J \sum_{\Pi} \rho_F(E_x, J, \Pi) \quad (3.49)$$

Enerjiye bağlı toplam seviye yoğunluğu durumu;

$$w^{tot}(E_x) = \sum_J \sum_{\Pi} (2J + 1) \rho(E_x, J, \Pi) \quad (3.50)$$

ile ifade edilir. Burada $2J+1$ nükleer enerji seviyeleri için her bir seviye durumunun hesaba katıldığını göstermektedir. Seviye yoğunluğunu temel matematiksel bir fonksiyonun açılımı olarak ifade edersek;

$$\rho(E_x, J, \Pi) = P(E_x, J, \Pi) R(E_x, J) \rho^{tot}(E_x) \quad (3.51)$$

dir. Burada $P(E_x, J, \Pi)$ seviye yoğunluğu parite dağılımı ve $R(E_x, J)$ seviye yoğunluğu spin dağılımını ifade eder (Koning vd., 2013).

Bu çalışmada beş farklı seviye yoğunluğu modeli kullanılmıştır. Bunlar;

- Fermi gaz seviye yoğunluğu modeli,
- Sabit sıcaklık fermi gaz seviye yoğunluğu modeli,
- Geri kaydırmalı fermi gaz seviye yoğunluğu modeli,
- Genelleştirilmiş süper akışkan seviye yoğunluğu modeli,
- Hartree–Fock–Bogoliubov seviye yoğunluğu modelidir.

3.7.1. Fermi Gaz Modeli

Tartışmasız en iyi bilinen analitik seviye yoğunluğu ifadesi Fermi Gaz modeli (FGM)’dir. Bu model çekirdeğin uyarılmış seviyelerinin eşit aralıklı olduğu ve

kolektif seviyelerinin bulunmadığına tek parçacık durumu varsayımına dayanmaktadır. İki fermiyon sistemi, örneğin uyarılmış nötron ve proton arasında ayırım için, toplam Fermi–gaz durum yoğunluğu Denklem 3.52 ile verilir.

$$w_F^{tot}(E_x) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \quad (3.52)$$

Burada U Denklem 3.53 ile tanımlanmıştır.

$$U = E_x - \Delta \quad (3.53)$$

Bu denklemde; enerji değişimi Δ ; çekirdek içindeki bilinen tek–çift etkileşimlerini simüle etmek amacıyla dahil edilen eşleme enerjisine bazı modeller için oldukça yakın veya eşit olan ampirik bir parametredir. Altında yatan fikir de, Δ ’nın her bileşen ayrı ayrı uyarılmadan önce nükleon çiftlerinin ayrılmalı olduğu gerçeğidir. Uygulamada, Δ gözlenebilirlerin yeniden ayarlanabilmesinde bir parametre olarak önemli bir rol oynar ve tanımı burada tartışılan çeşitli modeller için farklı olabilir. Denklem 3.52’de E_x gerçek uyarılma enerjisi temel değişken olarak, U efektif uyarılma enerjisi ise genellikle süreklilik ile ilişkilendirilerek kullanılır. Denklem 3.53’de ayrıca seviye yoğunluğu değişkeni olan a ’ yı da içermektedir ki bu değer teorik olarak,

$$a = \frac{\pi^2}{6} (g_\pi + g_\nu) \quad (3.54)$$

ifadesi ile verilirken buradaki g_π (g_ν) ifadesi Fermi enerjisi yakınlarında proton (nötron) tek parçacık durumlarının varlığını gösterir. Pratikte a Denklem 3.54 ile göz önünde tutulan belirli çekirdeklerin gözlemsel verileri ile veya global sistematikten belirlenir. Çağdaş analitik modellerde bu durum enerjiye bağlıdır. Toplam açısal momentum projeksiyonlarının rastgele birleştiği varsayımı altında, Fermi gaz seviyesinin yoğunluğu Denklem 3.55 ile elde edilebilir.

$$\rho_F(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi\sigma^3}} \exp \left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12 a^{1/4} U^{5/4}} \quad (3.55)$$

Burada ilk $1/2$ faktörü yukarıda bahsedilen söz konusu eş parite dağılımını temsil eder ve σ^2 açısal momentum dağılım genişliğini temsil eden spin kesme parametresidir ve bu uyarım enerjisine bağlıdır. Denklem 3.55' in çarpanlara ayrılmış özel bir durumu ve Fermi gaz spin dağılımı Denklem 3.56 ile verilmiştir.

$$R_F(E_x, J) = \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp \left[-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2} \right] \quad (3.56)$$

Burada; $\rho_F(E_x, J, \Pi)$ ' nin tüm spin ve pariteler üzerinde toplanmasıyla, toplam Fermi gazı seviyesi yoğunluğu şu şekilde elde edilir,

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (3.57)$$

ki bu durum Denklem 3.57' den toplam Fermi gaz durum yoğunluğu ile Denklem 3.58'de gösterilmiştir.

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{w_F^{tot}(E_x)}{\sqrt{2\pi\sigma}} \quad (3.58)$$

Bu denklemler göstermektedir ki, ρ_F^{tot} ve ρ_F üç değişkene bağlı olarak hesaplanmaktadır; a , σ ve Δ . Bunlardan ilk ikisi özel enerji bağımlılıklarına sahipken, Δ ' nın diğer parametrelere göre farklı özel enerji yoğunluğuna sahip olduğunu göstermektedir. Fermi gaz modelinde, seviye yoğunluğu parametresi a ; D_0 nötron ayrılma enerjisindeki ortalama s -dalga seviye boşluğu ve S_n deneysel s -dalga rezonanslarından elde edilebilen veriler ile türetilir. Bunun için, Denklem 3.59 kullanılır.

$$\frac{1}{D_0} = \sum_{J=|I-\frac{1}{2}|}^{J=I+\frac{1}{2}} \rho_F(S_n, J, \Pi) \quad (3.59)$$

Burada; I , hedef çekirdeğin spinidir. Bu denklemden, seviye yoğunluğu parametresi a ; tekrarlamalı arama yöntemi ile çıkartılabilir (Koning, vd., 2013).

3.7.2. Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli

Sabit Sıcaklık Fermi Gaz modelinde (SSFGM), Gilbert ve Cameron tarafından sunulduğu gibi, uyarılma enerjisi aralığı 0 MeV'den itibaren eşleşen enerji değeri E_M' ye kadar düşük enerji bölgesine ayrılmıştır ve sözde sabit sıcaklık yasaları geçerli iken E_M' nin üstünde kalan daha yüksek enerji bölgesinde ise Fermi Gaz modeli uygulanır. Bu nedenle; elde edeceğimiz toplam seviye yoğunluğu,

$$\rho^{tot}(E_x) = \begin{cases} \rho_T^{tot}(E_x), & E_x \leq E_M \\ \rho_F^{tot}(E_x), & E_x \geq E_M \end{cases} \quad (3.60)$$

şeklindedir ve benzer şekilde seviye yoğunluğu ise şu şekilde olacaktır,

$$\rho(E_x, J, \Pi) = \begin{cases} \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_T^{tot}(E_x), & E_x \leq E_M \\ \rho_F(E_x, J, \Pi), & E_x \geq E_M \end{cases} \quad (3.61)$$

Denklem 3.54'deki spin dağılımı, Denklem 3.61'de açıklanan spin kesme parametreleri için düşük enerji davranışını içeren sabit sıcaklık bölgesinde de kullanılmıştır. Fermi gaz açıklaması için, efektif uyarılma enerjisi

$$U = E_x - \Delta^{SSFGM} \quad (3.62)$$

kullanılır ve bu eşitlikteki enerji kayması şu şekildedir;

$$\Delta^{SSFGM} = x \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (3.63)$$

dır. Burada x değeri;

$$x = \begin{cases} 0, & \text{tek} - \text{tek} \\ 1, & \text{tek} - \text{çift} \\ 2, & \text{çift} - \text{çift} \end{cases} \quad (3.64)$$

ile verilir. Düşük uyarılma enerjisi için sabit sıcaklık modeli; Denklem 3.65' de eksponensiyel kuralıyla yeniden ifade edilebilen ilk ayrık seviyeye sahip kümülatif histogramların deneysel kanıtlarına dayandırılarak yeniden ifade edilmiştir.

$$N(E_x) = \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (3.65)$$

Bu denklem, sabit sıcaklık kanunu olarak isimlendirilir. T nükleer sıcaklık ve E_0 , deneysel ayrık seviye formülünü elde etmek için gerekli parametrelerdir. Buna göre, toplam seviye yoğunluğunun sabit sıcaklık kısmı,

$$\rho_T^{tot}(E_x) = \frac{dN(E_x)}{dE_x} = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (3.66)$$

ile ifade edilir. Daha yüksek enerjiler için Fermi gaz modeli daha uygundur ve toplam seviye yoğunluğu Denklem 3.66 ile verilir. ρ_T^{tot} ve ρ_F^{tot} ifadeleri ve onların türevleri özdeşler ve E_M eşleşme enerjisinde, eşitlenmek zorundadır. İlk olarak, süreklilik için;

$$\rho_T^{tot}(E_x) = \rho_F^{tot}(E_M) \quad (3.67)$$

gerekir. Bu denklemde, Denklem 3.66' da yerine koyularak doğrudan aşağıdaki koşul elde edilir.

$$E_0 = E_M - T \ln[T \rho_F^{tot}(E_M)] \quad (3.68)$$

İkinci olarak, türevlerin sürekliliği için,

$$\frac{d\rho_T^{tot}}{dE_x}(E_x) = \frac{d\rho_F^{tot}}{dE_x}(E_M) \quad (3.69)$$

denklemini gerekir. Bu denklemde, Denklem 3.67' da yerine koyularak doğrudan aşağıdaki koşul elde edilir.

$$\frac{d\rho_T^{tot}}{T}(E_x) = \frac{d\rho_F^{tot}}{dE_x}(E_M) \quad (3.70)$$

veya

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln \rho_F^{tot}}{d E_x} (E_M) \quad (3.71)$$

kullanılır. Prensip olarak, enerjiye bağımlı ifadeler olan a , σ^2 , K_{rot} vb. tüm Fermi Gaz tipi ifadeler için, Denklem 3.71 analitik olarak detaylandırılabilir ancak, pratikte eşleme probleminde kullanılmak üzere herhangi bir seviye yoğunluğu modeline izin vermek için sayısal bir yaklaşım kullanırız. Bunun için, yeterli yoğun enerji aralığında ρ_T^{tot} numerik olarak hesaplanarak, Denklem 3.65'in ters sıcaklığını belirleriz.

Eşleme problemi, Denklem 3.68 ve 3.71 ile verilen T , E_0 ve E_M üç bilinmeyenli iki koşullu bir denklem olarak verilir. Bu yüzden, başka kısıtlamalara ihtiyacımız vardır. Bu da; ayrık seviye bölgesinde sabit sıcaklık kuralının deneysel ayrık seviyelerin yeniden üretilmesini talep ederek elde edilir. Yani, ρ_T^{tot} 'un

$$N_U = N_L + \int_{E_L}^{E_U} dE_x \rho^{tot}(E_x) \quad (3.72)$$

veya Denklem 3.72'ün yerine konularak elde edilen

$$N_U = N_L + \left(\exp \left[\frac{E_U}{T} \right] - \exp \left[\frac{E_L}{T} \right] \right) \exp \left[\frac{-E_0}{T} \right] \quad (3.73)$$

denkleminde uymasını gerektirir. Denklem 3.68, 3.71 ve 3.72'in kombinasyonu; T , E_0 ve E_M 'yi belirler. Denklem 3.69'de Denklem 3.73' ü yerine yazarak aşağıdaki ifade türetilir.

$$T \rho_F^{tot}(E_M) \exp \left[\frac{-E_M}{T} \right] \left(\exp \left[\frac{E_U}{T} \right] - \exp \left[\frac{E_L}{T} \right] \right) + N_L - N_U = 0 \quad (3.74)$$

Buradan E_M , Denklem 3.74 ile verilen değerlerin eşzamanlı kullanımı ile tekrarlamalı prosedür ile çözülebilir. N_L ve N_U seviyeleri öyle seçilir ki $\rho_T(E_x)$ gözlemlenen ayrık durumların en iyi tanımını verir ve bu seviyeler nükleer yapı veri tabanında depolanır. Yok olan veya yeterli olmayan çekirdekler için ayrık seviyeler sıcaklığa bağlı olan ampirik formül ile verilir. Efektif model için;

$$T = -0,22 + \frac{9,4}{\sqrt{A(1+\gamma\delta W)}} \quad (3.75)$$

ve kollektif model için denklem şu şekildedir,

$$T = -0,25 + \frac{10,2}{\sqrt{A(1+\gamma\delta W)}} \quad (3.76)$$

Daha sonra doğrudan Denklem 3.68 ve Denklem 3.71'deki E_0 'dan E_M 'yi elde ederiz. Denklemler 3.75 ve 3.76 yeterli ayrık seviye bilgisi var olan çekirdeklerin tüm bireysel değerlerini yerine konularak yeniden elde edilir. T 'nin global ifadesi birkaç durumda E_M 'nin açıkça ölçek dışı olan değerlerini oluşturur. Bu durumda, eşleşme enerjisi için ampirik ifadelerle başvururuz. Denklem 3.76' dan T yi elde ettikten sonra, efektif model için

$$E_M = 2,33 + \frac{253}{A} + \Delta^{SSFGM} \quad (3.77)$$

ve kolektif model için $E_M = 2,67 + \frac{253}{A} + \Delta^{SSFGM}$ elde edilir (Koning vd., 2013).

3.7.3. Geri Kaydırmalı Fermi Gaz Modeli

Geri Kaydırmalı Fermi Gaz modeli (GKFGM)'nde, çiftlenme enerjisi ayarlanabilir parametre gibi davranır ve Fermi Gaz ifadesi 0 MeV'e kadar olan tüm yol boyunca kullanılır. Bu yüzden toplam seviye yoğunluğu için

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4}U^{5/4}} \quad (3.78)$$

ve seviye yoğunluğu için

$$\rho_F(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi\sigma^3}} \exp \left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{1/4}U^{5/4}} \quad (3.79)$$

denklemleri kullanılır. a ve σ^2 için enerji-bağımlı ifadeleri içerdiği gibi bu denklemler de

$$U = E_x - \Delta^{GKFGM} \quad (3.80)$$

efektif uyarılma enerjisi ifadesini içerir. Burada enerji kayması;

$$\Delta^{GKFGM} = x \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (3.81)$$

burada x değeri;

$$x = \begin{cases} 0, & \text{tek} - \text{tek} \\ 1, & \text{tek} - \text{çift} \\ 2, & \text{çift} - \text{çift} \end{cases} \quad (3.82)$$

ve δ çekirdek başına deneysel veriyi uydurmak için kullanılan ayarlama parametresidir. Geri Kaydırmalı Fermi Gaz modelinin esas problemi, onun nükleer model analizinde varsayılan seviye yoğunluğu seçeneğinin kullanımını engelleyen, U sıfıra giderken Denklem 3.78 ve 3.79'un ıraksanmasıdır. Bu problemin çözümü Grossjean ve Feldmeier tarafından sağlanmış. Toplam Geri Kaydırmalı Fermi Gaz modelinin seviye yoğunluğu için bu ifade;

$$\rho_{GKFGM}^{tot}(E_x) = \left[\frac{1}{\rho_F^{tot}(E_x)} + \frac{1}{\rho_0(t)} \right]^{-1} \quad (3.83)$$

Burada; ρ_0 şu denklem ile verilir.

$$\rho_0(t) = \frac{\exp(1) (a_n + a_p)^2}{24\sigma \sqrt{a_n a_p}} \quad (3.84)$$

Burada, $a_n = a_p = a/2$ ve $t = \sqrt{U/a}$ ile verilir. Genel spin dağılımı ile, seviye yoğunluğu denklemi aşağıdaki şekildedir,

$$\rho_F(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp \left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \rho_{GKFGM}^{tot}(E_x) \quad (3.85)$$

Özet olarak, Geri Kaydırmalı Fermi Gaz modeli için a ve δ olmak üzere iki ayarlanabilir parametre vardır (Koning vd., 2013).

3.7.4. Genelleştirilmiş Süper Akışkan Model

Genelleştirilmiş Süper Akışkan model (GSAM); Bardeen–Cooper–Schrieffer teorisine göre süperiletken eşleşme bağıntılarını dikkate alır. Modelin fenomenolojik versiyonu, eşleştirme korelasyonları Fermi Gaz tarafından açıklanan yüksek enerjili bölgeye, seviye yoğunluğunu kuvvetle etkileyen düşük enerji, bir süper akışkan davranışı göstererek, faz geçişi ile karakterize edilir. Böylece; Genelleştirilmiş Süper Akışkan model için düşük ve yüksek enerji bölgelerindeki ayırım doğal olarak teoriden gelmesine ve eşleşme enerjisini belirleyen özel ayrık seviyelere bağlı olmamasına rağmen Genelleştirilmiş Süper Akışkan model, bu ayrımı genişletmek için Sabit Sıcaklık Fermi Gaz model' e benzer. Bunun yerine bu model, otomatik olarak düşük enerjilerdeki gibi sabit sıcaklıktaki modeller gibi benzer bir durum sergiler. Seviye yoğunluk ifadeleri için, toplam seviye yoğunluğu formülü Denklem 3.86 ile verilmiştir.

$$\rho^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{e^S}{\sqrt{D}} \quad (3.86)$$

Burada, S entropi ve D eyer noktası yaklaşımı ile ilişkili determinanttır. Genelleştirilmiş Süper Akışkan model için bu ifade iki şekilde verilir: biri kritik enerji denilen U_c 'nin altında biri ise üstündedir. U_c 'nin altındaki enerjiler için seviye yoğunluğu U_c 'de tanımlanan termodinamik fonksiyonlar cinsinden ifade edilir. U_c ;

$$U_c = a_c T_c^2 + E_{cond} \quad (3.87)$$

ile verilir. Burada T_c kritik sıcaklık

$$T_c = 0,567\Delta_0 \quad (3.88)$$

olup eşleşme bağıntı fonksiyonu,

$$\Delta_0 = \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (3.89)$$

ile verilir. Aynı zamanda bu bağıntı fonksiyonu Fermi gaz fazı ile ilişkili süper akışkan fazının azalışını karakterize eden E_{cond} yoğunlaşma enerjisini belirler. Bu;

$$E_{cond} = \frac{3}{2\pi^2} a_c \Delta_0^2 \quad (3.90)$$

ifade ile verilir. Burada a_c kritik seviye yoğunluk parametresi aşağıdaki tekrarlı denklem ile verilir. Seviye yoğunluğunun belirlenmesi için aşağıdaki ifadeler kullanılmalıdır.

$$a_c = \tilde{a} \left[1 + \delta W \frac{1 - \exp(-\gamma a_c T_c^2)}{a_c T_c^2} \right] \quad (3.91)$$

Bu denklem $\tilde{a}$, δW ve γ bilindiğinde kolaylıkla elde edilir. Denklem 3.91 gösterir ki, kabuk etkileri uygun olarak hesaba katılmıştır. S_c kritik entropi değeri için;

$$S_c = 2a_c T_c \quad (3.92)$$

D_c kritik determinant değeri için;

$$D_c = \frac{144}{\pi} a_c^3 T_c^5 \quad (3.93)$$

ve sigma σ_c^2 kritik dönme kesme parametresi,

$$\sigma_c^2 = 0,01389 A^{5/3} \frac{a_c}{\tilde{a}} T_c \quad (3.94)$$

dir. Bu durumda, herşey U_c 'de özelleştirilmiştir. U_c altındaki seviye yoğunluğunu tanımlamak için süper akışkan durum denklemini kullanabiliriz. Bunun için efektif uyarılma enerjisinin tanımı,

$$U' = E_x + x\Delta_0 + \delta \quad (3.95)$$

ile verilir. Burada x değeri;

$$x = \begin{cases} 0, & \text{tek} - \text{tek} \\ 1, & \text{tek} - \text{çift} \\ 2, & \text{çift} - \text{çift} \end{cases} \quad (3.96)$$

ve δ çekirdek başına düşen deneysel verinin en iyi tanımını elde etmek için kullanılan ayarlama kaydırma parametresidir. Dikkat edilmelidir ki; x için düzenleme Geri Kaydırmalı Fermi Gaz model veya Sabit Sıcaklı Fermi Gaz modelden farklıdır.

$$\varphi^2 = 1 - \frac{U'}{U_c} \quad (3.97)$$

tanımlanarak $U' \leq U_c$ için φ ve T nicelikleri süper akışkana uyarlar.

$$\varphi = \tanh\left(\frac{T_c}{T}\varphi\right) \quad (3.98)$$

olup

$$T = 2T_c\varphi \left[\ln \frac{1+\varphi}{1-\varphi}\right]^{-1} \quad (3.99)$$

tanımlanarak $U' \leq U_c$ için gerekli diğer fonksiyonlar, S entropisi

$$S = S_c \frac{T_c}{T} (1 - \varphi^2) = S_c \frac{T_c}{T} \frac{U'}{U_c} \quad (3.100)$$

D determinanı,

$$D = D_c (1 - \varphi^2)(1 + \varphi^2)^2 = D_c \frac{U'}{U_c} \left(2 - \frac{U'}{U_c}\right)^2 \quad (3.101)$$

ve spin kesme parametresi

$$\sigma^2 = \sigma_c^2 (1 - \varphi^2) = \sigma_c^2 \frac{U'}{U_c} \quad (3.102)$$

şeklindedir. Özet olarak, şimdi seviye yoğunluğu bütün enerji aralıkları için özelleştirilebilir. $U' \leq U_c$ için Denklem 3.100 – 3.102 kullanılarak toplam seviye yoğunluğu

$$\rho_{GSAM}^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{e^s}{\sqrt{D}} \quad (3.103)$$

ile verilir. Benzer şekilde, seviye yoğunluğu aşağıdaki gibidir.

$$\rho_{GSAM}(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_{GSAM}^{tot}(E_x) \quad (3.104)$$

Sabit Sıcaklı Fermi Gaz model ve Geri Kaydırmalı Fermi Gaz modelin eşleşme düzeltmesinden farklı olan bir enerji kayması ile $U' \geq U_c$ olması durumunda Fermi Gaz model uygulanır. Toplam seviye yoğunluğu;

$$\rho_{GSAM}^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12 \frac{a^{1/4} U^{5/4}}{a^{1/4} U^{5/4}}} \quad (3.105)$$

olup efektif uyarılma enerjisi

$$U = E_x - \Delta^{GSAM} \quad (3.106)$$

ile tanımlanır ve burada,

$$\Delta^{GSAM} = E_{cond} - x\Delta_0 - \delta \quad (3.107)$$

ile verilir. Yüksek enerji bölgesinde spin kesme parametresi,

$$\sigma^2 = I_0 \frac{a}{\tilde{a}} \sqrt{\frac{U}{a}} \quad (3.108)$$

ve seviye yoğunluğu

$$\rho_{GSAM}(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_{GSAM}^{tot}(E_x) \quad (3.109)$$

denklemleri ile verilir. Eşleşme enerjisi

$$E'_x = U_c - x\Delta_0 - \delta \quad (3.110)$$

ile toplam seviye yoğunluğu pürüzsüzce süreklidir. Özetle Genelleştirilmiş Süper Akışkan model'de a ve δ olmak üzere iki ayarlanabilir parametre vardır (Koning vd., 2013).

3.7.5. Hartree–Fock–Bogoliubov Modeli

Hartree-Fock-Bogoliubov yaklaşımı, etkileşen çok cisim problemini, dış potansiyelde hareket eden tek parçacık problemine indirgemektedir. Sistemin dalga fonksiyonu, tek parçacık dalga fonksiyonlarının antisimetrik bir ürünü olarak ifade edilmektedir. Tek parçacık dalga fonksiyonları, etkileşen parçacıkların toplam enerjilerinin minimum halinden bulunur. Bu yaklaşımda sistemin toplam dalga fonksiyonu ϕ , çekirdeğin i ϕ tek parçacık dalga fonksiyonlarının bir Slater determinantı formunda aşağıdaki gibi verilmektedir,

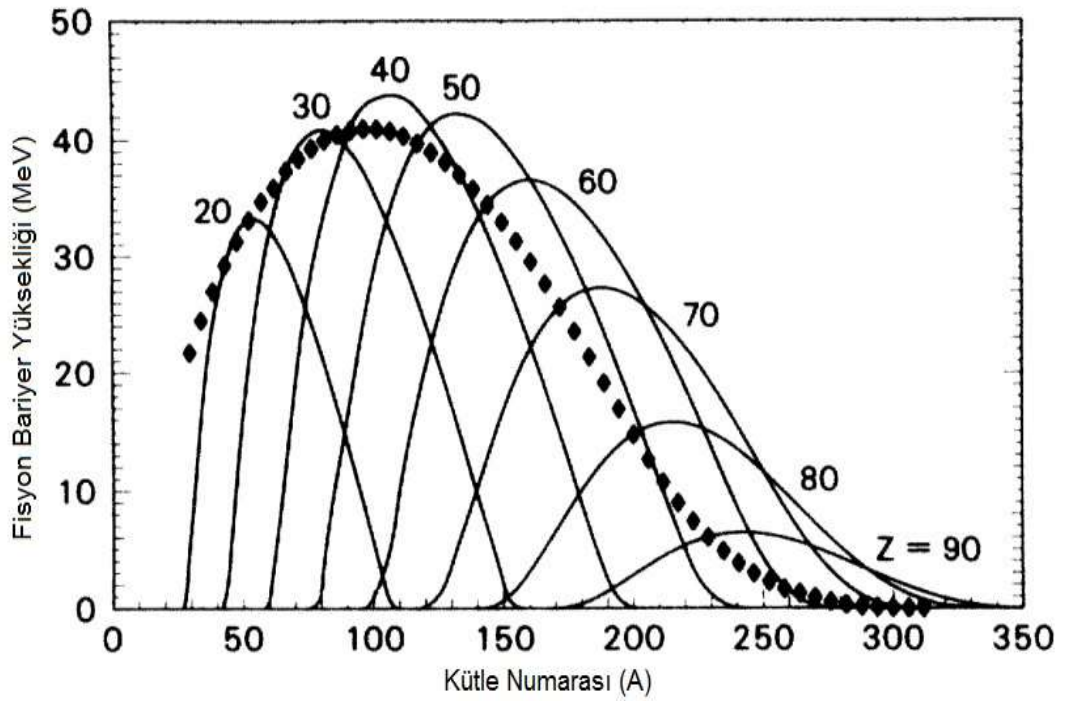
$$\phi(r_1 \dots r_N) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \varphi_1(r_1) & \dots & \varphi_1(r_N) \\ . & \dots & . \\ \varphi_N(r_1) & \dots & \varphi_N(r_N) \end{vmatrix} \quad (3.111)$$

Burada A nükleon sayısını temsil etmektedir. φ_i tek parçacık dalga fonksiyonu için uygun bir seçim yapılmalıdır. Aslında, Hartree–Fock yaklaşımında oluşturulan denklemler bir iterasyon kullanarak çözülmektedir (Adamson, 1998 ve Soloviev, 1976).

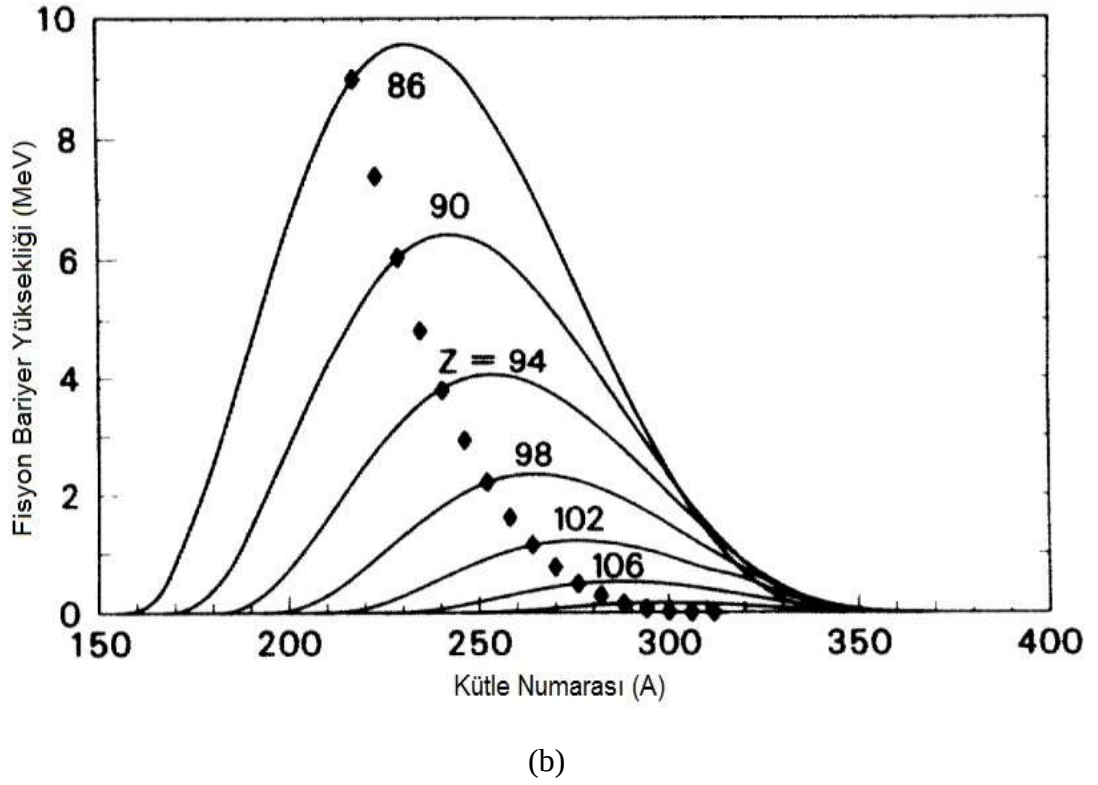
3.8. Filyon Reaksiyon Modelleri

3.8.1. Sierk Filyon Modeli

Sierk model, tek tepeli filyon bariyer yüksekliklerinin nükleer yüzey enerjisi ve Coulomb enerjisinde sonlu yüzey dağılımına etkileri, sonlu menzilli etkileri ile genişletilmiştir. Sıvı damlası modelinin, yakınlık etkisini göz önüne almaması en büyük eksikliğidir. Tamamen bozulmuş şekiller için gerçek dışı yüzey enerjisi olması ve ayrılmış çekirdekler arasında çekim olmayışı bundan kaynaklanmaktadır (Krappe, Vd., 1979).



(a)

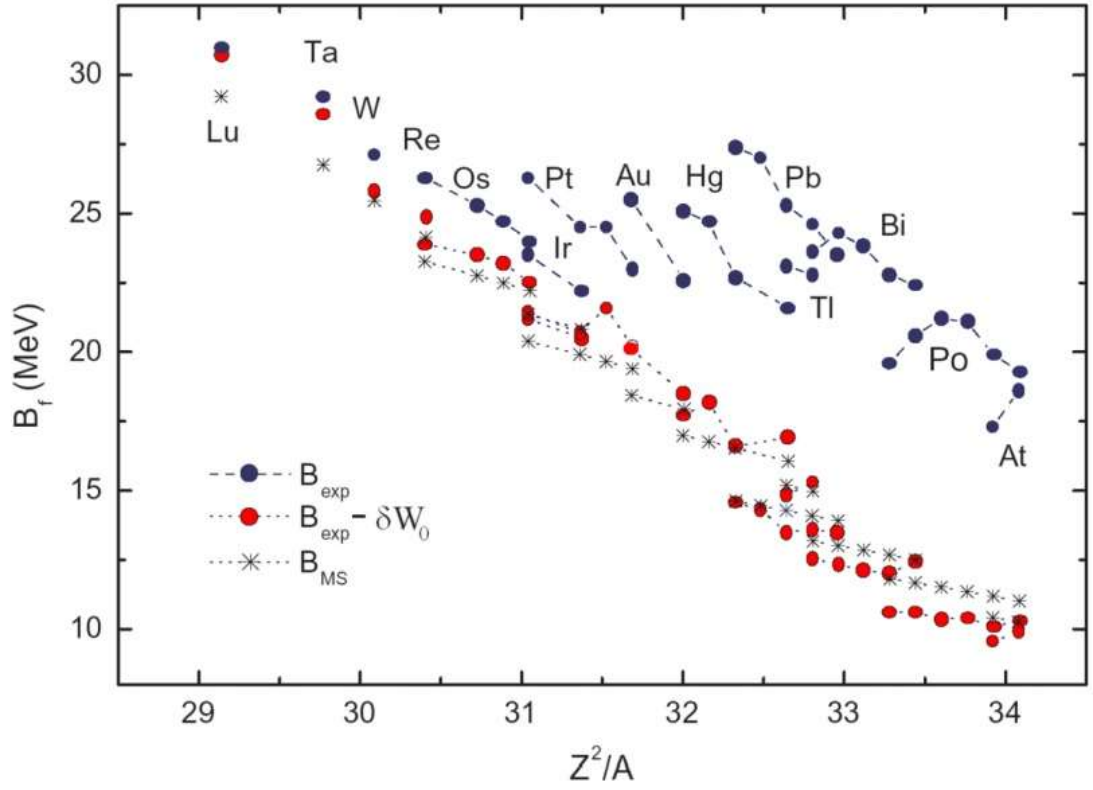


Şekil 3.12. (a) $Z=20$ 'den 90 'a kadar, (b) $Z=86$ 'dan 110 'a kadar fisyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının fonksiyonu olarak hesaplanması. (Sierk, 1986)

Şekil 3.13' de Sierk tarafından hesaplanan bariyer yüksekliklerinin A ve Z değerlerine göre değişimleri görülmektedir.

3.8.2. Deneysel Fisyon Bariyer Modeli

Deneysel fisyon bariyer modeli, Çizelge 3.5' de verilen çekirdekler için hesaplanan deneysel tesir kesiti verileri mikroskobik seviye yoğunluğu parametreleri kullanılarak, parabolik fitleme yöntemi ile yeniden derlenerek üretilen ampirik bir tesir kesiti fonksiyonudur. Aktinid öncesi (pre-actinide) çekirdekler ile yapılan fisyon tesir kesiti hesaplamalarına dayanan deneysel fisyon bariyer modeli, sadece ana band geçiş durumları için geçerlidir.



Şekil 3.13. Deneysel fisyon bariyer model fonksiyonu hesaplama sonuçları ile, deneysel sonuçların karşılaştırılması (Capote vd, 2009).

V. Maslov tarafından derlenen deneysel veriler ile üretilen deneysel fisyon reaksiyon fonksiyonu ile yapılan hesaplamaların, derleme için kullanılan deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması Şekil 3.14’ de verilmiştir. Deneysel sonuçları fitlemek için Denklem 3.112’ de kullanılmıştır.

$$B_f = S(Z, N)F(X) \quad (3.112)$$

burada,

$$S(Z, N) = A^{2/3}[1 - k(N - Z)/A]^2 \quad (3.113)$$

nükleer yüzey enerjisi ile orantılıdır ve yüzey simetri parametresi olan k Denklem 3.114 ile tanımlanmıştır.

$$k = 1,9 + (Z - 80)/75 \quad (3.114)$$

Fisyon parametresi X ise, Coulom ve yüzey enerjilerinin oranı ile orantılanarak Denklem 3.115' de tanımlanmıştır.

$$X = \frac{Z^2}{A \left[1 - k \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right]} \quad (3.115)$$

Fonksiyon üretimi için Çizelge 3.5' de yer alan, S eksenel simetrik denge noktasını, GA eksenel asimetrik denge noktasını, MA kütle asimetrik denge noktasını belirtmektedir. Δ_f ise, denge noktalarındaki eşleştirme parametrelerini ifade etmektedir.

Çizelge 3.5. Deneysel fisyon bariyer tesir kesiti fonksiyonunu üretmek için kullanılan aktinitlerin fisyon bariyer parametreleri (Capote vd, 2009).

Çekirdek	B_A (MeV)	Sembol-A	B_B (MeV)	Sembol-B	Δ_f (MeV)
^{230}Th	6.10	S	6.80	MA	0.832
^{231}Th	6.00	S	6.70	MA	0.830
^{232}Th	5.80	S	6.70	MA	0.828
^{233}Th	5.10	S	6.65	MA	0.806
^{230}Pa	5.60	S	5.80	MA	0.802
^{231}Pa	5.50	S	5.50	MA	0.800
^{232}Pa	5.00	S	6.40	MA	0.828
^{233}Pa	5.70	S	5.80	MA	0.808
^{234}Pa	6.30	S	6.15	MA	0.806
^{231}U	4.40	S	5.50	MA	0.869
^{232}U	4.90	S	5.40	MA	0.848
^{233}U	4.35	S	5.55	MA	0.946
^{234}U	4.80	S	5.50	MA	0.889
^{235}U	5.25	S	6.00	MA	0.803
^{236}U	5.00	S	5.67	MA	0.833
^{237}U	6.40	GA	6.15	MA	0.809
^{238}U	6.30	GA	5.50	MA	0.818
^{239}U	6.45	GA	6.00	MA	0.816
^{236}Np	5.90	GA	5.40	MA	0.821
^{237}Np	6.00	GA	5.40	MA	0.819
^{237}Pu	5.10	S	5.15	MA	0.799
^{238}Pu	5.60	S	5.10	MA	0.818
^{239}Pu	6.20	GA	5.70	MA	0.816
^{240}Pu	6.05	GA	5.15	MA	0.875
^{241}Pu	6.15	GA	5.50	MA	0.855

²⁴² Pu	5.85	GA	5.05	MA	0.846
²⁴³ Pu	6.05	GA	5.45	MA	0.910
²⁴⁴ Pu	5.70	GA	4.85	MA	0.848
²⁴⁵ Pu	5.85	GA	5.25	MA	0.855
²³⁹ Am	6.00	GA	5.40	MA	0.776
²⁴⁰ Am	6.10	GA	6.00	MA	0.775
²⁴¹ Am	6.00	GA	5.35	MA	0.773
²⁴² Am	6.32	GA	5.78	MA	0.884
²⁴³ Am	6.40	GA	5.05	MA	0.770
²⁴⁴ Am	6.25	GA	5.90	MA	0.808
²⁴¹ Cm	7.15	GA	5.50	MA	0.793
²⁴² Cm	6.65	GA	5.00	MA	0.811
²⁴³ Cm	6.33	GA	5.40	MA	0.810
²⁴⁴ Cm	6.18	GA	5.10	MA	0.868
²⁴⁵ Cm	6.35	GA	5.45	MA	0.867
²⁴⁶ Cm	6.00	GA	4.80	MA	0.865
²⁴⁷ Cm	6.12	GA	5.10	MA	0.883
²⁴⁸ Cm	5.80	GA	4.80	MA	0.842
²⁴⁹ Cm	5.63	GA	4.95	MA	0.900

3.8.3. Mamdouh Tablo Modeli

Mamdouh tablo modeli, Çizelge 3.6’ da verilen izotoplar için çift tepeli fisyon bariyer yüksekliklerinin ayarlanması için türetilmiş bir fisyon tesir kesiti hesaplama fonksiyonudur. Genişletilmiş Thomas–Fermi ile Strunsky integrali metodu (ETFSI) kullanılarak 2000 egzotik çekirdekten, $N = 184$, $Z \leq 120$ olan bazı süper ağır çekirdeklerin fisyon bariyer değerleri hesaplanmıştır (Mamdouh vd. 2001).

Çizelge 3.6. Mamdouh tablo modeli ile yapılan bariyer hesaplamaları (Mamdouh vd., 2001).

Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B
90	136	8.2 ⁰	90	147	8.2 ⁰	90	158	8.8 ⁰	90	169	11.7 ⁰
	137	6.4 ⁰		148	8.0 ⁰		159	8.5 ⁰		170	11.5 ⁰
	138	6.4 ⁰		149	8.6 ⁰		160	9.7 ⁰		171	12.1 ⁰
	139	6.9 ⁰		150	9.6 ⁰		161	8.2 ⁰		172	13.7 ⁰
	140	6.8 ⁰		151	9.3 ⁰		162	8.3 ⁰		173	14.0 ⁰
	141	7.2 ⁰		152	9.2 ⁰		163	10.1 ⁰		174	15.0 ⁰
	142	7.1 ⁰		153	9.0 ⁰		164	10.3 ⁰		175	15.3 ⁰
90	143	6.8 ⁰	90	154	8.9 ⁰	90	165	8.7 ⁰	90	176	16.1 ⁰

	144	7.5 ⁰		155	8.9 ⁰		166	10.5 ⁰		177	16.8 ⁰
	145	7.6 ⁰		156	8.3 ⁰		167	9.4 ⁰		178	16.10
	146	7.9 ⁰		157	8.3 ⁰		168	10.0 ⁰		179	18.10
	180	17.4 ⁰	91	156	6.9 ⁰	91	180	14.8 ⁰	92	155	5.8 ⁱ
	181	18.3 ⁰		157	6.4 ⁰		181	15.5 ⁰		156	5.4 ⁰
	182	20.5 ⁰		158	6.5 ⁰		182	16.9 ⁰		157	5.6 ⁰
	183	22.0 ⁰		159	6.5 ⁰		183	19.1 ⁰		158	5.4 ⁰
	184	23.5 ⁰		160	6.2 ⁰		184	20.5 ⁰		159	5.7 ⁰
91	137	4.6 ⁰		161	7.5 ⁰		185	19.8 ⁰		160	5.4 ⁰
	138	5.3 ⁰		162	7.5 ⁰		186	18.7 ⁰		161	5.5 ⁰
	139	6.0 ⁰		163	7.4 ⁰	92	138	3.9 ⁰		162	6.2 ⁰
	140	5.8 ⁰		164	6.3 ⁰		139	4.3 ⁰		163	5.9 ⁰
	141	5.9 ⁰		165	8.5 ⁰		140	4.2 ⁰		164	6.1 ⁰
	142	6.0 ⁰		166	8.2 ⁰		141	4.7 ⁱ		165	6.8 ⁰
	143	5.4 ⁱ		167	8.4 ⁰		142	4.8 ⁱ		166	6.3 ⁰
	144	5.7 ⁰		168	8.8 ⁰		143	5.4 ⁱ		167	6.3 ⁰
	145	5.7 ⁰		169	9.2 ⁰		144	5.2 ⁱ		168	6.7 ⁰
	146	6.7 ⁰		170	7.9 ⁰		145	5.7 ⁱ		169	7.2 ⁰
	147	5.8 ⁱ		171	8.8 ⁰		146	5.7 ⁱ		170	5.3 ⁰
	148	7.9 ⁰		172	10.3 ⁰		147	6.1 ⁱ		171	6.0 ⁰
	149	6.1 ⁰		173	11.0 ⁰		148	6.3 ⁰		172	7.6 ⁰
	150	7.9 ⁰		174	12.1 ⁰		149	6.3 ⁱ		173	9.5 ⁰
	151	7.7 ⁰		175	12.3 ⁰		150	6.0 ⁰		174	9.9 ⁰
	152	7.6 ⁰		176	13.0 ⁰		151	6.4 ⁱ		175	10.6 ⁰
	153	7.5 ⁰		177	14.0 ⁰		152	5.9 ⁱ		176	10.5 ⁰
	154	7.2 ⁰		178	13.3 ⁰		153	5.9 ⁱ		177	11.2 ⁰
	155	7.0 ⁰		179	15.5 ⁰		154	5.6 ⁱ		178	11.8 ⁱ
92	179	12.5 ⁰	93	153	6.2 ⁱ	93	177	8.9 ⁰	94	142	4.8 ⁱ
	180	13.0 ⁰		154	5.8 ⁱ		178	9.0 ⁰		143	5.5 ⁱ
	181	13.8 ⁰		155	5.4 ⁱ		179	10.3 ⁰		144	5.4 ⁱ
	182	14.9 ⁰		156	5.2 ⁱ		180	10.9 ⁰		145	5.8 ⁱ
	183	15.8 ⁰		157	5.3 ⁱ		181	12.0 ⁰		146	5.8 ⁱ
	184	17.7 ⁰		158	4.8 ⁱ		182	12.4 ⁰		147	6.4 ⁱ
	185	17.7 ⁰		159	5.2 ⁱ		183	12.7 ⁰		148	6.2 ⁱ
	186	16.6 ⁰		160	4.5 ⁱ		184	13.8 ⁰		149	6.7 ⁱ
	187	16.2 ⁰		161	4.8 ⁱ		185	14.8 ⁰		150	6.4 ⁱ
	188	15.2 ⁰		162	4.3 ⁱ		186	14.0 ⁰		151	6.7 ⁱ
	139	4.4 ⁱ		163	4.4 ⁱ		187	12.7 ⁰		152	6.2 ⁱ
	140	4.3 ⁱ		164	4.4 ⁰		188	12.8 ⁰		153	6.3 ⁱ
	141	5.0 ⁱ		165	4.4 ⁰		189	10.9 ⁰		154	5.9 ⁱ
	142	4.9 ⁱ		166	4.6 ⁰		190	11.8 ⁰		155	6.2 ⁱ
	143	5.7 ⁱ		167	4.6 ⁰		191	9.8 ⁰		156	5.5 ⁱ
93	144	5.4 ⁱ		168	3.8 ⁱ		192	8.9 ⁰		157	5.6 ⁱ
93	145	6.0 ⁱ	93	169	3.9 ⁱ	93	193	8.9 ⁱ	94	158	5.2 ⁱ

	146	5.9 ⁱ		170	3.9 ⁱ		194	9.1 ⁰		159	5.5 ⁱ
	147	6.3 ⁱ		171	4.2 ⁱ		195	9.4 ⁰		160	5.0 ⁱ
	148	6.1 ⁱ		172	4.2 ⁱ		196	9.4 ⁰		161	4.8 ⁱ
	149	6.4 ⁱ		173	6.0 ⁱ		197	9.9 ⁰		162	4.5 ⁱ
	150	6.1 ⁱ		174	7.2 ⁰		198	11.0 ⁰		163	4.6 ⁱ
	151	6.5 ⁱ		175	7.7 ⁰	94	140	4.2 ⁱ		164	4.2 ⁱ
	152	6.1 ⁱ		176	7.9 ⁰		141	4.7 ⁱ		165	4.3 ⁱ
94	166	3.8 ⁱ	94	177	7.9 ⁰		188	8.9 ⁰		199	9.3 ⁰
	167	3.6 ⁱ		178	7.9 ⁰		189	8.7 ⁰		200	9.8 ⁰
	168	3.8 ⁱ		179	9.0 ⁰		190	8.0 ⁰		201	12.1 ⁰
	169	4.2 ⁱ		180	9.6 ⁰		191	8.5 ⁱ		202	10.5 ⁰
	170	3.8 ⁱ		181	10.1 ⁰		192	7.7 ⁱ		203	10.9 ⁰
	171	3.7 ⁱ		182	10.2 ⁰		193	7.7 ⁱ		204	11.1 ⁰
	172	4.1 ⁱ		183	11.2 ⁰		194	7.1 ⁰		205	11.6 ⁰
	173	6.0 ⁱ		184	11.4 ⁰		195	8.0 ⁱ		206	11.5 ⁰
	174	5.9 ⁱ		185	11.1 ⁰		196	8.0 ⁰			
	175	6.8 ⁰		186	9.6 ⁰		197	8.6 ⁰			
	176	6.9 ⁰		187	9.4 ⁰		198	9.1 ⁰			

3.8.4. Sıvı Damlası Modeli

Fisyon reaksiyonunun meydana gelme olasılığını hesaplamak için, öncelikli olarak fisyon engel enerjisinin belirlenmesi gerekir. Bu enerjiyi belirlemek ve fisyon reaksiyonunu anlayabilmek için sıvı damlası modeli kullanılır.

Sıvı damlası modeline göre çekirdek, proton ve nötron sıvılarından oluşmuş sabit yoğunluklu bir damla olarak varsayılabilir. Bu durumda çekirdeğin hacmi nükleon sayısı A ile orantılı olmalıdır, yani çekirdek yarıçapı;

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (3.116)$$

dür. Bağlanma enerjisi ise nükleon sayısına, yani çekirdek hacmine bağlı olmalıdır. Buna hacim enerjisi denir ve

$$E_v = a_v A \quad (3.117)$$

denklemleri ile verilir. Çekirdek yüzeyindeki bir nükleon içindeki bir nükleona göre daha az sayıda komşu nükleon ile etkileşeceğinden bağlanma enerjisine daha az katkıda bulunur. Bu nedenle hacim enerjisinden yüzey enerjisi diyebileceğimiz E_s gibi bir enerjiyi çıkarmak gerekir. Bu enerji yüzey ile orantılıdır ve

$$E_s = -a_s A^{2/3} \quad (3.118)$$

Denklem 3.118 ile ifade edilir. Çekirdeği damla olarak kabul ettiğimiz bu modelde damlamız $Q = eZ$ yükü ile yüklüdür. Yüklü nükleonlar arasındaki Coulomb etkileşmesi bağlanma enerjisini azaltır. Bu enerji $(eZ)^2/R$ ile orantılıdır ve

$$E_c = -a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (3.119)$$

dür. Hafif çekirdeklerde Coulomb enerjisinin bağlanma enerjisine katkısı oldukça azdır. Hafif çekirdekler bölgesinde en büyük bağlanma enerjisi $N = Z = A/2$ koşulu ile sağlanır. Bu durum çekirdek kuvvetlerinin simetrik bir nötron proton dağılımı tercih ettiğini gösterir. Bu nedenle fisyon reaksiyonunda meydana gelen nötron veya proton fazlalığı, $N - Z \geq 0$, bağlanma enerjisini azaltır. Bu relatif fazlalık $|N - Z/A| \ll 1$ dir. Reaksiyon sonucunda meydana gelen $N \neq Z$ durumu için asimetri enerjisi

$$E_a = -a_a A \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 = -a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \quad (3.120)$$

dir. Asimetri enerjisine bağlı olarak bağlanma enerjisi

$$E_B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (3.121)$$

dir. Burada; $\delta(A, Z)$, spine bağlı çift enerjisidir (Gediklioğlu, 1988).

3.8.5. Filyon Pet Modeli

Wentzel–Kramers–Brillouin tarafından önerilen WKB yaklaşımlı modeli, bir boyutta zamandan bağımsız Schrödinger denkleminin çözümü için geliştirilmiştir. Hill–Wheeler yaklaşımına alternatif olarak, filyon iletim katsayılarının hesaplanması için WKB yaklaşımı kullanılabilir. Birçok diferansiyel denkleme ve üç boyutta Schrödinger denkleminin radyal kısmına uygulanabilir. Özellikle, bağılı durum enerjilerinin ve potansiyel engellerden tünelleme hızlarının hesaplamasında kullanılan bir yöntemdir (Koning vd., 2013).

$V(x)$ potansiyelinin sabit olduğu bir bölgede hareket eden E enerjili bir parçacık için $E > V$ ise dalga fonksiyonu,

$$k \equiv \sqrt{2m(e - V)/\hbar} \quad (3.122)$$

olmak üzere,

$$\Psi(x) = Ae^{\mp ikx} \quad (3.123)$$

şeklinde ifade edilir (Koning vd., 2013).

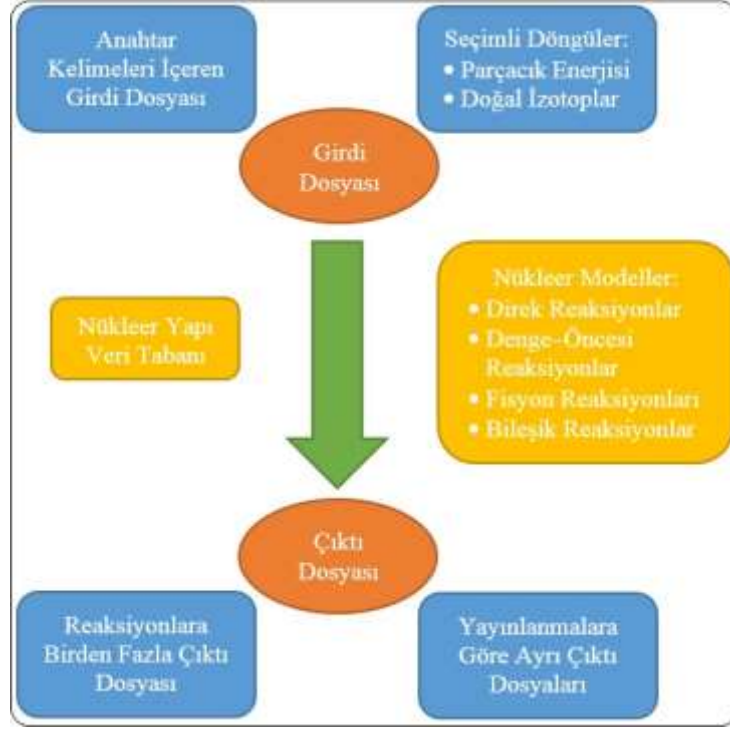
4. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu çalışmada, farklı gelme enerjili parçacıklarla bombardıman edilen Pu, Ni ve Bi gibi fisyon reaktörleri yapı malzemesi hedef elementlerinin bir kısmı ile oluşturulan reaksiyonlara ait parçacık yayınlanma spektrumu analizleri, tesir kesiti, açıya bağlı çift katlı tesir kesiti, ortalama serbest yol parametre hesaplamaları ve yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonlarının türetimi işlemleri için Fortran ve Monte Carlo tabanlı yazılımlar aracılığı ile çok çekirdekli işlemcilerle sahip bilgisayar yapıları kullanılmıştır. Hesaplamalar; aşağıda verilen TALYS 1.6, EMPIRE 3.1, ALICE/ASH, PCROSS ve CEM bilgisayar kodları ile yapılmıştır. Sonuçlar; Origin 9 analiz ve grafik programı kullanılarak, EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

4.1. TALYS Bilgisayar Kodu

TALYS, nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin hesaplanması ve analizi için kullanılan Fortran yazılım tabanında geliştirilmiş bir bilgisayar yazılım kodudur. 1 keV–1 GeV gelme enerjisi aralıklarında nötron, proton, döteron, triton, alfa, ^3He parçacıkları ve gama ışınları ile kütle numarası 12 ve daha ağır hedef çekirdekler için nükleer reaksiyon modellerine bağlı nükleer hesaplamalar gerçekleştirmektedir. TALYS, nükleer reaksiyon hesaplama süreci için, optik modeller, seviye yoğunluğu modelleri, fisyon reaksiyon modelleri, direk reaksiyon modelleri, bileşik çekirdek reaksiyon modelleri ve denge–öncesi reaksiyon modellerini kullanmaktadır. Nükleer reaksiyon modellerine bağlı olarak;

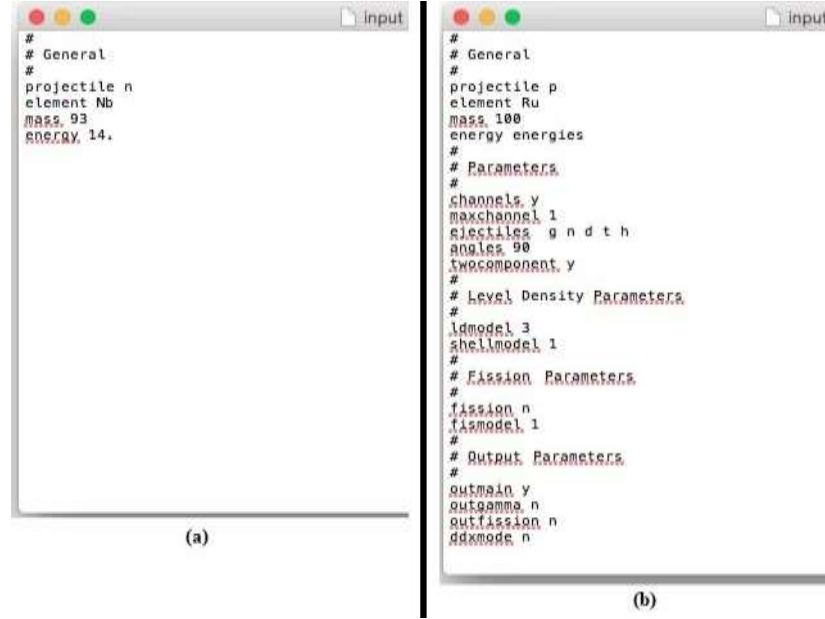
- Toplam ve/veya parçacık bazlı tesir kesiti,
- Açıya bağlı çift katlı tesir kesiti,
- Elastik ve elastik olmayan saçılma tesir kesiti,
- Gama ve Fisyon yayınlanma tesir kesiti,
- Çekirdek oluşum tesir kesitleri,
- Yayınlanma spektrumu,
- Açıya bağlı yayınlanma spektrumu vb. hesaplamaları TALYS ile yapmak mümkündür (Koning, vd., 2013).



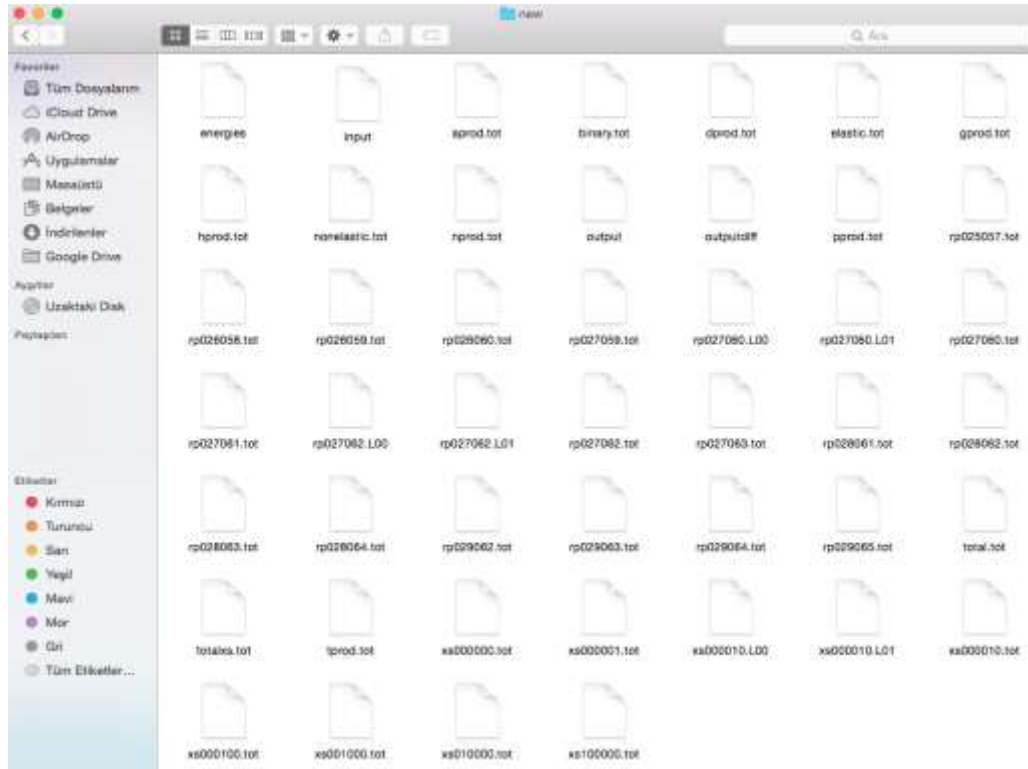
Şekil 4.1. TALYS akış diyagramı.

TALYS kodu ile nükleer hesaplama akış diyagramı Şekil 4.1’ de verilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi hesaplama yapmadan önce temel tanımların ve hesaplama yapmak istediğimiz izotop, enerji, nükleer reaksiyon modeli vb. parametrelerinin yazıldığı bir girdi dosyası oluşturulmalıdır. Oluşturulan dosya Linux işletim sistemi üzerinde Fortran yazılım ile derlenen TALYS hesaplama kodu aracılığı ile çalıştırılarak nükleer hesaplama süreci gerçekleştirilir. Süreç sonucunda girdi parametrelerine bağlı çıktı dosyaları oluşur. Bu dosyalardan istediğimiz çıktı dosyası ve hesaplama sonuçları alınır ve analiz işlemi gerçekleştirilir.

Hesaplama yapılması için oluşturulacak olan girdi dosyasının en temel hali Şekil 4.2’ de verilmiştir. Şekil 4.2 (a)’ da görüleceği üzere; etki eden parçacık tipi, seçilen izotop ve kütlesi ile parçacık gelme enerjisi seçilmesi yeterlidir. Bu sürecin sonucunda, özel parametre değerleri seçilmediği için TALYS program kodunun içerisinde yer alan tüm temel hesaplama işlemleri gerçekleşir ve Şekil 4.3’ de yer alan çoklu çıktı dosyaları elde edilir. Ancak; girdi dosyası Şekil 4.2 (b)’ de yer aldığı gibi planlanan nükleer model ve hesaplamalara göre parametre değerleri girilirse, çıktı dosyası özelleşmiş olur ve istenilen verileri içerecek şekilde alınır.



Şekil 4.2. (a) Temel (b) ek parametre değerleri girilerek oluşturulmuş TALYS 1.6 girdi dosyası.



Şekil 4.3. TALYS 1.6 program kodu ile yapılan bir hesaplamanın örnek çıktı dosyaları.

TALYS yazılım kodunun 1.0, 1.2, 1.4 ve 1.6 versiyonları bulunmaktadır. Bu tez çalışmasında 1.6 versiyonu kullanılmıştır.

4.2. EMPIRE Bilgisayar Kodu

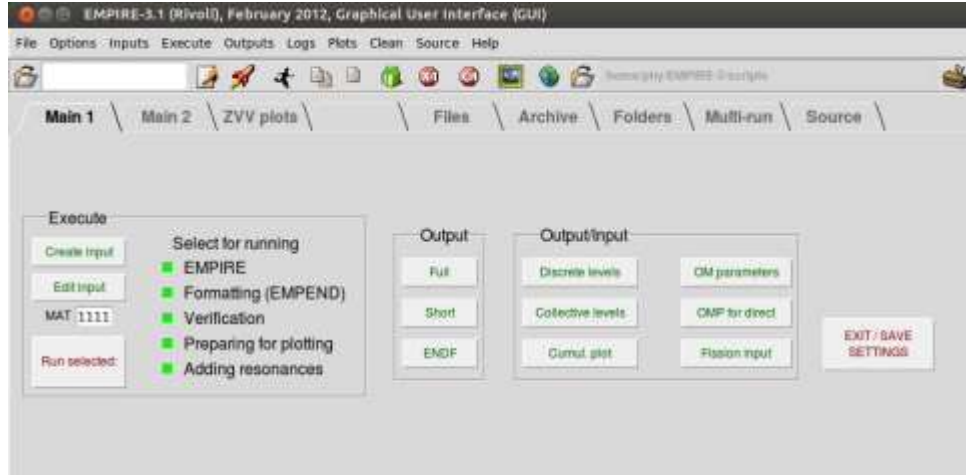
EMPIRE; çeşitli nükleer modeller içeren, nükleer reaksiyon hesaplama kodlarından oluşan bir bilgisayar programı olup, geniş bir enerji aralığında etki eden parçacıklar için nükleer hesaplama ve analiz işlemlerini yapmak üzere tasarlanmış modüler bir yazılımdır. Bu yazılım nükleer reaksiyonların teorik araştırmalarının yanı sıra EXFOR veri tabanını kullanarak veri değerlendirme ve analiz işlemlerini de gerçekleştirmektedir. Etki eden parçacık olarak nötron, proton, döteron, triton, alfa, ^3He parçacıkları, gama ışınları, ağır ve/veya hafif iyonlar seçilebilir. Enerji aralığı etki eden parçacığa bağlı olarak rezonans bölgesinin hemen üzerinde başlar ve birkaç yüz MeV' lik enerjiye kadar uzanır (Herman vd., 2012).

EMPIRE, nükleer reaksiyon hesaplamalarında, optik modeller, seviye yoğunluğu modelleri, çok adımlı direk reaksiyon modelleri (ORION + TRISTAN), çiftlenimli kanallar ve DWBA (ECIS06 ve OPTMNA), çok adımlı bileşik çekirdek reaksiyon modelleri ve eksiton model (PCROSS), hibrit Monte Carlo simülasyon modeli (DDHMS) ve tam özellikli Hauser–Feshbach modelleri kullanmaktadır. Bu modellerin yanı sıra ağır iyon girişli füzyon reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları basitleştirilmiş birleşik kanallar modeli (CCFUS) kullanmaktadır. Nükleer reaksiyon modellerine bağlı olarak; toplam ve/veya parçacık bazlı tesir kesiti, açığa bağlı çift katlı tesir kesiti, elastik ve elastik olmayan saçılma tesir kesiti, gama ve Fisyon ve füzyon yayınlanma tesir kesiti, yayınlanma spektrumu, açığa bağlı yayınlanma spektrumu vb. hesaplamaları EMPIRE ile yapmak mümkündür (Herman vd., 2012).

EMPIRE yazılımını, benzer yazılımlardan ayıran en önemli özelliği modüler tasarımıdır. Üzerinde;

- Nükleer reaksiyon hesaplama modülü,
- Çoklu izotop ve çoklu giren parçacıklı reaksiyon hesaplama modülü,
- ZVV Plots, grafik çizim modülü,
- EXFOR veri tabanı deneysel sonuç karşılaştırma ve teorik veri analiz ENDF modülü yer almaktadır.

EMPIRE yazılımı ile yapılan hesaplama sonuçları, EMPEND kodu kullanılarak ENDF-6 formatına dönüştürülür. Hesaplama sonrasında dönüştürülen veriler, program içerisinde yer alan EXFOR tabanındaki deneysel sonuçlar ile karşılaştırılır ve hata-uyum analizi yapılarak ZVV Plot aracılığı ile grafikler program tarafından oluşturulur.



Şekil 4.4. EMPIRE 3.1 (Rivoli) görsel kullanıcı ara yüzü.

EMPIRE programında girdi dosyası oluşturmak için görsel kullanıcı ara yüzündeki girdi menüsüne tıklayıp, yeni girdi dosyası oluştur seçeneği seçilmelidir. Program kod editörü aracılığı ile Şekil 4.5' deki boş girdi dosyasında etki eden parçacık tipi ve seçilen hedef izotop için atom ve kütle numaraları tanımlanmalıdır. Bir sonraki adımda ise, reaksiyon sonrası oluşacak ve/veya oluşabilecek parçacıklar ve hesaplamanın yapılacağı nükleer reaksiyon model ve/veya modelleri seçilmelidir. Reaksiyon için uygun enerji değerlerinin girilmesinin ardından girdi dosyası hazırdır. Ancak; fisyon reaksiyonları, optik model ve seviye yoğunluğu modelleri kullanılacak ise, Fisyon reaksiyonları için bariyer enerji seviyeleri, optik ve seviye yoğunluğu modelleri için parametre değerlerinin yer aldığı farklı girdi dosyalarının oluşturulması gerekmektedir. Hesaplama sürecinin tamamlanması ile çıktı dosyası menüsünden tam çıktı, kısaltılmış çıktı, tesir kesiti çıktıları, Fisyon reaksiyonu çıktıları ve optik model çıktıları gibi özelleştirilmiş hesaplama sonuç dosyaları elde edilir.

```

0.001      ;INCIDENT ENERGY (IN LAB)
xxx.  xx.  ;TARGET  A , Z
1  0      ;PROJECTILE A, Z
2          ;NUMBER OF NEUTRONS TO BE EMITTED
1          ;NUMBER OF PROTONS  TO BE EMITTED
1          ;NUMBER OF ALPHAS   TO BE EMITTED
1          ;NUMBER OF DEUTERONS TO BE EMITTED
0          ;NUMBER OF TRITONS   TO BE EMITTED
0          ;NUMBER OF He-3      TO BE EMITTED
0 0. 0.    ; reserved
*****
* Optional input starts here, FIXED FORMAT. (lines starting with *,#,! are comments)
*-----|-----|-----|-----|-----|
@ TITLE: This is a default EMPIRE-3.1 input
IOUT      3.          Number of points in the outgoing energy grid
NEX       000.        No ENDF formatting by default (much faster runs)
ENDF      0.          No recoils are calculated. Sizeable speed-up if no ENDF file is required
RECOIL    0.          Sensitivity calculation requested
*KALMAN    1.
***
* HAUSER-FESHBACH INPUT
*
FILEV     0.          FILEV>0 is recommended for 1st run to compare vs NLD exp.data
LEVODEN   0.          EMPIRE NLD (EGSM RIPL-3) as default
*LEVODEN   1.          Refitted GSM model (Ignatyuk) NLD (future option)
*LEVODEN   2.          Refitted Gilbert & Cameron NLD (future option)
*LEVODEN   3.          RIPL-3 HFB parity dependent NLD
*LEVODEN   4.          EMPIRE 2.18 Gilbert & Cameron NLD
*ATILND    1.05  Z0  A0  Level density parameter of nucleus(Z0,A0) increased by 5%
HRTW      3.          Width fluctuations considered up to 3 MeV (for neutron induced)
*TUNE      0.90  Z0  A0  0  Gamma width of nucleus(Z0,A0) decreased by 10%
GSTRFN     1.          Default gamma ray strength function (PLUjko MLO RIPL-2)
***
* OPTICAL MODEL INPUT
*
*OMPOT     2405.      1    OMP for the inverse neutron channel - Koning & Delaroche
*OMPOT     5405.      2    OMP for the inverse proton channel - Koning & Delaroche
*OMPOT     9000.      3    OMP for the inverse alpha channel - Avrigeanu et al
*OMPOT     6200.      4    OMP for the inverse deuteron channel - Haxhia et al
*OMPOT     7100.      5    OMP for the inverse triton channel - Becchetti & Greenless
*OMPOT     8100.      6    OMP for the inverse He-3 channel - Becchetti & Greenless
DIRECT     0.          Spherical optical model by default
*DIRECT     1.          CC TLs for the incident channel + DWBA (uncoupled)
*DIRECT     2.          CC TLs for the incident and outgoing channel + DWBA (uncoupled)
*DIRECT     3.          DWBA calculation for all collective levels
*DIRPOT     2400.      OMP for the scattering on collective levels if DIRECT>0 (CC/DWBA)
***
* Preequilibrium models
*
MSD        0.          Quantum statistical Multi-Step-Direct model
MSC        0.          Quantum statistical Multi-Step-Compound model
PCROSS     1.5         Exciton model with default 1.5 MFP parameter
HMS        0.          Monte Carlo Hybrid (DOHMS)preequilibrium model
*GTILND    1.1  Z0  A0  1  Single particle LD for neutron PE emission increased by 10%
GO
@ Running title may be given in any line starting with @

-1.
*
* Lines below are not active unless moved above into the optional input block
* (note that current values serve as examples, 'zz' and 'aaa' should be
* replaced by the actual atomic and mass numbers). Below are some more
* frequently used keywords (see GUI Help or manual for the full list)
*
* Fission inputs
*
FISMOD     0.          ! Single-mode fission (default), Multinodal fission (1-2)
*FISMOD     1.          ! Multinodal fission (2 modes: 5L and 5T1)
*FISMOD     2.          ! Multinodal fission (3 modes: 5L, 5T1 and 5T2)
FISOPT     0.          ! Independent barriers (full damping approximation)
*FISOPT     1.          ! Optical model for fission (partial damping with absorption)
*FISBAR     0.          ! Internal EMPIRE library of fission barriers (ldata)
FISBAR     1.          ! RIPL empirical fission barriers
*FISBAR     2.          ! Parabolic approximation of HFB numerical barriers
*FISBAR     3.          ! RIPL-3 HFB numerical barriers
*FISDIS     0.          ! No fission discrete states considered above the barrier
FISDIS     1.          ! RIPL fission discrete states above the barrier
FISDEN     0.          ! EGSM level density used at saddle points
*FISDEN     3.          ! HFB level density used at saddle points
FISSHI     0.          ! Fission of light projectiles (default for A>220)
*FISSHI     1.          ! HI induced fission (high angular mom. transferred)
*FISSHI     2.          ! Fission neglected

```

Şekil 4.5. EMPIRE 3.1 (Rivoli) girdi dosyası örneği.

EMPIRE yazılımı Linux ve MacOS X işletim sistemleri üzerinde, UNIX kabuk terminal komutları ve/veya görsel kullanıcı ara yüzü aracılığı (Şekil 4.4) ile kullanılmaktadır. Şu anda, EMPIRE'in kullanılabilir durumda 2.18 (Mondovi), 2.19 (Lodi), 3.1 (Rivoli) ve 3.2 (Malta) versiyonları bulunmaktadır. Bu tez çalışmasında 3.1 (Rivoli) versiyonu kullanılmıştır.

4.3. ALICE/ASH Bilgisayar Kodu

ALICE/ASH yazılım kodu; 300 MeV' lik nötron, proton, döteron, triton ve alfa parçacık gelme enerjisine kadar, tesir kesiti ve yayınlanma enerjisi hesaplamaları için kullanılabilir. Nükleer reaksiyon hesaplamalarında; denge–öncesi reaksiyonlar için hibrit model, geometri bağımlı hibrit model (GBH), seviye yoğunluğu modelleri, optik modeller ve denge reaksiyonları için Weisskopf–Ewing model kullanılmaktadır (Broeders vd., 2006b).

Ortalama serbest yol parametresi, ALICE/ASH'de nükleon serbest yolu çoğaltma faktörü olan COST değeri ile kontrol edilmektedir. Ortalama serbest yol değeri tesir kesiti hesaplamalarında COST +1 olarak çoğaltılır (Büyükuslu, 2010). Böylece deneysel sonuca en yakın teorik sonuç elde edilir.

Bu çalışmada; ALICE/ASH hesaplama kodları kullanılarak denge–öncesi nükleer reaksiyonlar ve ortalama serbest yol parametresi hesaplamaları için Geometri Bağımlı Hibrit model (GBH) ve Hibrit model (HM), denge reaksiyonları için ise; Weisskopf–Ewing model kullanılmıştır.

4.4. PCROSS Bilgisayar Kodu

PCROSS nükleer reaksiyon hesaplama programı, denge ve denge–öncesi nükleer modelleri kullanarak reaksiyon tesir kesiti ve yayınlanma enerjisi hesaplamaları yapmaktadır. Denge hesapları için Weisskopf–Ewing, denge öncesi reaksiyonlar için tam eksiton model kullanılmaktadır.

Denge–öncesi nükleer reaksiyon hesaplamalarında kullanılan tam eksiton model için teorik matematiksel işlemlerde, başlangıç eksiton değeri. $n_0=1$ (proton1; desik 0) olarak alınır. Denge reaksiyonuna geçilirken ise, eksiton sayısı ise, $n = 1,4$ gE olarak hesaplanır. Burada; $g = A/13$; A ise kütle numarasıdır. E: Uyarılmış haldeki çekirdeğin enerjisi olarak hesaba katılır (Kaplan vd. 2009b).

Parçacık–deşik durum yoğunluklarının hesaplanmasında Pauli düzeltmeli Williams (1971) bağıntısı kullanılır. Pauli düzeltme faktörü Kalbach (1983) tarafından

geliştirilmiştir. Ayrıca, Fu (1984) veya Kalbach (1987)'ın çiftlenim düzeltme faktörleri eklenebilir. Bileşik çekirdek oluşturma ve ters reaksiyon tesir kesitleri Chatterjee (1981) parametrizasyonu kullanılarak hesaplanır; nötronlar için Wilmore–Hodgson (1964) veya Becchetti–Greenless (1969), protonlar için Becchetti–Greenless (1969) veya Perey (1963), alfalar için Huizenga–Igo (1962) optik model potansiyelleri kullanılır.

4.5. CEM Bilgisayar Yazılım Kodu

CEM95 (Mashnik, 1995) 20 MeV'den birkaç GeV gelme enerjisi aralığı için yarı–klasik yüksek enerji nükleer tesir kesiti teorik hesaplama bilgisayar kodudur. Teorik hesaplamalar için Bertini (1963)'nin intranuclear kaskat (INC) modeli ile Bethe (1936, 1937, 1938)'nin buharlaşma modeli birlikte kullanılır. Denge–öncesi model ile buharlaşma ve INC modelleri arasında bağlantı kurmasından dolayı, yarı–klasik model kodları arasında iyi bir alternatif olmuştur (Özdoğan, 2012). Reaksiyon, esnek, fisyon ve toplam tesir kesitlerini, uyarılma fonksiyonlarını, enerji ve açısal spektrumu, çift (double) diferansiyel tesir kesitini, ortalama enerji ve çıkan ürünler için üretim tesir kesiti hesaplamaları yapılabilir (NEA, 2010).

CEM95 programı Cascade Eksiton Modeli'ni kullanır. Bu model, reaksiyonların üç safhada meydana geldiğini kabul eder. İlk safha bir intranükleer kaskat'dır. İkinci safha denge–öncesine, üçüncü safha ise denge (veya bileşik çekirdek) durumuna karşılık gelir. Genel olarak; bu üç bileşen, deneysel olarak ölçülen değerlere katkıda bulunur. Nükleer reaksiyonların hesabı için Monte Carlo hesaplamasını kullanır. Bu yöntem; seviye yoğunlukları üzerinde, bütün bilinen verileri içeren sistematiksel bir hesaplama türüdür (Mashnik, 1995).

5. ARAŞTIRMA BULGULARI

Bu çalışmada; fisyon reaktörleri yapısal elementlerinden; Pu, Ni ve Bi elementlerine yönelik farklı parçacık gelme enerjilerinde oluşturulan reaksiyonlar için denge ve denge-öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak, tesir kesiti, yayınlanma spektrumu, açığa bağlı çift katlı diferansiyel tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Aynı hedef çekirdek ve aynı gelme enerjileri için farklı ortalama serbest yol parametre değerleri kullanılarak, tesir kesitleri için ALICE/ASH ve PCROSS bilgisayar kodunda ortalama serbest yol parametresi COST ve k_{mfp} parametreleri değiştirilerek deneysel değerlere uyum durumları incelenmiştir. Ayrıca, 10–11 MeV, 18–19 MeV ve 22–23 MeV enerji aralıklarında proton gelme reaksiyonları için yarı-ampirik tesir kesiti hesaplama fonksiyonları türetilmiştir. Sonuçlar, EXFOR veri tabanından alınan deneysel değerler ile karşılaştırılmıştır.

Nükleer reaksiyonları için tesir kesiti ve parçacık yayınlanma spektrumu hesaplamalarında kullanılan reaksiyon modellerine ve bunlara bağlı hesaplama programlarına Çizelge 5.1’ de yer verilmiştir.

Pu ve Bi gibi elementlerin reaktör içerisinde maruz kaldıkları fisyon reaksiyonu tesir kesitlerini hesaplamak için fisyon reaksiyon modelleri, fisyon reaksiyonuna bağlı ortaya çıkan gamaların, yapı malzemeleri ile etkileşimine bağlı reaksiyon tesir kesitlerini hesaplamak için ise; seviye yoğunluğu modelleri seçilmiştir. Fisyon ve seviye yoğunluğu modellerine bağlı hesaplamalar TALYS 1.6 ve EMPIRE 3.1 program kodları ile gerçekleştirilmiştir.

Şekil 5.33 – 5.38 arasındaki deneysel değerlere uyum için ortalama serbest yol parametresi değiştirilerek yapılan hesaplamalara yönelik olarak, ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit model ve PCROSS Tam Eksiton model kullanılmıştır. Tesir kesiti hesaplamaları için Geometri Bağımlı Hibrit model, yayınlanma spektrumu hesaplamaları için Tam Eksiton model tercih edilmiştir. Geometri Bağımlı Hibrit model için başlangıç COST parametresi 1, Tam Eksiton model için başlangıç k_{mfp} parametresi 1,3 alınarak deneye en yakın hesaplama parametresi elde edilinceye kadar COST ve k_{mfp} değerleri artırılmış veya azaltılmıştır.

Çizelge 5.1. Reaksiyon türlerine bağlı olarak kullanılan nükleer reaksiyon modelleri ve hesaplama kodları.

Reaksiyon Modeli		Hesaplama Kodu
Weisskopf–Ewing Modeli		ALICE/ASH
Denge Modeli		TALYS 1.6
İki Bileşenli Eksiton Model		TALYS 1.6
Eksiton Model		EMPIRE 3.1
Hibrit Model		ALICE/ASH
Geometri Bağımlı Hibrit Model		
Full Eksiton Model		PCROSS
Fisyon Reaksiyon Modelleri	Deneysel Fisyon Bariyer Modeli	TALYS 1.6
	Teorik Fisyon Bariyer Mamdouh Tablo Modeli	
	Teorik Fisyon Bariyer Sierk Model	
	Teorik Fisyon Bariyer Sıvı Damlası Modeli	
	Teorik Fisyon Bariyer Pet Modeli	
	Fisyon Sierk Model	EMPIRE 3.1
Seviye Yoğunluğu Modelleri	Sabit Sıcaklık + Fermi Gaz Model	TALYS 1.6
	Geri Kaydırmalı Fermi Gaz Model	
	Genelleştirilmiş Süper Akışkan Model	
	Gilbert–Cameron Model	EMPIRE 3.1
	Hartree–Fock Bogoliubov	
	Genelleştirilmiş Süper Akışkan Model	

Bölüm 5.5’de 10–11 MeV, 18–19 MeV ve 22–23 MeV enerji aralıklarında, (p,n) nükleer reaksiyonları için, yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonu ve reaksiyon tesir kesiti asimetri parametresi türetilmiştir. Belirtilen enerji aralıklarında en küçük kareler yöntemi kullanılarak; yarı–ampirik tesir kesiti hesaplama fonksiyonunu elde edilmiş ve (p,n) reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır.

Fisyon reaktörleri yapı malzemelerinden Pu, Ni ve Bi hedef çekirdekleri için tesir kesiti, yayınlanma spektrumu, çift katlı diferansiyel tesir kesiti ve ortalama serbest yol parametre hesaplarına yönelik seçilen nükleer reaksiyonlar Çizelge 5.2’de verilmiştir.

Çizelge 5.2. Hedef çekirdekler için hesaplama yapılan reaksiyonlar.

Tesir Kesiti Hesaplamaları					
Hedef	Reaksiyon	Hedef	Reaksiyon	Hedef	Reaksiyon
^{236}Pu	(n,f)	^{58}Ni	(d, α)–(d–2p)	^{209}Bi	(α ,f)–(γ ,f)–(n,f)
^{238}Pu	(α ,f)–(γ ,f)– (n,f)		(d,n)–(p, γ)–(n, γ)		(p,f)–(^3He ,f)
	(n, γ)		(γ ,n)–(γ ,2n)		(n, γ)–(p, γ)
^{239}Pu	(α ,f)–(γ ,f)– (n,f)	^{60}Ni	(d,n)–(p, γ)		(γ ,n)–(γ ,2n)
	(n, γ)		(γ –2n)–(n, γ)		(^3He ,n)
^{240}Pu	(γ ,f)–(n,f)– (n, γ)	^{61}Ni	(d,n)–(p, γ)		(^3He ,2n)
		^{62}Ni	(d,2n)–(p, γ)–(n, γ)		(^3He ,3n)
^{241}Pu	(γ ,f)–(n,f)	^{63}Ni	(n, γ)		(^3He ,4n)
^{242}Pu	(γ ,f)–(n,f)– (n, γ)	^{64}Ni	(d,2n)–(p, γ)–(n, γ)		(^3He ,5n)
^{244}Pu	(γ ,f)–(n,f)				

Yayınlanma Spektrumu Hesaplamaları					
Hedef	Reaksiyon	Hedef	Reaksiyon	Hedef	Reaksiyon
^{242}Pu	(n,x γ)	^{58}Ni	(p,xn)–(p,xp)	^{209}Bi	(p,xn)–(p,xp)
			(p,xt)–(p,x α)		(p,xt)–(p,x α)
			(p,xd)(p,x ^3He)		(p,xd)(p,x ^3He)
			(n,x α)–(n,xp)		(n,x γ)–(n,xn)
			(n,xd)		
		^{60}Ni	(n,x α)–(n,xp)		
			(n,xd)		

Çift Katlı Diferansiyel Tesir Kesiti Hesaplamaları					
Hedef	Reaksiyon	Hedef	Reaksiyon	Hedef	Reaksiyon
^{239}Pu	(n,xn) $\theta=25^0$	^{58}Ni	(n,xp) $\theta=30^0$	^{209}Bi	(n,xn) $\theta=45^0$
	(n,xn) $\theta=45^0$		(n,xp) $\theta=60^0$		(n,xn) $\theta=70^0$
	(n,xn) $\theta=65^0$		(n,xp) $\theta=90^0$		(n,xn) $\theta=90^0$
	(n,xn) $\theta=125^0$				(n,xn) $\theta=110^0$
	(n,xn) $\theta=145^0$				(n,xn) $\theta=120^0$

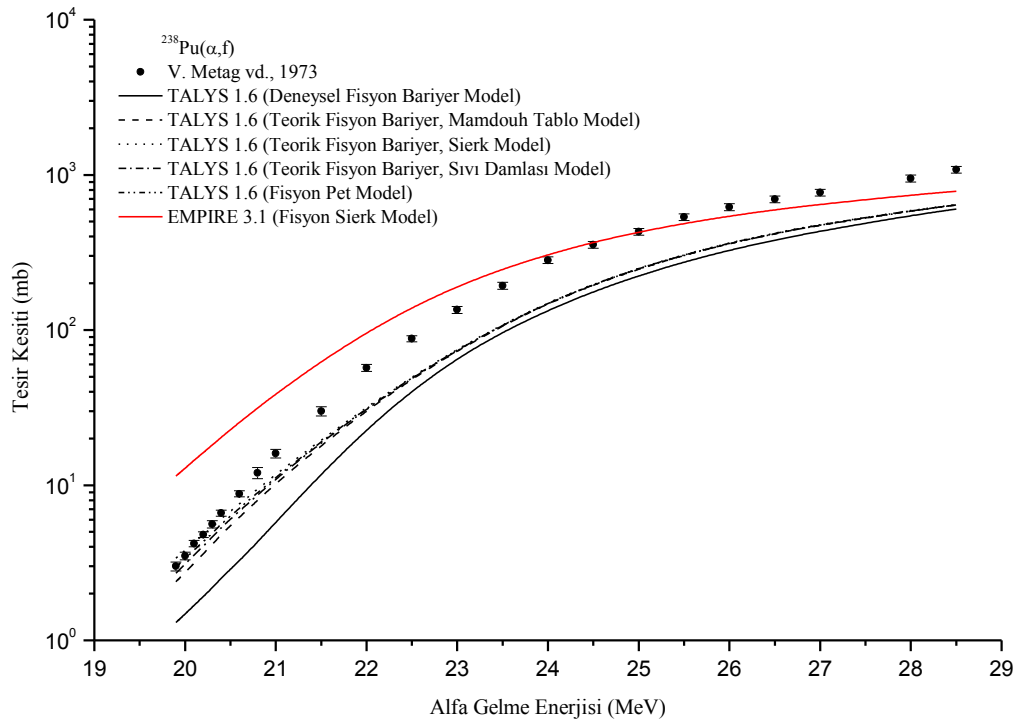
Ortalama Serbest Yol Parametresi Hesaplamaları					
Hedef	Reaksiyon	Hedef	Reaksiyon	Hedef	Reaksiyon
^{241}Pu	(p,2n)		(p,n)	^{209}Bi	(d,n)
		^{60}Ni	(n,xp) 9 Mev		(n,xn)
			(n,xp) 14.8 MeV		

5.1. Tesir Kesiti Hesaplamaları

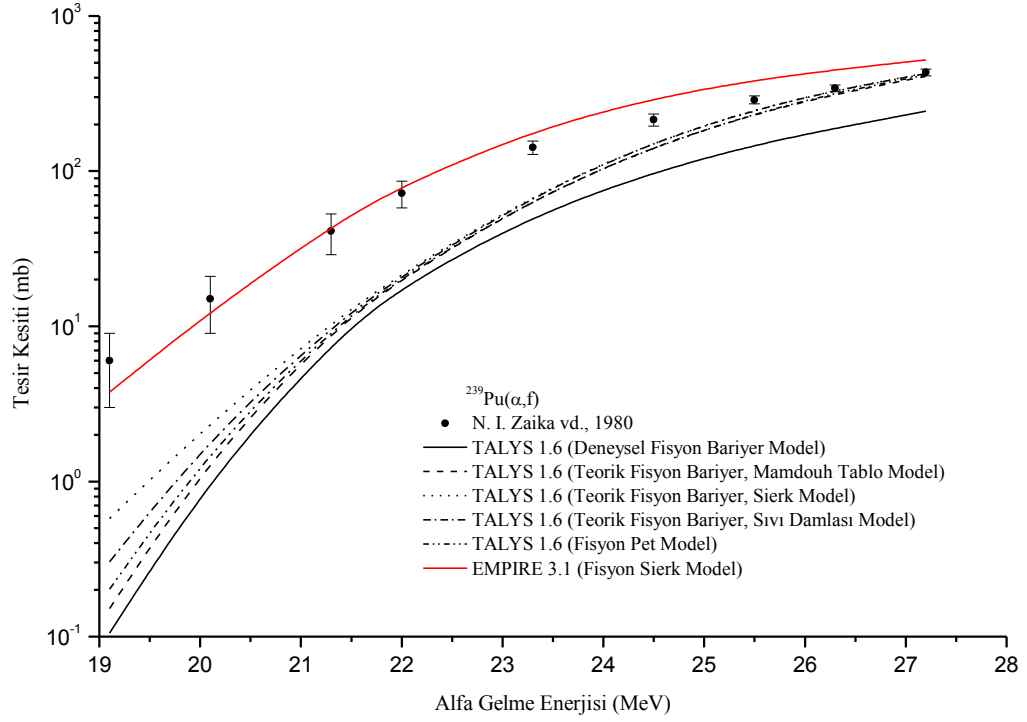
5.1.1. Plütonyum için tesir kesiti hesaplamaları

Pu için tesir kesiti hesaplamalarında reaksiyonlara göre teorik tesir kesiti modelleri kullanılmıştır. (α ,f), (γ ,f) ve (n,f) fisyon reaksiyonları tesir kesiti hesaplamaları için TALYS 1.6 Deneyisel Fisyon Bariyer, Teorik Fisyon Bariyer – Mamdouh Tablo, Teorik Fisyon Bariyer – Sierk, Teorik Fisyon Bariyer – Sıvı Damlası ile Fisyon Pet modelleri ve EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk model kullanılmıştır. (n, γ) reaksiyonu için ise; TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton, Sabit Sıcaklık Fermi Gaz, Geri Kaydırmalı Fermi Gaz ve Genelleştirilmiş Süper Akışkan modeller kullanılmıştır. Teorik nükleer model hesaplamaları, EXFOR Nükleer Veri Tabanından alınan deneysel veriler ile karşılaştırılmış ve analiz edilerek sonuçlara yer verilmiştir.

5.1.1.1. (α ,f) reaksiyonları



(a)

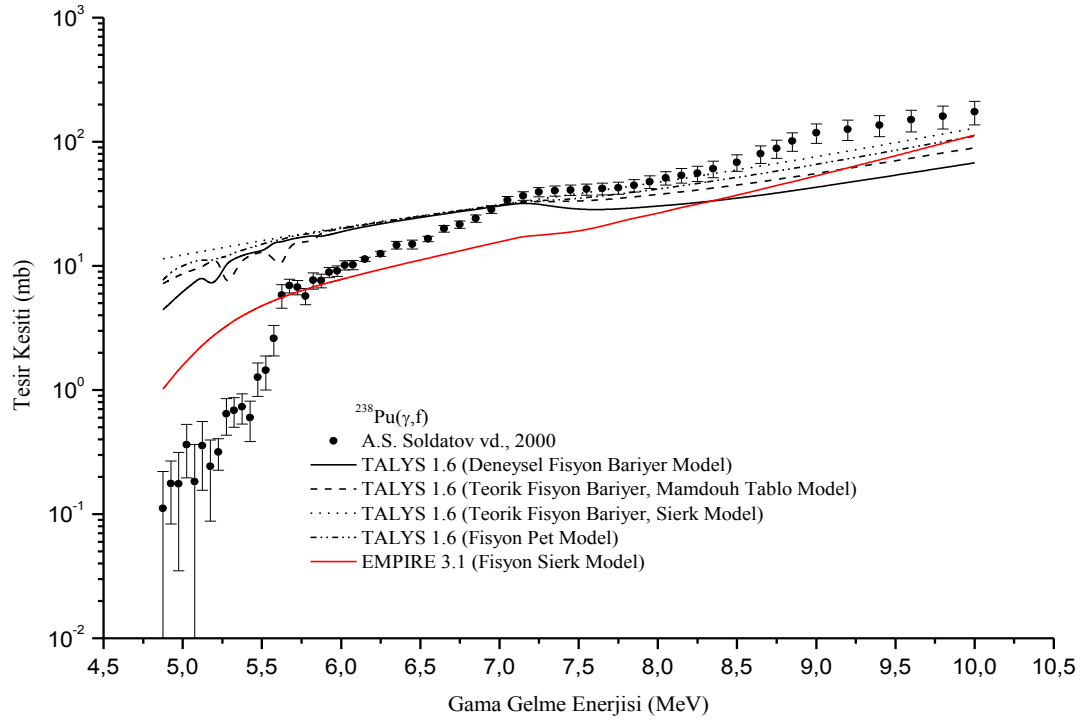


(b)

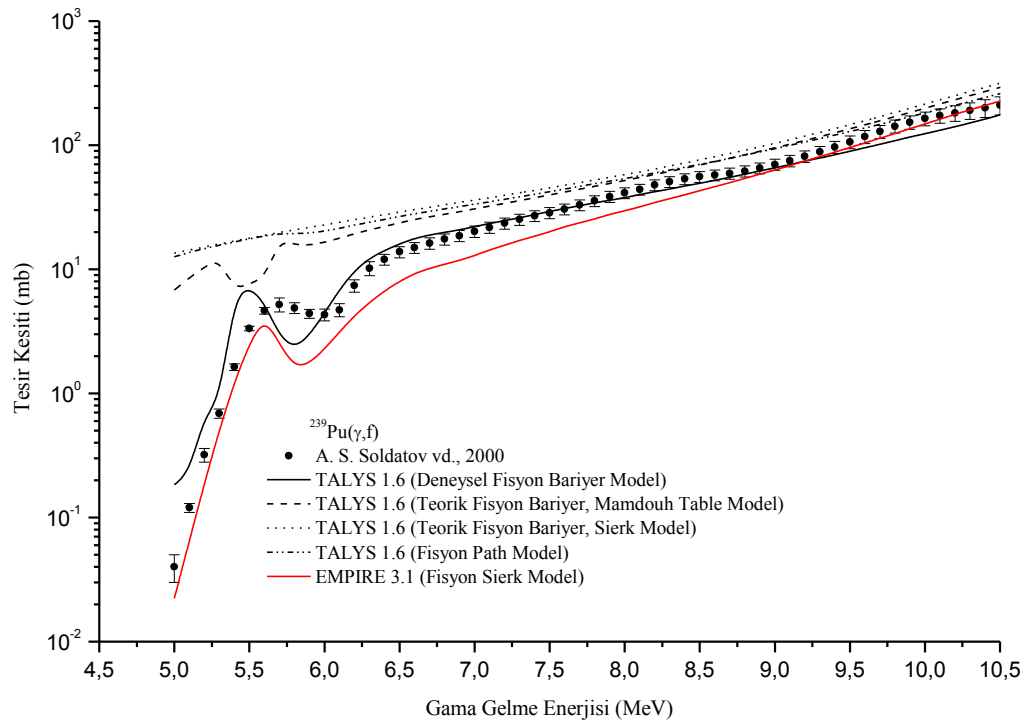
Şekil 5.1. (a) ^{238}Pu (b) ^{239}Pu izotopları için hesaplanan (α, f) reaksiyon tesis kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

$^{238}\text{Pu}(\alpha, f)$ ve $^{239}\text{Pu}(\alpha, f)$ reaksiyonuna ait deneysel ve teorik hesaplama sonuçlarının karşılaştırılması Şekil 5.1’ de verilmiştir. Şekil 5.1 (a)’ da $^{238}\text{Pu}(\alpha, f)$ reaksiyonu için hesaplanan fisyon reaksiyonu tesis kesitleri deneysel verilerle karşılaştırıldığında, TALYS 1.6 fisyon reaksiyon modelleri birbirleri ve deneysel veriler ile benzer harmoniyi sergilemiştir. Ancak, deneysel verileri yaklaşık 25,5 MeV’e kadar aşağıdan takip etmektedir. EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk model, 20 – 24 MeV arasında deneysel verileri yukarıdan takip ederken 24 – 29 MeV arasında deneysel veriler ile uyumludur. Şekil 5.1 (b)’ de $^{239}\text{Pu}(\alpha, f)$ reaksiyonu için 25,5 MeV den sonra TALYS 1.6 Mamdouh Tablo, Sierk ve Sıvı damlası modelleri deneysel veriler ile uyumludur. EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk model, 23,5 MeV enerjiye kadar deneysel verilerin hata barları arasında kalmakta ve deneysel veriler ile uyum içerisinde iken, yaklaşık 23,5 MeV den sonra deneysel verileri çok az bir farkla yukarıdan takip etmektedir. Analizler sonucunda $\text{Pu}(\alpha, f)$ reaksiyonları için deneysel verilere en uygun teorik model EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk modelidir.

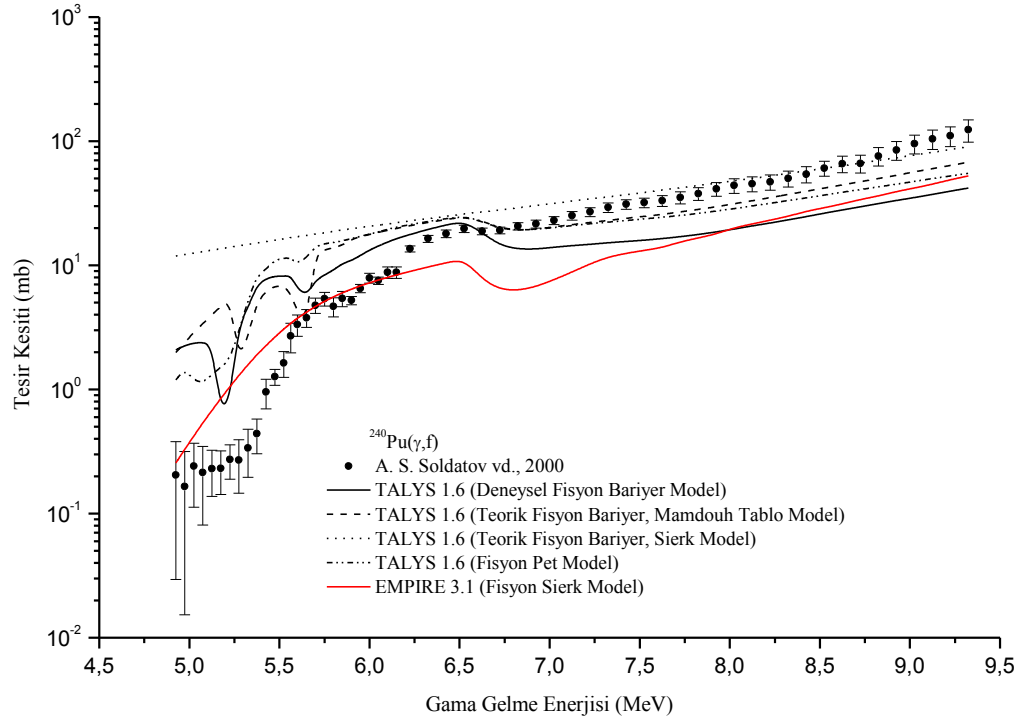
5.1.1.2. (γ, f) reaksiyonları



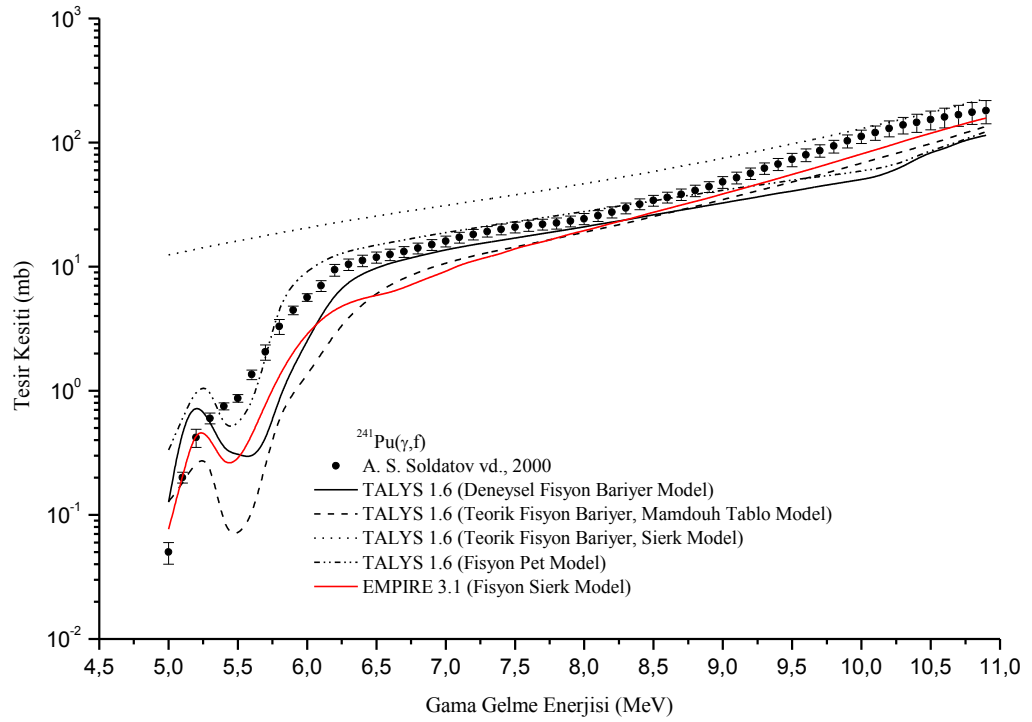
(a)



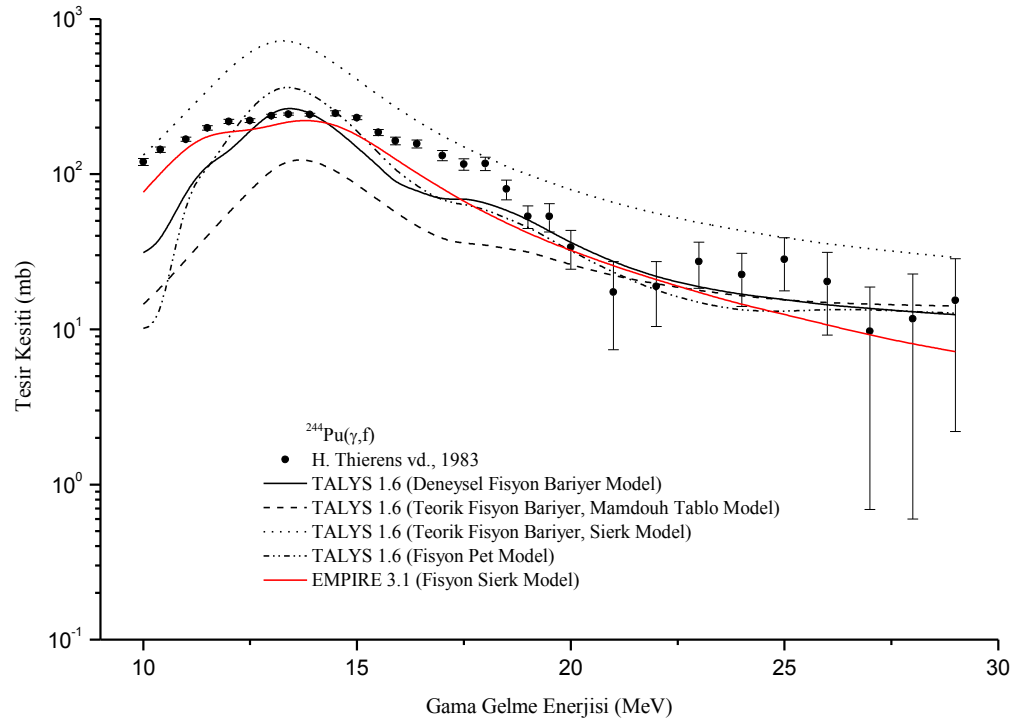
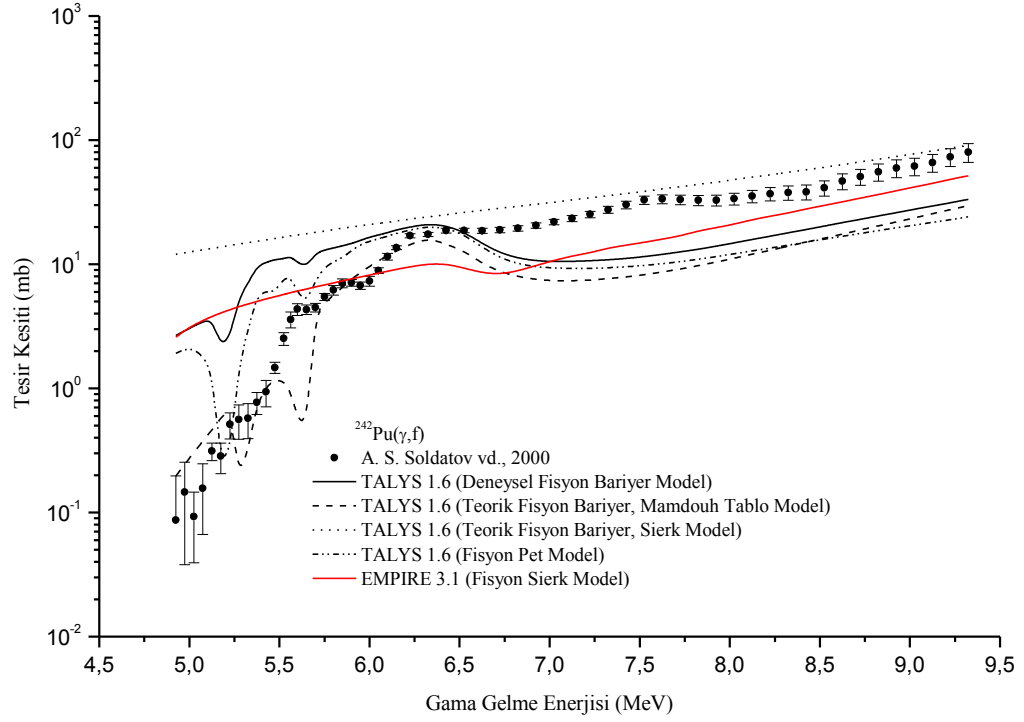
(b)



(c)



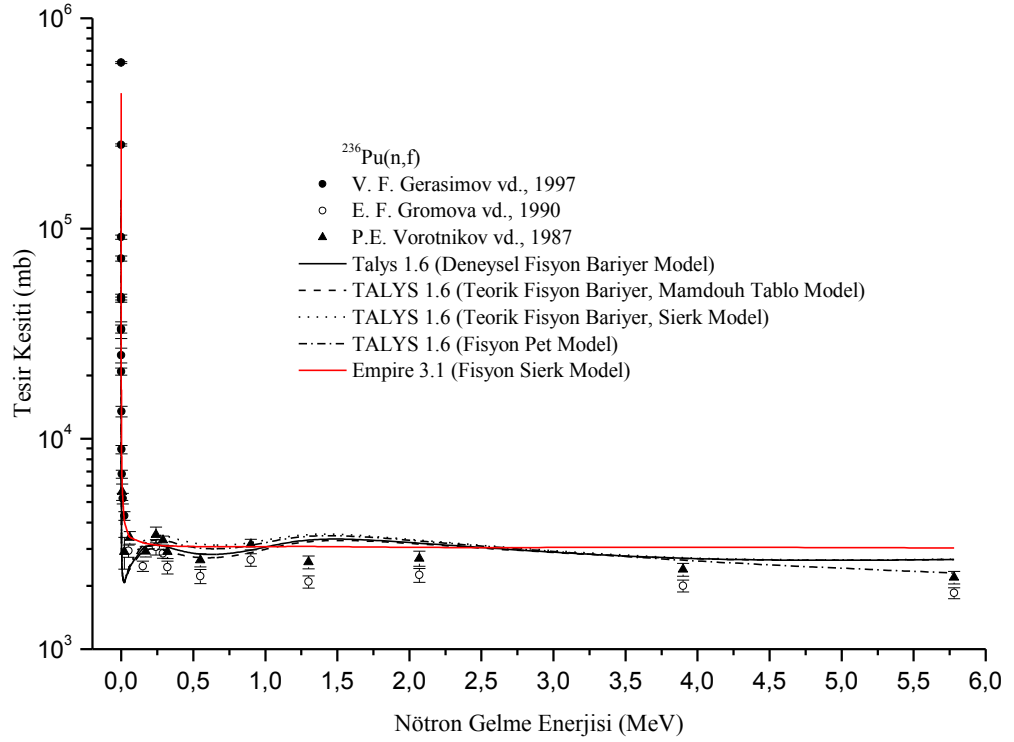
(d)



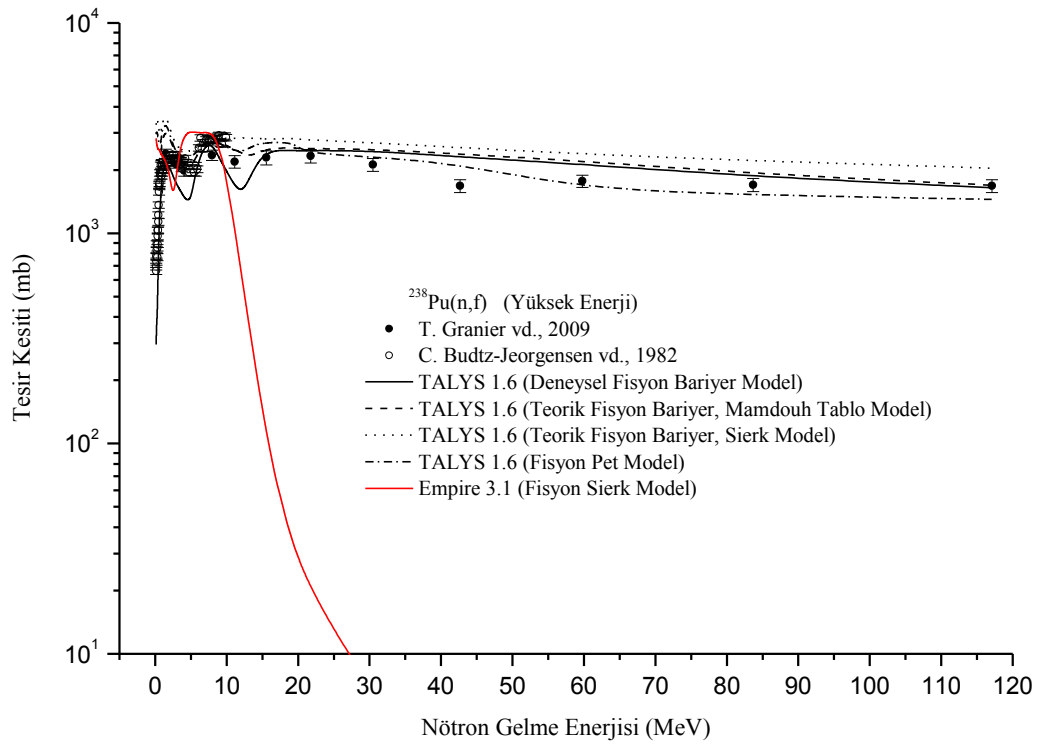
Şekil 5.2 (a) ^{238}Pu (b) ^{239}Pu (c) ^{240}Pu (d) ^{241}Pu (e) ^{242}Pu (f) ^{244}Pu izotopları için hesaplanan (γ, f) reaksiyon tesisir kesiti değeriğerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

^{238, 239, 240, 241, 242, 244}Pu izotopları için hesaplanan (γ, f) reaksiyon tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması Şekil 5.2' de verilmiştir. Pu için gamma girişli fisyon reaksiyonların geneline baktığımızda, TALYS 1.6 Deneysel fisyon bariyer modeli ve EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk model deneysel veriler ile uyumlu olduğu görülmektedir. Şekil 5.2 (a)' da ²³⁸Pu(γ, f) reaksiyonu için TALYS 1.6 fisyon reaksiyon modelleri birbirleri ile uyumlu olmak ile beraber 7,5 MeV enerjiden sonra deneysel veriler ile de uyumludur. EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk model, 5,5 MeV enerjiden sonra deneysel verilerden daha düşük değerler almaktadır. Şekil 5.2 (b)' de ²³⁹Pu(γ, f) reaksiyonu için TALYS 1.6 Deneysel Fisyon Bariyer modeli ve EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk model birbirleri ile harmonik ve deneysel veriler ile benzer değerleri almıştır. 6,5 MeV den sonra TALYS 1.6 Mamdouh Tablo, Fisyon Sierk ve Fisyon Pet modelleri deneysel verilerden daha yüksek değerler almaktadır. Şekil 5.2 (c)' de ²⁴⁰Pu(γ, f) reaksiyonu için TALYS 1.6 Deneysel Fisyon Bariyer modeli ve EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk modelleri, deneysel verileri 7 MeV enerjiden sonra daha düşük değerler almakta ve bu enerjiye kadar deneysel veriler ile uyum sergilememektedir. 6,5 MeV den sonra TALYS 1.6 Fisyon Sierk ve Fisyon Pet modelleri deneysel veriler ile uyumludur. Şekil 5.2 (d)' de ²⁴¹Pu(γ, f) reaksiyonu için TALYS 1.6 Fisyon Sierk model haricindeki Fisyon Bariyer modelleri ve EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk modelleri 5 – 11 MeV enerji aralığı boyunca birbirleri ile aynı harmoniği sergilemişlerdir ve deneysel verilere çok yakın değerler alarak deneysel verileri aşağıdan takip etmiştir. Şekil 5.2 (e)' de ²⁴²Pu(γ, f) reaksiyonu için TALYS 1.6 Fisyon Sierk model deneysel verileri 6,5 MeV enerjiden sonra az bir fark ile yukarıdan takip etmektedir. EMPIRE 3.1 Sierk Model ise 6 MeV enerjiden sonra deneysel verilerin altında değerler almıştır. TALYS 1.6 Fisyon Deneysel Fisyon Bariyer, Mamdouh Table ve Fisyon Pet modelleri birbiri ve deneysel veriler ile harmononik olmalarına karşın uyumlu modeller değildir. Şekil 5.2 (f)' da ²⁴⁴Pu(γ, f) reaksiyonu için TALYS 1.6 fisyon reaksiyon modelleri deneysel veriler ile aynı harmonide olmak ile beraber 20 MeV enerjiden sonra tüm modeller deneysel veriler ile benzer sonuçlar almıştır. Ancak, 20 MeV enerjiden önceki değerler için EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk model ve TALYS 1.6 Fisyon Sierk model en uyumlu modellerdir.

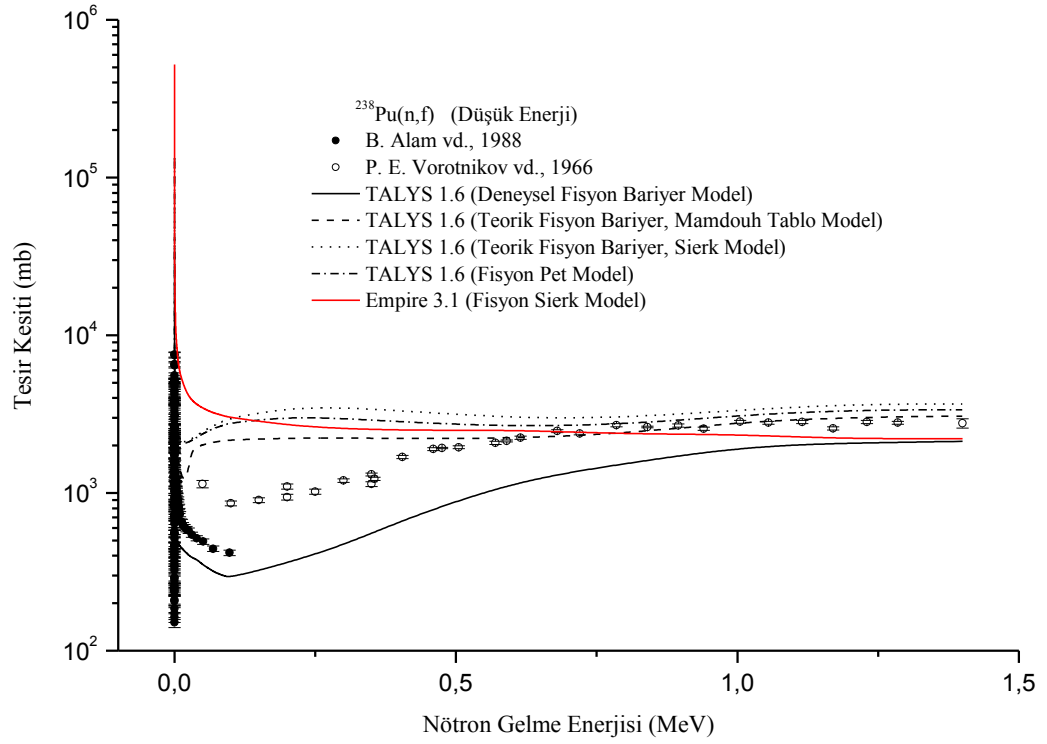
5.1.1.3. (n,f) reaksiyonları



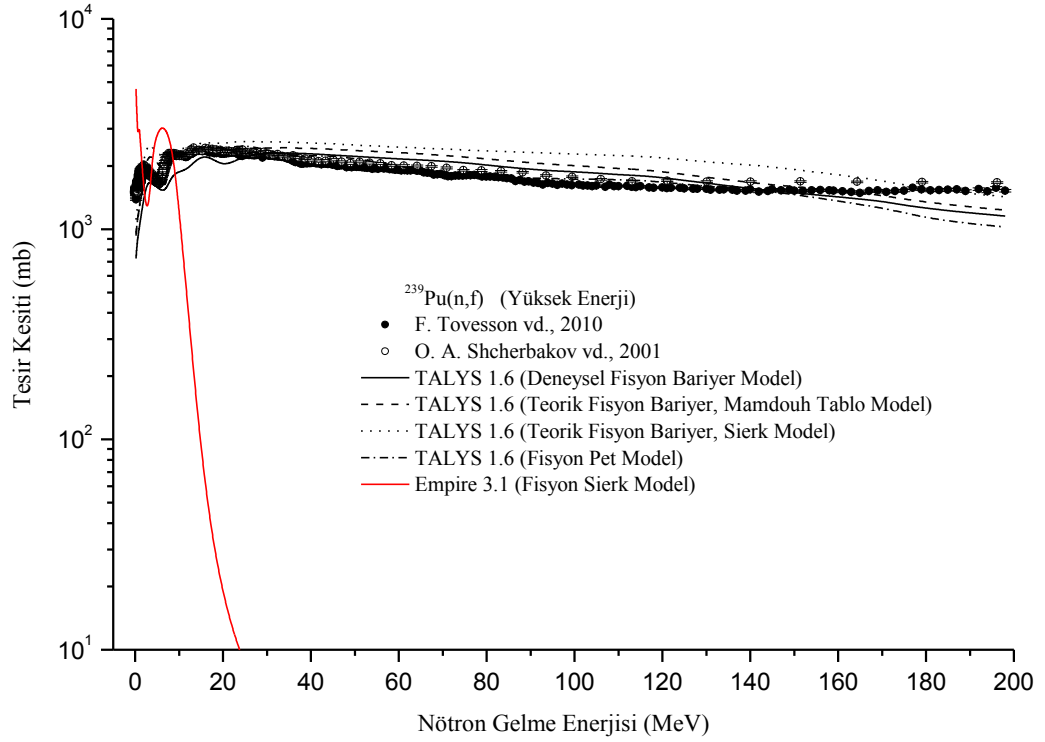
Şekil 5.3. $^{236}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



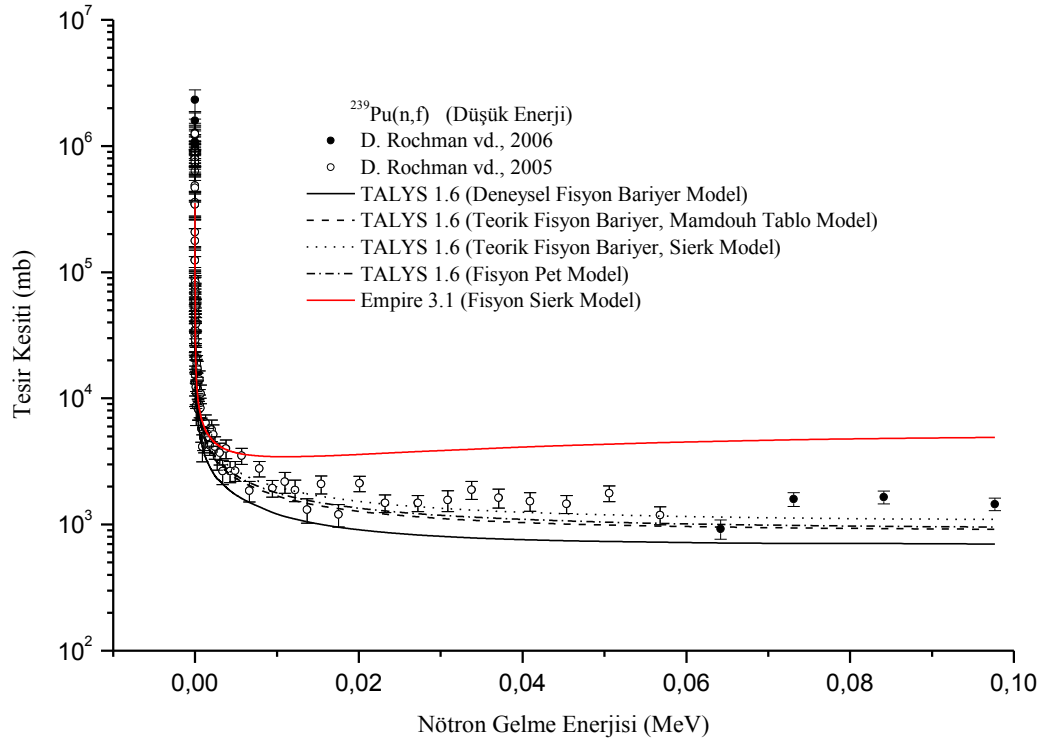
Şekil 5.4. $^{238}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–120 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



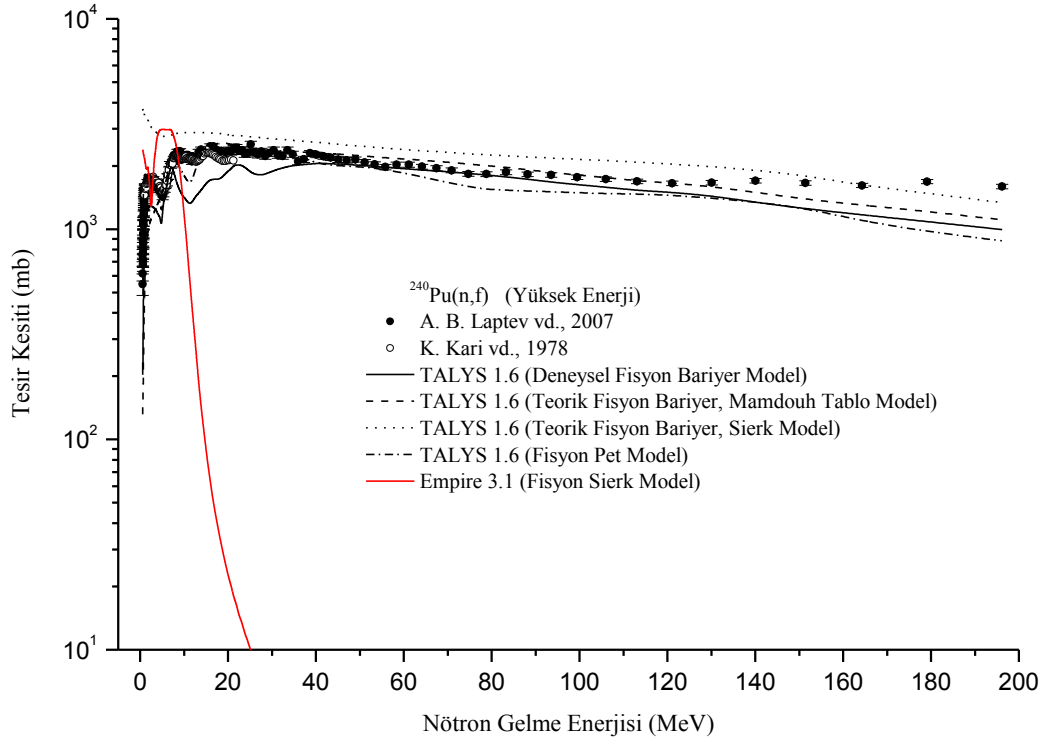
Şekil 5.5. $^{238}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–1.5 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



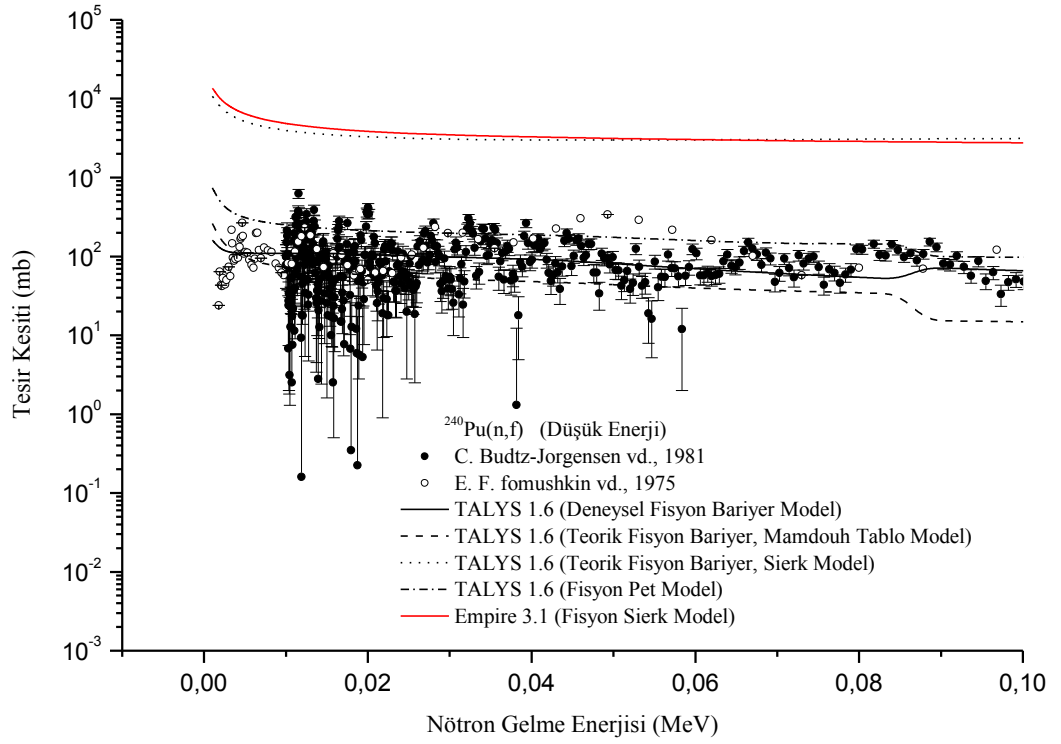
Şekil 5.6. $^{239}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–200 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



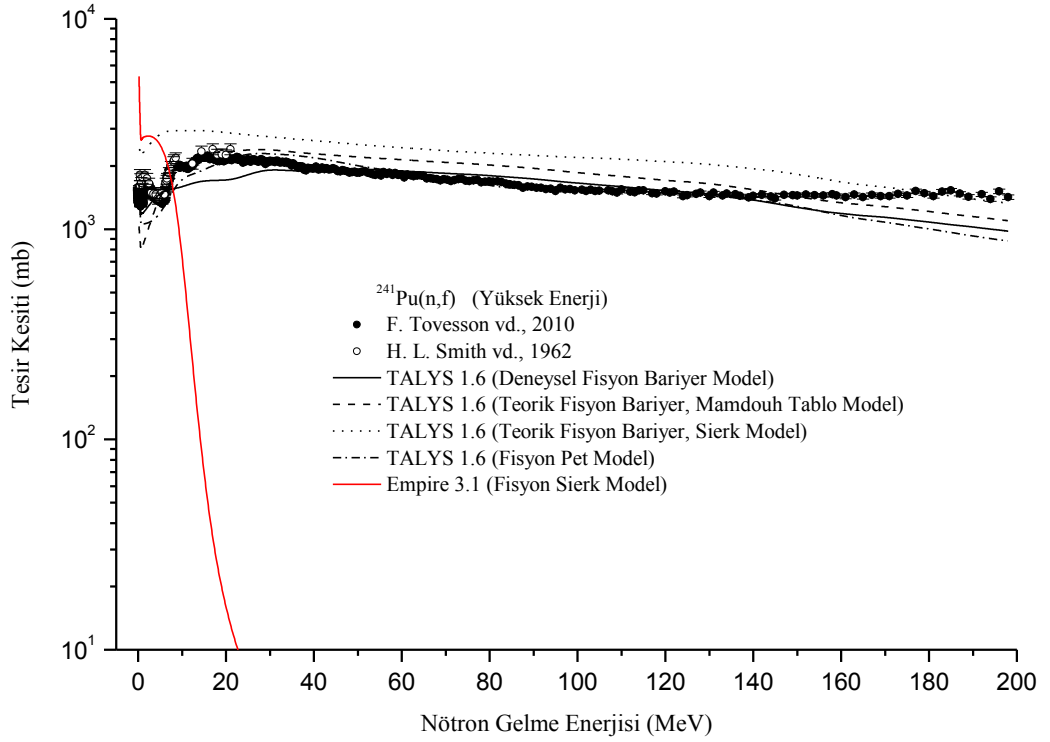
Şekil 5.7. $^{239}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–0.1 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



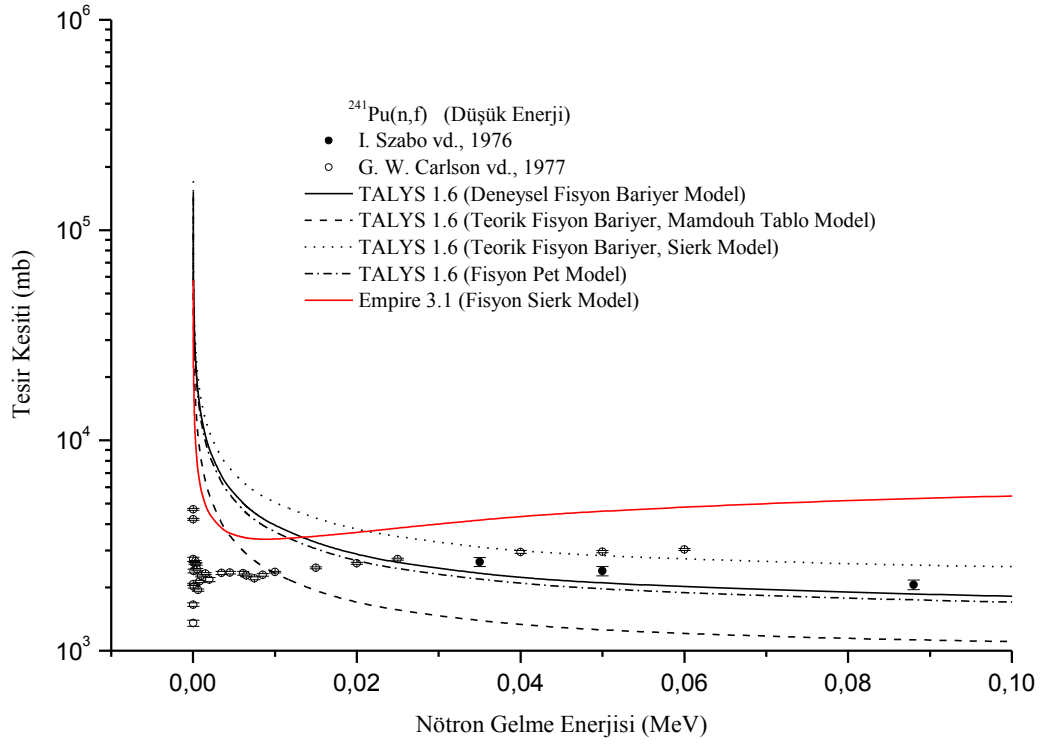
Şekil 5.8. $^{240}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–200 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



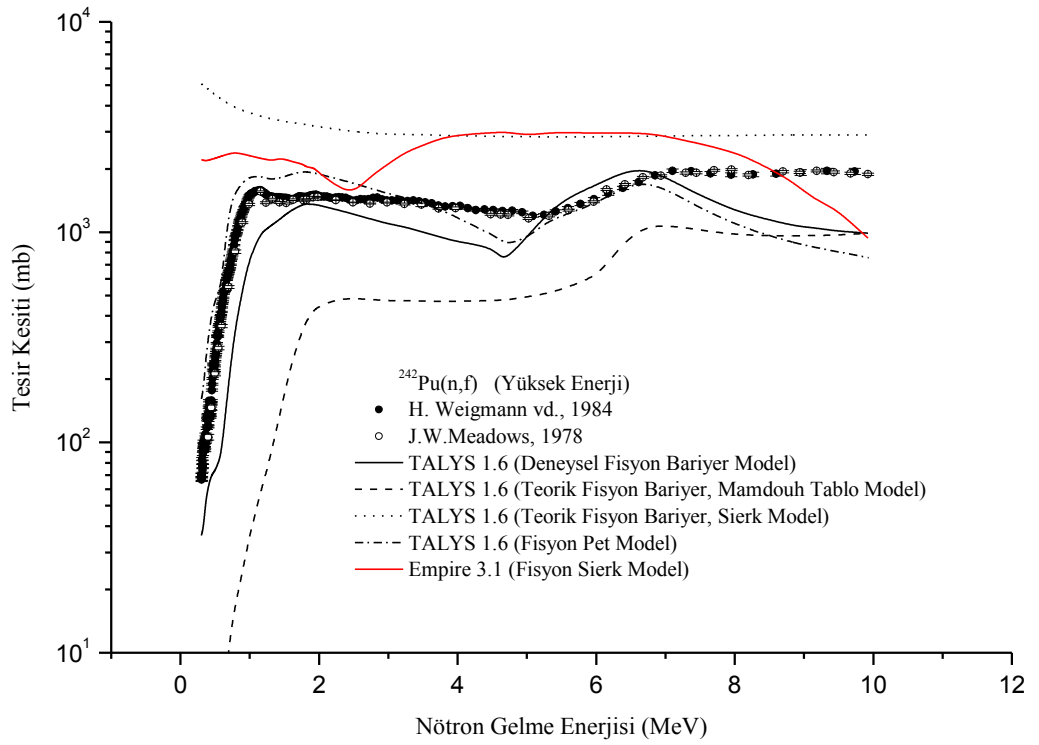
Şekil 5.9. $^{240}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–0.1 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



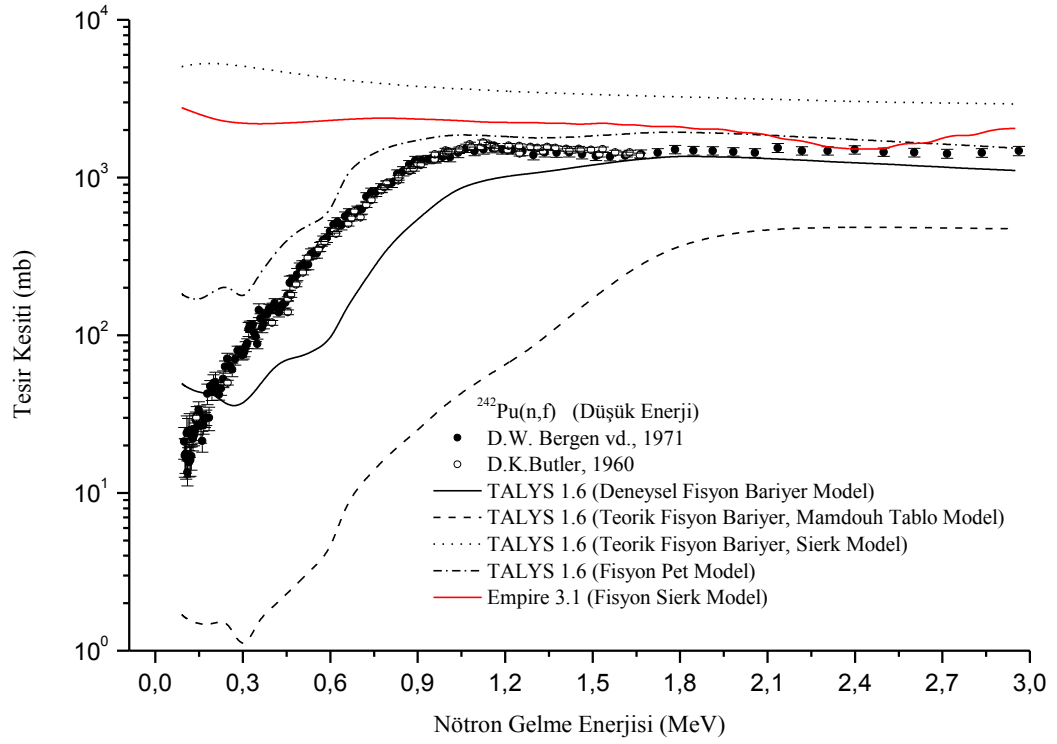
Şekil 5.10. $^{241}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–200 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



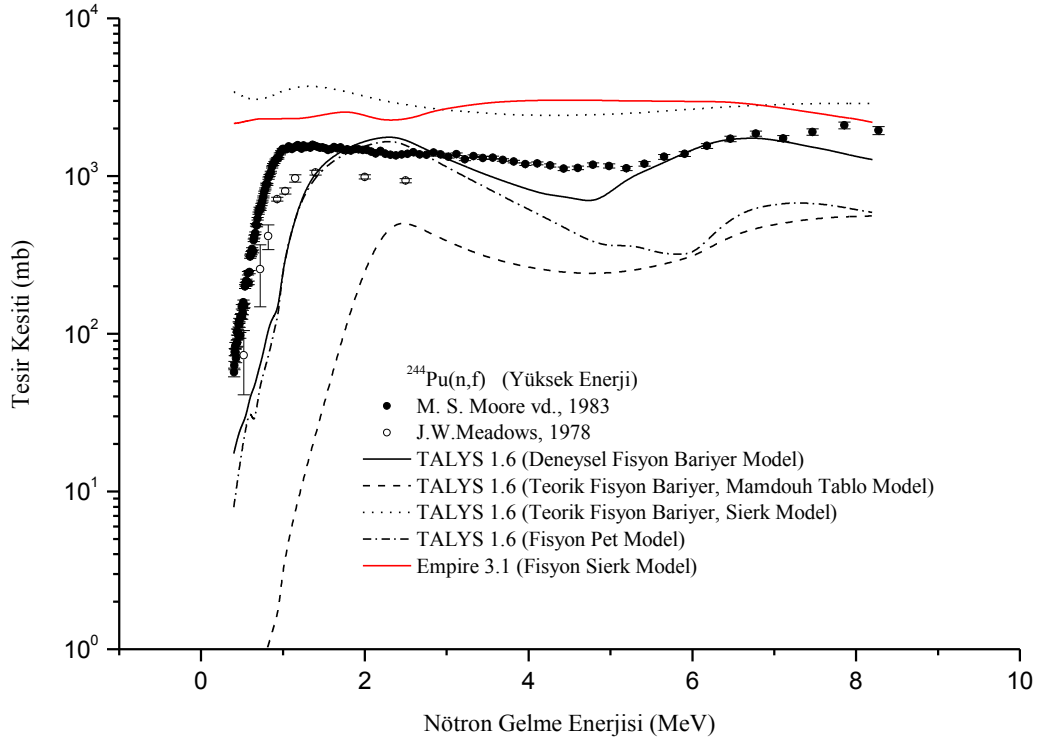
Şekil 5.11. $^{241}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–0.1 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



Şekil 5.12. $^{242}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–12 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



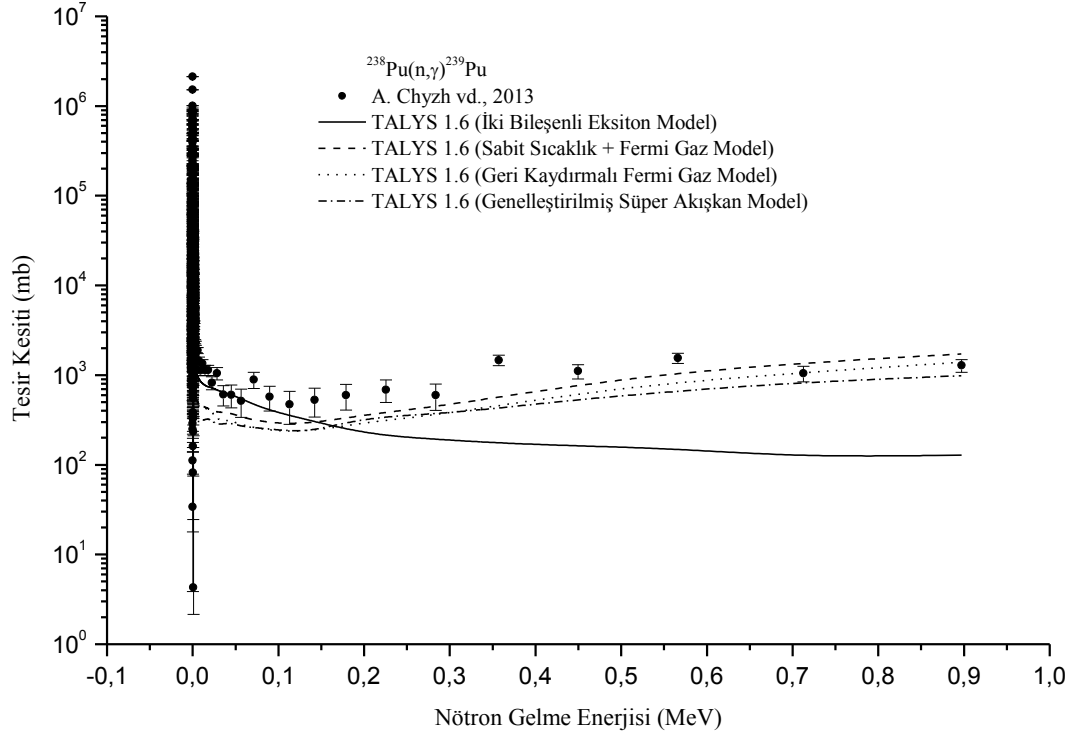
Şekil 5.13. $^{242}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için 0–3 MeV enerji aralığında hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



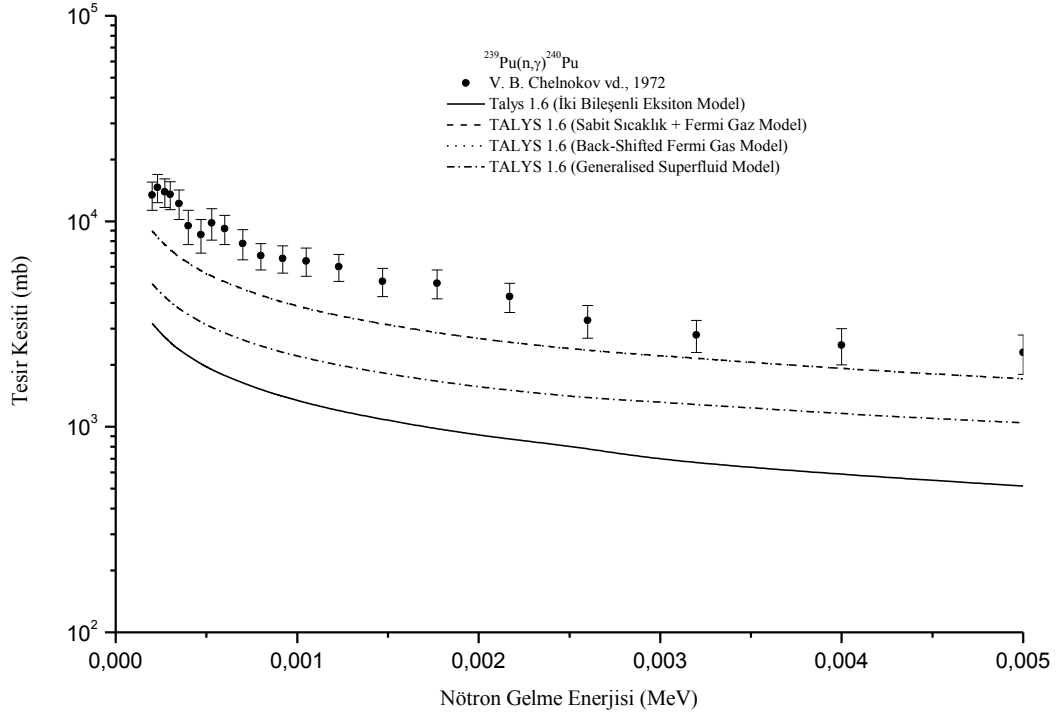
Şekil 5.14. $^{244}\text{Pu}(n,f)$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

^{236,238,239,240,241,242,244}Pu, izotopları için hesaplanan (n,f) reaksiyon tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması Şekil 5.3 ile Şekil 5.14 arasında düşük ve yüksek enerjiler için verilmiştir. Pu için nötron girişli fisyon reaksiyonların geneline baktığımızda, TALYS 1.6 Deneysel Fisyon Bariyer ve Fisyon Pet modelleri deneysel veriler ile diğer modellere göre daha fazla uyumlu olduğu görülmektedir. Şekil 5.3' de ²³⁶Pu(n,f) reaksiyonu için tüm modeller 2 MeV enerjiye kadar deneysel veriler ile uyumlu iken, 2 MEV den sonra deneysel verilerden daha yüksek tesir kesiti sonuçları hesaplanmıştır. Şekil 5.4' de 0 – 120 MeV enerji aralığının da ²³⁸Pu(γ,f) reaksiyonu için TALYS 1.6 Deneysel Fisyon Bariyer ve Mamdouh Tablo modelleri deneysel veriler ile uyumlu modellerdir. EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk modeli 10 MeV enerjiden sonra deneysel veriler ile uyum sergilememektedir. Şekil 5.5' de 0 – 1,5 MeV düşük enerji aralığının da ²³⁸Pu(n,f) reaksiyonu için 0,5 MeV enerjiden sonra TALYS 1.6 Fisyon Sierk, Mamdouh Tablo ve Fisyon Pet model verileri, deneysel veriler ile benzer sonuçları almıştır. Şekil 5.6/5.8/5.10' da 0 – 200 MeV yüksek enerji aralığının da ²³⁹Pu(n,f), ²⁴⁰Pu(n,f), ²⁴¹Pu(n,f) reaksiyonu için TALYS 1.6 ait tüm fisyon modelleri uyumlu iken, 20 MeV enerjiden sonra EMPIRE 3.1 Sierk model hesaplama sonuçları düşük tesir kesiti değerleri olarak uyum sergilememektedir. Ortalama 150 MeV enerjiye kadar deneysel veriler ile en uyumlu model TALYS 1.6 Mamdouh Tablo ve Fisyon Pet modelleridir. Bu enerji değerinden sonra teorik hesaplama sonuçları deneysel verilerden daha düşük değer almıştır. Şekil 5.7/5.11' de 0 – 0,10 MeV düşük enerji aralığının da ²³⁹Pu(n,f) ve ²⁴¹Pu(n,f) reaksiyonu için tüm modeller deneysel veriler ile aynı harmoniyi sergilemektedir. Ancak, deneysel veriler ile en uyumlu modeller TALYS 1.6 Mamdouh Tablo ve Fisyon Pet modelleridir. EMPIRE 3.1 Sierk model deneysel değerleri yukarıdan takip etmekte ve daha yüksek değerler almaktadır. Şekil 5.9' da 0 – 0,10 MeV düşük enerji aralığında ²⁴⁰Pu(n,f) reaksiyonu için, TALYS 1.6 Fisyon Sierk model ve EMPIRE 3.1 Sierk model birbiri ile uyumludur ancak deneysel verilerden ortalama 10 kat daha yüksek değerlere sahiptirler ve deneysel değerlere göre daha yüksek tesir kesiti sonuçları hesaplanmıştır. Bu iki model haricindeki fisyon bariyer modelleri deneysel verilerin hata barları arasında kalacak şekilde tesir kesiti değerleri olarak deneysel veriler ile de uyum sergilemektedir. Şekil 5.12/5.13/5.14' ²⁴²Pu(n,f) ve ²⁴⁴Pu(n,f) reaksiyonları için, TALYS 1.6 Deneysel Fisyon Bariyer ve Fisyon Pet modelleri deneysel veriler ile aynı harmonide ve düşük enerjilerde deneysel veriler ile benzer sonuçlar almıştır.

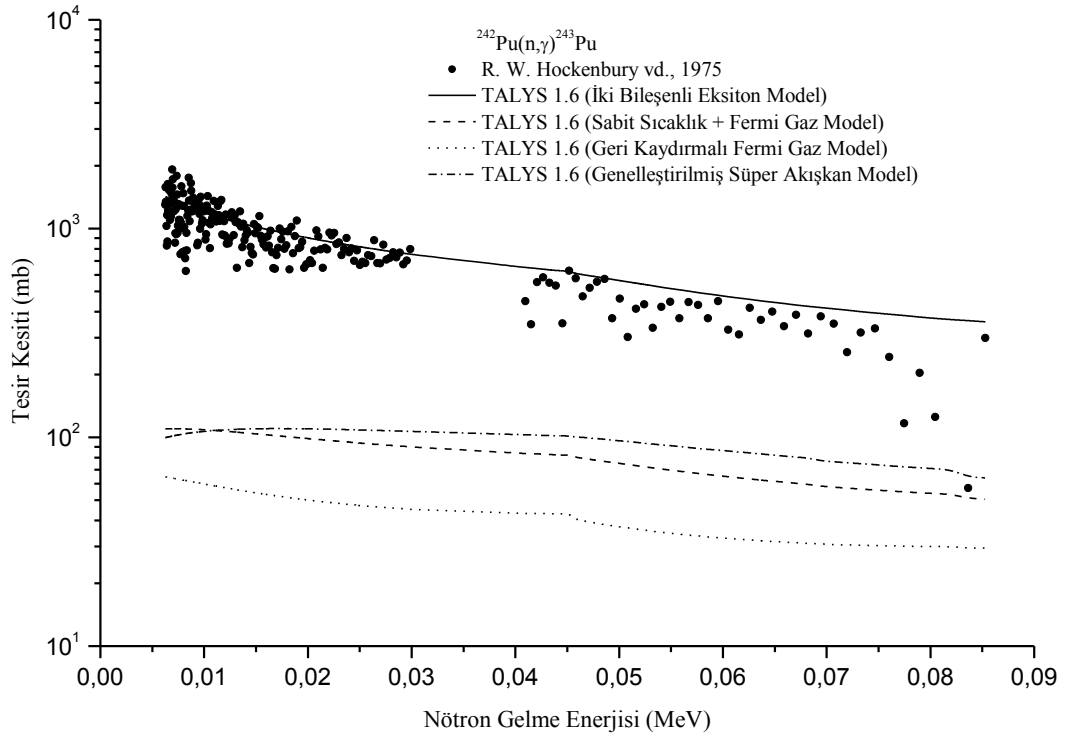
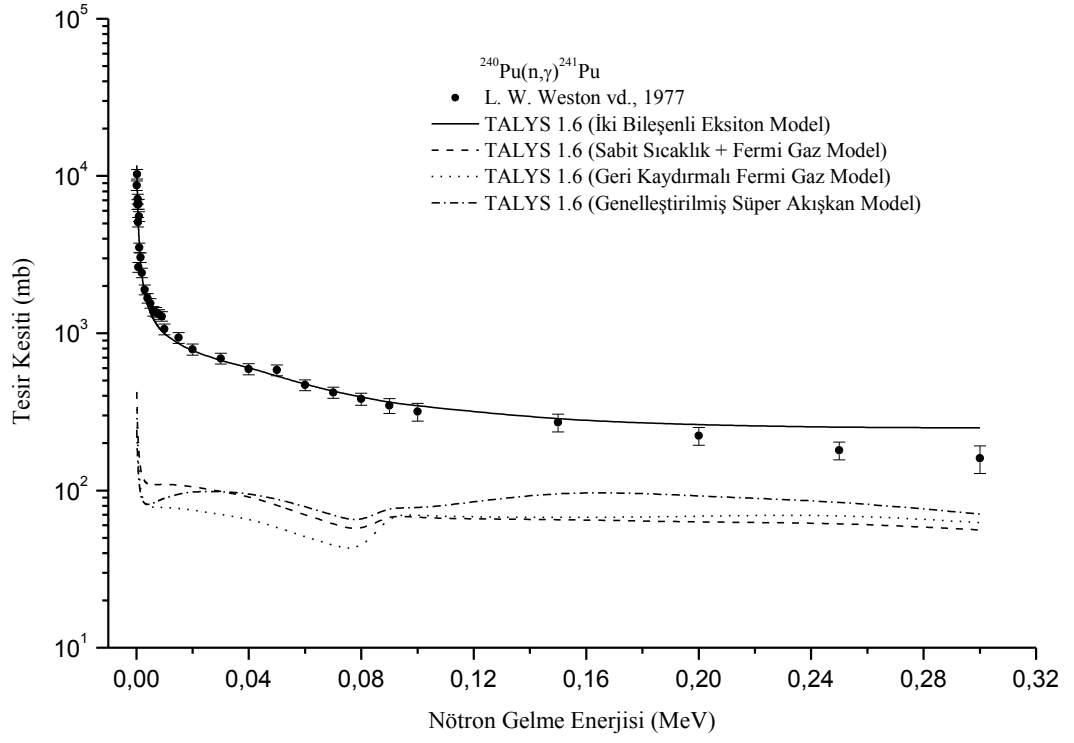
5.1.1.4. (n, γ) reaksiyonları



(a)



(b)



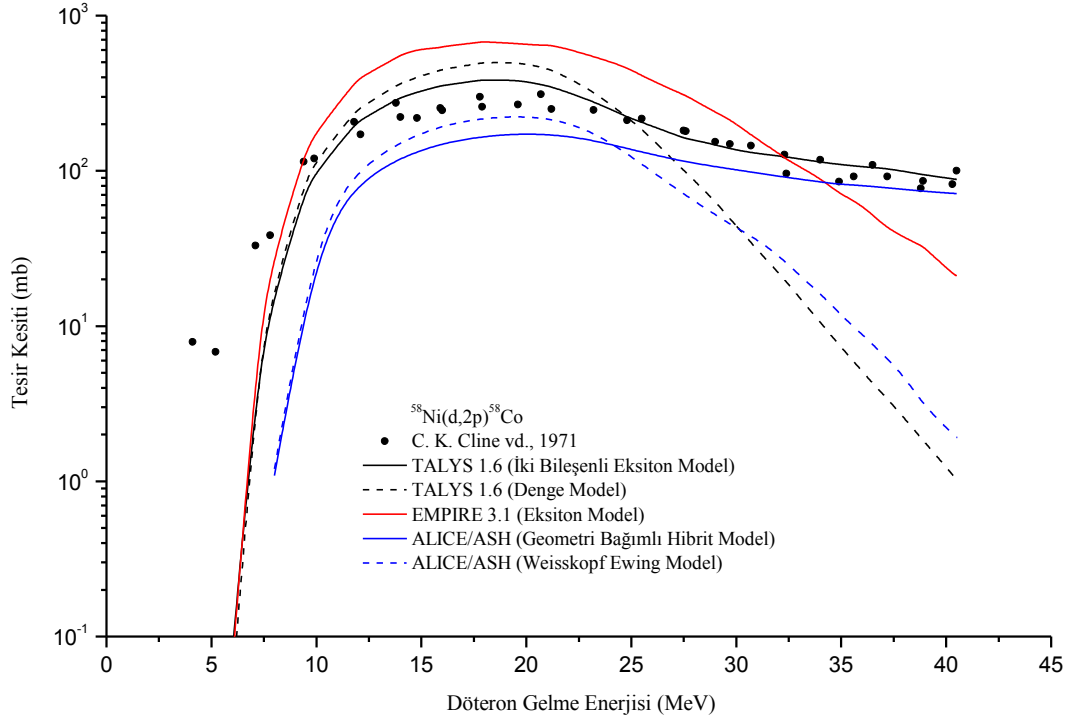
Şekil 5.15. (a) $^{238}\text{Pu}(n,\gamma)^{239}\text{Pu}$ (b) $^{239}\text{Pu}(n,\gamma)^{240}\text{Pu}$ (c) $^{240}\text{Pu}(n,\gamma)^{241}\text{Pu}$ (d) $^{242}\text{Pu}(n,\gamma)^{243}\text{Pu}$ reaksiyonları için hesaplanan tesis kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

$^{238,239,240,241,242}\text{Pu}$ izotopları için hesaplanan (n,γ) reaksiyonlarına ait tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması Şekil 5.15 ile verilmiştir. Şekil 5.15 (a)' da $^{238}\text{Pu}(n,\gamma)^{239}\text{Pu}$ reaksiyonu için TALYS 1.6 Fermi Gaz model hesaplamaları deneysel veriler ile uyumludur. Şekil 5.15 (b)' de $^{239}\text{Pu}(n,\gamma)^{240}\text{Pu}$ reaksiyonu için teorik nükleer model sonuçları deneysel veriler ile aynı hormaniyi sergilemeler de deneysel verilerden daha düşük tesir kesiti değerleri almıştır. Şekil 5.15 (c)' de $^{240}\text{Pu}(n,\gamma)^{241}\text{Pu}$ reaksiyonu için TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model deneysel veriler ile uyum sergilemektedir. 0,2 MeV enerjiden sonra deneysel değerleri çok az bir fark ile yukarıdan takip etmektedir. Şekil 5.15 (d)' de $^{242}\text{Pu}(n,\gamma)^{243}\text{Pu}$ reaksiyonu için 0,05 MeV enerji değerine kadar TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model deneysel veriler ile benzer tesir kesiti sonuçları alırken, bu enerji değerinden sonra deneysel değerden daha yüksek değer almıştır.

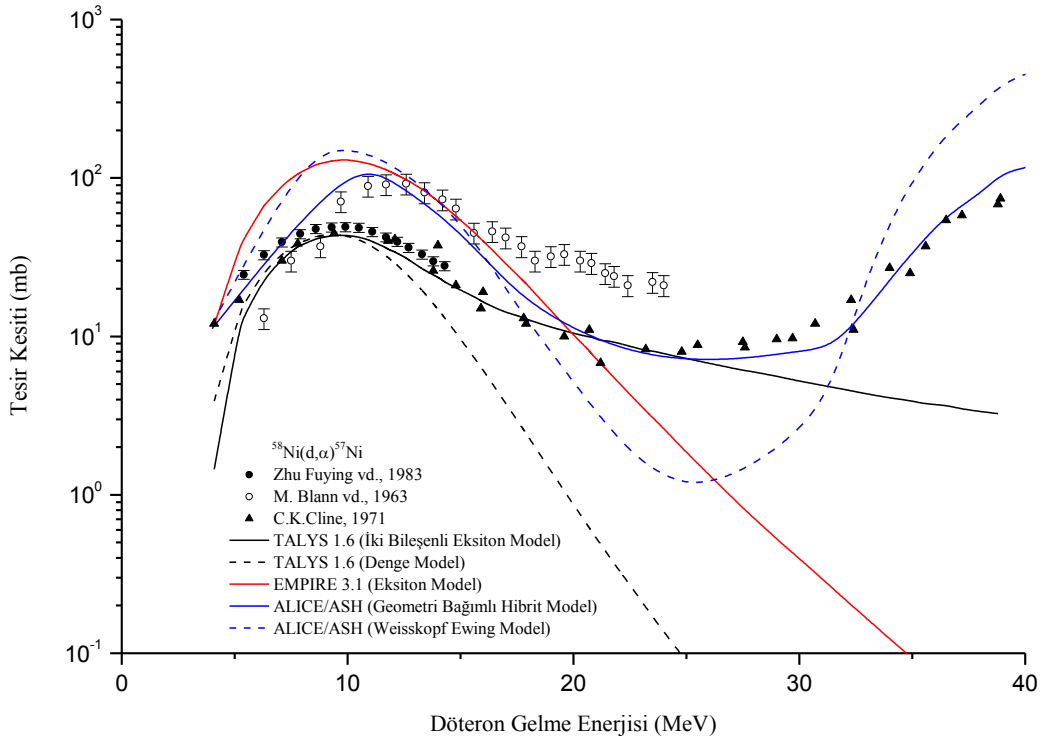
5.1.2. Nikel için tesir kesiti hesaplamaları

Ni için tesir kesiti hesaplamalarında, nükleer reaksiyonlara göre denge ve denge–öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılmıştır. $(d,2p)$, (d,α) , (d,n) ve $(d,2n)$ reaksiyonları için tesir kesiti hesaplamalarında denge–öncesi nükleer reaksiyonlar için; TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton, EMPIRE 3.1 Eksiton ve ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit (GDH) model kullanılmıştır. Denge reaksiyonları için ise TALYS 1.6 Denge modeli, ALICE/ASH Weiskopf Ewing model kullanılmıştır. (γ,n) ve $(\gamma,2n)$ reaksiyonları için tesir kesiti hesaplamaları için denge–öncesi nükleer reaksiyonlarda; TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton ve EMPIRE 3.1 Eksiton modelleri kullanılmıştır. Denge reaksiyonları içinse TALYS 1.6 Denge modeli kullanılmıştır. (n,γ) ve (p,γ) reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları için seviye yoğunluğu modelleri kullanılmıştır. Bunlar; TALYS 1.6 Sabit Sıcaklık Fermi Gaz, Geri Kaydırmalı Fermi Gaz, Genelleştirilmiş Süper Akışkan Fermi Gaz modelleri ve EMPIRE 3.1 Genelleştirilmiş Süper Akışkan, Gilbert Cameron, Hartree–Fock Bogoliubov modelleridir.

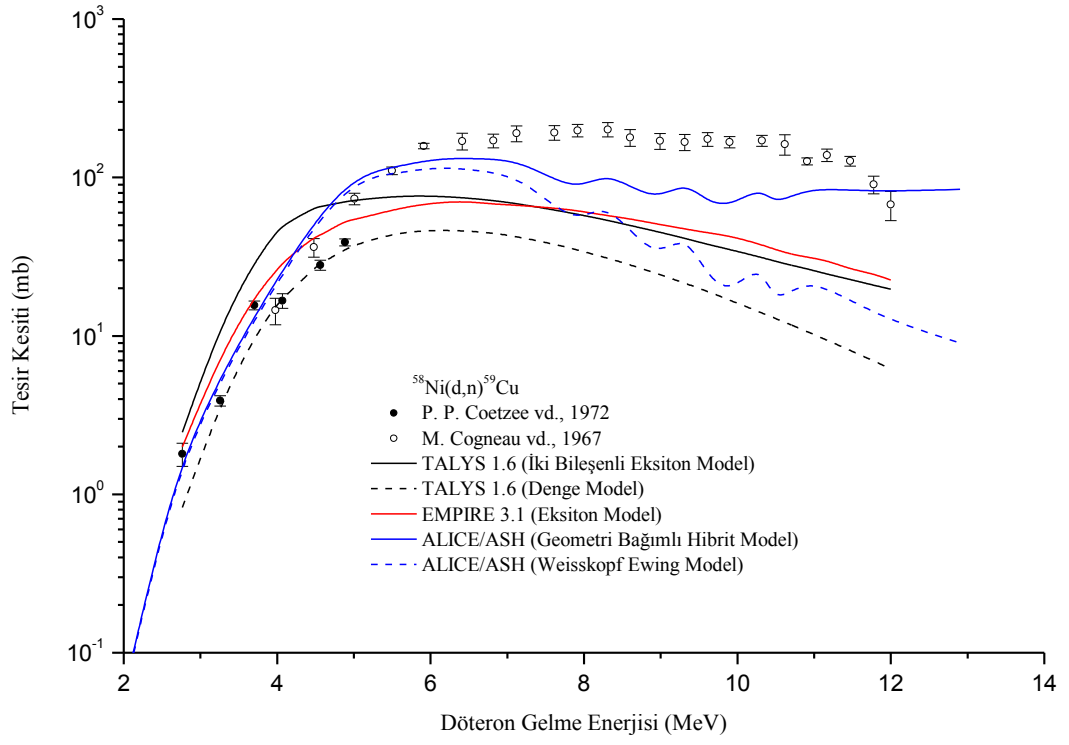
5.1.2.1. Döteron girişli reaksiyonlar



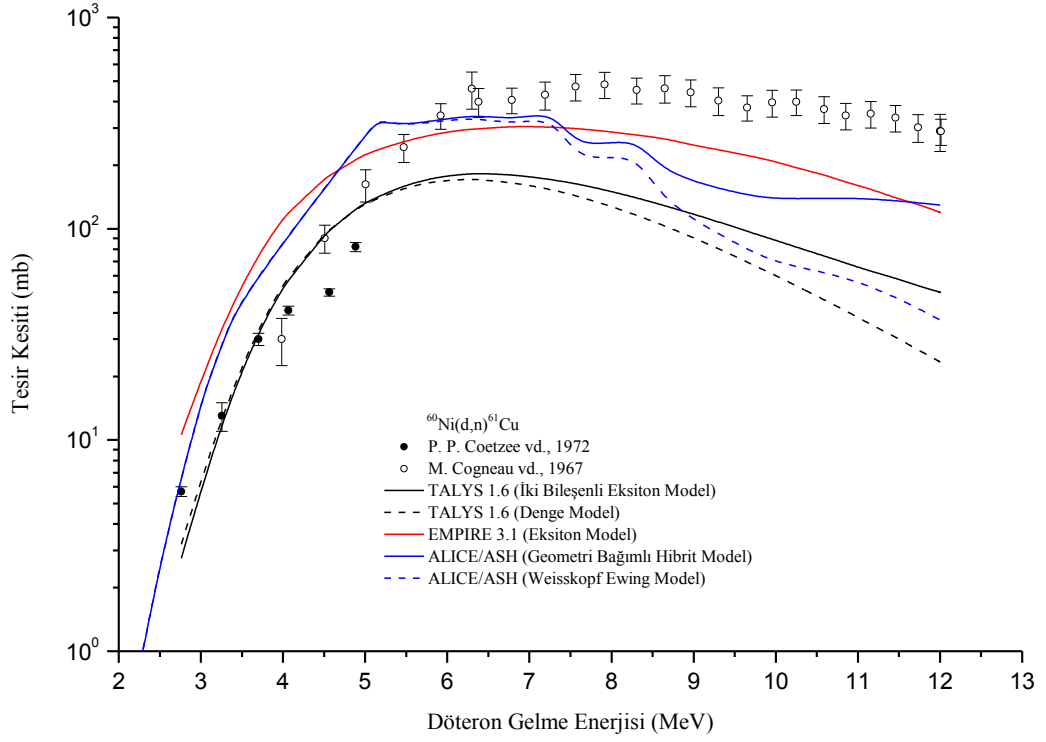
(a)



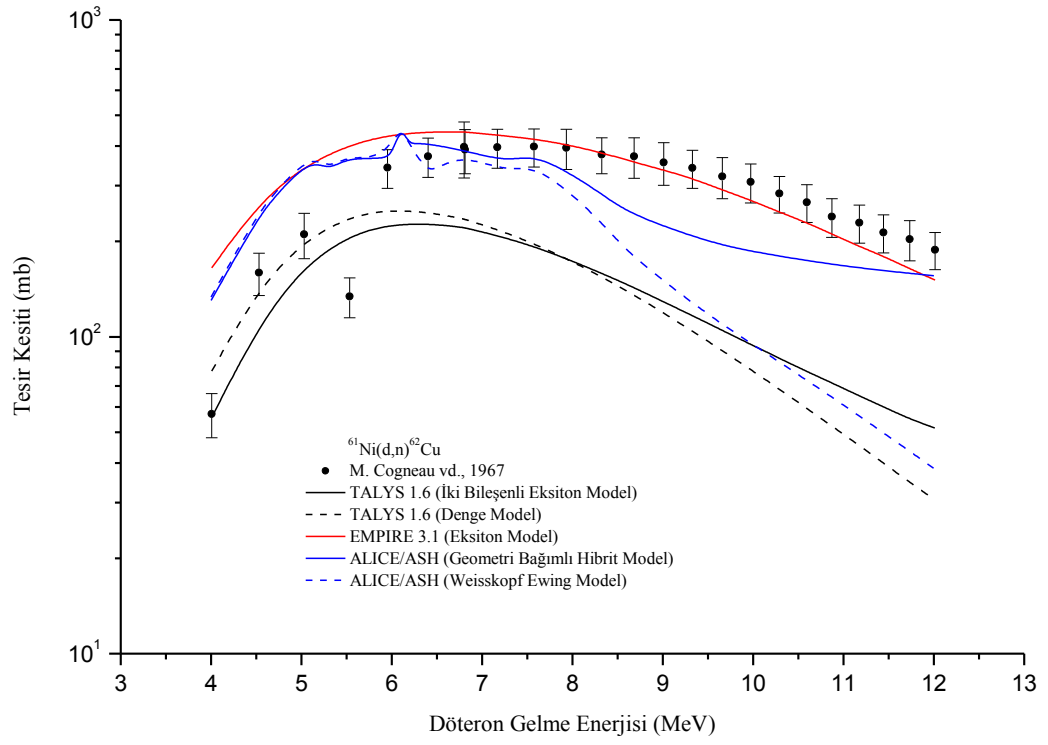
(b)



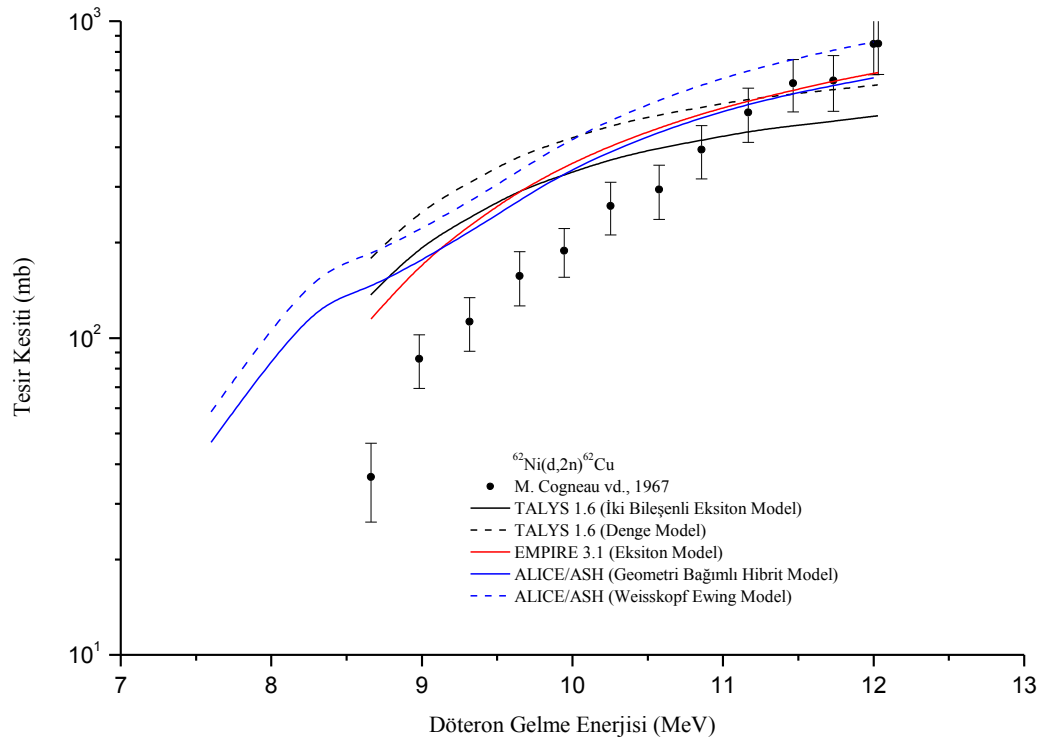
(c)



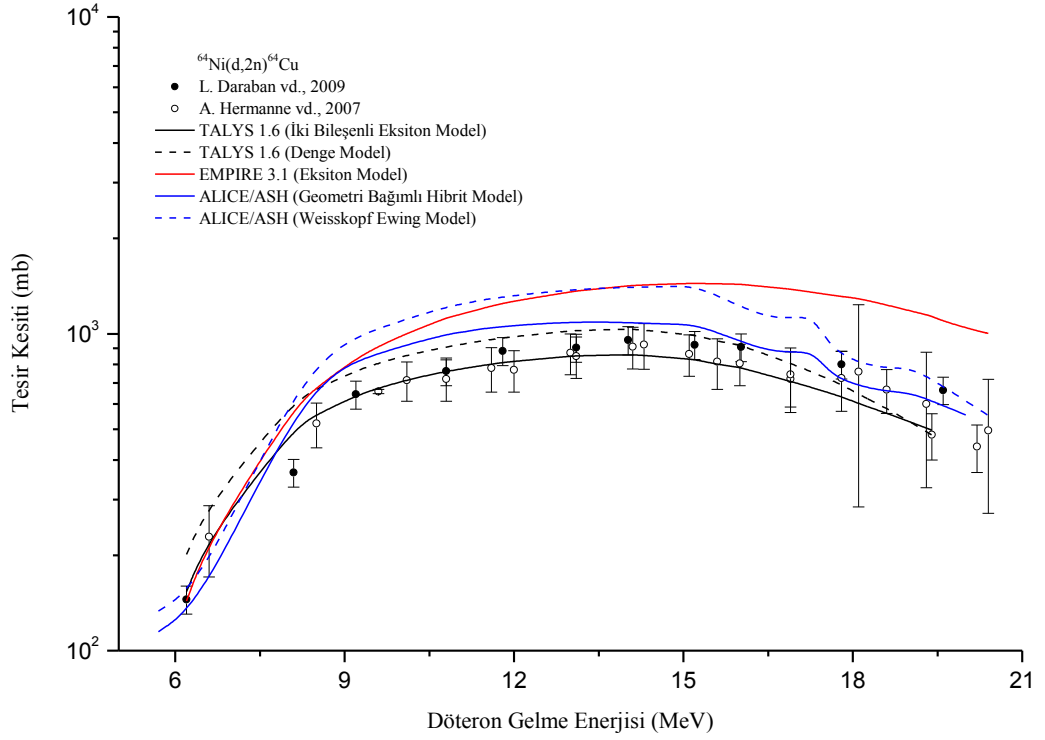
(d)



(e)



(f)



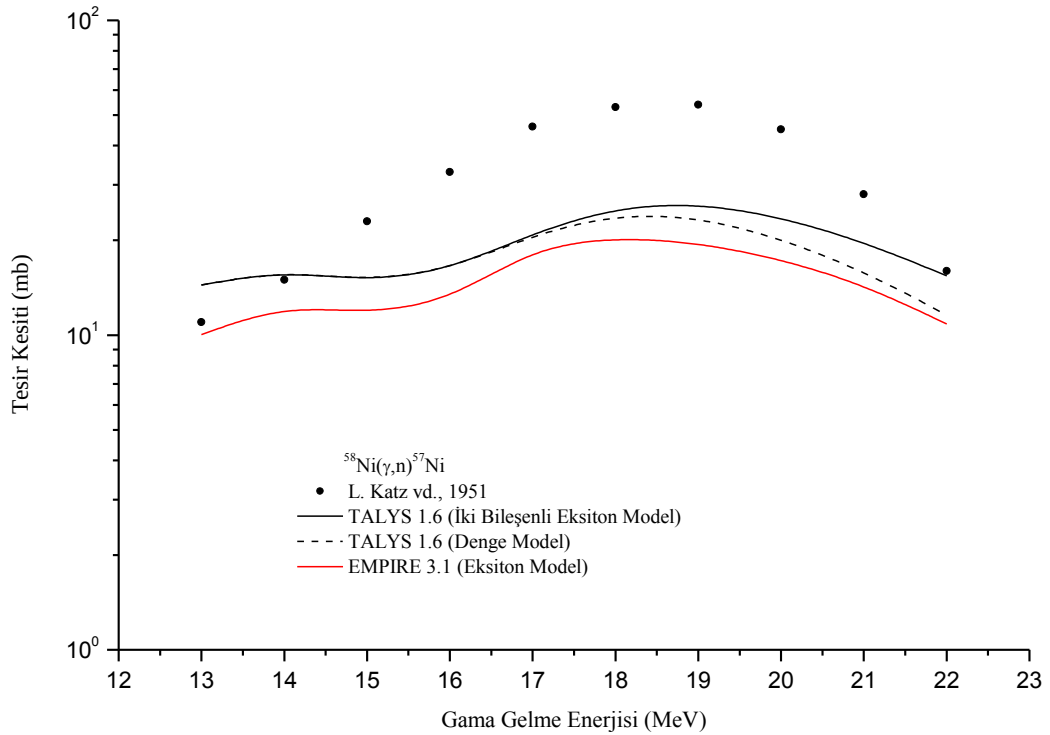
(g)

Şekil 5.16 (a) $^{58}\text{Ni}(d,2p)^{58}\text{Co}$ (b) $^{58}\text{Ni}(d,\alpha)^{57}\text{Ni}$ (c) $^{58}\text{Ni}(d,n)^{59}\text{Cu}$ (d) $^{60}\text{Ni}(d,n)^{61}\text{Cu}$ (e) $^{61}\text{Ni}(d,n)^{62}\text{Cu}$ (f) $^{62}\text{Ni}(d,2n)^{62}\text{Cu}$ (g) $^{64}\text{Ni}(d,2n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

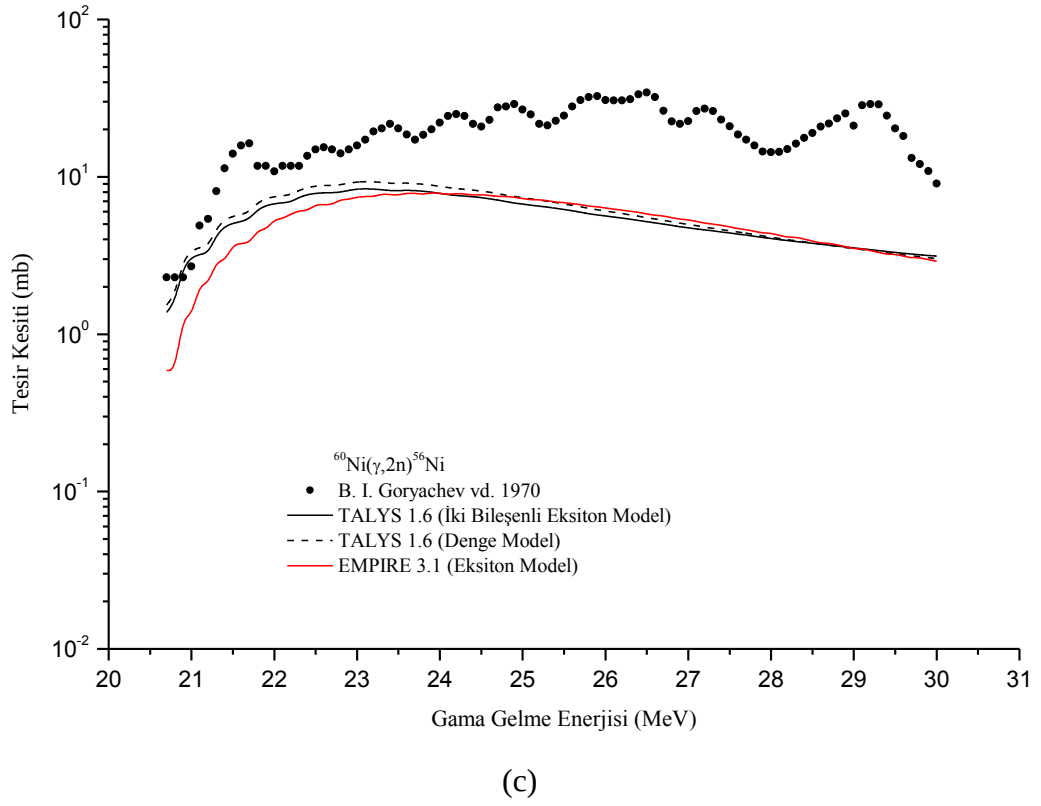
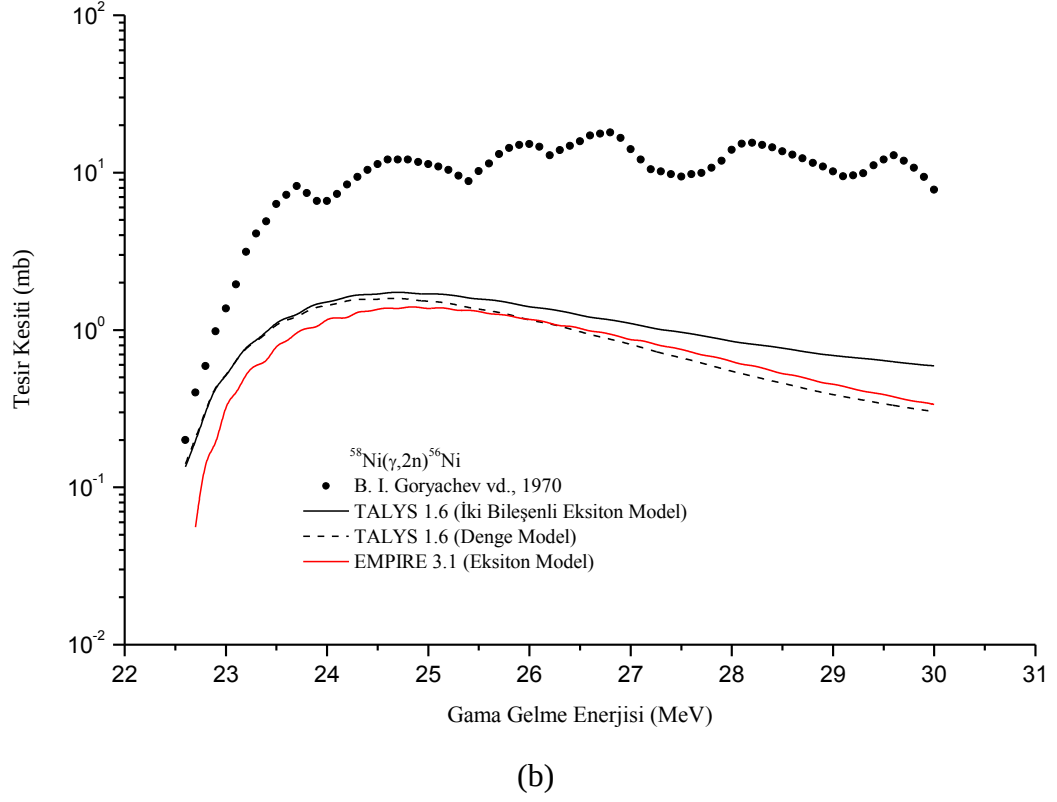
$^{58}, ^{60}, ^{61}, ^{62}, ^{64}\text{Ni}$ izotopları için hesaplanan (d,2p), (d, α), (d,n) ve (d,2n) reaksiyonları için tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması Şekil 5.16' da verilmiştir. Şekil 5.16 (a)' da $^{58}\text{Ni}(d,2p)^{58}\text{Co}$ reaksiyonu için TALYS 1.6 İki bileşenli Eksiton model deneysel veriler ile birbirine yakın değerler alırken ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit model tesir kesiti hesaplama sonuçları deneysel verilerden daha düşük değerler almış ve 30 MeV den sonra deneysel veriler ile uyum göstermektedir. Şekil 5.16 (b)' de $^{58}\text{Ni}(d,\alpha)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonu için 25 MeV enerji değerine kadar TALYS 1.6 İki bileşenli Eksiton model deneysel veriler ile uyumlu iken, bu enerji değerinden sonra ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit model deneysel verileri ile benzerlik göstermektedir. Şekil 5.16 (c) ve (d)' de $^{58}\text{Ni}(d,n)^{59}\text{Cu}$ ve $^{60}\text{Ni}(d,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonları için; yaklaşık 6,5 MeV enerji değerine kadar TALYS ve ALICE/ASH denge ve denge–öncesi nükleer reaksiyon modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamaları, deneysel veriler ile benzer sonuçlar almıştır. Bu enerji değerinden sonra tüm teorik nükleer modeller, deneysel değerlerden daha düşük tesir kesiti değerleri almıştır. Şekil 5.16 (e)' de $^{61}\text{Ni}(d,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için; yaklaşık 6,5 MeV

enerji değerinden sonra EMPIRE 3.1 Eksiton model deneysel veriler ile uyum göstermektedir. Diğer modeller deneysel verilerin oldukça altında bir değer almıştır. Denge modelleri yaklaşık 8 MeV enerjiden sonra sıfıra doğru bir düşüş sergilemektedir. Şekil 5.16 (f)' de $^{62}\text{Ni}(d,2n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için; yaklaşık 11 MeV enerji değerinden sonra tüm teorik modeller deneysel veriler ile uyumludur. Ancak, bu enerji değerine kadar nükleer reaksiyon modelleri ile yapılan tesir kesiti sonuçları, deneysel değerlerin oldukça üstünde değerler almıştır. Şekil 5.16 (g)' de $^{64}\text{Ni}(d,2n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için; TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton, Denge modeli ve ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit modelleri deneysel veriler ile uyumludur. Genel olarak teorik tesir kesiti hesaplamaları incelendiğinde denge reaksiyon modelleri, deneysel değerler ile yaklaşık 20 MeV enerjiye kadar benzer sonuçları alsalarda bu enerjiden sonra deneysel değerlerde keskin bir şekilde uzaklaşarak daha düşük değerler almıştır.

5.1.2.2. Gama girişli reaksiyonlar



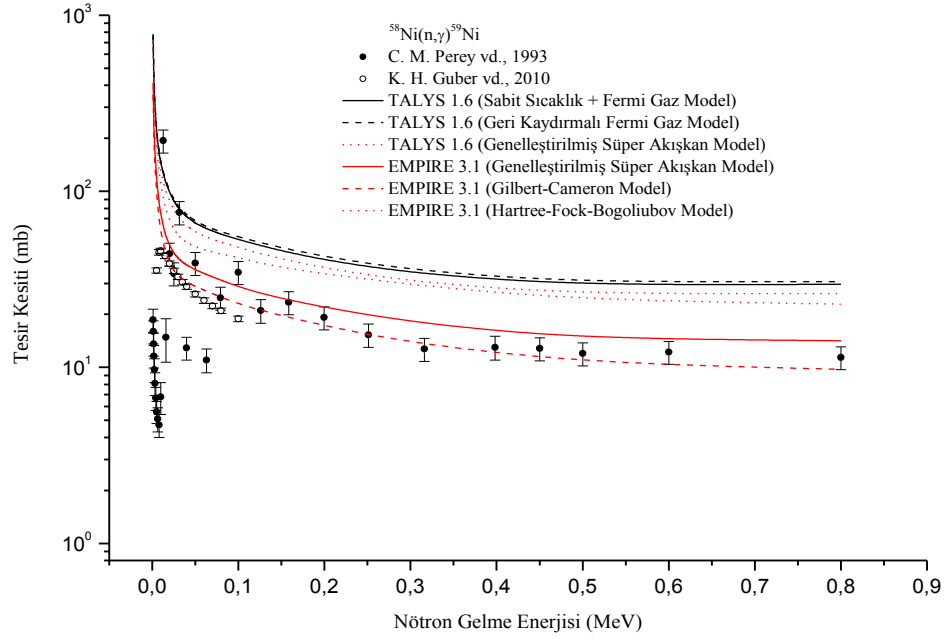
(a)



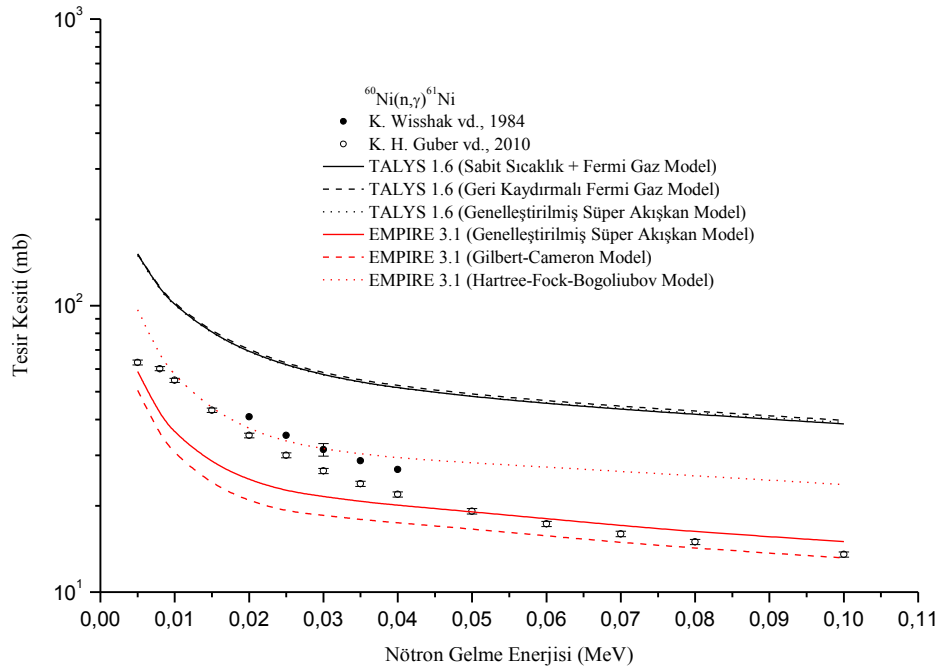
Şekil 5.17 (a) $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ (b) $^{58}\text{Ni}(\gamma, 2n)^{56}\text{Ni}$ (c) $^{60}\text{Ni}(\gamma, 2n)^{56}\text{Ni}$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

$^{58,60}\text{Ni}$ izotopları için hesaplanan (γ,n) ve $(\gamma,2n)$ reaksiyonları tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması Şekil 5.17’ de verilmiştir. Genel olarak, teorik modeller sonuçları birbirleri ile uyumlu iken, deneysel değerlerin altında tesir kesiti değerleri almıştır.

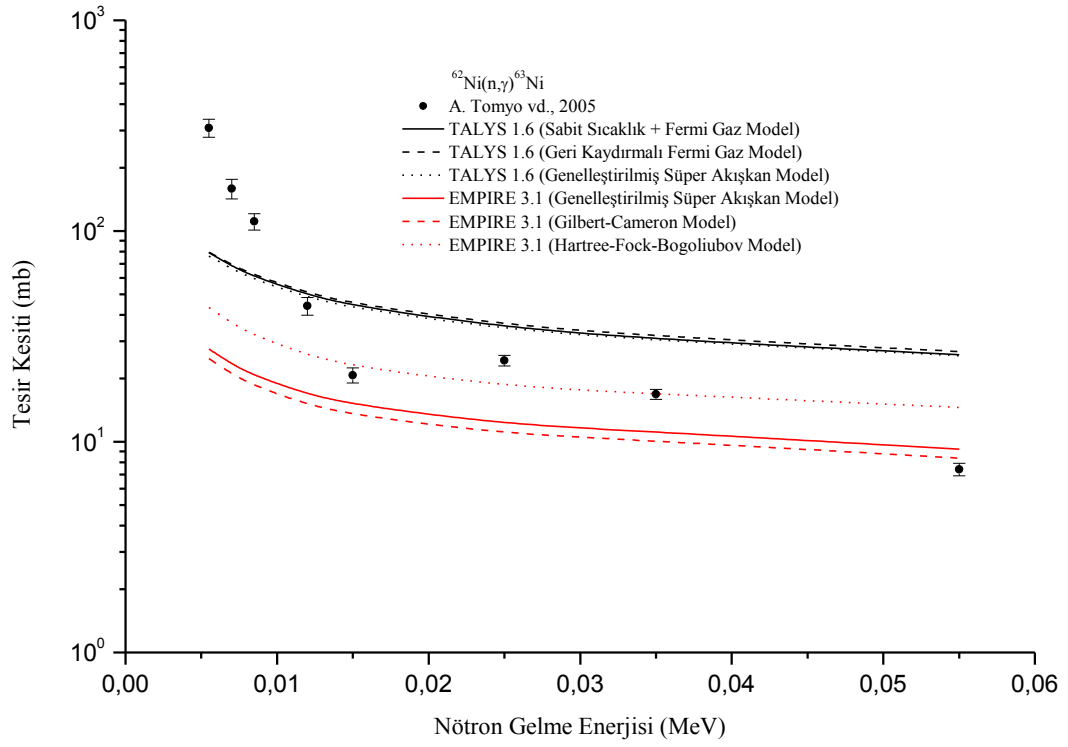
5.1.2.3. Nötron girişli reaksiyonlar



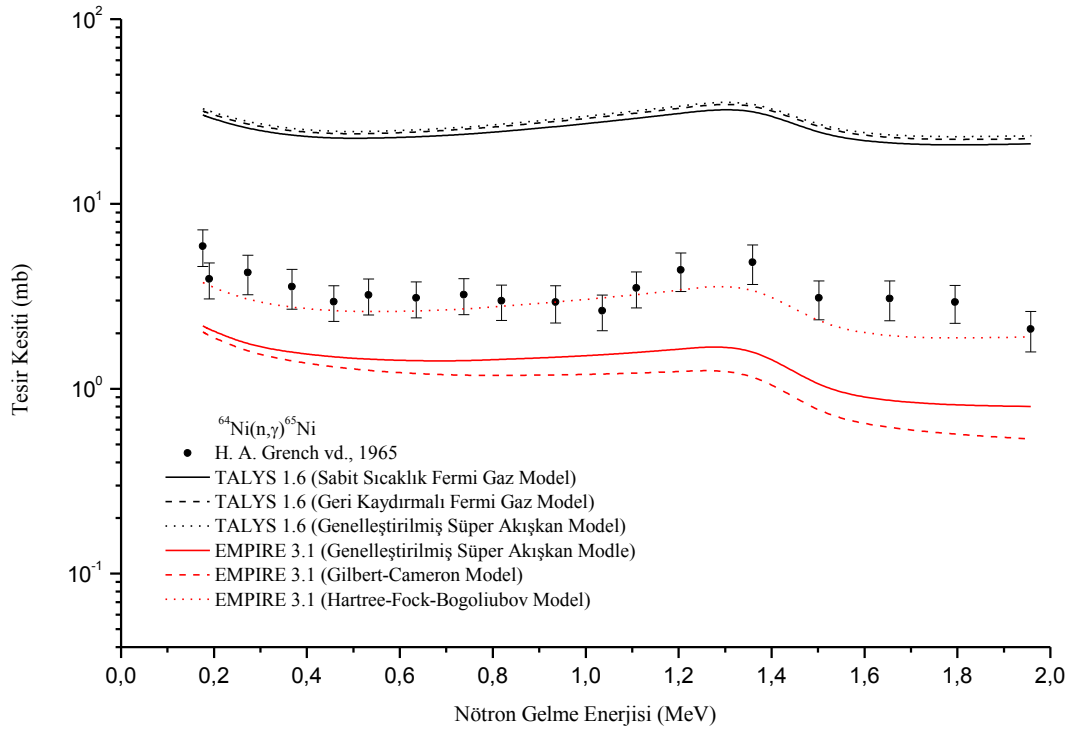
(a)



(b)



(c)

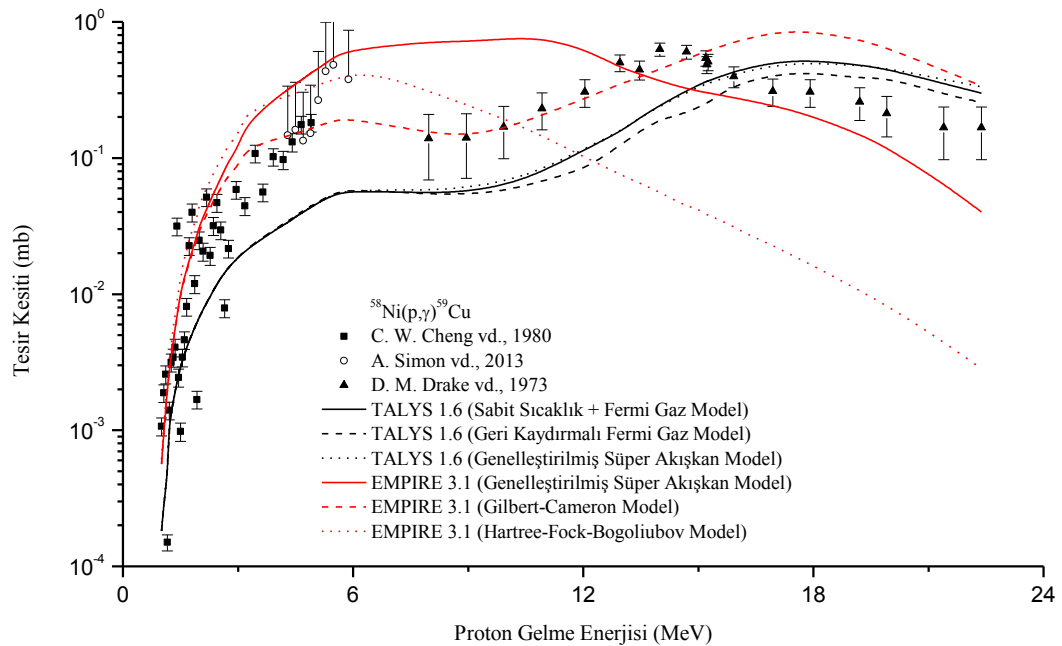


(d)

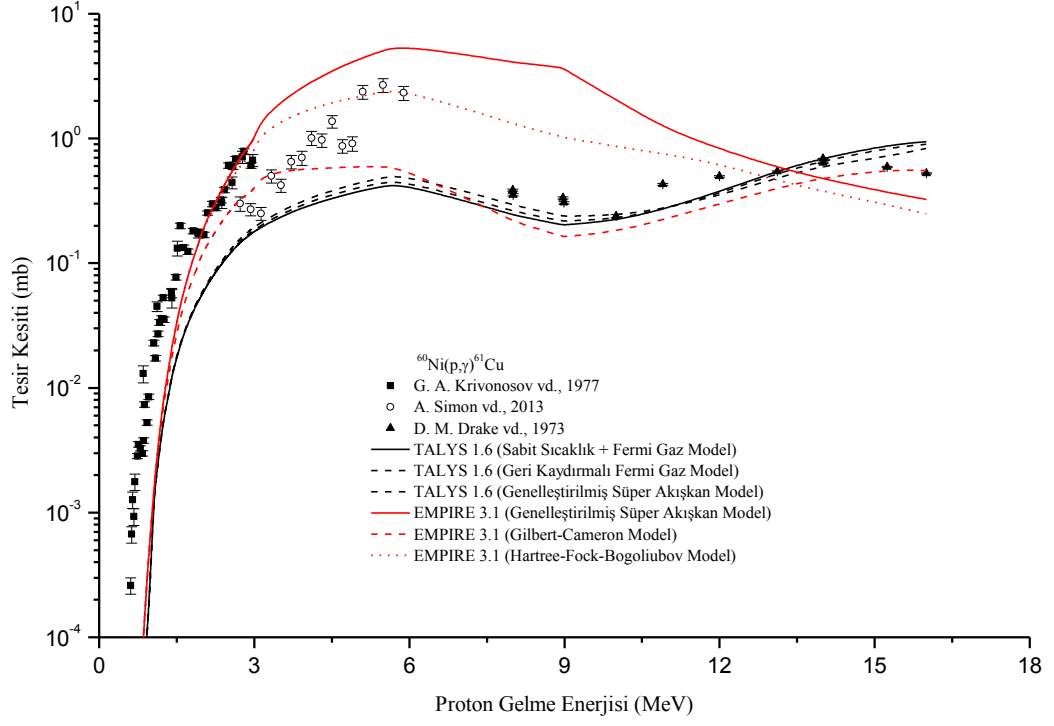
Şekil 5.18 (a) $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{56}\text{Ni}$ (b) $^{60}\text{Ni}(n,\gamma)^{61}\text{Ni}$ (c) $^{62}\text{Ni}(n,\gamma)^{63}\text{Ni}$ (d) $^{64}\text{Ni}(n,\gamma)^{65}\text{Ni}$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

$^{58}, ^{60}, ^{62}, ^{64}\text{Ni}$ izotopları için hesaplanan (n,γ) reaksiyon tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması Şekil 5.18’ de verilmiştir. Şekil 5.18 (a)’ da $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonu için EMPIRE 3.1 Gibert–Cameron model deneysel veriler ile tam uyum sergilemiştir. EMPIRE Genelleştirilmiş Süper Akışkan model ise deneysel hata barları içerisinde kalarak uyumu yakalamıştır. Ancak diğer seviye yoğunluğu modelleri deneysel değerlerden daha yüksek değerler almıştır. Şekil 5.18 (b)’ de $^{60}\text{Ni}(n,\gamma)^{61}\text{Ni}$ reaksiyonu için 0,04 MeV nötron gelme enerjisine kadar EMPIRE 3.1 Hartree–Fock–Bogoliubov model uyumlu iken, bu enerji değerinden sonra EMPIRE 3.1 Gibert–Cameron ve Genelleştirilmiş Süper Akışkan modelleri deneysel veriler ile uyumludur. TALYS 1.6 seviye yoğunluğu modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplama sonuçları, deneysel değerlerden daha yüksek değer almıştır. Şekil 5.18 (c)’ de $^{62}\text{Ni}(n,\gamma)^{63}\text{Ni}$ reaksiyonu için 0,015 – 0,035 MeV nötron gelme enerji aralığında EMPIRE 3.1 1 Hartree–Fock–Bogoliubov model deneysel veriler ile uyumlu iken diğer seviye yoğunluğu modelleri uyum sergilememiştir. Şekil 5.18 (d)’ de $^{64}\text{Ni}(n,\gamma)^{65}\text{Ni}$ reaksiyonu için EMPIRE 3.1 1 Hartree–Fock–Bogoliubov model deneysel veriler ile benzer sonuçlar alarak tam uyum göstermiştir.

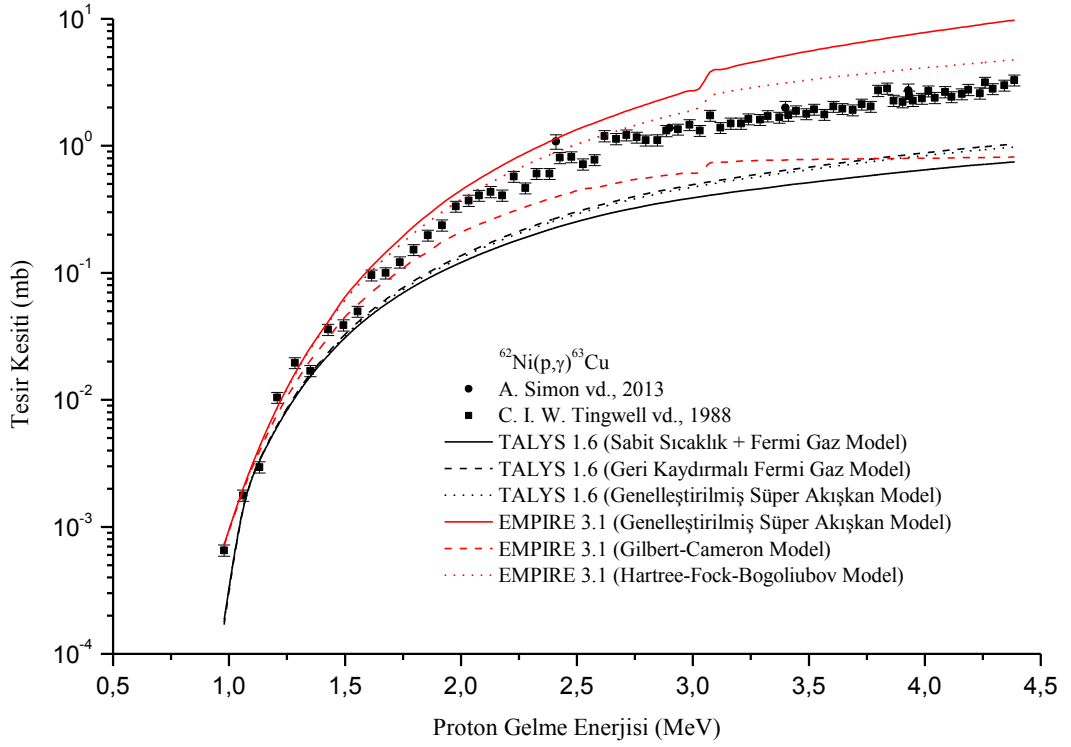
5.1.2.4. Proton girişli reaksiyonlar



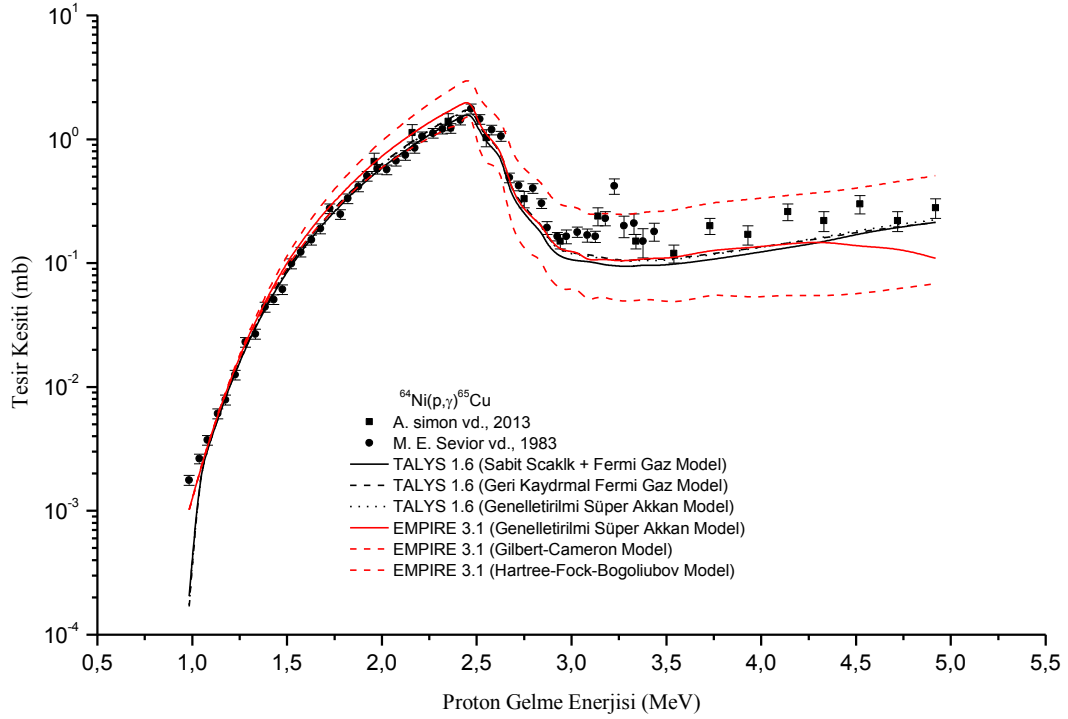
(a)



(b)



(c)



(d)

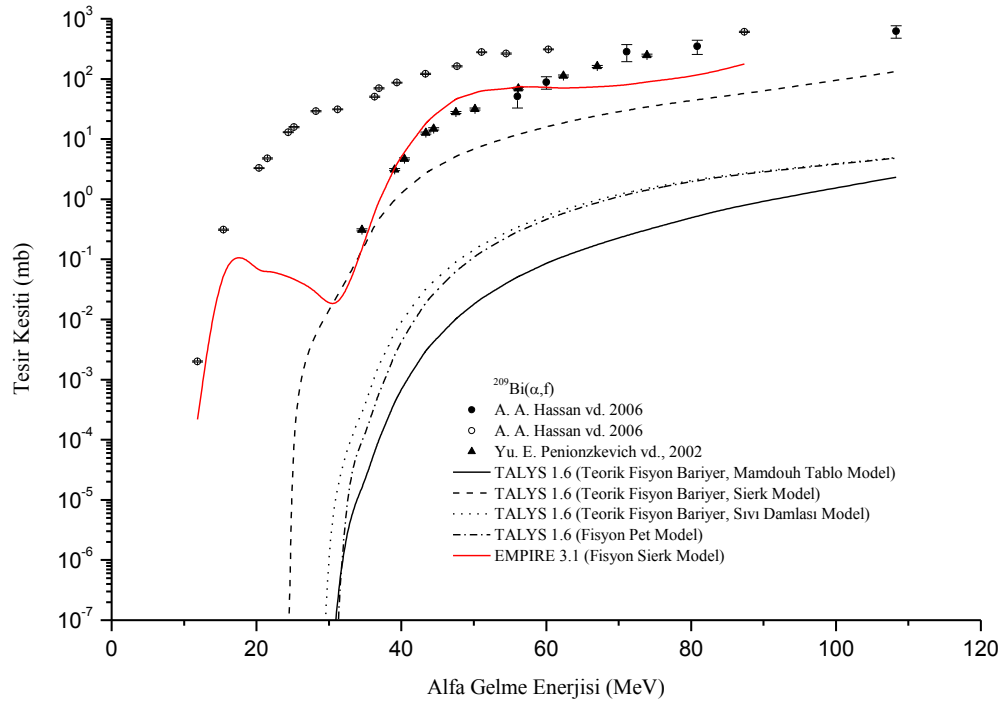
Şekil 5.19 (a) $^{58}\text{Ni}(p,\gamma)^{59}\text{Cu}$ (b) $^{60}\text{Ni}(p,\gamma)^{61}\text{Cu}$ (c) $^{62}\text{Ni}(p,\gamma)^{63}\text{Cu}$ (d) $^{64}\text{Ni}(p,\gamma)^{65}\text{Cu}$ reaksiyonları için hesaplanan tesis kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

$^{58,60,62,64}\text{Ni}$ izotopları için hesaplanan (p,γ) reaksiyon tesis kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması Şekil 5.18’ de verilmiştir. Şekil 5.18 (a)’ da $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{58}\text{Ni}$ reaksiyonu için EMPIRE 3.1 Gilbert–Cameron model deneysel veriler ile benzer sonuçlar almıştır. EMPIRE Genelleştirilmiş Süper Akışkan model ise deneysel verilerin hata barları içerisinde kalarak uyumu yakalamıştır. Ancak diğer seviye yoğunluğu modelleri deneysel değerlerden daha yüksek değerler almıştır. Şekil 5.18 (b)’ de $^{60}\text{Ni}(n,\gamma)^{61}\text{Ni}$ reaksiyonu için 0,04 MeV nötron gelme enerjisine kadar EMPIRE 3.1 1 Hartree–Fock–Bogoliubov model uyumlu iken bu enerji değerinden sonra EMPIRE 3.1 Gilbert–Cameron ve Genelleştirilmiş Süper Akışkan modelleri deneysel veriler ile uyumludur. TALYS 1.6 seviye yoğunluğu modelleri deneysel değerlerden daha yüksek değerler alarak uyum sergilememiştir. Şekil 5.18 (c)’ de $^{62}\text{Ni}(n,\gamma)^{63}\text{Ni}$ reaksiyonu için 0,015 – 0,035 MeV nötron gelme enerji aralığında EMPIRE 3.1 1 Hartree–Fock–Bogoliubov model deneysel veriler ile uyumlu iken diğer seviye yoğunluğu modelleri uyum sergilememiştir. Şekil 5.18 (d)’ de $^{64}\text{Ni}(n,\gamma)^{65}\text{Ni}$ reaksiyonu için EMPIRE 3.1 1 Hartree–Fock–Bogoliubov model deneysel veriler ile tam uyumludur.

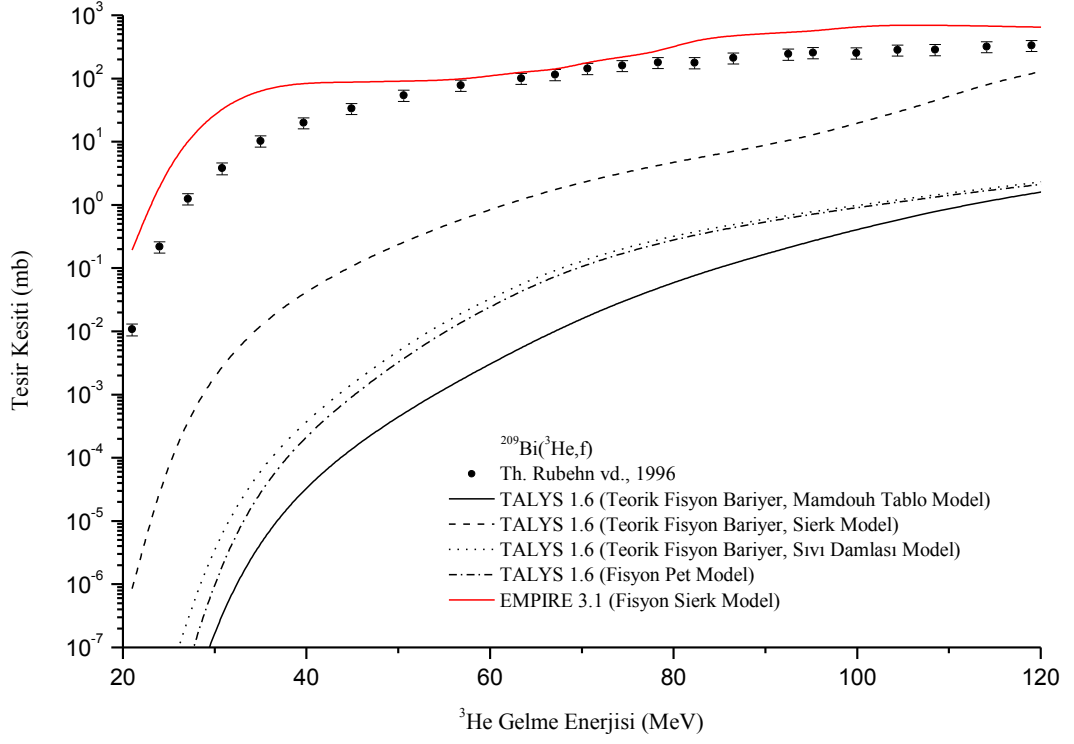
5.1.3. Bizmut için tesir kesiti hesaplamaları

Bi için tesir kesiti hesaplamalarında reaksiyonlara göre denge ve denge-öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılmıştır. (α ,f), (^3He ,f), (n,f) ve (p,f) reaksiyonları tesir kesiti hesaplamaları için; TALYS 1.6 fisyon reaksiyon modelleri ve EMPIRE fisyon sierk modeli kullanılmıştır. (γ ,n), (γ ,2n) reaksiyonları tesir kesiti hesaplamaları için seviye yoğunluğu modelleri kullanılmıştır. Bunlar; TALYS 1.6 Sabit Sıcaklık Fermi Gaz, Geri Kaydırmalı Fermi Gaz, Genelleştirilmiş Süper Akışkan ve EMPIRE 3.1 Genelleştirilmiş Süper Akışkan, Gilbert Cameron, Hartree–Fock Bogoliubov (HFB) modelleridir. (n, γ) ve (p, γ) reaksiyonları tesir kesiti hesaplamaları için, TALYS 1.6 Sabit Sıcaklık Fermi Gaz (SSFG), Geri Kaydırmalı Fermi Gaz, Genelleştirilmiş Süper Akışkan modelleri kullanılmıştır. (^3He ,n), (^3He ,2n), (^3He ,3n), (^3He ,4n) ve (^3He ,5n) reaksiyonları tesir kesiti hesaplamaları için TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton ve Denge modelleri kullanılmıştır.

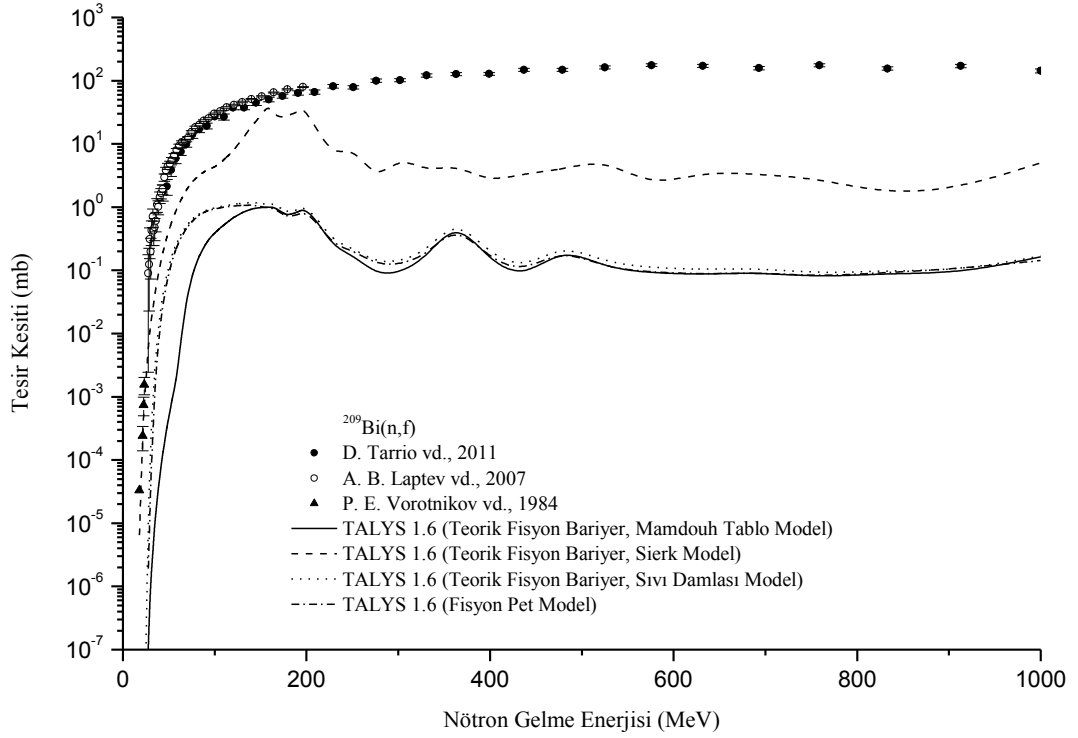
5.1.3.1. Fisyon çıkışlı reaksiyonlar



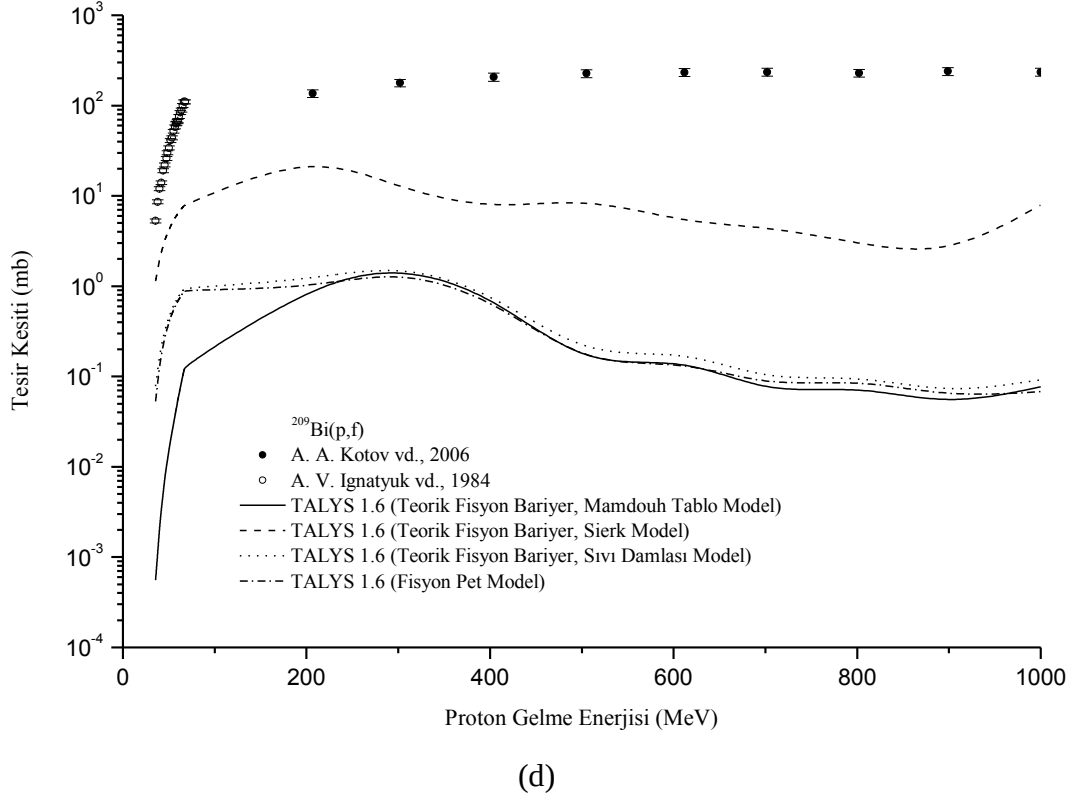
(a)



(b)



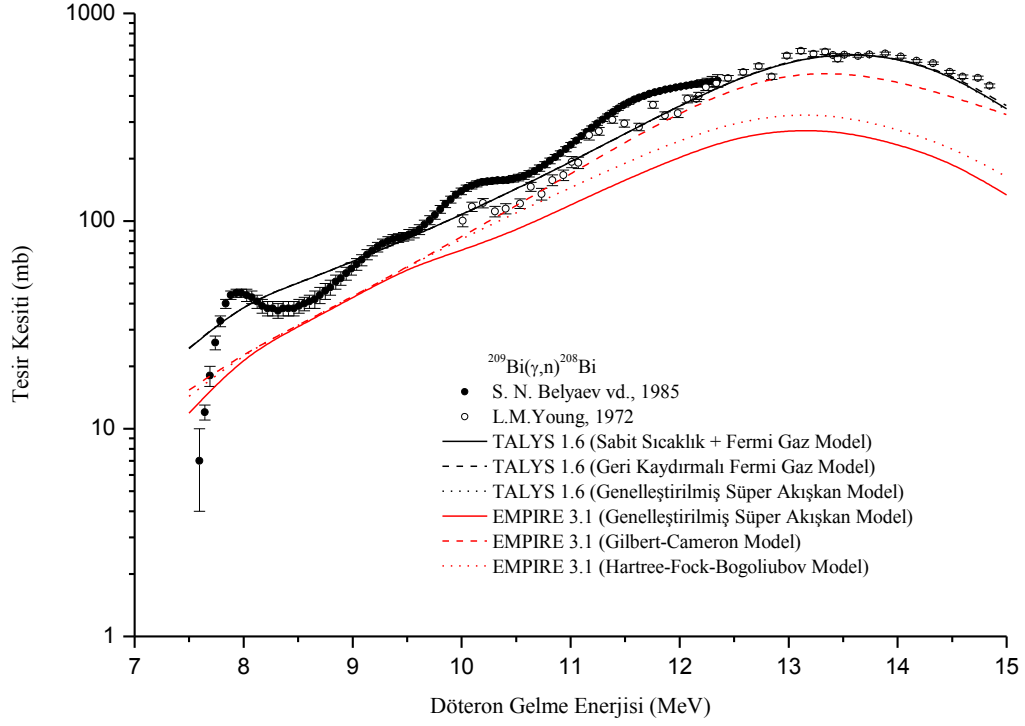
(c)



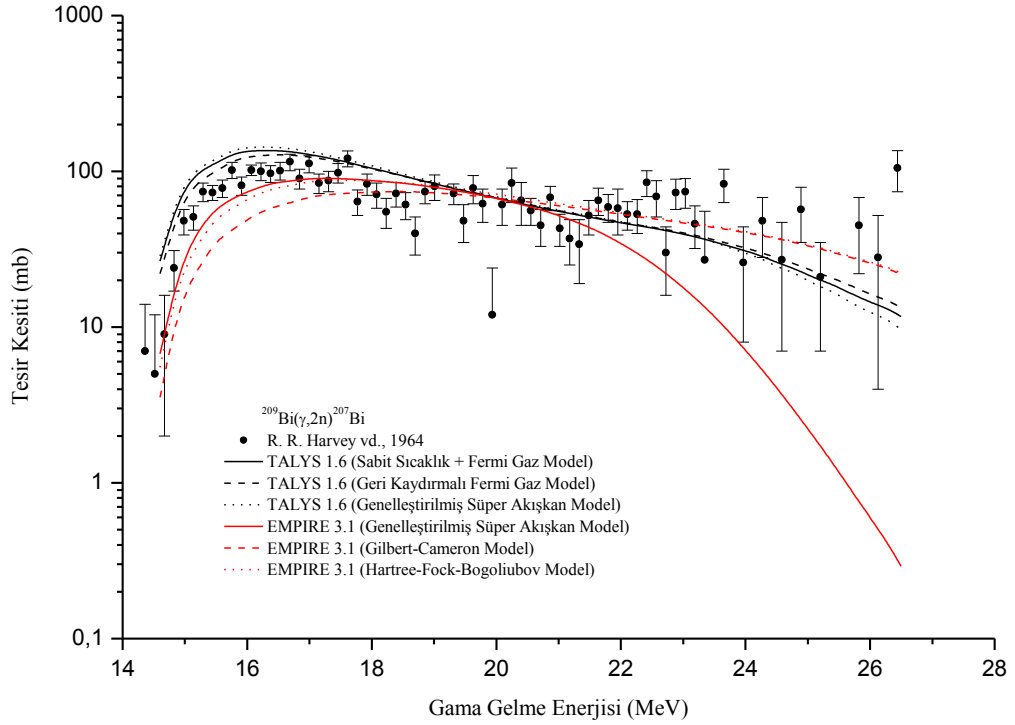
Şekil 5.20. a) $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$, b) $^{209}\text{Bi}({}^3\text{He}, f)$, c) $^{209}\text{Bi}(n, f)$, d) $^{209}\text{Bi}(p, f)$ reaksiyonları için hesaplanan tesis kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

$^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$, $^{209}\text{Bi}({}^3\text{He}, f)$, $^{209}\text{Bi}(n, f)$ ve $^{209}\text{Bi}(p, f)$ reaksiyonlarına ait deneysel ve teorik hesaplama sonuçlarının karşılaştırılması Şekil 5.20’ de verilmiştir. Şekil 5.20 (a)’ da $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ reaksiyonu için TALYS 1.6 fisyon reaksiyon modelleri birbirleri ve deneysel veriler ile harmoniktir. Ancak, deneysel verilerden daha düşük değerler ile takip etmektedir. Şekil 5.20 (b)’ de $^{209}\text{Bi}({}^3\text{He}, f)$ reaksiyonu için EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk modelli deneysel veriler ile benzer sonuçları sergilemiştir. Şekil 5.20 (c) ve (d)’ de $^{209}\text{Bi}(n, f)$ ve $^{209}\text{Bi}(p, f)$ reaksiyonları için yüksek enerji değerlerinde, enerji artışı ile hesaplanan fisyon reaksiyonu model sonuçları deneysel verilerin altında değer almıştır. Bu durum enerji artışına bağlı olarak fisyon modellerinin 100 MeV enerjiden sonra uyumunu kaybettiğini göstermektedir.

5.1.3.2. Gama girişli reaksiyonlar



(a)

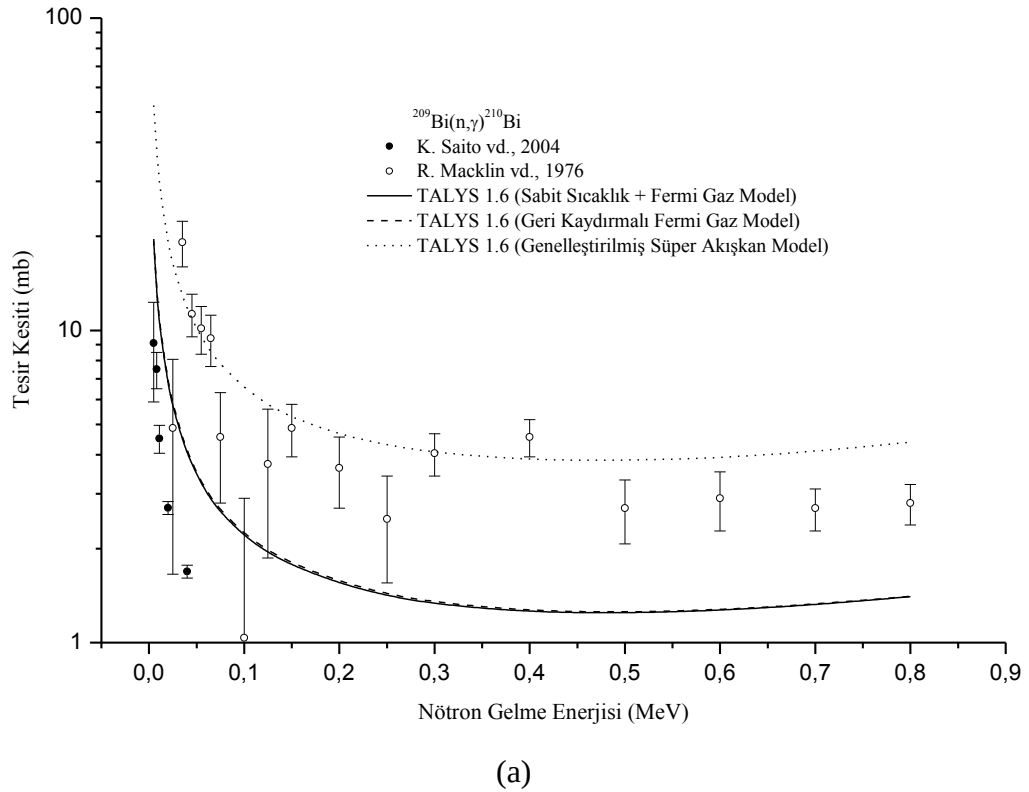


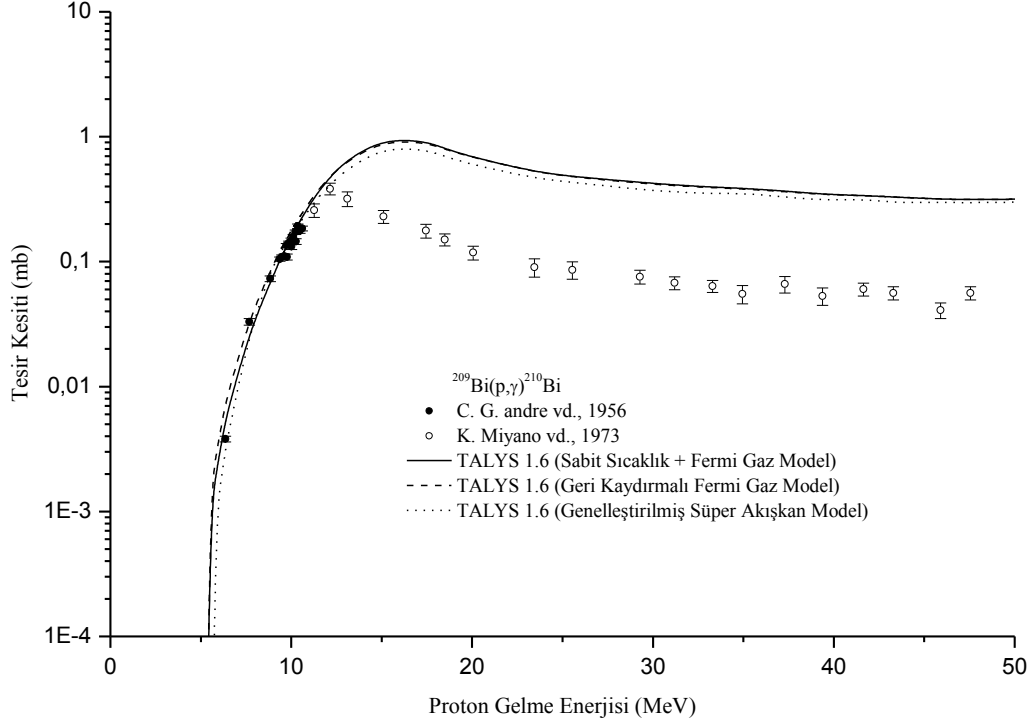
(b)

Şekil 5.21. (a) $^{209}\text{Bi}(\gamma,n)^{208}\text{Bi}$ ve (b) $^{209}\text{Bi}(\gamma,2n)^{207}\text{Bi}$ reaksiyonları için hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

$^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$ ve $^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)^{207}\text{Bi}$ reaksiyonlarına ait deneysel ve teorik hesaplama sonuçlarının karşılaştırılması Şekil 5.20’ de verilmiştir. Şekil 5.21 (a)’ da $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$ reaksiyonu için TALYS 1.6 Sabit Sıcaklık Fermi Gaz modeli 10 MeV enerjiden sonra deneysel veriler ile örtüşmektedir. EMPIRE 3.1 Gilbert–Cameron model ise 10 MeV enerjiden sonra deneysel değerlerin hata barlarının arasında kalarak deneysel değerler ile uyum göstermiştir. Şekil 5.21 (b) $^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)^{207}\text{Bi}$ reaksiyonunda EMPIRE 3.1 Genelleştirilmiş Süper Akışkan model 21 MeV enerjiye kadar deneysel değerler ile benzer sonuçlar alırken, diğer seviye yoğunluğu modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamaları, deneysel değerlerin hata barları arasında kalacak şekilde uyum göstermektedir.

5.1.3.3. Gama çıkışlı reaksiyonlar



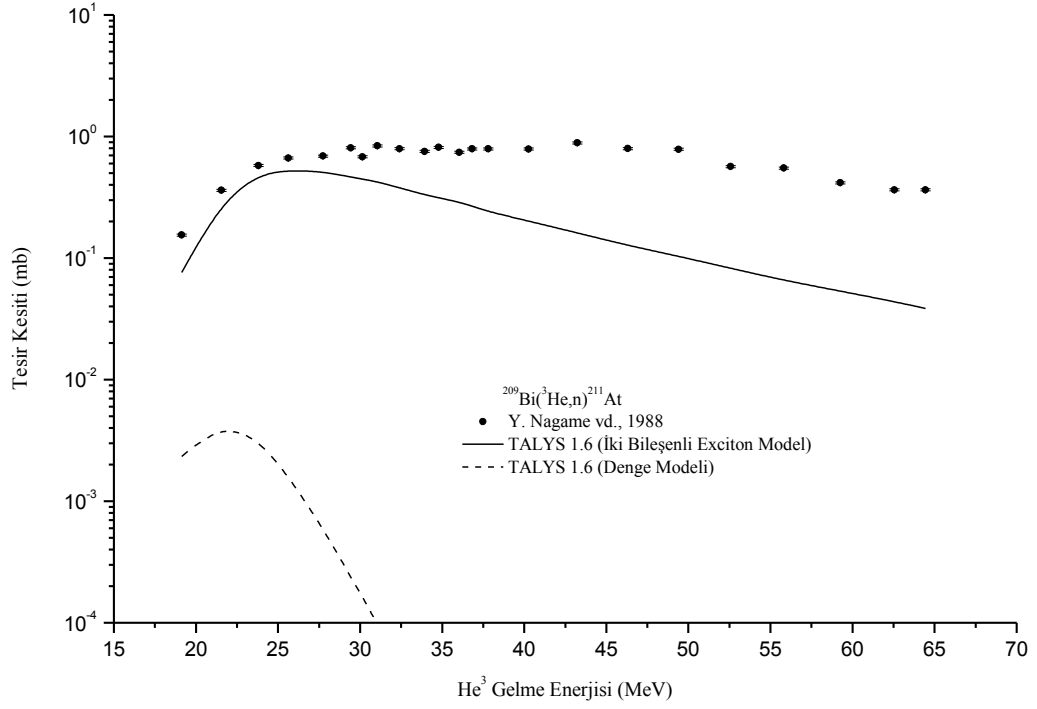


(b)

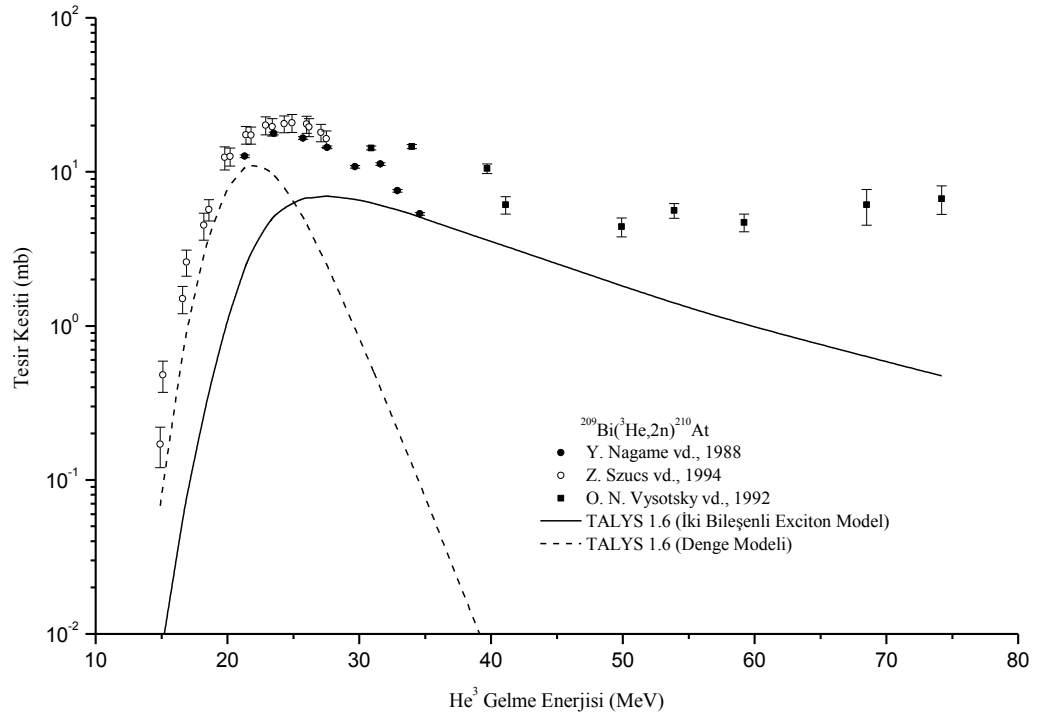
Şekil 5.22. a) $^{209}\text{Bi}(n,\gamma)^{210}\text{Bi}$ ve b) $^{209}\text{Bi}(p,\gamma)^{210}\text{Bi}$ reaksiyonları için hesaplanan tesis kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

$^{209}\text{Bi}(n,\gamma)^{210}\text{Bi}$ ve $^{209}\text{Bi}(p,\gamma)^{210}\text{Bi}$ reaksiyonlarına ait deneysel ve teorik hesaplama sonuçlarının karşılaştırılması Şekil 5.22' de verilmiştir. Şekil 5.22 (a)' da $^{209}\text{Bi}(n,\gamma)^{210}\text{Bi}$ reaksiyonu için TALYS 1.6 genelleştirilmiş süper akışkan model hesaplamaları 0,45 MeV enerjiye kadar deneysel değerler ile benzer sonuçlar olarak uyum göstermiştir. Şekil 5.22 (b)' da $^{209}\text{Bi}(p,\gamma)^{210}\text{Bi}$ reaksiyonu için tüm model hesaplamaları birbirleri ile uyumlu iken deneysel değerler ile yaklaşık 10 MeV enerjiye kadar uyum göstermektedir. Her iki gama çıkışlı reaksiyon incelendiğinde, enerji artışı ile teorik tesis kesiti hesaplamaları deneysel değerlerden uzaklaşmakta ve artış sergilemektedir.

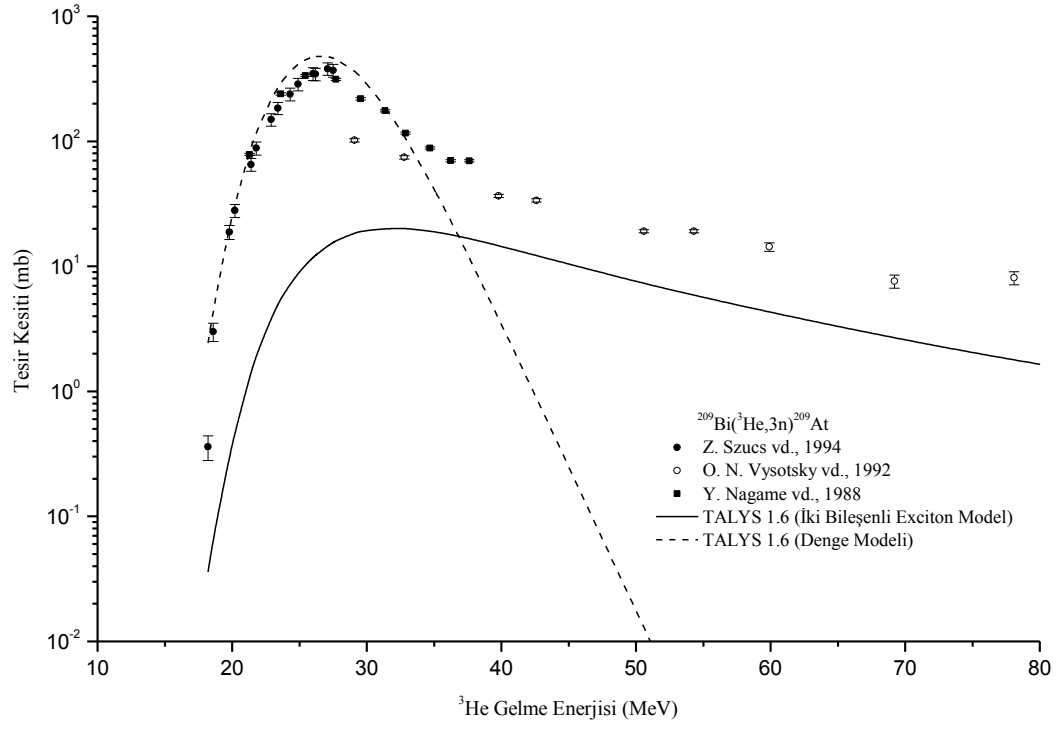
5.1.3.4. ^3He girişli reaksiyonlar



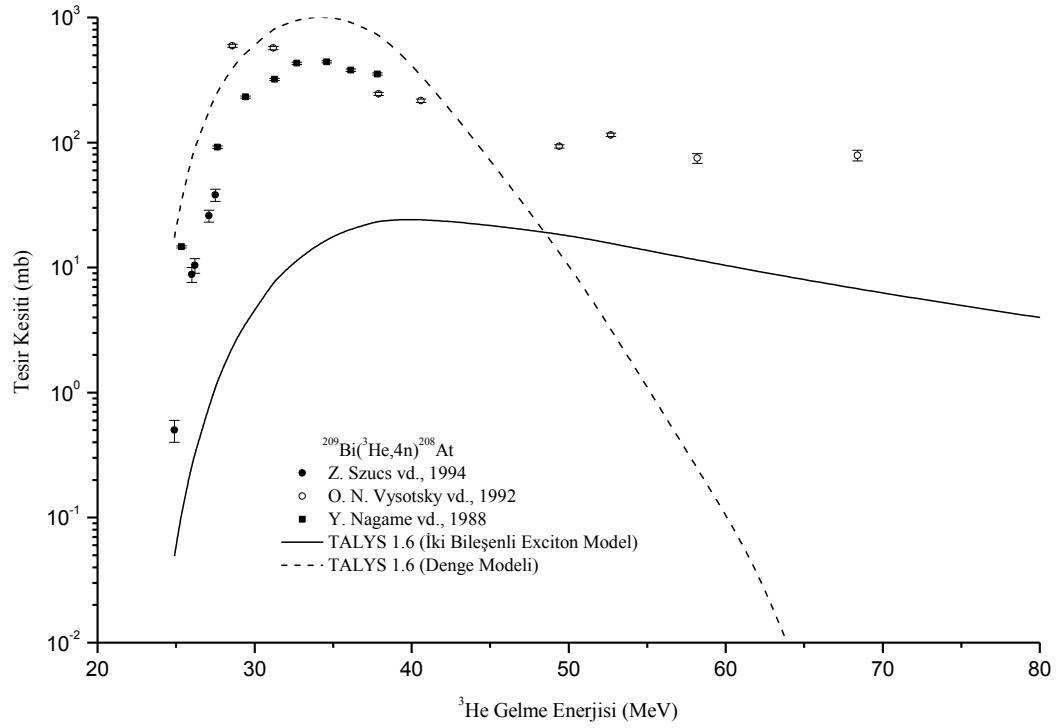
(a)



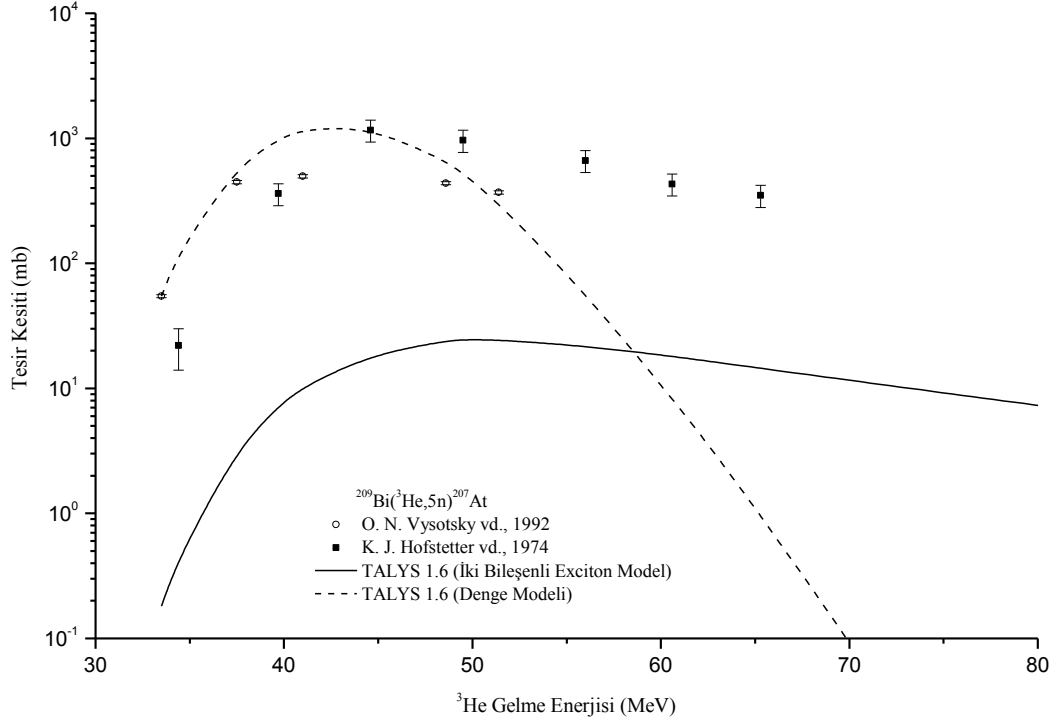
(b)



(c)



(d)



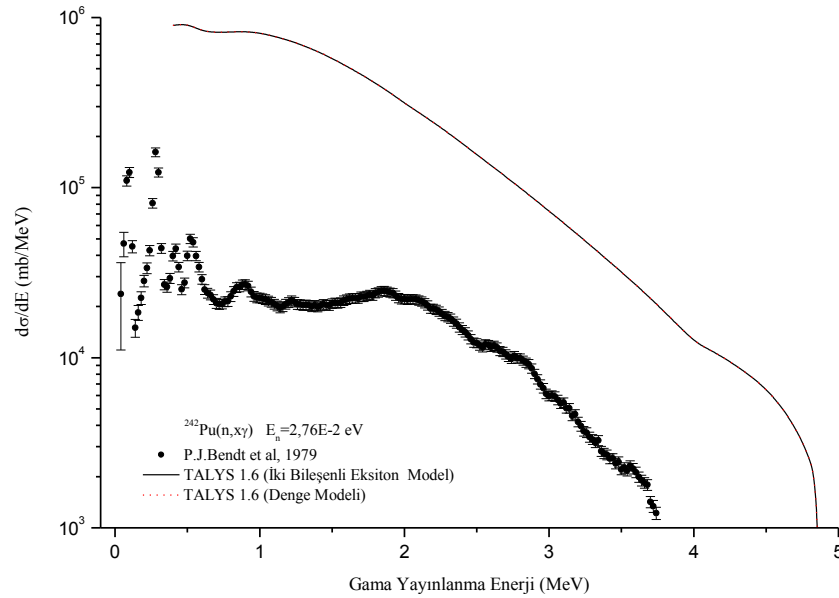
(e)

Şekil 5.23. a) $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},n)^{211}\text{At}$, b) $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},2n)^{210}\text{At}$, c) $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},3n)^{209}\text{At}$, d) $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},4n)^{208}\text{At}$ ve e) $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},5n)^{207}\text{At}$ reaksiyonu için hesaplanan tesis kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

$^{209}\text{Bi}(^3\text{He},n)^{211}\text{At}$, $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},2n)^{210}\text{At}$, $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},3n)^{209}\text{At}$, $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},4n)^{208}\text{At}$ ve $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},5n)^{207}\text{At}$ reaksiyonlarına ait deneysel ve teorik hesaplama sonuçlarının karşılaştırılması Şekil 5.23' de verilmiştir. $^{209}\text{Bi}(^3\text{He},xn)$ reaksiyonu için denge ve denge – öncesi reaksiyon hesaplamaları incelendiğinde, denge reaksiyonu yaklaşık 30 – 35 MeV enerji aralığında maksimum değere ulaşarak bu enerji aralığında nötronların üretildiğini göstermektedir. Belirtilen enerji aralığından sonra diğer denge modellerinde olduğu gibi sıfıra doğru ani ve bir düşüş sergilemektedir. Denge öncesi reaksiyonlar için kullanılan TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model, deneysel değerler ile aynı harmoniyi sergilese de, deneysel verilerin altında değerler almıştır.

5.2. Yayınlanma Spektrumu Hesaplamaları

5.2.1. Plütinyum için yayınlanma spektrumu hesaplamaları



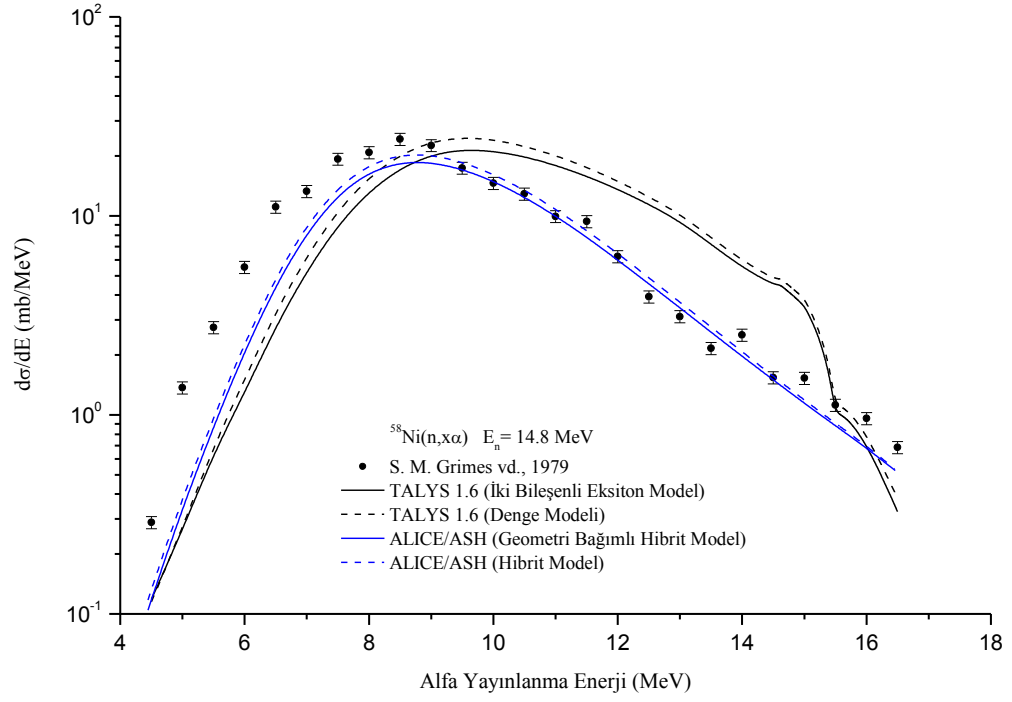
Şekil 5.24. $2,76 \cdot 10^{-2}$ eV nötron gelme enerjili $^{242}\text{Pu}(n,\gamma)$ reaksiyonu sonucunda oluşan gama yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

$2,76 \cdot 10^{-2}$ eV nötron gelme enerjili $^{242}\text{Pu}(n,\gamma)$, gama yayınlanma reaksiyonu için denge ve denge – öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak 0 – 5 MeV enerji aralığında yayınlanan gamalar için hesaplamalar yapılmıştır. TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model ve denge modeli birbiri ile uyum içerisindedir ancak, deneysel değerlerin oldukça üstünde bir gama yayınlanma enerjisine sahiptir.

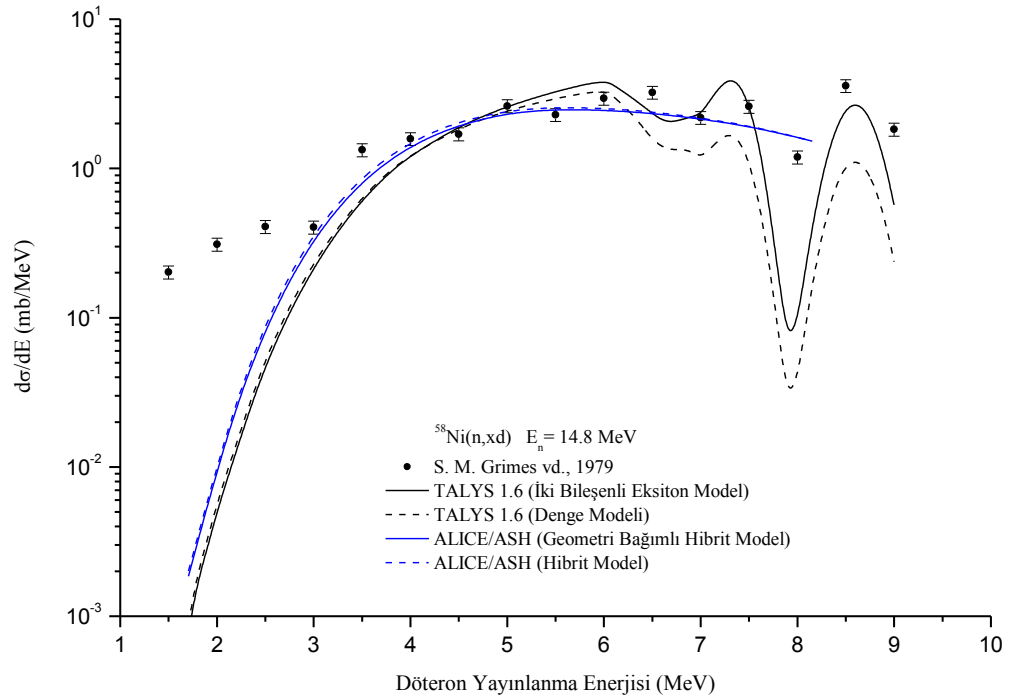
5.2.2. Nikel için yayınlanma spektrumu hesaplamaları

Ni izotopları için nötron ve proton girişli yayınlanma spektrumu hesaplamalarına yönelik olarak denge ve denge–öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılmıştır. (n,α) , (n,xd) , (n,xp) ve (p,α) , (p,xd) , $(p,\text{x}^3\text{He})$, (p,xn) , (p,xp) (p,xt) reaksiyonları için; TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton ve Denge modelleri, EMPIRE 3.1 Eksiton model ve ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit ve Hibrit model kullanılmıştır.

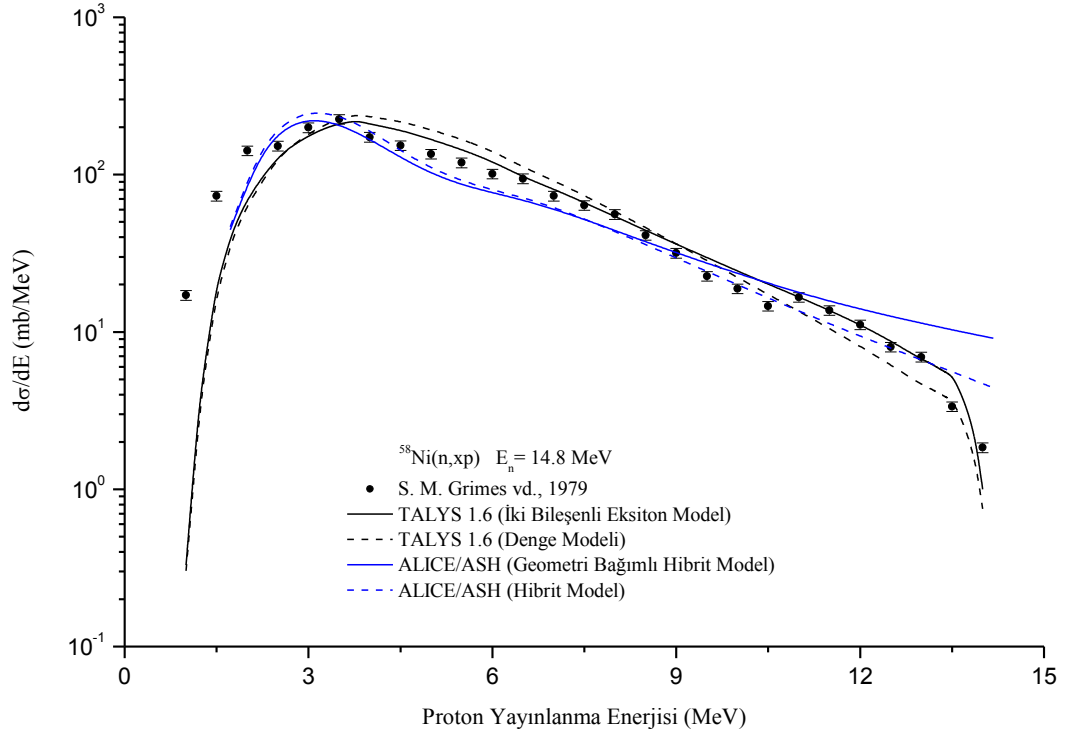
5.2.2.1. ^{58}Ni için nötron girişli reaksiyonlar



(a)



(b)

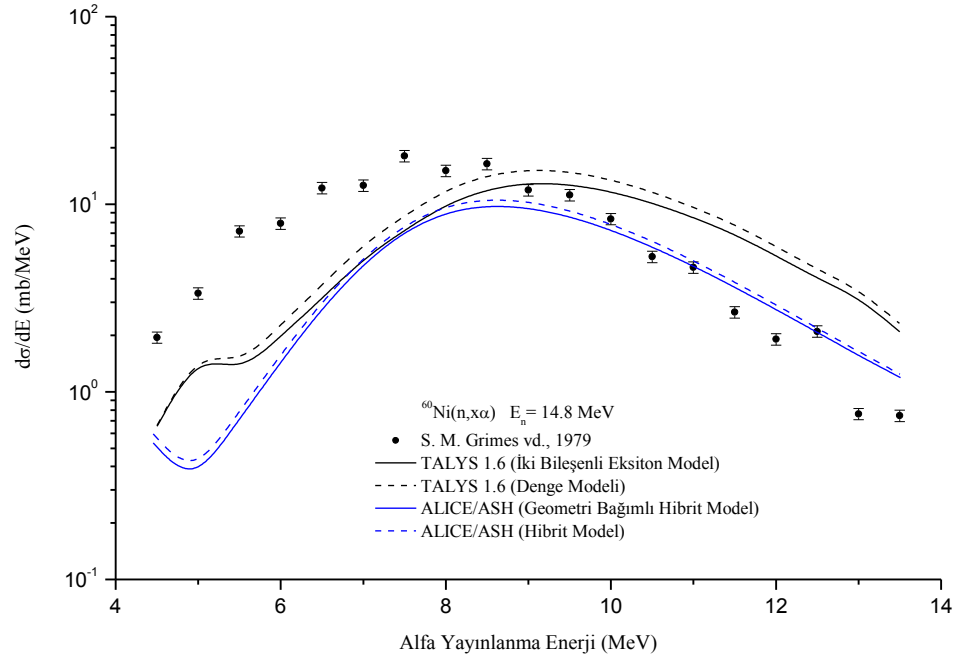


(c)

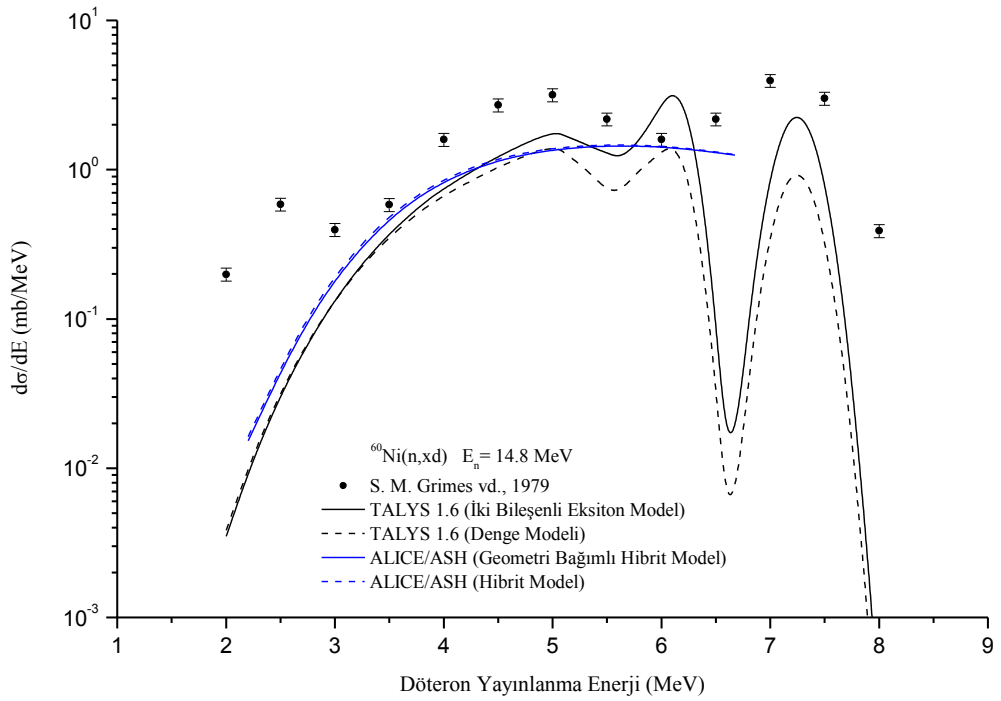
Şekil 5.25. 14,8 MeV nötron gelme enerjili ^{58}Ni için oluşan (a) alfa, (b) döteron ve (c) proton yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

14,8 MeV gelme enerjili nötronlarla ^{58}Ni için alfa, döteron ve proton yayınlanma spektrumu hesaplamaları ve deneysel verilerle karşılaştırmaları Şekil 5.25’ de verilmiştir. Şekil 5.25 (a)’ da alfa yayınlanma spektrumu için yaklaşık 9 MeV enerjiye kadar TALYS 1.6 ve ALICE/ASH model hesaplamaları deneysel değerlere paralel daha düşük değerler ile takip ederken, 9 MeV alfa enerjisinden sonra ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit model ve hibrit model deneysel değerler ile daha uyumlu olduğu gözlemlenmekte ve TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model ve denge modeli deneysel değerlere göre daha yüksek sonuç almıştır. Şekil 5.25 (b)’ de döteron yayınlanma spektrumu için yaklaşık 3 – 7,5 MeV enerji aralığında nükleer modellere bağlı hesaplamalar ile deneysel değerler uyumludur. Şekil 5.25 (c)’ de proton yayınlanma spektrumu için TALYS 1.6 ve ALICE/ASH model hesaplamaları deneysel veriler ile benzer sonuçlar göstermiştir.

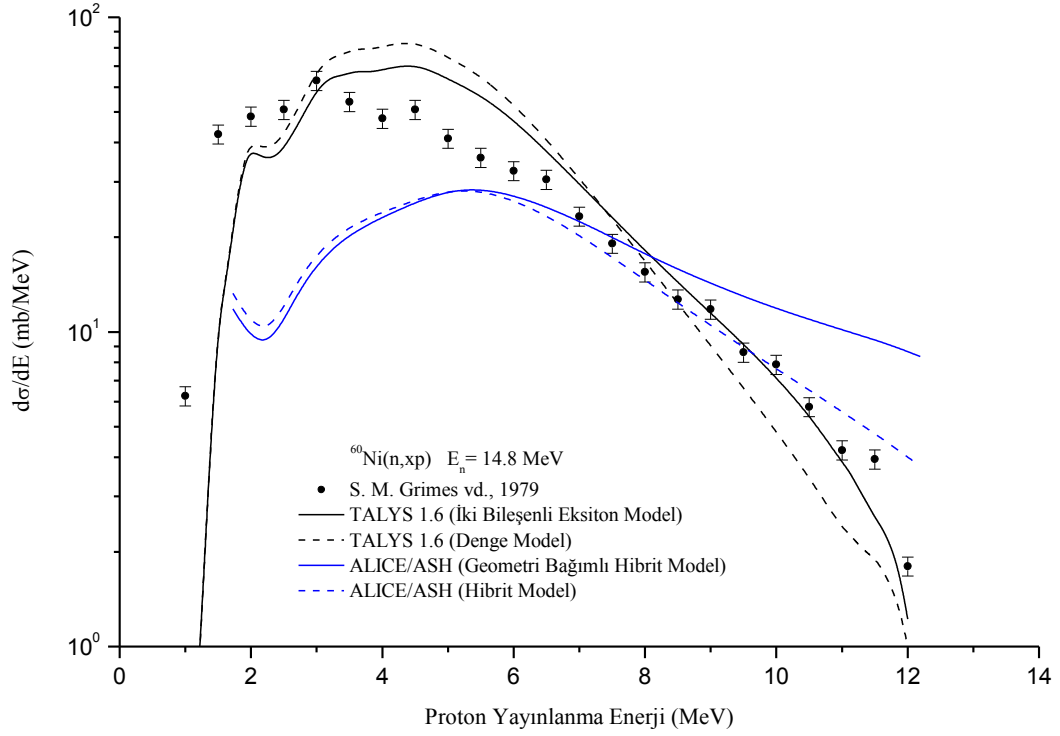
5.2.2.2. ^{60}Ni için nötron girişli reaksiyonlar



(a)



(b)

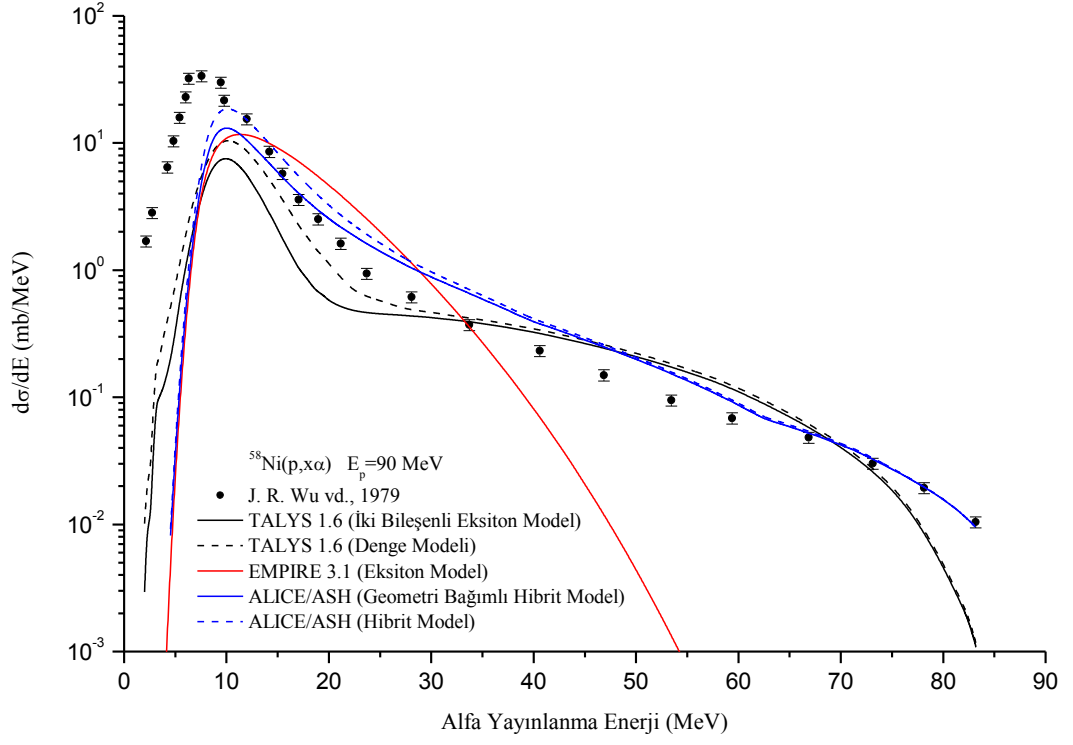


(b)

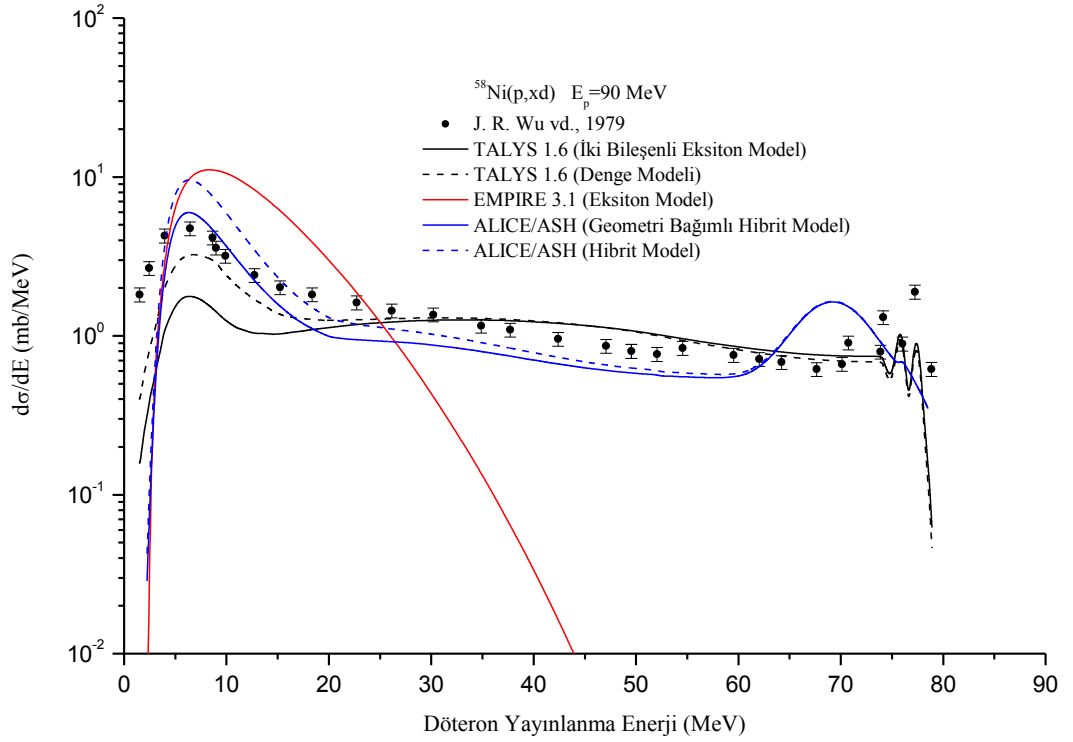
Şekil 5.26. 14,8 MeV nötron gelme enerjili ^{60}Ni için oluşan (a) alfa, (b) döteron ve (c) proton yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

14,8 MeV gelme enerjili nötronlarla ^{60}Ni için alfa, döteron ve proton yayınlanma spektrumu hesaplamaları ve deneysel verilerle karşılaştırmaları Şekil 5.26 de verilmiştir. Şekil 5.26 (a)' da alfa yayınlanma spektrumu için yaklaşık 9 – 13 MeV enerjiye aralığında ALICE/ASH GBH ve hibrit model hesaplamaları deneysel değerler ile benzer sonuçları sergilerken aynı enerji aralığında TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton ve denge model hesaplamaları deneysel değerlere paralel olarak daha yüksek değerler ile takip etmektedir. Şekil 5.26 (b)' de döteron yayınlanma spektrumu için yaklaşık 3 – 6 MeV enerji aralığında nükleer modellere bağlı hesaplama sonuçları, deneysel değerlerden daha düşük sonuçlar almıştır. Şekil 5.26 (c)' de proton yayınlanma spektrumu için 2 MeV proton yayınlanma enerjisinden sonra TALYS 1.6 reaksiyon model hesaplamaları deneysel sonuçlar ile yakın değerler aldığı gözlemlenmiştir.

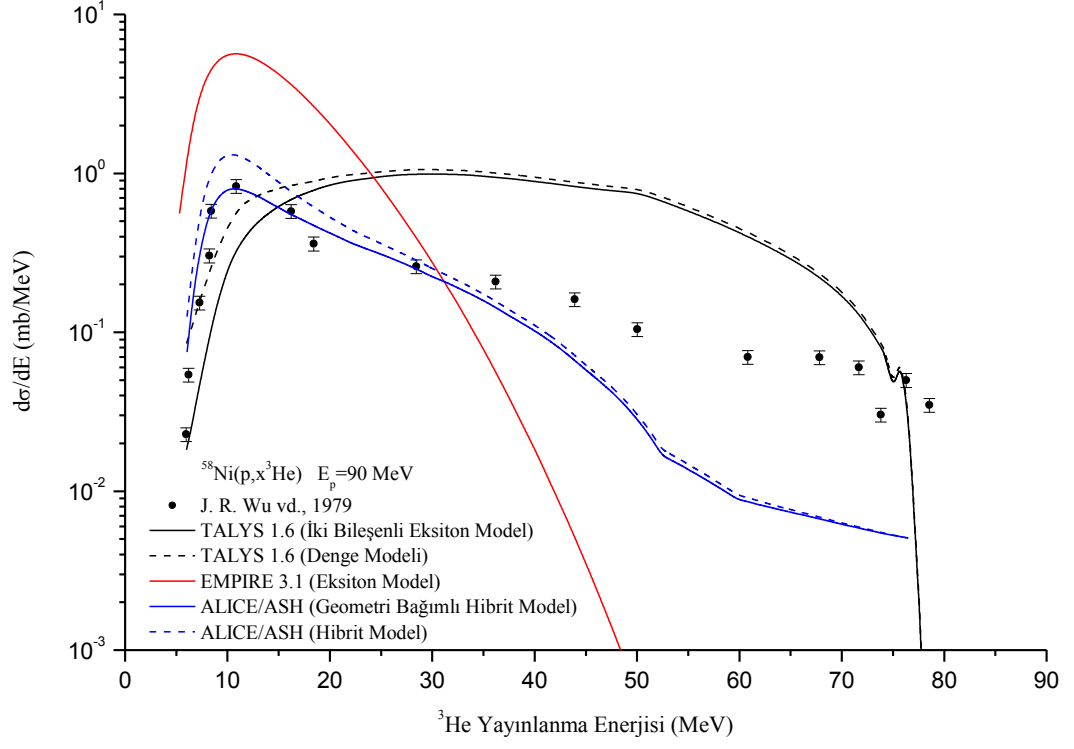
5.2.2.3. Proton girişli reaksiyonlar



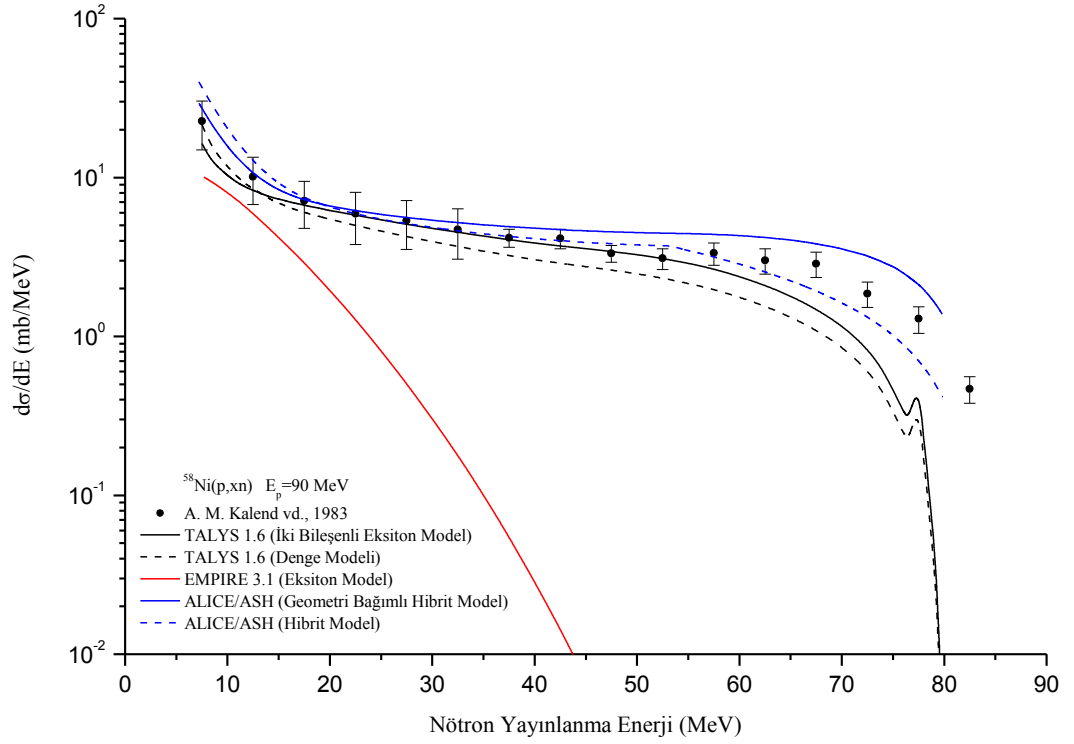
(a)



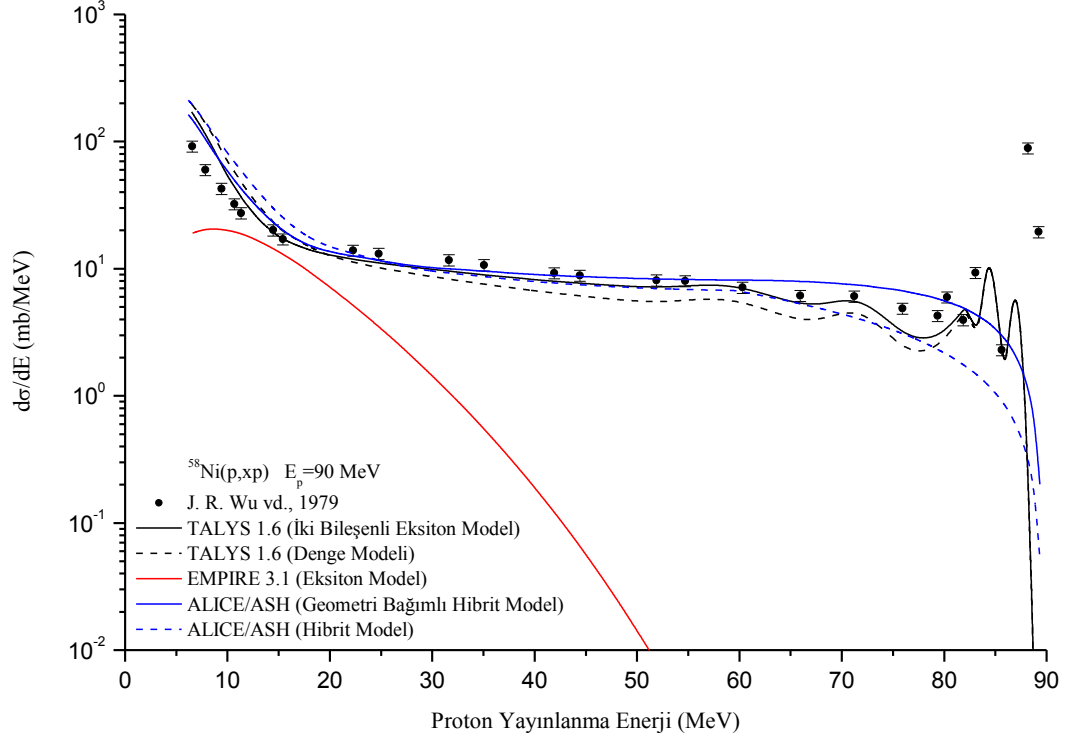
(b)



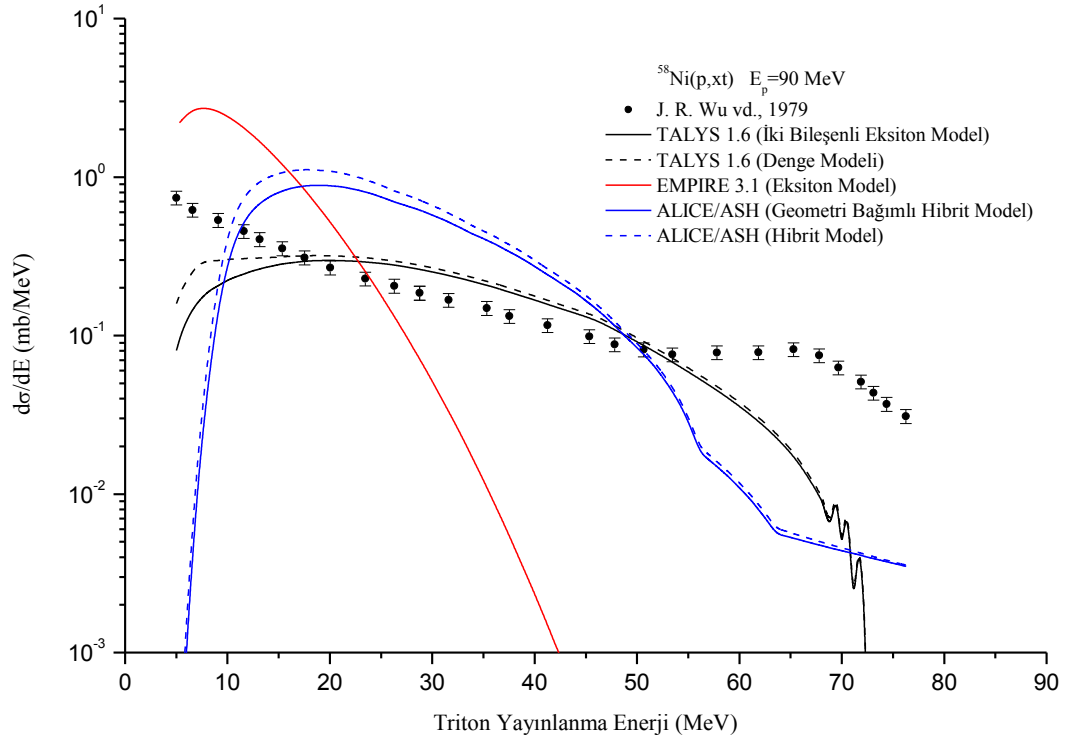
(c)



(d)



(e)



(f)

Şekil 5.27. 90 MeV proton gelme enerjili ^{58}Ni için oluşan (a) alfa, (b) döteron, (c) ^3He , (d) nötron, (e) proton ve (f) triton yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

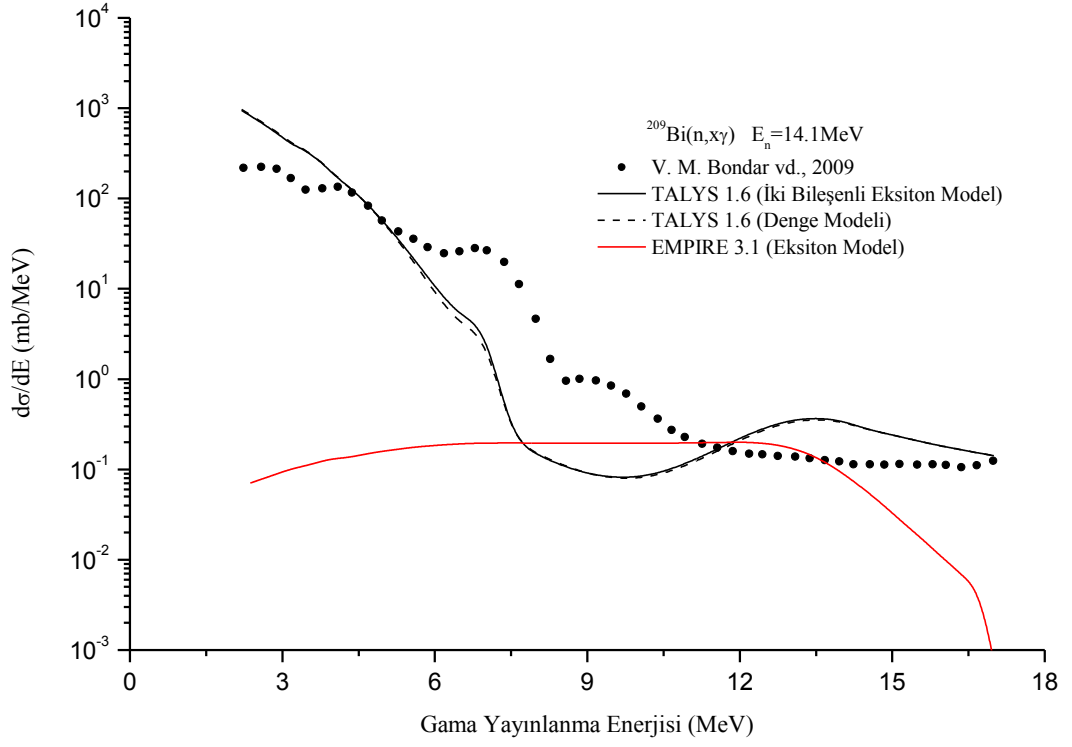
90 MeV gelme enerjili protonlarla ^{58}Ni için alfa, döteron, ^3He , nötron, proton ve triton yayınlanma spektrumu hesaplamaları ve deneysel verilerle karşılaştırmaları Şekil 5.27 de verilmiştir. Şekil 5.27 (a) ve (b)' de alfa ve döteron yayınlanma spektrumu için yaklaşık 10 MeV alfa enerjisi pik noktasından itibaren ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit ve TALYS 1.6 nükleer reaksiyon model sonuçları deneysel değerler ile benzer sonuçlar almıştır. Şekil 5.27 (c)' de ^3He yayınlanma spektrumu için yaklaşık 5 – 40 MeV enerji aralığında ALICE/ASH model hesaplama sonuçları ile deneysel değerler uyumlu iken TALYS 1.6 model hesaplama sonuçları 20 MeV enerjiden sonra deneysel verilerden daha yüksek değerler almıştır. Şekil 5.26 (d) ve (e)' de nötron ve proton yayınlanma spektrumu için 2 MeV proton yayınlanma enerjisinden sonra ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit ve TALYS 1.6 reaksiyon model hesaplamaları deneysel sonuçlar ile uyum sergilemiştir.

EMPIRE 3.1 eksiton model sonuçları; alfa, döteron ve ^3He yayınlanma spektrumları için 35 MeV, nötron proton ve triton yayınlanma spektrumları için 10 MeV enerjiden sonra keskin bir şekilde değer kaybederek deneysel değerlerden uzaklaşmıştır.

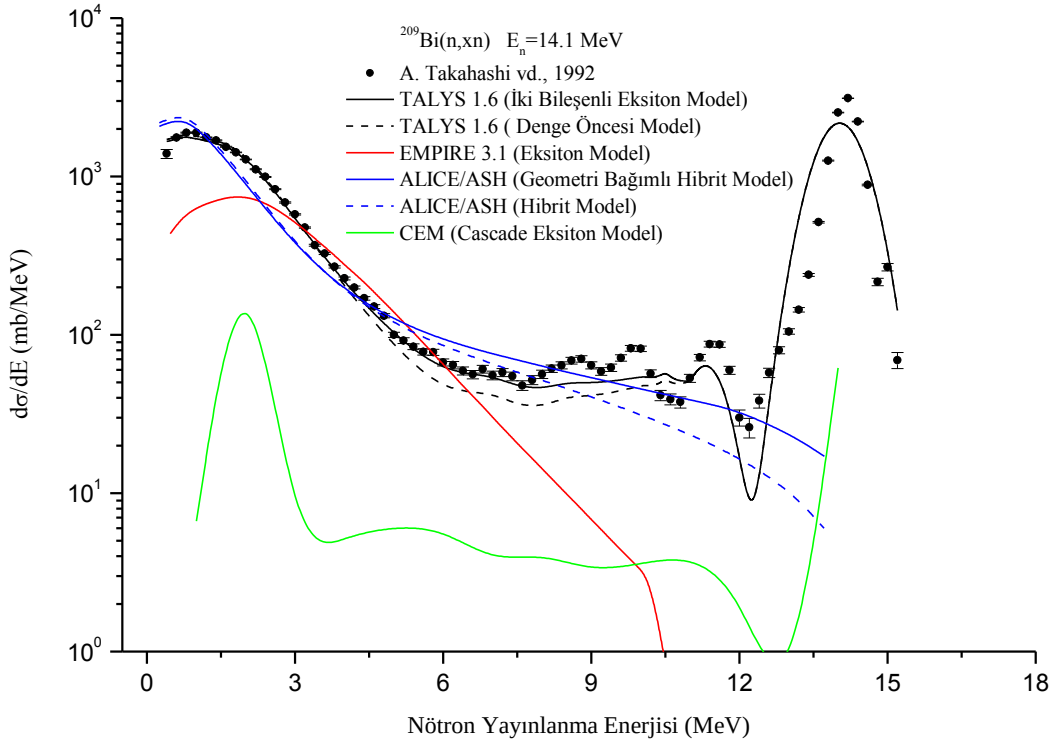
5.2.3. Bizmut için yayınlanma spektrumu hesaplamaları

Bi izotopları için nötron ve proton girişli yayınlanma spektrumu hesaplamalarına yönelik olarak denge ve denge–öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılmıştır. $(n,x\alpha)$, (n,xd) , (n,xp) ve $(p,x\alpha)$, (p,xd) , $(p,x^3\text{He})$, (p,xn) , (p,xp) (p,xt) reaksiyonları için; TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton ve Denge modelleri, EMPIRE 3.1 Eksiton model ve ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit ve Hibrit modeller kullanılmıştır.

5.2.3.1. Nötron girişli reaksiyonlar



(a)

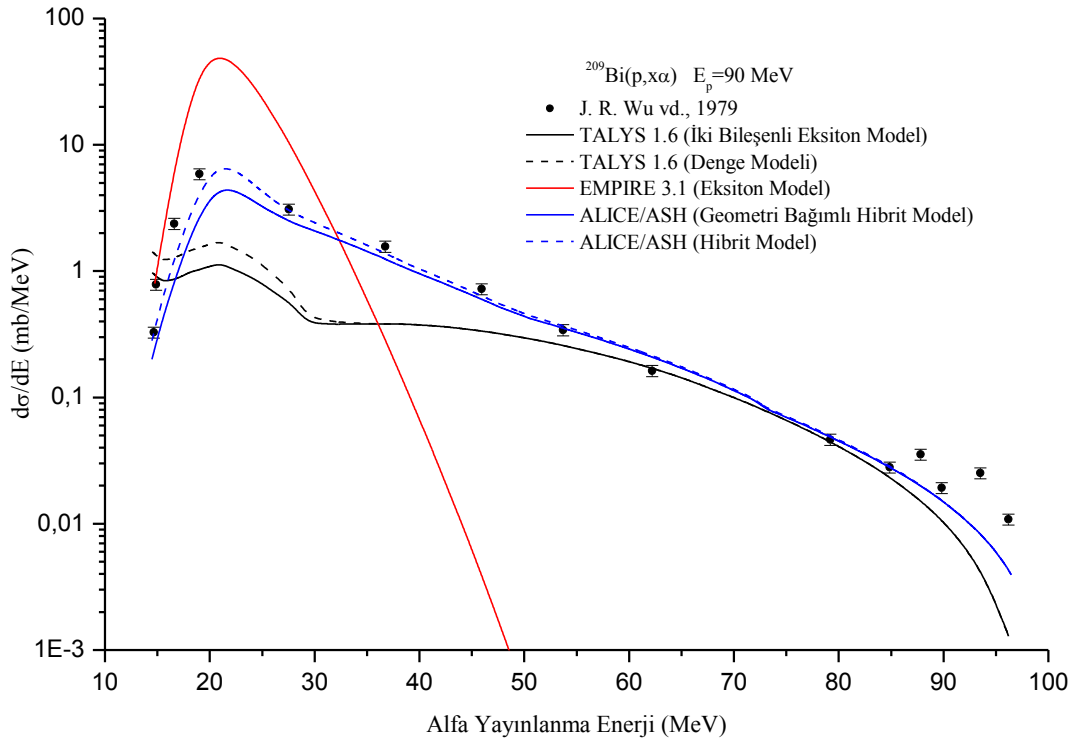


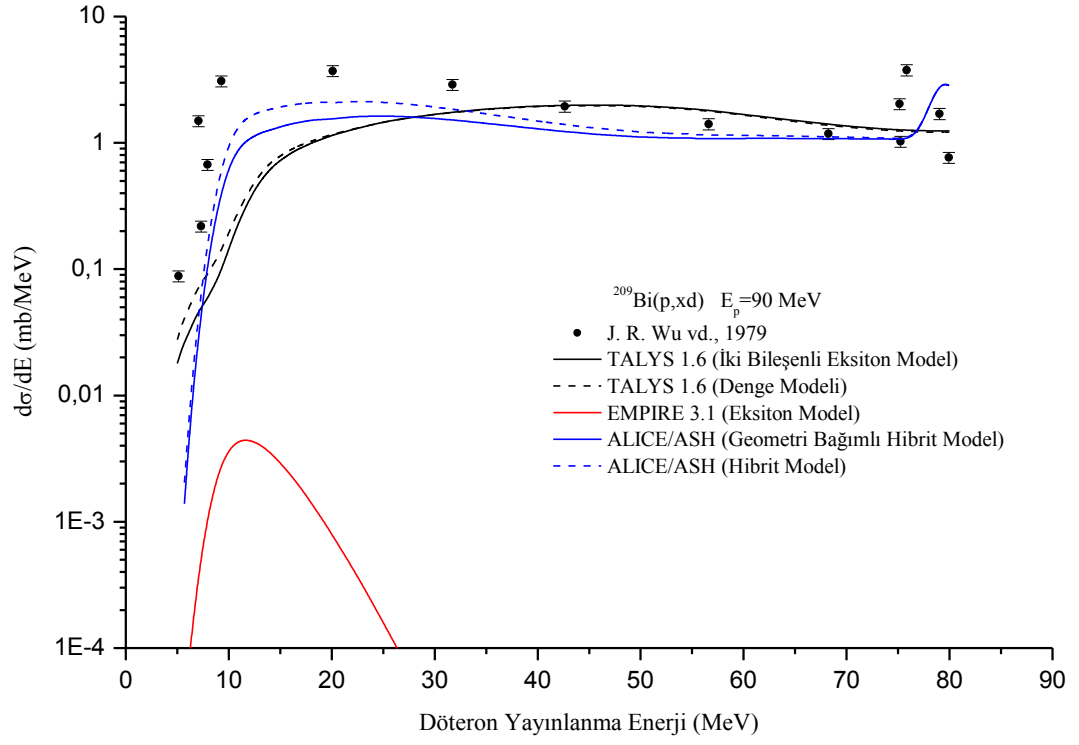
(b)

Şekil 5.28. 14.1 MeV nötron gelme enerjili ^{209}Bi için oluşan (a) gama ve (b) nötron yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

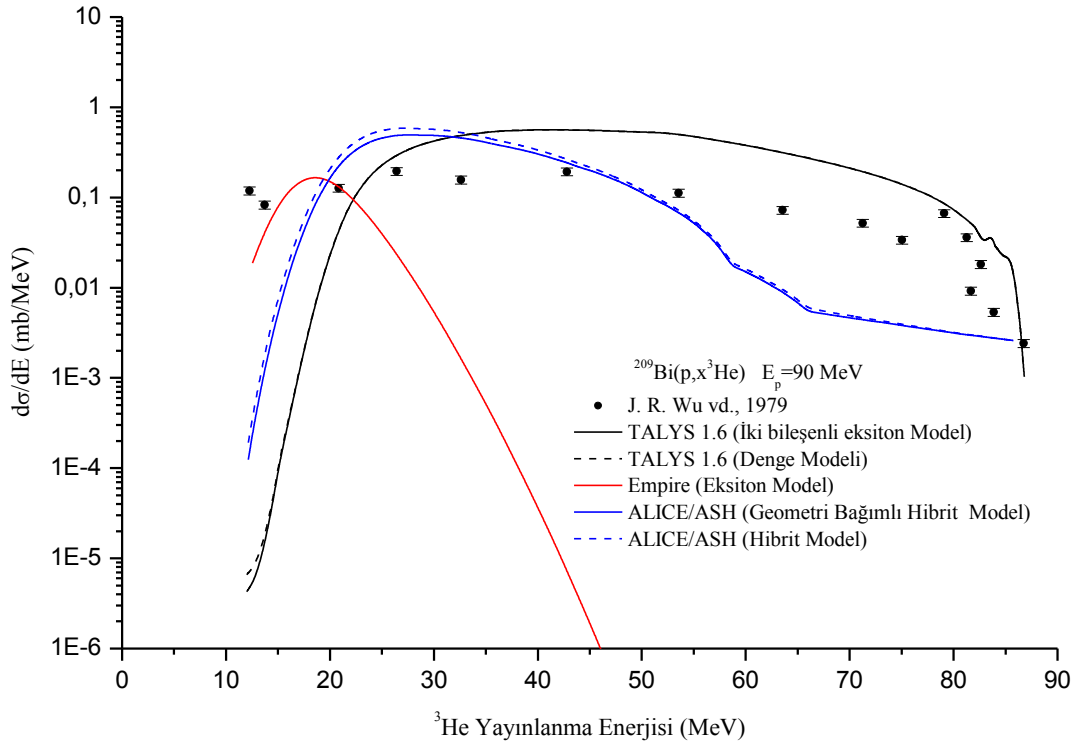
14,1 MeV gelme enerjili nötronlarla ^{209}Bi için gama ve nötron yayınlanma spektrumu hesaplamaları ve deneysel verilerle karşılaştırmaları Şekil 5.28 de verilmiştir. Şekil 5.28 (a)' da gama yayınlanma spektrumu için nükleer model hesaplamaları deneysel veriler ile benzer sonuçlar almıştır. Şekil 5.28 (b)' de nötron yayınlanma spektrumu için yaklaşık 12 MeV nötron yayınlanma enerjisine kadar ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit model hesaplamaları, yaklaşık 9 MeV enerjiye kadar Hibrit model hesaplamaları deneysel sonuçlar ile uyum içerisinde iken nötronların koptuğu (açığa çıktı) yaklaşık 14,5 MeV enerji düzeylerinde oluşan pik noktası ve buna bağlı deneysel sonuçlar ile sadece TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model hesaplama sonuçları tam uyum göstermiştir. EMPIRE 3.1 Eksiton model sonuçları; gama ve nötron yayınlanma spektrumları için uyumlu bir model değildir.

5.2.3.2. Proton girişli reaksiyonlar

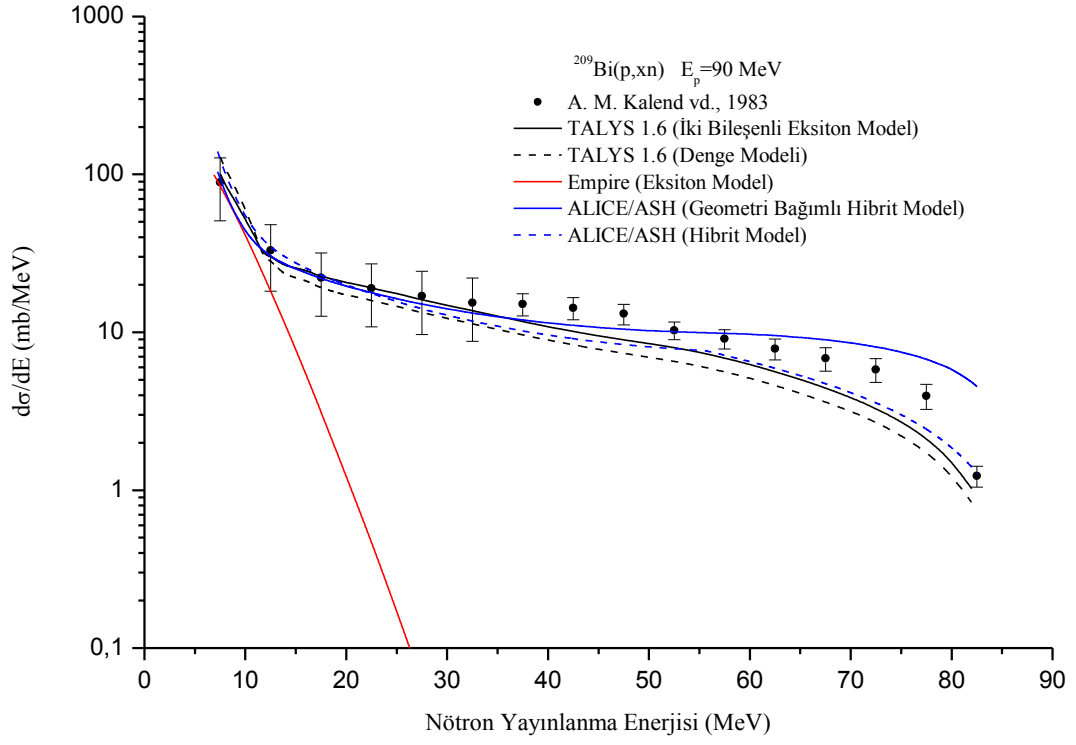




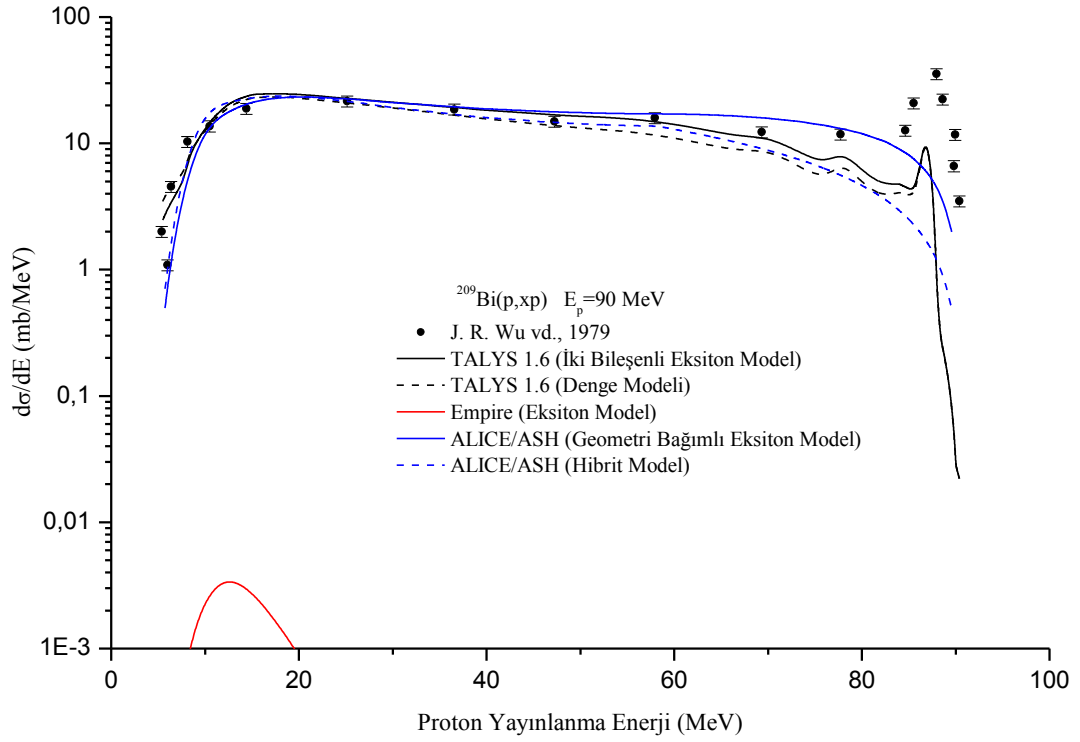
(b)



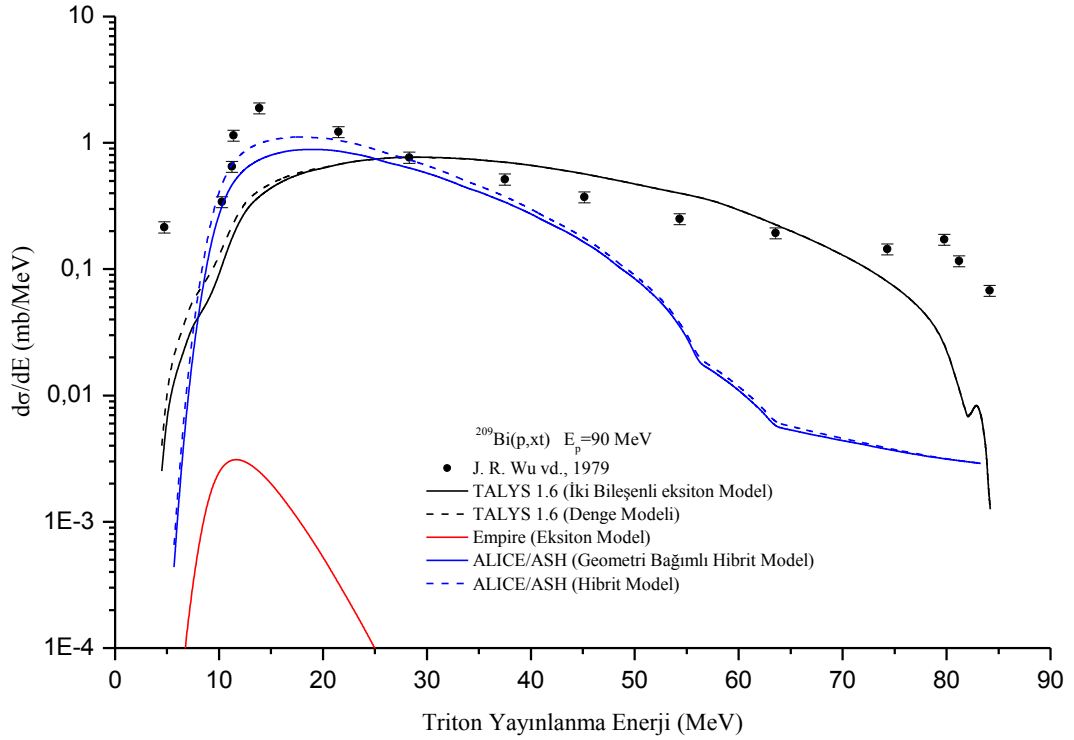
(c)



(d)



(e)



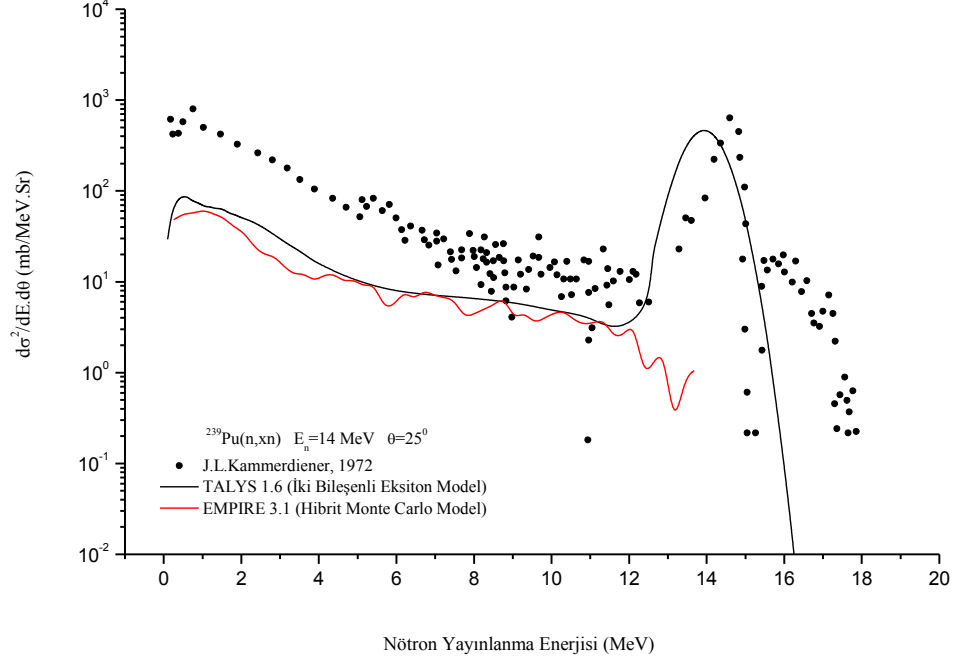
(f)

Şekil 5.29. 90 MeV proton gelme enerjili ^{209}Bi için oluşan (a) alfa, (b) döteron, (c) ^3He , (d) nötron, (e) proton ve (f) triton yayınlanma spektrum değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

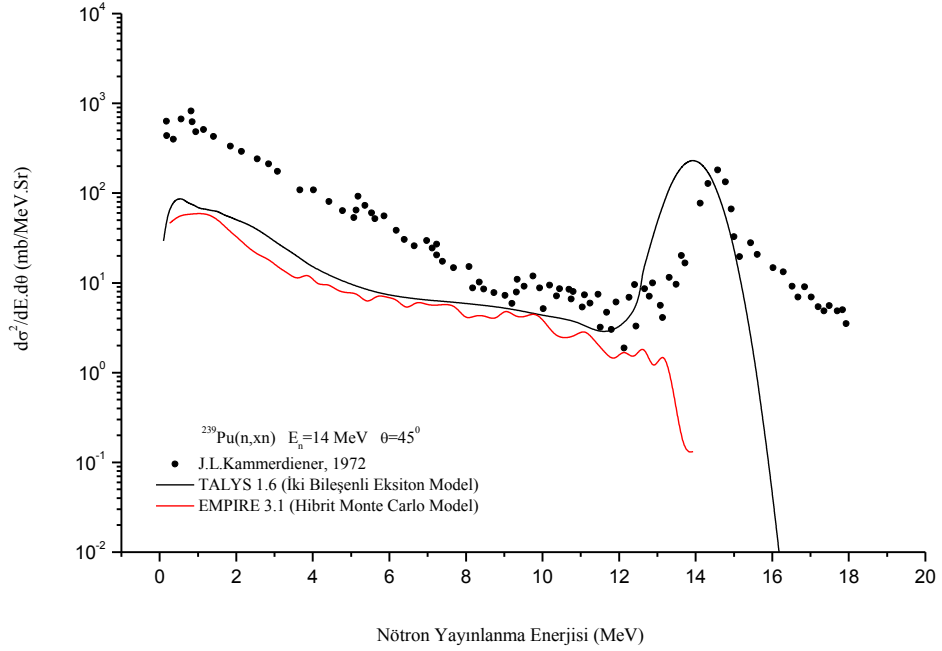
90 MeV gelme enerjili protonlarla ^{209}Bi için alfa, döteron, ^3He , nötron, proton ve triton yayınlanma spektrumu hesaplamaları ve deneysel verilerle karşılaştırmaları Şekil 5.29 de verilmiştir. Şekil 5.29 (a) ve (b)' de alfa ve döteron yayınlanma spektrumu için ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit ve Hibrit model sonuçları deneysel değerlerin çok az altında kalarak benzer sonuçlar sergilemiştir. TALYS 1.6 reaksiyon model hesaplamaları ise yaklaşık 45 MeV enerjiden sonra deneysel değerler ile uyum göstermiştir. Şekil 5.29 (c)' de ^3He yayınlanma spektrumu için nükleer reaksiyon model sonuçları ile deneysel değerler ile uyumlu sonuçlar vermemiştir. Şekil 5.29 (d) ve (e)' de nötron ve proton yayınlanma spektrumu için ALICE/ASH ve TALYS 1.6 reaksiyon model hesaplamaları deneysel sonuçlar ile uyum sergilemiştir. Şekil 5.29 (f)' de triton yayınlanma spektrumu için ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit ve Hibrit model sonuçları 5 – 40 MeV enerji aralığında deneysel veriler ile uyum sağlarken, TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model 28 – 65 MeV enerji aralığında deneysel değerlerden daha yüksek değer alarak, deneysel verilerin üstünde kalmıştır. EMPIRE 3.1 Eksiton model sonuçları yaklaşık 15 MeV enerjiden sonra keskin bir şekilde değer kaybederek deneysel değerlerden uzaklaşmıştır.

5.3. Açıya Bağlı Çift Katlı Diferansiyel Tesir Kesiti Hesaplamaları

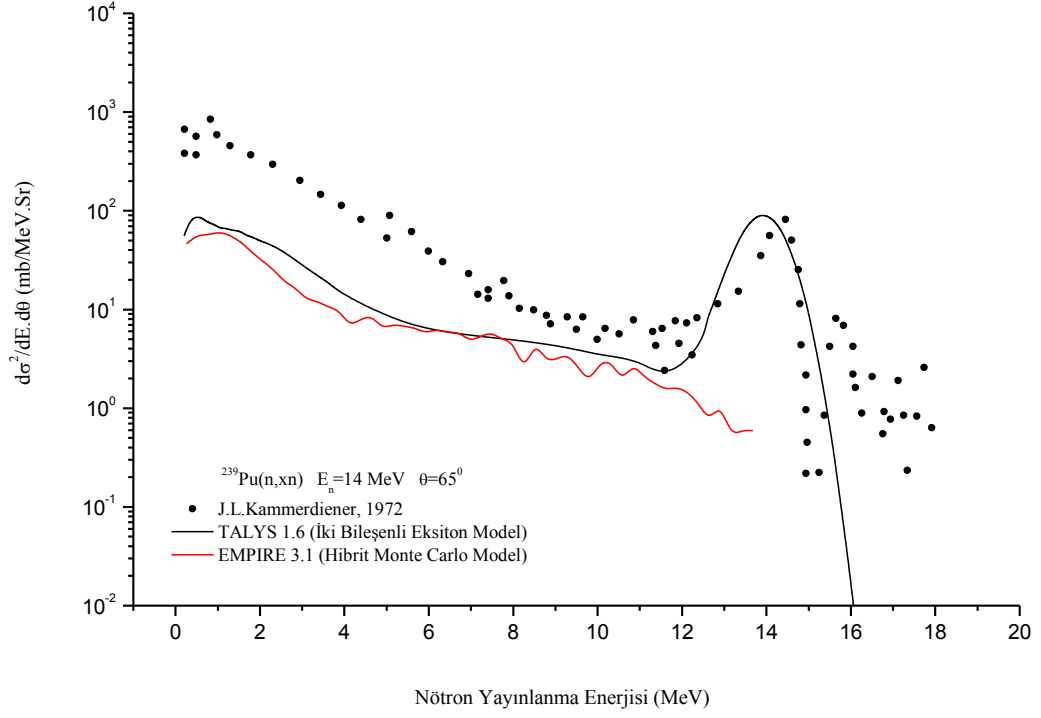
5.3.1. Plütonyum için çift katlı diferansiyel tesir kesiti hesaplamaları



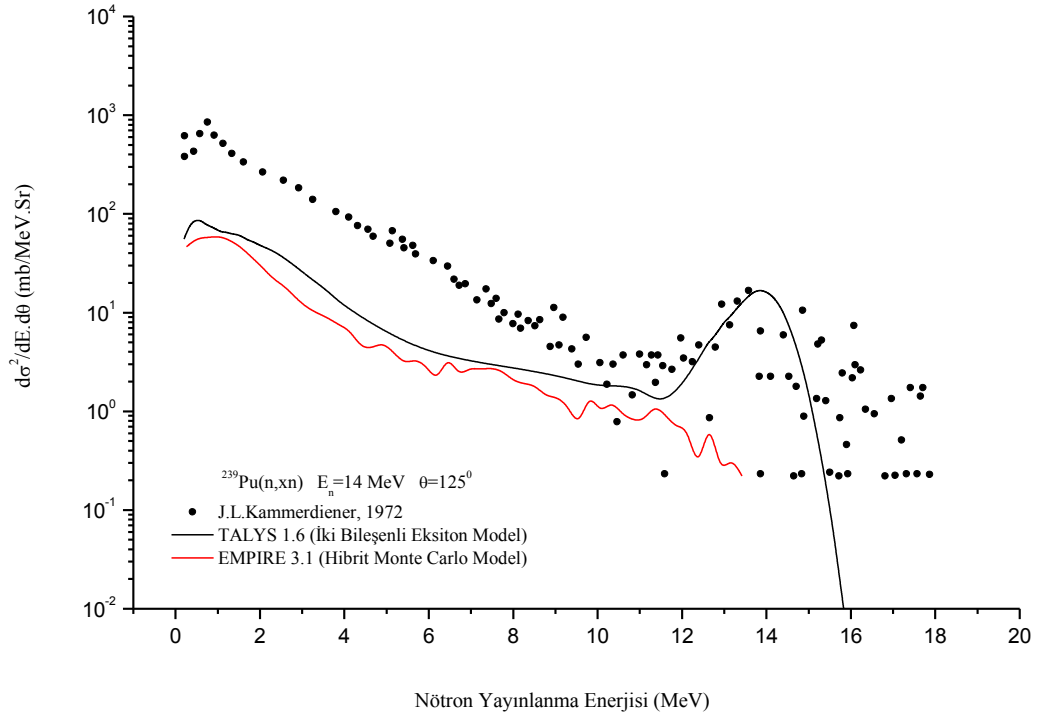
(a)



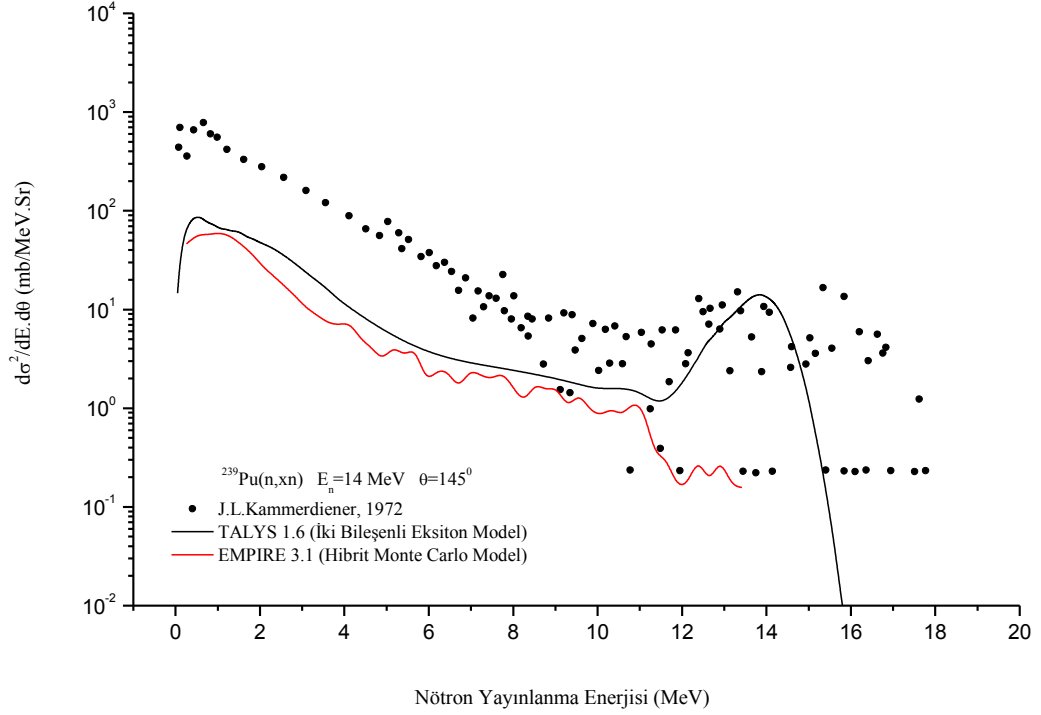
(b)



(c)



(d)

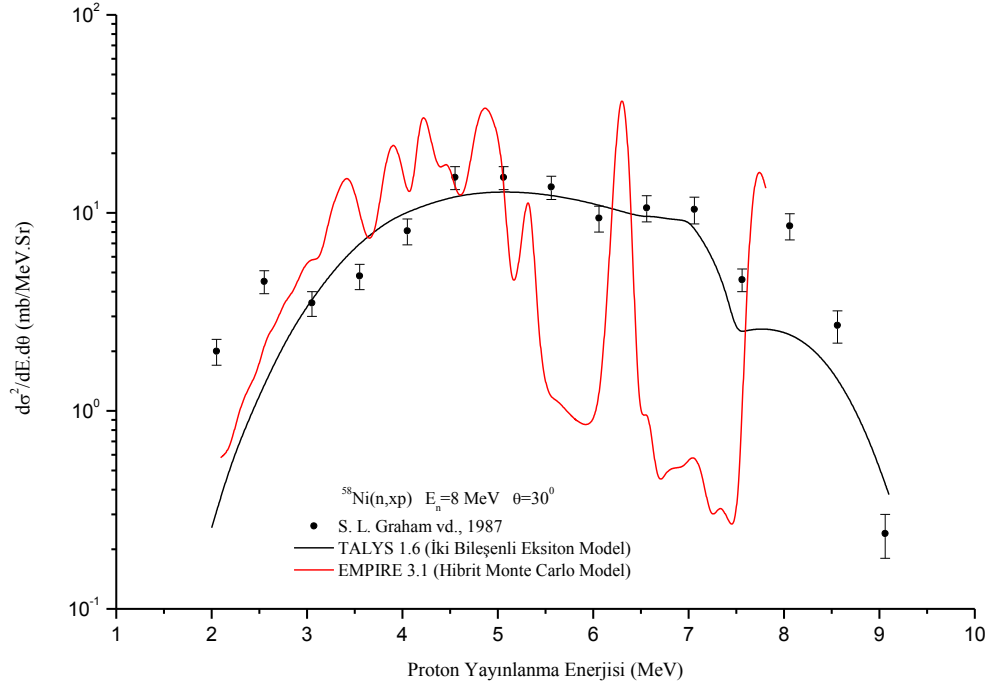


(e)

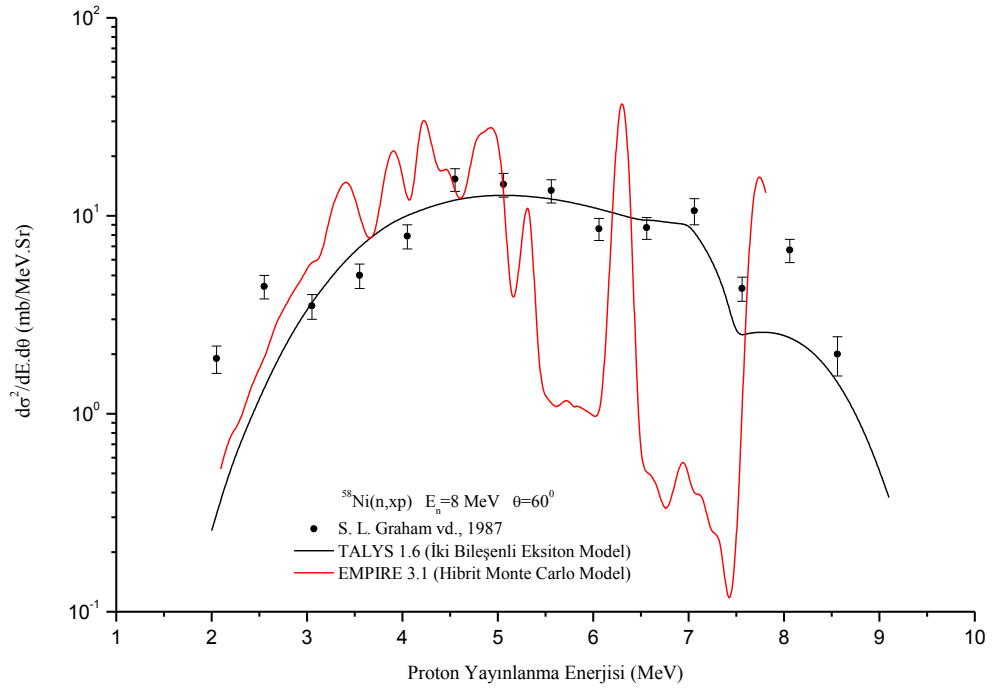
Şekil 5.30. a) 25° b) 45° c) 65° d) 125° e) 145° açıları için 14 MeV nötron gelme enerjili $^{239}\text{Pu}(n,xn)$ reaksiyonu sonucunda oluşan nötronlar için çift katlı diferansiyel tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

14 MeV nötron gelme enerjisili $^{239}\text{Pu}(n,xn)$ reaksiyonu için TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model hesaplamaları tüm açılar yönelik deneysel sonuçlar ile aynı harmoniyi sergilemiştir. Tüm açılara yönelik, yaklaşık 12 – 16 MeV enerji aralığındaki nötron üretim tesir kesiti piki için TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model hesaplamaları aynı pik değerini vermiş ve deneysel sonuçlar ile bu enerji aralığında örtüşmektedir. EMPIRE 3.1 Hibrit Monte Carlo model yaklaşık 12 MeV enerji aralığına kadar deneysel değerleri aşağıdan takip etsede, nötron kopma (üretim) enerji aralığı için deneysel veriler ile uyum göstermemektedir.

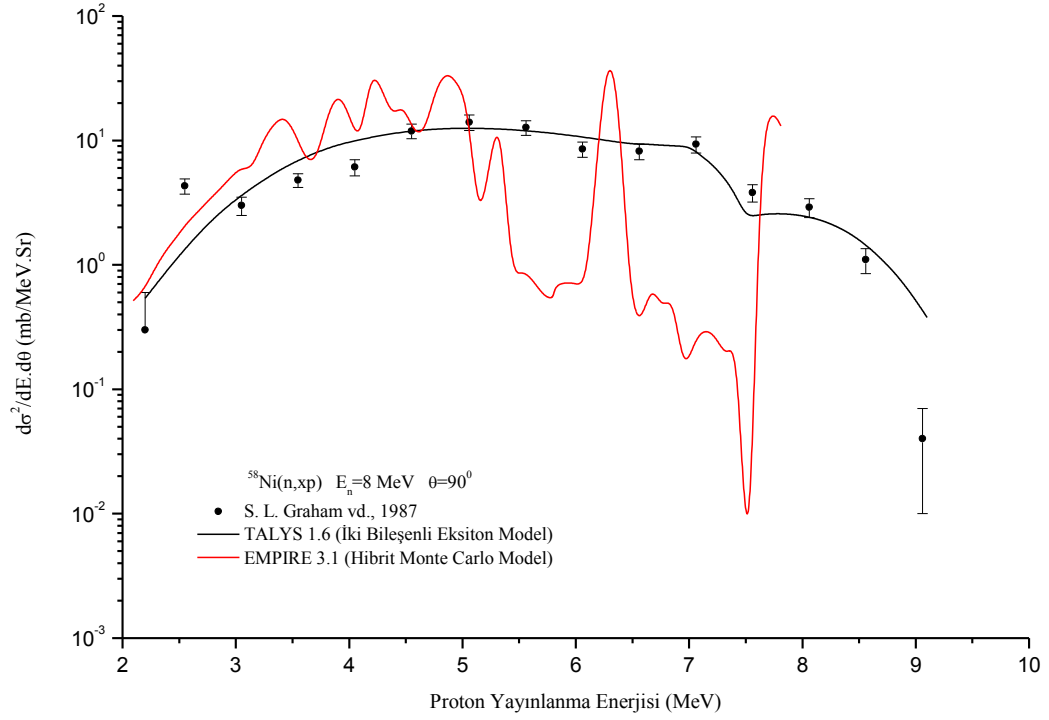
5.3.2. Nikel için çift katlı diferansiyel tesir kesiti hesaplamaları



(a)



(b)

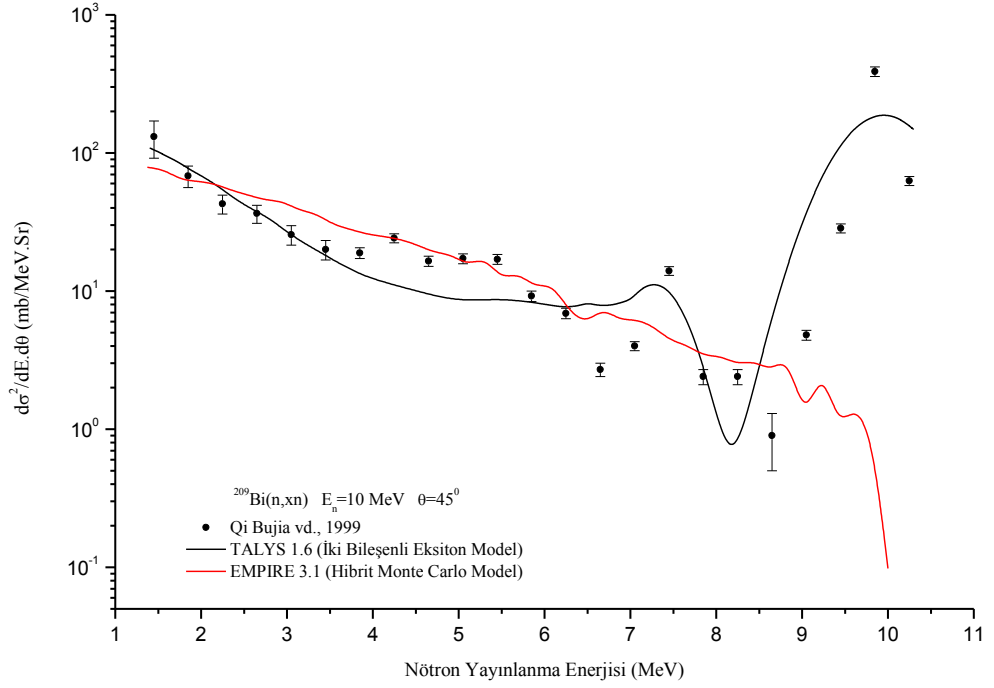


(c)

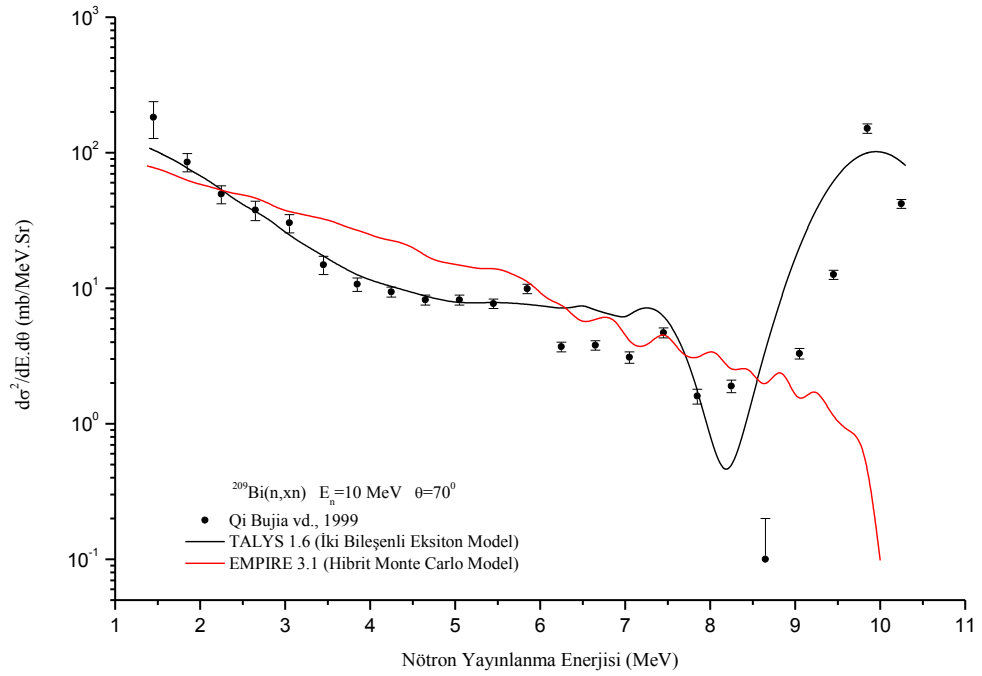
Şekil 5.31. a) 30° b) 60° c) 90° açıları için 8 MeV nötron gelme enerjili $^{58}\text{Ni}(n,xp)$ reaksiyonu sonucunda oluşan protonlar için çift katlı diferansiyel tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

8 MeV nötron gelme enerjisili $^{58}\text{Ni}(n,xp)$ reaksiyonu için TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model hesaplamaları tüm açılar için deneysel sonuçlar ile uyum sergilemektedir. EMPIRE 3.1 Hibrit Monte Carlo model yayınlanan protonlar için her bir enerji değerini bir kanal enerjisi olarak modellediğinden dolayı, her bir enerji aralığında deneysel sonuçlara göre artan ve azalan değerler vermektedir. Ancak; tüm noktaların genel ortalama değeri alınarak modellenirse, deneysel değerler ile aynı harmoniyi sergiler.

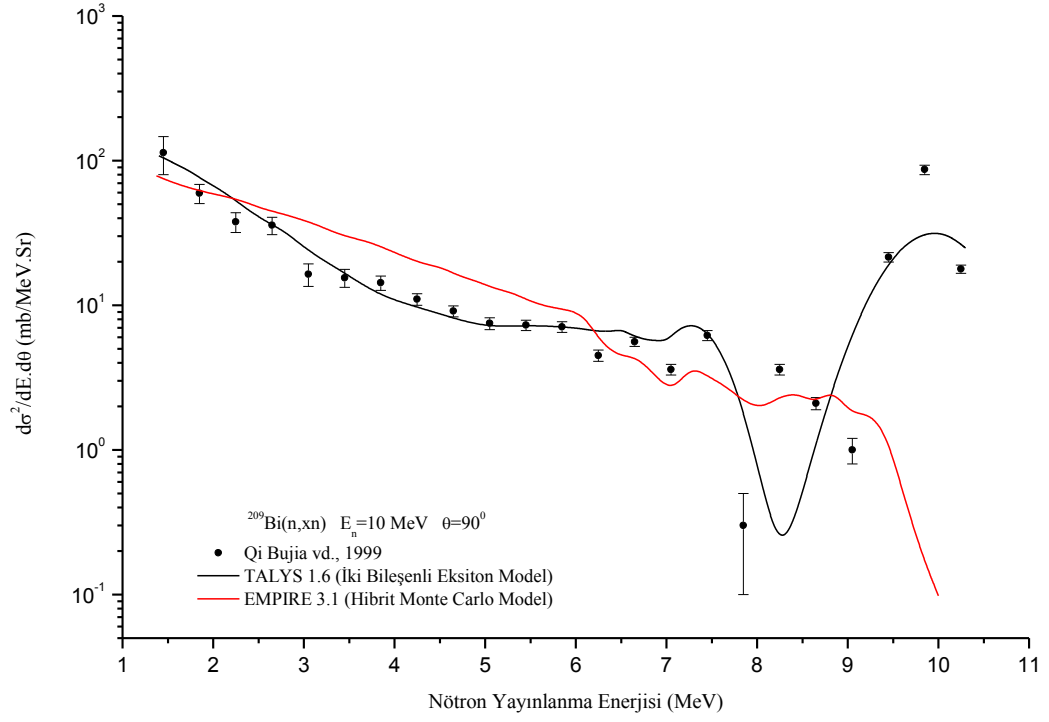
5.3.3. Bizmut için çift katlı diferansiyel tesir kesiti hesaplamaları



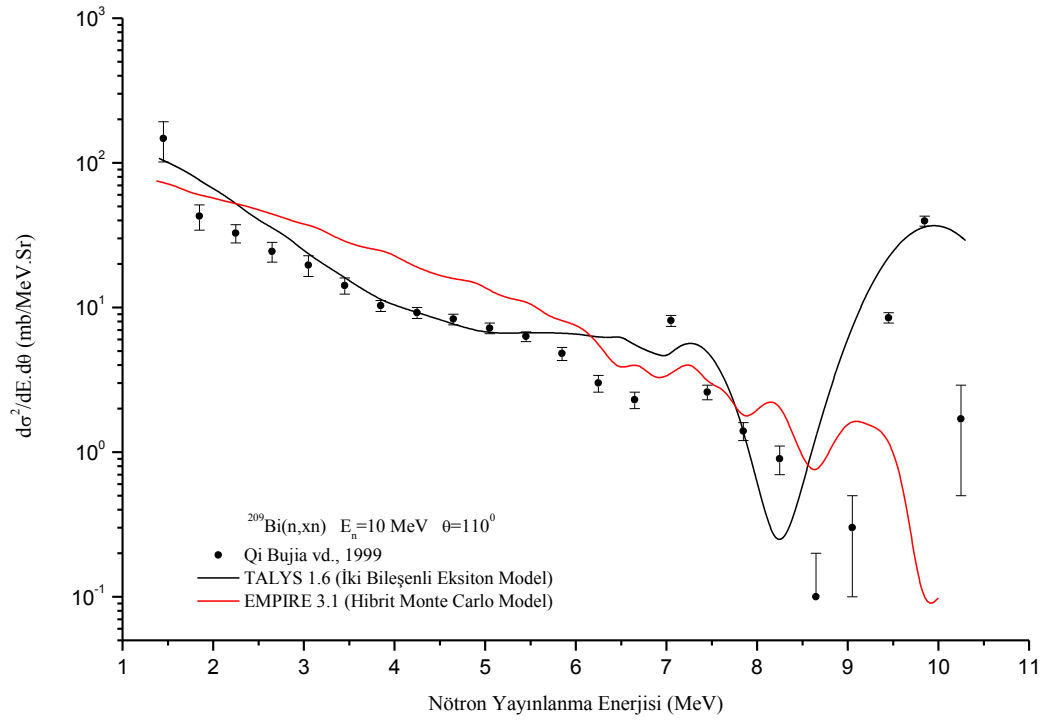
(a)



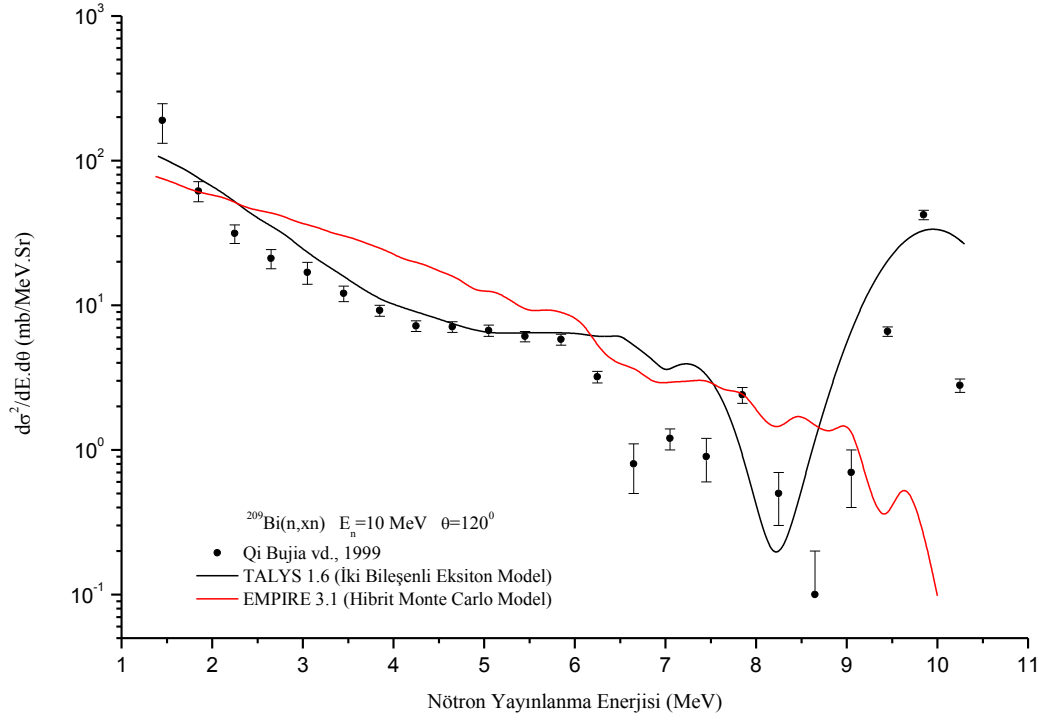
(b)



(c)



(d)



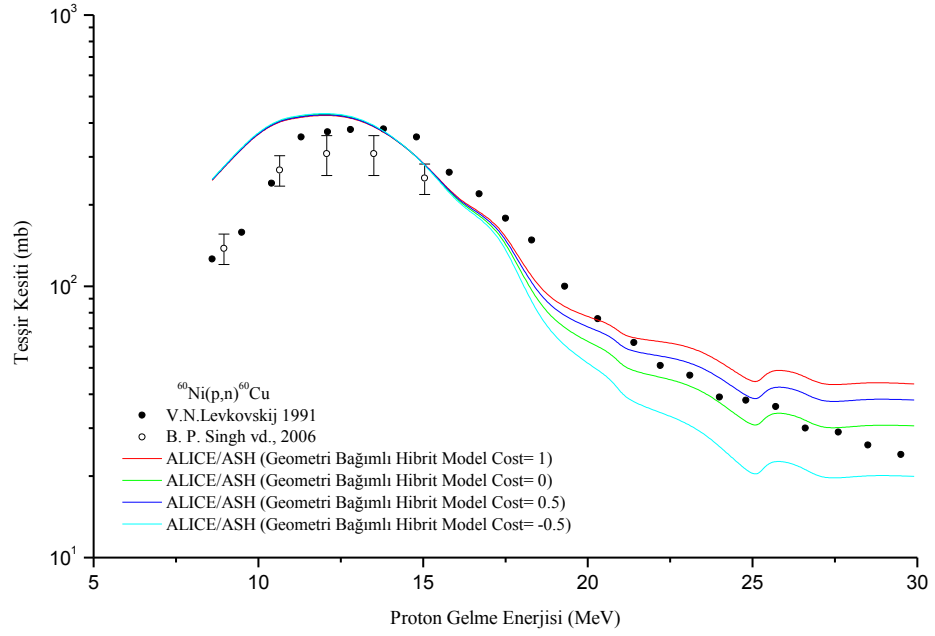
(e)

Şekil 5.32. a) 45⁰ b) 70⁰ c) 90⁰ d) 110⁰ e) 120⁰ açıları için 10 MeV nötron gelme enerjili $^{209}\text{Bi}(n,xn)$ reaksiyonu sonucunda oluşan nötronlar için çift katlı diferansiyel tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

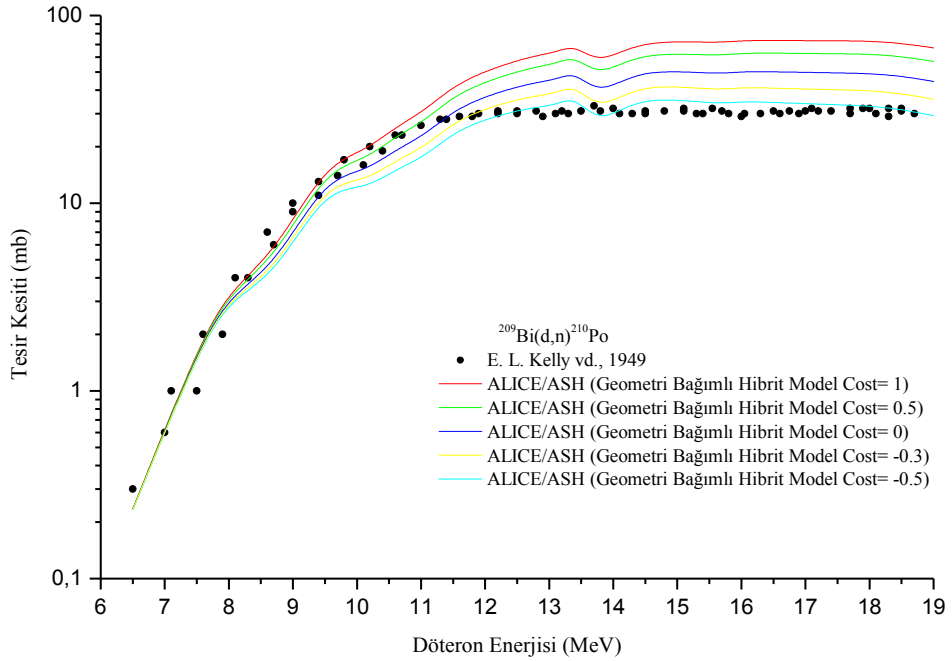
10 MeV nötron gelme enerjili $^{209}\text{Bi}(n,xn)$ reaksiyonu için TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model hesaplamaları tüm açılar için deneysel sonuçlar ile aynı harmoniyi sergilemiştir. Tüm açılara yönelik, yaklaşık 10 MeV enerjideki tesir kesiti piki için TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model hesaplamaları aynı pik değerini vermiş ve deneysel sonuçlar ile bu enerji aralığında örtüşmektedir. EMPIRE 3.1 Hibrit Monte Carlo model yaklaşık 8 MeV enerji aralığına kadar deneysel değerlerden daha yüksek değerler almıştır.

5.4. Ortalama Serbest Yol Parametre Hesaplamaları

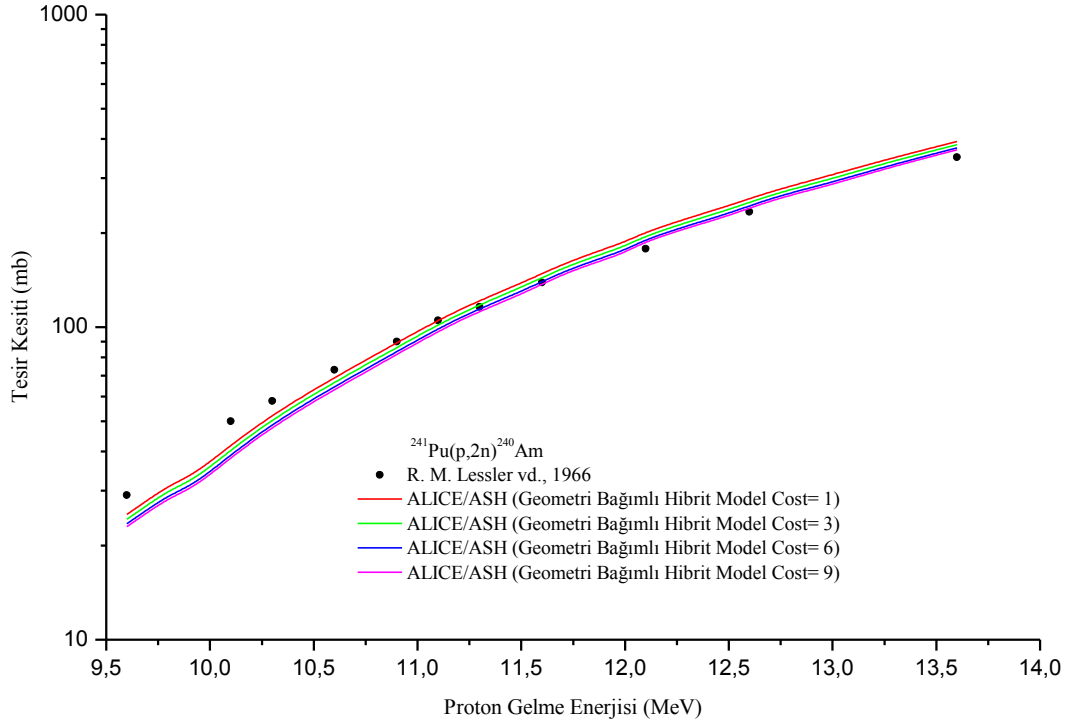
5.4.1. COST parametre hesaplamaları



Şekil 5.33. $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonu için ALICE/ASH COST parametresi değerlerine bağlı hesaplanan tesisir kesiti sonuçlarını deneysel değerler ile karşılaştırılması.



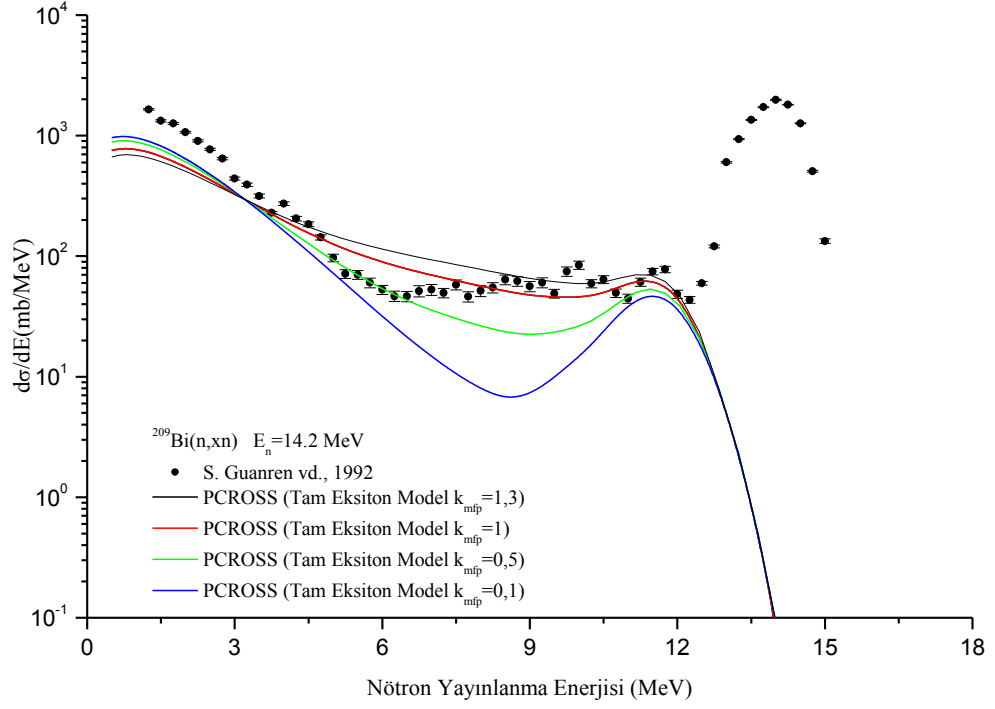
Şekil 5.34. $^{209}\text{Bi}(d,n)^{210}\text{Po}$ reaksiyonu için ALICE/ASH COST parametresi değerlerine bağlı hesaplanan tesisir kesiti sonuçlarını deneysel değerler ile karşılaştırılması.



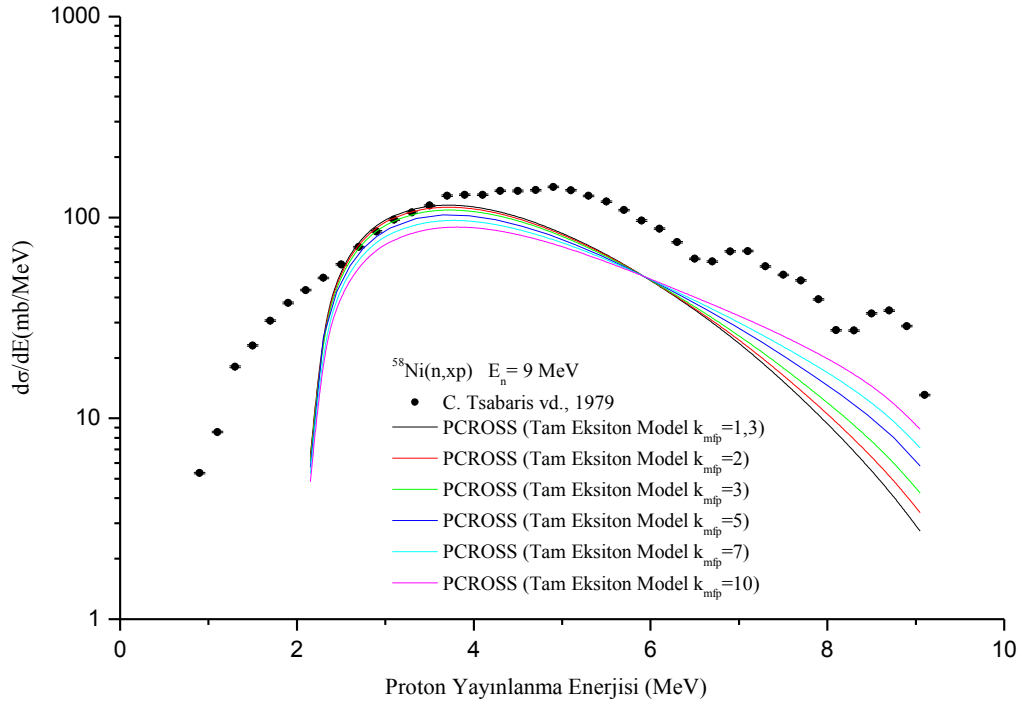
Şekil 5.35. $^{241}\text{Pu}(p,2n)^{240}\text{Am}$ reaksiyonu için ALICE/ASH COST parametresi değerlerine bağlı hesaplanan tesisir kesiti sonuçlarını deneysel değerler ile karşılaştırılması.

Gelen parçacığın etki parametresine ya da yörünge açısal momentine bağlı olarak, daha çok hedef yüzeyiyle etkileşmesi söz konusu olduğunda, kat edilen ortalama serbest yol sebebiyle bileşik sistemden parçacık yayınlanma olasılığında artış olmaktadır. Bu etkiyi hesaba katan geometri bağımlı hibrit model ile ALICE/ASH kodu aracılığıyla, aynı hedef çekirdek ve aynı gelme enerjileri için farklı ortalama serbest yol parametre değerleri kullanılarak nötron üretim tesisir kesitleri ALICE/ASH bilgisayar kodunda ortalama serbest yol çoğaltma parametresi COST+1 ile kontrol edilebilmektedir. Yapılan hesaplamalarda COST değeri ilk olarak 1 alınmıştır. Sonrasında COST değeri artırılıp ve/veya azaltılarak deneysel değerlere uyum gözlemlenmiştir. Şekil 5.33’ de $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ ve Şekil 5.34’ de $^{209}\text{Bi}(d,n)^{210}\text{Po}$ reaksiyonları için COST değerlerinin azalması ile Şekil 5.35’ de $^{241}\text{Pu}(p,2n)^{240}\text{Am}$ reaksiyonu için COST değerlerinin artışı ile deneysel değerlere uyum gözlemlenmiştir.

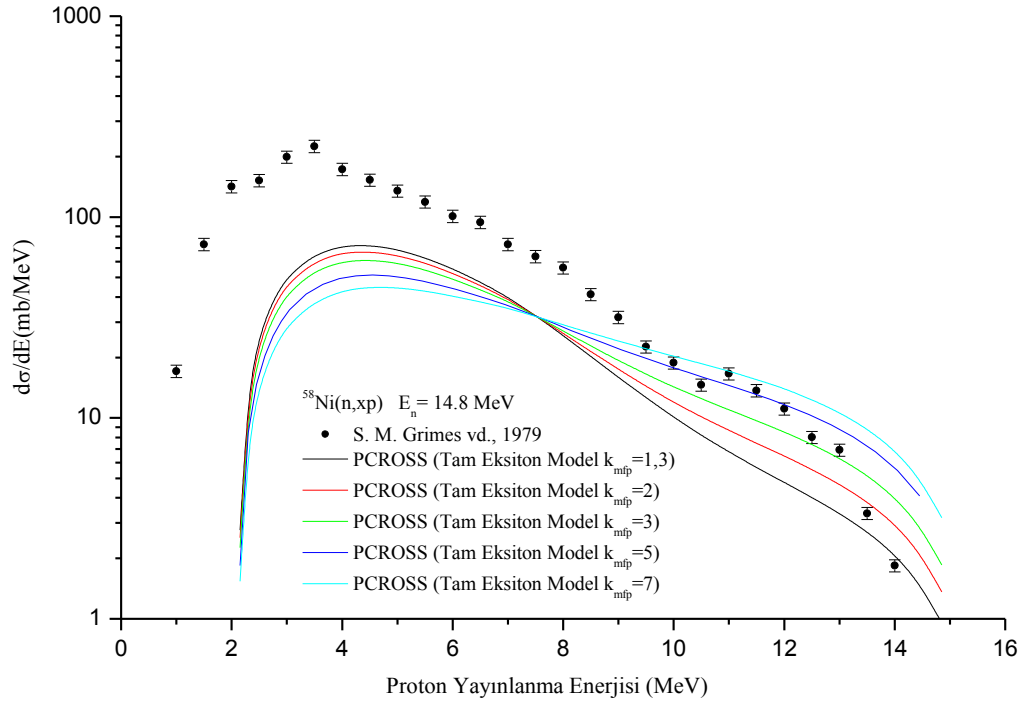
5.4.2. k_{mfp} parametre hesaplamaları



Şekil 5.36. 14.2 MeV nötron gelme enerjisinde $^{209}\text{Bi}(n,xn)$ reaksiyonu için PCROSS k_{mfp} parametresi değerlerine bağlı nötron yayınlanma spektrumu sonuçlarının deneysel değerler ile karşılaştırılması.



Şekil 5.37. 9 MeV nötron gelme enerjisinde $^{58}\text{Ni}(n,xp)$ reaksiyonu için PCROSS k_{mfp} parametresi değerlerine bağlı proton yayınlanma spektrumu sonuçlarının deneysel değerler ile karşılaştırılması.



Şekil 5.38. 14.8 MeV nötron gelme enerjisinde $^{58}\text{Ni}(n,xp)$ reaksiyonu için PCROSS k_{mfp} parametresi değerlerine bağlı proton yayınlanma spektrumu sonuçlarının deneysel değerler ile karşılaştırılması.

PCROSS kodu hesaplamalarında kullanılan ortalama serbest yol parametresi, iç geçiş hızlarını veren ifadede ortaya çıkan bir parametredir. k_{mfp} olarak verilen bu parametrenin PCROSS programındaki kullanılan değeri $k_{mfp}=1,3$ 'tür. (n,xn) ve (n,xp) nötron ve proton yayınlanma reaksiyonları için k_{mfp} 'nin farklı değerlerine yönelik hesaplamalar yapılmıştır. Şekil 5.36' da $^{209}\text{Bi}(n,xn)$ reaksiyonu için azalan k_{mfp} değeri ile Şekil 5.37 ve Şekil 5.38' deki $^{58}\text{Ni}(n,xp)$ reaksiyonu için artan k_{mfp} değerleri ile deneysel verilere yakınlaşmıştır.

5.5. Yarı Ampirik Tesir Kesiti Hesaplamaları

Yakın zamanda, 14–15 MeV' lik nötronlarla oluşturulan reaksiyon tesir kesitlerini hesaplamak için elastik olmayan nötron tesir kesitini içeren yeni ampirik formüller geliştirilmiştir. Tel, vd., (2003) (n,p) reaksiyonlarının tesir kesitlerini hesaplamak için yeni ampirik formüller oluşturmak, bunun için de yeni deneysel verileri kullanmayı önermiştir. Bu formüller, asimetri parametresi ve nükleer kabuk modelinin bağlanma enerji sistematığındeki çiftlenim etkisine bağlıdır. Tel vd., (2003, 2004a, b, 2008a, b)

(n,2n), (n, α), (n, t) ve (n, d) reaksiyonları için bu formülü kullanarak uygun bir yeni katsayı elde etmişlerdir (Yalçiner, 2008; Tel vd., 2007). Ayrıca proton girişli (p,n), (p,np), (p,n α) reaksiyonu için katsayılar Yalçiner (2008) ve Tel vd., (2009b), tarafından hesaplanmıştır.

Ampirik tesir kesitinin türetilmesi için ilk olarak protonlar ile oluşturulan reaksiyonlara ait Denklem 5.1 de verilen yaklaşım varsayılmıştır;

$$\sigma(p,x) = C.\sigma_{pinel} \exp(a.s) \quad (5.1)$$

burada,

$$\sigma_{pin} = \pi r_0^2 (A^{1/3} + 1)^2 \quad (5.2)$$

dir. σ_{pinel} inelastik proton tesir kesitidir. C ve a katsayıları en küçük kare metodu yöntemi ile fitleme işlemi sonucunda belirlenir. İkinci olarak; protonlar ile gerçekleşen reaksiyonlarda Coulomb etkisini içeren yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonu;

$$\sigma(p,x) = C.\sigma_{coul} \exp(a.s) \quad (5.3)$$

$$\sigma_{coul} \approx \frac{Z^2}{(A^{1/3} + 1)} \quad (5.4)$$

türetilmiştir. Burada σ_{coul} proton Coulomb etkisi tesir kesiti, C ve a ise deneysel verilerden elde edeceğimiz fitleme katsayılarıdır. Son yaklaşımda ise ampirik tesir

kesitlerinin protonlar ile oluşturulan reaksiyonların elastik olmayan proton tesir kesiti ve Coulomb etkisini içeren ifade;

$$\sigma(p,x) = a. \sigma_{pinel} . \sigma_{coul} . exp(b.s) \quad (5.5)$$

olarak varsayılmıştır. Burada; σ_{pinel} , σ_{coul} elastik olmayan proton ve Cloulomb etkisi tesir kesitidir (Tel vd., 2009b).

Reaksiyon tesir kesiti asimetri parametresi $s = (N - Z)/A$ türetiminde; 10–11 MeV, 18–19 MeV ve 22–23 MeV enerji aralık değerleri seçilmiştir.

(p,n) reaksiyonu için belirtilen enerji aralıklarında fit işlemini yapmak ve yarı–ampirik tesir kesiti hesaplama fonksiyonunu elde etmek için EXFOR nükleer veri tabanından fisyon reaktörü yapı malzemelerine ait (p,n) reaksiyon tesir kesiti verileri alınmıştır. Fit işlemi için kullanılan çekirdekler ve tesir kesiti değerleri Çizelge 5.3 verilmiştir. Bu çizelgede yer alan çekirdekler kullanılarak, yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonundaki C ve a parametreleri; 10–11 MeV enerji aralığı için Şekil 5.39 (a)’ da, 18–19 MeV enerji aralığı için Şekil 5.39 (b)’ de ve 22–23 MeV enerji aralığı için Şekil 5.39 (c)’ de görüldüğü gibi en küçük kareler fit etme yöntemi ile belirlenmiştir. Bu parametrelerden yararlanarak, yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonlarına Çizelge 5.4 – 5.6 arasında yer verilmiştir.

Çizelge 5.3. Yarı–Ampirik tesir kesiti fonksiyonu türetmek için kullanılan izotoplar ve belirtilen enerji değerlerindeki deneysel tesir kesiti sonuçları.

Hedef Çekirdek	Reaksiyon Ürünü	Enerji (MeV)	σ (mb)	Enerji (MeV)	σ (mb)	Enerji (MeV)	σ (mb)
⁵⁸ Ni	⁵⁸ Cu		–		–		135
⁶⁰ Ni	⁶⁰ Cu		355		148		51
⁶² Ni	⁶² Cu	10–11 MeV	720	18–19 MeV	270	22–23 MeV	–
⁶⁴ Ni	⁶⁴ Cu		1040		101,4		148
²³⁶ U	²³⁶ Np		3,89		–		–
²³⁸ U	²³⁸ Np	Enerji Aralığı	4,7	Enerji Aralığı	9,7	Enerji Aralığı	9,9
²³² Th	²³² Pa		5,6		17,1		26
⁹⁰ Zr	⁹⁰ Nb		757		271		155
⁹⁶ Zr	⁹⁶ Nb		214		35		–

⁹⁴ Mo	⁹⁴ Tc	86,8	45,6	–
⁹⁶ Mo	⁹⁶ Tc	484	65	–
¹⁸⁴ W	¹⁸⁴ Re	105	–	–
¹⁸⁶ W	¹⁸⁶ Re	66	39,5	18,31
⁵⁶ Fe	⁵⁶ Co	339	105,9	45
⁵⁸ Fe	⁵⁸ Co	870	117	56
⁵² Cr	⁵² Mn	365	71	23
⁵⁴ Cr	⁵⁴ Mn	907	140	70
¹¹⁰ Cd	¹¹⁰ In	430	102	–
¹¹² Cd	¹¹² In	–	135	41
¹¹⁴ Cd	¹¹⁴ In	347	41	26
¹¹⁶ Cd	¹¹⁶ In	125	16	20,9
¹⁵² Gd	¹⁵² Tb	200,16	165,59	–
¹⁵⁴ Gd	¹⁵⁴ Tb	44	122	–
¹⁶⁰ Gd	¹⁶⁰ Tb	–	–	21

Çizelge 5.4. Seçilen enerji aralıklarına göre (p,n) reaksiyonu için üretilen inelastik yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları.

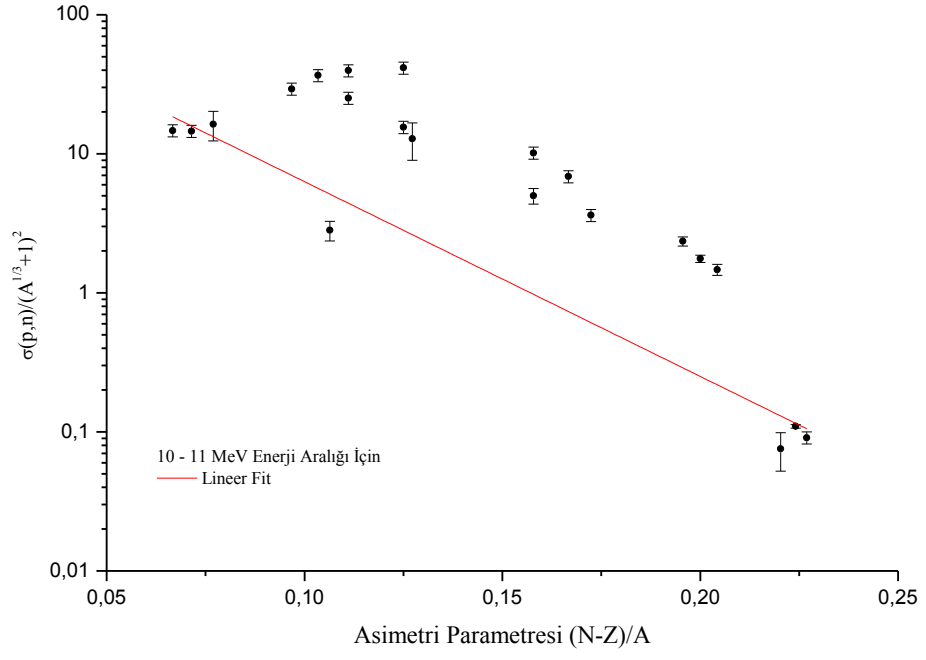
<i>C</i>	<i>a</i>	$\sigma(p,n) = C \cdot \sigma_{pinel} \exp(as)$	<i>Enerji Aralığı</i>
158,7894	–32,2541	$\sigma(p,n) = 158,78 \cdot \sigma_{pinel} \exp(-32,2541s)$	10 – 11 MeV
29,05078	–23,4570	$\sigma(p,n) = 29,05 \cdot \sigma_{pinel} \exp(-23,4570s)$	18 – 19 MeV
3,74641	–10,436	$\sigma(p,n) = 3,74 \cdot \sigma_{pinel} \exp(-10,436s)$	22 – 23 MeV

Çizelge 5.5. Seçilen enerji aralıklarına göre (p,n) reaksiyonu için üretilen Coulomb etkisini içeren yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları.

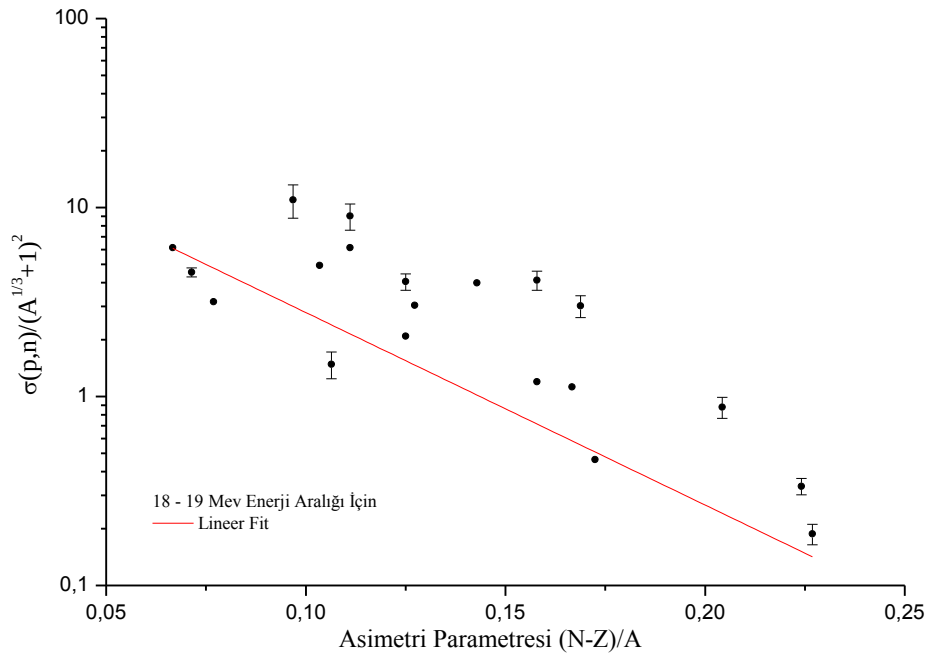
<i>C</i>	<i>a</i>	$\sigma(p,n) = C \cdot \sigma_{coul} \exp(as)$	<i>Enerji Aralığı</i>
140,867	–34,41	$\sigma(p,n) = 140,867 \cdot \sigma_{coul} \exp(-34,41s)$	10 – 11 MeV
21,076	–26,54	$\sigma(p,n) = 21,076 \cdot \sigma_{coul} \exp(-26,54s)$	18 – 19 MeV
2,5843	–14,568	$\sigma(p,n) = 2,5843 \cdot \sigma_{coul} \exp(-14,568s)$	22 – 23 MeV

Çizelge 5.6. Seçilen enerji aralıklarına göre (p,n) reaksiyonu için üretilen ineleastik ve Coulomb etkisini içeren yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları.

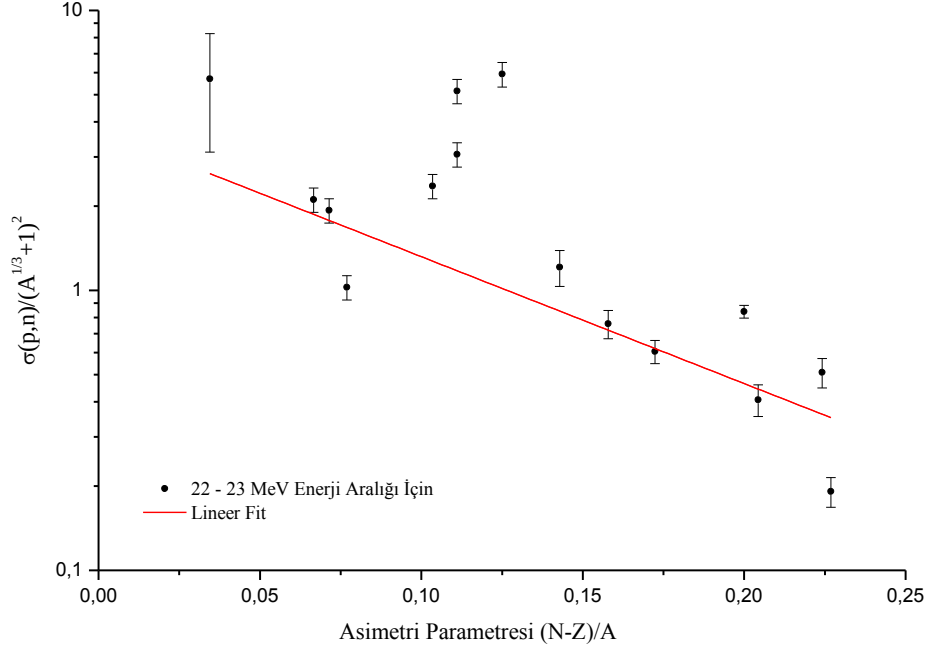
<i>C</i>	<i>a</i>	$\sigma(p,n) = C \cdot \sigma_{pinel} \cdot \sigma_{coul} \exp(as)$	<i>Enerji Aralığı</i>
120,98	–36,11	$\sigma(p,n) = 120,98 \cdot \sigma_{pinel} \cdot \sigma_{coul} \exp(-36,11s)$	10 – 11 MeV
18,161	–28,45	$\sigma(p,n) = 18,161 \cdot \sigma_{pinel} \cdot \sigma_{coul} \exp(-28,45s)$	18 – 19 MeV
1,982	–19,462	$\sigma(p,n) = 1,982 \cdot \sigma_{pinel} \cdot \sigma_{coul} \exp(-19,462s)$	22 – 23 MeV



(a)

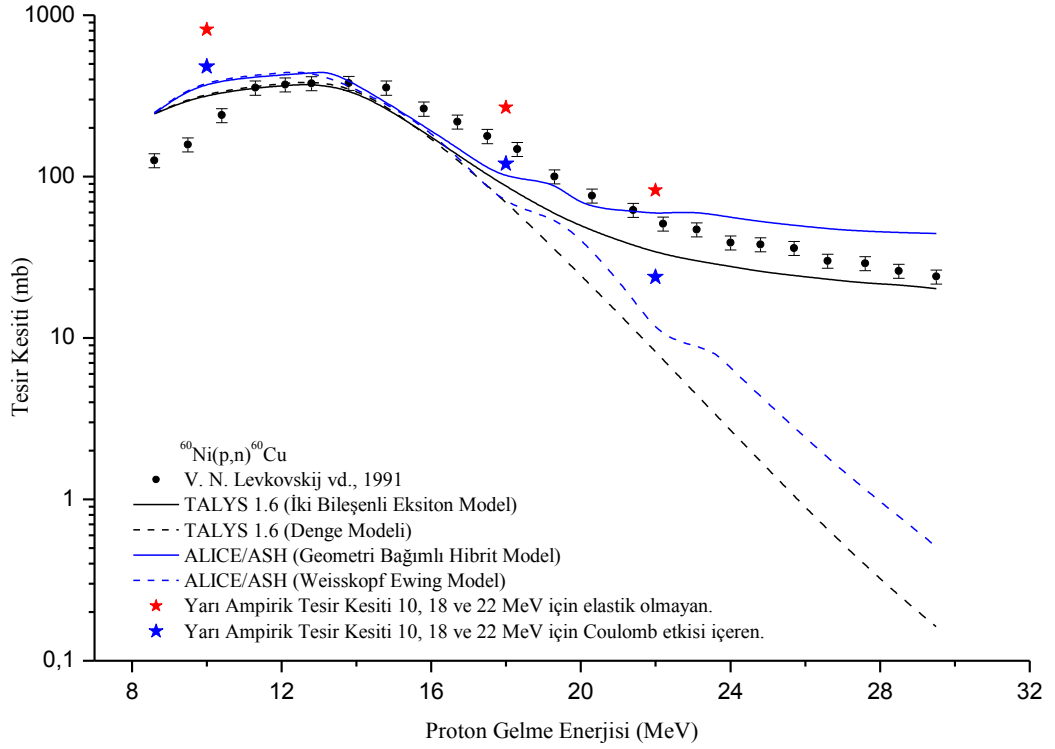


(b)

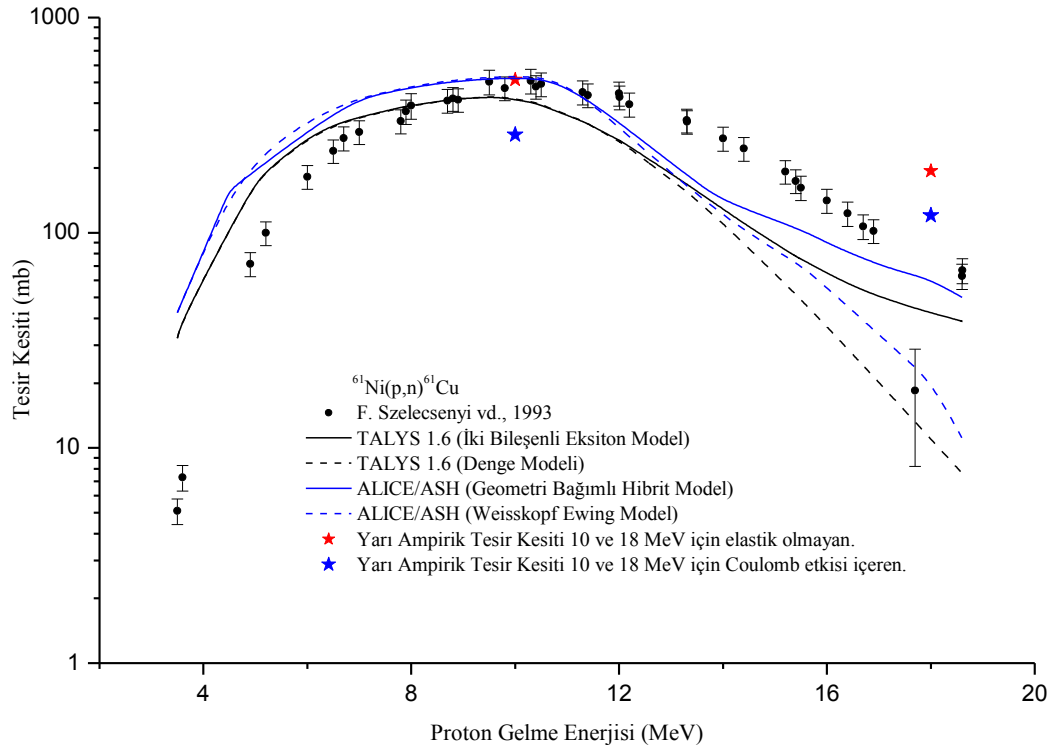


(c)

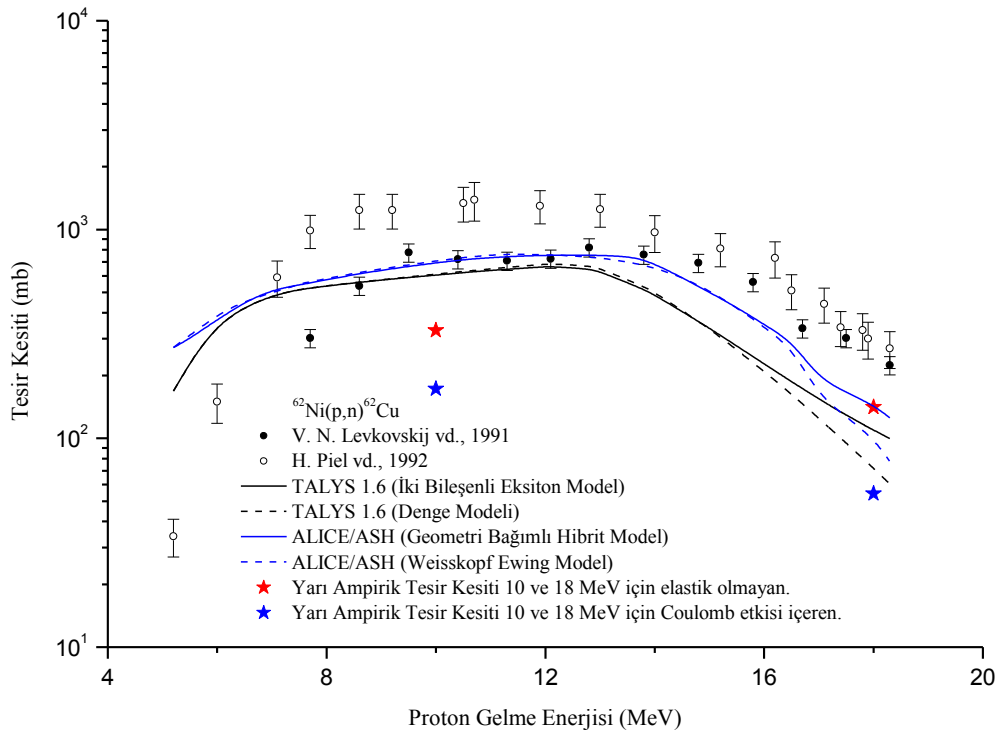
Şekil 5.39. Filyon yapı malzemeleri için (a) 10–11 MeV (b) 18–19 MeV (c) 22–23 MeV arası proton gelme enerjili (p,n) reaksiyonu tesir kesiti sistematığı.



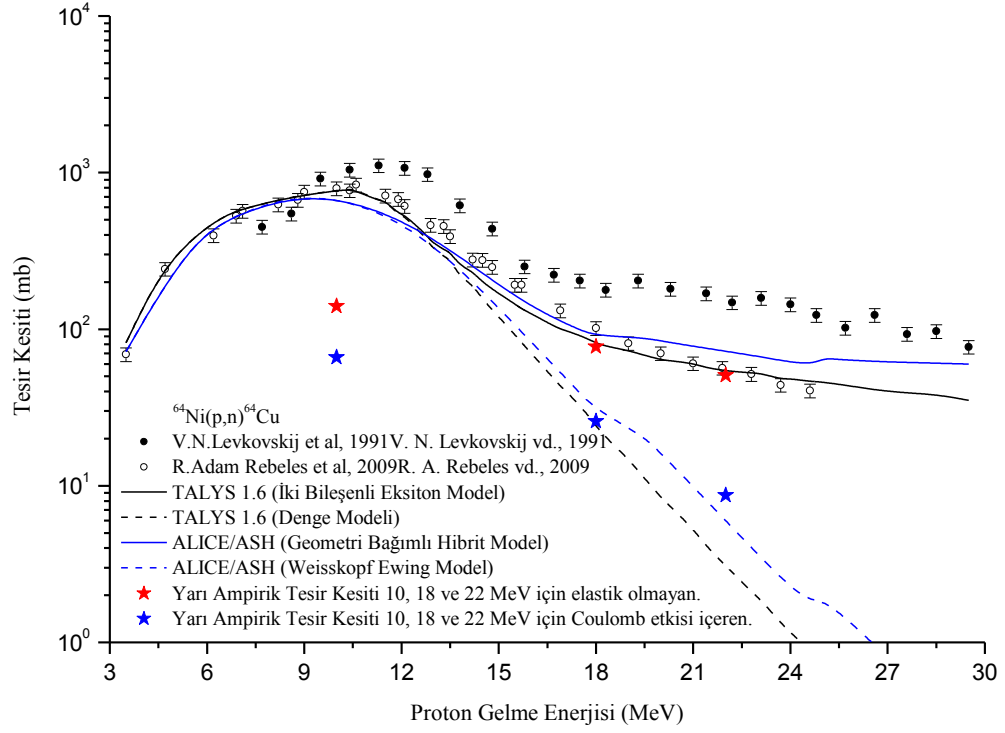
Şekil 5.40. $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan yarı ampirik tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



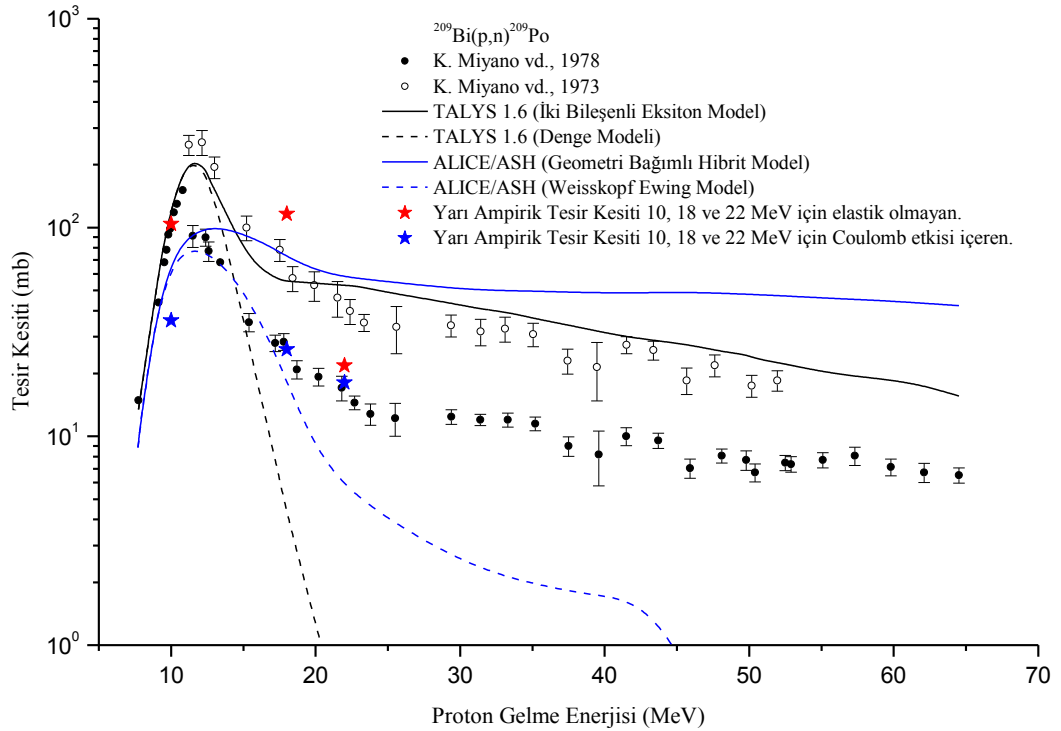
Şekil 5.41. $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan yarı ampirik tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



Şekil 5.42. $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan yarı ampirik tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



Şekil 5.43. $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan yarı ampirik tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.



Şekil 5.44. $^{209}\text{Bi}(p,n)^{209}\text{Po}$ reaksiyonu için hesaplanan yarı ampirik tesir kesiti değerlerinin deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması.

Şekil 5.40–5.44 arasında Bi ve Ni çekirdekleri için (p,n) reaksiyonu tesir kesiti hesaplamalarına yönelik türetilen yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları kullanılmıştır. Şekil 5.40’ da inelastik fonksiyon sonuçları, deneysel verilere göre daha yüksek değerler alırken, Coulomb etkisini içeren yarı–ampirik tesir kesiti sonuçları 18–19 MeV enerji aralığında deneysel veriler ile uyum göstermiştir. Şekil 5.41’ de inelastik tesir kesiti hesaplamaları 10–11 MeV enerji aralığında deneysel veriler ile uyumlu iken, Coulomb etkisinin gözönünde bulundurulduğu hesaplama sonuçları; 10–11 MeV enerji aralığında deneysel verilerden daha düşük değer alırken, 18–19 MeV enerji aralığında daha yüksek değer almıştır. Şekil 5.42’ de yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları hesaplanan değerler deneysel verilerden daha düşük değerler almıştır. Şekil 5.43’ de ise, 18–19 ve 22–23 MeV enerji aralığında inelastik fonksiyon sonuçları deneysel değerlerle uyum sergiler iken, aynı enerji aralığında Coulomb etkisini içeren yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları ile hesaplanan değerler deneysel verilerden daha düşüktür. Şekil 5.44’ de $^{209}\text{Bi}(p,n)^{209}\text{Po}$ reaksiyonu için Coulomb etkisini içeren yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları ile hesaplanan değerler, *K. Miyano vd., 1973’* ün deneysel verileri ile uyumlu iken; inelastik tesir kesiti içeren fonksiyon sonuçları deneysel verilere yakın değerler alsa da, tam uyum sergilememiştir.

6. TARTIŞMA VE SONUÇ

Fisyon reaktörleri yapısal malzemelerinden; Pu, Ni ve Bi elementlerine yönelik, farklı parçacık gelme enerjilerinde oluşturulan reaksiyonlar için Bölüm 5.1’ de tesir kesiti, Bölüm 5.2’ de, parçacık yayınlanma spektrumu, Bölüm 5.3’ de açığa bağlı çift katlı diferansiyel tesir kesiti hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Bölüm 5.4’ de tesir kesitleri için ALICE/ASH ve PCROSS bilgisayar kodunda ortalama serbest yol parametresi COST ve k_{mfp} parametreleri değiştirilerek deneysel değerlere uyum faktörleri incelenmiştir. Ayrıca, 10–11 MeV, 18–19 MeV ve 22–23 MeV enerji aralıklarında proton gelme reaksiyonları için yarı–ampirik tesir kesiti hesaplama fonksiyonları Bölüm 5.5’ de türetilmiştir. Yapılan hesaplamaların tamamı EXFOR kütüphanesinden elde edilen deneysel verilerle karşılaştırılarak, analizleri gerçekleştirilmiştir.

6.1. Tesir Kesiti Hesaplama Sonuçları

6.1.1. Fisyon reaksiyonları için tesir kesiti hesaplama sonuçları

Çizelge 6.1’de yer alan fisyon reaksiyonları için yapılan tesir kesiti hesaplama sonuçları ve değerlendirilmeleri reaksiyonlarına göre aşağıda yer verilmiştir.

Çizelge 6.1. Fisyon tesir kesiti reaksiyonları ve hedef çekirdekler.

Reaksiyon	Hedef Çekirdek
(α, f)	$^{238}\text{Pu} / ^{239}\text{Pu} / ^{209}\text{Bi}$
(γ, f)	$^{238}\text{Pu} / ^{239}\text{Pu} / ^{240}\text{Pu} / ^{241}\text{Pu} / ^{242}\text{Pu} / ^{244}\text{Pu}$
(n, f)	$^{236}\text{Pu} / ^{238}\text{Pu} / ^{239}\text{Pu} / ^{240}\text{Pu} / ^{241}\text{Pu} / ^{242}\text{Pu} / ^{244}\text{Pu} / ^{209}\text{Bi}$
$(^3\text{He}, f)$	^{209}Bi

- (α, f) ve $(^3\text{He}, f)$ reaksiyonları için Pu ve Bi izotoplarına yönelik hesaplama sonuçlarına göre; genellikle, EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk model hesaplamaları deneysel veriler ile en uyumlu hesaplamalardır. Bu model hesaplamaları ile özellikle 10 MeV enerjiden sonra deneysel verilerle daha yakın sonuçlar elde edilmiştir.

- (γ, f) reaksiyonları için Pu izotoplarına yönelik olarak EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk ve TALYS 1.6 Deneysel Fisyon Bariyer modeli hesaplama sonuçları, düşük enerjiler de dahil olmak üzere 0 – 30 MeV enerji aralığı boyunca genellikle deneysel verilere benzer tesir kesiti sonuçları vermiştir.
- (n, f) reaksiyonları için Pu ve Bi izotoplarına yönelik olarak özellikle 10 MeV altındaki düşük enerjilerde EMPIRE 3.1 Fisyon Sierk ve TALYS 1.6 Deneysel Fisyon Bariyer modeli daha başarılı iken, 10 MeV üzerindeki enerjilerde TALYS 1.6 Fisyon Bariyer Sierk modeli ile yapılan tesir kesiti hesaplamaları deneysel verilere daha yakın sonuçlar vermiştir.

6.1.2. Diğer reaksiyonlar için tesir kesiti hesaplama sonuçları

Çizelge 6.2’ de verilen (n, γ) , (p, γ) , (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(d, 2p)$, (d, α) , (d, n) , $(d, 2n)$ ve $(^3\text{He}, xn)$ reaksiyonları için gerçekleştirilen tesir kesiti hesaplama sonuçları ve değerlendirmeleri aşağıdaki maddeler halinde verilmiştir.

Çizelge 6.2. Diğer tesir kesiti reaksiyonları ve hedef çekirdekler.

Reaksiyon	Hedef Çekirdek
(n, γ)	$^{238}\text{Pu} / ^{239}\text{Pu} / ^{240}\text{Pu} / ^{242}\text{Pu} / ^{209}\text{Bi} / ^{58}\text{Ni} / ^{60}\text{Ni} / ^{62}\text{Ni} / ^{63}\text{Ni} / ^{64}\text{Ni}$
(p, γ)	$^{58}\text{Ni} / ^{60}\text{Ni} / ^{61}\text{Ni} / ^{64}\text{Ni} / ^{209}\text{Bi}$
(γ, n) ve $(\gamma, 2n)$	$^{58}\text{Ni} / ^{60}\text{Ni} / ^{209}\text{Bi}$
$(d, 2p)$, (d, α) , (d, n) , $(d, 2n)$	$^{58}\text{Ni} / ^{60}\text{Ni} / ^{62}\text{Ni} / ^{64}\text{Ni}$
$(^3\text{He}, xn)$	^{209}Bi

- (n, γ) reaksiyonları için TALYS 1.6 ve EMPIRE 3.1 seviye yoğunluğu modelleri kullanılmıştır. TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model tesir kesiti hesaplama sonuçları Pu izotopları için deneysel veriler ile karşılaştırıldığında, deneysel verilerin hata barları arasında kalarak benzer sonuçlar aldığı ve uyum sergilediği görülmüştür. Ni izotoplarına yönelik olarak EMPIRE 3.1 Hartree–Fock–Bogoliubov seviye yoğunluğu modeli ile yapılan hesaplama sonuçları

genelde deneysel veriler ile uyum sergilemektedir. ^{209}Bi izotopu için 10 MeV enerjinin altındaki düşük enerjilerde TALYS 1.6 Genelleştirilmiş Süper Akışkan model ile yapılan tesir kesit hesaplama sonuçları deneysel veriler ile örtüşürken, genellikle 10 MeV enerjinin üzerinde seviye yoğunluğu model hesaplamaları deneysel verilerden daha yüksek tesir kesiti sonuçları vermiştir.

- (p,γ) reaksiyonları için TALYS 1.6 ve EMPIRE 3.1 seviye yoğunluğu modelleri kullanılmıştır. 0 – 50 MeV enerji aralığında Ni ve Bi izotoplarına yönelik olarak 5 MeV proton gelme enerjisinin altında tüm seviye yoğunluğu modelleri deneysel verilerin hata barı arasında kalarak uyum göstermiştir. Proton gelme enerjisi 5 MeV üzerinde olduğu enerjilerde ise, TALYS 1.6 Sabit Sıcaklık Fermi Gaz ve EMPIRE 3.1 Gilbert–Cameron modelleri kullanılarak yapılan tesir kesiti hesaplama sonuçları deneysel veriler ile genellikle uyum sergilemiştir.
- (γ,n) ve $(\gamma,2n)$ reaksiyonlarına yönelik olarak Ni izotopların için tesir kesiti hesaplamalarında TALYS 1.6 ve EMPIRE 3.1 denge ve denge–öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılmıştır. Hesaplama sonuçları genel olarak deneysel verilerin altında değerler almıştır. ^{209}Bi izotopu için aynı reaksiyonlara yönelik tesir kesiti hesaplamaları için TALYS 1.6 Sabit Sıcaklık Fermi Gaz modeli deneysel veriler ile her enerji noktası için tam bir uyum sergilemiştir.
- Döteron girişli reaksiyonlara yönelik tesir kesiti hesaplamaları için ALICE/ASH, TALYS 1.6 ve EMPIRE 3.1 denge ve denge–öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılmıştır. TALYS 1.6 Denge ve ALICE/ASH Weisskopf–Ewing modelleri, düşük enerjilerde deneysel verileri ile benzer sonuçlar gösterirken, enerji artışı deneysel verilerden uzaklaşmaktadır. Denge öncesi reaksiyon modelleri incelendiğinde, TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model ve ALICE/ASH Hibrit model deneysel veriler ile benzer sonuçları alarak uyum sergilemiştir.
- $(^3\text{He},xn)$ reaksiyonu tesir kesit hesaplamaları için TALYS 1.6 denge ve denge–öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılmıştır. TALYS 1.6 Denge modeli yaklaşık 25 MeV’ e kadar deneysel veriler ile aynı harmoniyi yakalasa da, bu enerji değerinden sonra keskin bir düşüş sergileyerek deneysel verilerden uzaklaşmıştır. TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model deneysel verilerin yaklaşık 10 kat altında tesir kesit değerleri almıştır.

6.2. Yayınlanma Spektrumu Hesaplama Sonuçları

Reaktör yapı malzemelerine yönelik parçacık yayınlanma spektrumlarının incelendiği reaksiyonlar ve hedef çekirdeklere Çizelge 6.3’ de yer verilmiştir. Yayınlanma spektrumu hesaplamaları için TALYS, EMPIRE, ALICE/ASH ve CEM bilgisayar kodları kullanılmıştır. Yapılan hesaplama sonuçlarına göre;

- 14,8 MeV gelme enerjili nötronlarla $^{58,60}\text{Ni}$ için alfa, döteron ve proton için yapılan hesaplamalar deneysel verilerle karşılaştırmalarında, genelde en uygun reaksiyon modeli olarak ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit model gösterilebilir.
- 90 MeV gelme enerjili protonlarla ^{58}Ni için alfa, döteron, ^3He , nötron ve proton için yapılan hesaplamalar sonucunda; TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton ve ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit model hesaplamalarının genelde diğer model hesaplamalarına göre deneysel verilerle daha iyi uyum sağladığı görülmüştür.
- 14,1 MeV gelme enerjili nötronlarla ^{209}Bi için gama ve nötron yayınlanma spektrumları incelendiğinde, deneysel verilere genellikle en uyumlu sonuçları veren model, TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton modelidir.
- 90 MeV gelme enerjili protonlarla ^{209}Bi için alfa, döteron, ^3He , nötron ve proton için yapılan hesaplamalara göre, deneysel verilerle en uyumlu model ALICE/ASH Geometri Bağımlı Hibrit modelidir.

Çizelge 6.3. Parçacık yayınlanma spektrumlarının hesaplandığı reaksiyonlar ve hedef çekirdekler.

Reaksiyon	Hedef Çekirdek
(n,x α), (n,xd), (n,xp)	^{242}Pu / ^{209}Bi / ^{58}Ni / ^{60}Ni
(p,x α), (p,xd), (p,x ^3He), (p,xn), (p,xp) (p,xt)	^{58}Ni / ^{209}Bi

Açıya bağlı çift katlı diferansiyel tesir kesit hesaplamalarına yönelik olarak Çizelge 6.4 de yer alan reaksiyonlar ve açıları kullanılmıştır. Hesaplamalar için, TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton ve EMPIRE 3.1 Hibrit Monte Carlo modelleri kullanılmıştır.

6.3. Diferansiyel Tesir Kesiti Hesaplama Sonuçları

^{239}Pu , ^{58}Ni ve ^{209}Bi için çift katlı diferansiyel tesir kesit hesaplamalarında TALYS 1.6 İki Bileşenli Eksiton model hesaplamaları tüm açıları için deneysel sonuçlar ile aynı harmoniyi sergilemiştir. ^{239}Pu için yapılan hesaplamalarda EMPIRE 3.1 Hibrit Monte Carlo model hesaplama sonuçları deneyse değerden daha düşük değerler almıştır. ^{58}Ni izotopu için fazla uyum sergilemese de ^{209}Bi izotopu için genelde 9 MeV enerjiye kadar deneysel değer ile uyum sergilemektedir.

Çizelge 6.4. Açıya bağlı çift katlı diferansiyel tesir kesiti reaksiyonları.

Reaksiyon	Açıları	Parçacık Gelme Enerjisi
$^{239}\text{Pu}(n,xn)$	$25^0 / 45^0 / 65^0 / 125^0 / 145^0$	14 MeV
$^{58}\text{Ni}(n,xp)$	$30^0 / 60^0 / 90^0$	8 MeV
$^{209}\text{Bi}(n,xn)$	$45^0 / 70^0 / 90^0 / 110^0 / 120^0$	10 MeV

Ayrıca, ALICE/ASH ve PCROSS bilgisayar kodunda ortalama serbest yol çoğaltma parametresi COST ve k_{mfp} parametreleri değiştirilerek deneysel değere uyum faktörleri incelenmiştir. ALICE/ASH bilgisayar kodunda ortalama serbest yol çoğaltma parametresi COST+1 ile kontrol edilebilmektedir. Yapılan hesaplamalarda COST değeri ilk olarak referans değer 1 alınmıştır. $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ ve $^{209}\text{Bi}(d,n)^{210}\text{Po}$ reaksiyonları için referans değere göre COST değerlerinin azalması ile; $^{241}\text{Pu}(p,2n)^{240}\text{Am}$ reaksiyonu için ise, COST değerlerinin artışı ile deneysel değerlere uyum gözlemlenmiştir. PCROSS kodu hesaplamalarında kullanılan ortalama serbest yol parametresi olan k_{mfp} parametresinin referans değeri $k_{mfp}=1,3$ 'tür. (n,xn) ve (n,xp) nötron ve proton yayınlanma reaksiyonları için k_{mfp} 'nin farklı değerleri için hesaplamalar yapılmıştır. $^{209}\text{Bi}(n,xn)$ reaksiyonu için azalan k_{mfp} değeri ile, $^{58}\text{Ni}(n,xp)$

reaksiyonu için artan k_{mfp} değeri ile deneysel değerler ile benzer sonuçları vermese de yaklaştığı görülmüştür.

6.4. Yarı Ampirik Tesir Kesiti Hesaplamaları ve Sonuçları

Ayrıca bu çalışmada; 10–11 MeV, 18–19 MeV ve 22–23 MeV enerji aralıklarında proton gelme reaksiyonları için yarı–ampirik tesir kesiti hesaplama fonksiyonları türetilmiştir. En küçük kareler fit etme metodu ile katsayılar belirlenerek, Çizelge 6.5’ de yer alan fonksiyonlar elde edilmiştir.

Çizelge 6.5. Seçilen enerji aralıklarına göre (p,n) reaksiyonu için elde edilen yarı–ampirik tesir kesiti fonksiyonları.

<i>C</i>	<i>a</i>	$\sigma(p,n) = C \cdot \sigma_{pinel} \exp(as)$	<i>Enerji Aralığı</i>
158,7894	–32,2541	$\sigma(p,n) = 158,78 \cdot \sigma_{pinel} \exp(-32,25s)$	10 – 11 MeV
29,05078	–23,4570	$\sigma(p,n) = 29,05 \cdot \sigma_{pinel} \exp(-23,45s)$	18 – 19 MeV
3,74641	–10,436	$\sigma(p,n) = 3,74 \cdot \sigma_{pinel} \exp(-10,43s)$	22 – 23 MeV

<i>C</i>	<i>a</i>	$\sigma(p,n) = C \cdot \sigma_{coul} \exp(as)$	<i>Enerji Aralığı</i>
140,867	–34,41	$\sigma(p,n) = 140,867 \cdot \sigma_{coul} \exp(-34,41s)$	10 – 11 MeV
21,076	–26,54	$\sigma(p,n) = 21,076 \cdot \sigma_{coul} \exp(-26,54s)$	18 – 19 MeV
2,5843	–14,568	$\sigma(p,n) = 2,5843 \cdot \sigma_{coul} \exp(-14,568s)$	22 – 23 MeV

<i>C</i>	<i>a</i>	$\sigma(p,n) = C \cdot \sigma_{pinel} \cdot \sigma_{coul} \exp(as)$	<i>Enerji Aralığı</i>
120,98	–36,11	$\sigma(p,n) = 120,98 \cdot \sigma_{pinel} \cdot \sigma_{coul} \exp(-36,11s)$	10 – 11 MeV
18,161	–28,45	$\sigma(p,n) = 18,161 \cdot \sigma_{pinel} \cdot \sigma_{coul} \exp(-28,45s)$	18 – 19 MeV
1,982	–19,462	$\sigma(p,n) = 1,982 \cdot \sigma_{pinel} \cdot \sigma_{coul} \exp(-19,462s)$	22 – 23 MeV

Şekil 5.40 – 5.44’arasında deneysel veriler ile elde edilen yarı–ampirik tesir kesiti hesaplama sonuçlarının karşılaştırmalarına yer verilmiştir. Coulomb etkisinin yer almadığı yaklaşım deneysel değerlerden daha yüksek değerler alırken, Coulomb etkisinin yer aldığı fonksiyon sonuçları deneysel değerlere daha yakın sonuçlar vermiştir.

Bu tezde; reaksiyon modellerine bağlı olarak yapılan tesir kesiti hesaplamaları; nükleer reaksiyonlara maruz kalan yapı malzemelerinin özelliklerinin araştırılması, nükleer veri tabanının güçlenmesi, nükleer reaksiyon modellerinin geliştirilmesi, hızlandırıcı ve reaktör teknolojisine yönelik malzeme seçimi ve büyük maliyet gerektiren deneysel çalışmalar için bir öngörü olması bakımından önemlidir. Buna ilaveten; bu çalışma, ülkemizde kurulacak olan nükleer enerji santralleri (Sinop ve Akkuyu Nükleer Enerji Santralleri) ve kurulmakta/kurulmuş olan hızlandırıcı tesisleri (TAEK Proton hızlandırıcısı ve Türk Hızlandırıcı Merkezi) için yapılacak olan yapısal malzeme çalışmalarına ve deneysel çalışmalara kaynak olma niteliği taşıyabilir.

Ayrıca, bu teze konu olan reaksiyonlar sonucunda malzemelerin yapısal dayanıklılığını etkileyecek değişimlerin olması da mümkündür. Bu sebeple; daha sonraki çalışmalarda, radyasyona maruz kalan yapısal malzemelerdeki dpa (displacement per atom) atom başına yer değiştirmeler ile ilgili hem deneysel hem de teorik çalışmalar yapılabilir. Böylece, bu malzemelerin radyasyon öncesi ve sonrasındaki mikro yapıları karşılaştırılarak yapısal malzemelerin geliştirilmesi konusunda bir fikir elde edilebilir.

KAYNAKLAR

- Adamson, R. D., 1998. Novel Methods for Large Molecules in Quantum Chemistry. Ph.D. Thesis, University of Cambridge, Cambridgeshire, England, 141.
- Akkuyu Nükleer A.Ş., 2015. Erişim Tarihi: 15.02.2015. <http://www.akkunpp.com>
- Aktaş, S., 2014. ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U ve ^{239}Pu Çekirdeklerinin (n,f) reaksiyon tesir kesitlerinin incelenmesi. Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 80 s, Afyon.
- Arya, A.P., 1983. Çekirdek fiziğinin esasları; Çeviri: Yusuf ğahin. Atatürk Üniversitesi yayınları, No:3, 370s. Erzurum.
- Aydın, A., 1989. Exciton Model'de Pauli İlkesi ve Sonlu Potansiyel Kuyusu Etkilerinin Hesaplanması. Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 72s, Ankara.
- Aydın, A., Tel, E., Kaplan, A., 2008. Calculation of 14–15 MeV (n,d) Reaction Cross Sections Using Newly Evaluated Empirical and Semi–empirical Systematics. Journal of Fusion Energy, 27, 308–313.
- Aydın, E.G., Tel, E., Kaplan, A., Aydın, A., 2008. Equilibrium and pre–equilibrium calculations of neutron production in medium–heavy targets irradiated by protons up to 100 MeV. Annals of Nuclear Energy, 35, 2306–2312.
- Becchetti, F.D., Greenlees, G.W., 1969. Nucleon–Nucleus Optical–Model Parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV. Physical Review, 182 (4), 1190–1209.
- Beiser, A., 1997. Modern Fiziğin Kavramları; Çeviri: Gülsen Öngüt. Akademi Yayınları, ISBN : 0–07–115440, 537s. İstanbul.
- Bertini, H., 1963. Low–Energy Intranuclear Cascade Calculation, Physical Review, 131 (4), 1801–1821.
- Bethe, H.A., 1936. An Attempt to Calculate the Number of Energy Levels of a Heavy Nucleus. Physical Review, 50 (4), 332–341.
- Bethe, H.A., 1937. Nuclear Physics B. Nuclear Dynamics, Theoretical. Reviews of Modern Physics, 9 (2), 69–244.
- Bethe, H.A., 1938. Minutes of the New York Meeting, February 25–26, Possible deviations from the evaporation model of nuclear reactions. Physical Review, 53, 675.
- Blann M., 1971. Hybrid Model for Pre-Equilibrium Decay in Nuclear Reactions. Phys. Rev. Lett., 27, 337.
- Blann, M., 1975. Preequilibrium decay. Annual Review of Nuclear and Particle Science., 25, 123-166.

- Blann, M., 1968. Extensions of Griffin's statistical model for medium-energy nuclear Reactions, Phys. Rev. Lett., 21: 1357–1360.
- Blann, M., H. Gruppelaar, P. Nagel, and J. Rodens, International code and model intercomparison for intermediate energy nuclear data, NEA Data Bank, OECD, Paris, (1994).
- Blann, M., ve Vonach, H. K., 1983. Global Test of Modified Pre-Compound Decay Models, Phys. Rev. C, 28: 1475–1492.
- Broeders, C. H. M., Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A., Lunev, V. P., Blann, M., 2006b. 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. Forschungszentrum Karlsruhe in der Helmholtz-Gemeinschaft Wissenschaftliche Berichte FZKA 7183.
- Broeders, C.H.M., Konobeyev, A.Yu., 2006a. Development of Calculation Methods to Analyze Radiation Damage, Nuclide Production and Energy Deposition in ADS Materials and Nuclear Data Evaluation. Forschungszentrum Karlsruhe in der Helmholtz-Gemeinschaft Wissenschaftliche Berichte FZKA 7197.
- Büyükuslu, H., 2010. Nükleon girişli reaksiyonlarda deforme olan ve deforme olmayan hedef çekirdekler için denge ve denge-öncesi etkilerin incelenmesi. Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, 171 s, Isparta.
- Capote, R., Osorio, V., Lopez, R., Herrera, E., Piri, M., 1991. Analysis of Experimental Data on Neutron Induced Reactions and development of code PCross for the Calculation of Differential Pre-equilibrium Emission Spectra with Modelling of Level Density Function. Final Report on Research Contract 5472/RB, INDC (CUB)–004, Distr, L.
- Capote, R., vd., 2009. RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations. Nuclear Data Sheets 110. 3107–3214.
- Chatterjee, A., Murty, K.H.N., Gupta, S.K., 1981. Optical reaction cross-sections for light projectiles. Pramana 16 (5), 391–402.
- Cline, C.K., Nucl. Phys., A195, 353, (1972).
- Demir, B., Sarpün, İ. H., Kaplan, A., Çapalı, V., Aydın, A., Tel, E. 2015. “Double Differential Cross Section and Stopping Power Calculations of Light Charged Particle Emission for the Structural Fusion Materials $^{50,52}\text{Cr}$ ”, J. Fusion Energ., DOI: 10.107/s10894-015-9889-4.
- EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data File), Database Version of April 3, 2012. Brookhaven National Laboratory National Nuclear Data Centre. İnternet Sitesi. <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/exfor/>. Erişim Tarihi: 05.02.2015.

- Frost B. R. T., 1982. Nuclear Fuel Elements, 273, Illinois, Usa
- Fu, C.Y., 1984. Nuclear Science and Engineering, 86, 344.
- Gadioli, E., Hodgson, P.E., 1992. Pre-equilibrium nuclear reactions. Oxford University Press, ISBN 0-19-851734-3, 518p. New York.
- Gediklioğlu, A., 1988. Çekirdek Fiziğine Giriş. Karadeniz Teknik Üniversitesi Basımevi, Yayın No: 130, 220s. Trabzon.
- Griffin JJ, 1966. Statistical model of intermediate structure, Phys. Rev. Lett., 17, 478.
- Gümüştas A.Ş., 2015. Erişim Tarihi: 15.02.2015. <http://www.gumustas.com.tr>
- Greenwood, L. R., 1983. A New Calculation Of Thermal Neutron Damage And Helium Production in Nickel, Journal of Nuclear Materials, 115, 137-142.
- Herman, M., Capote, R., Sin, M., Trkov, A., Carlson, B. V., Oblozinsky, P., Mattoon, C. M., Wienkey, H., Hoblit, S., Young-Sik Cho, Plujko, V. and Zerkin, V., 2012. EMPIRE-3.1 Rivoli Modular System For Nuclear Reaction Calculations And Nuclear Data Evaluation, User's Manual.
- Hodgson, P.E., Gadioli, E., Gadioli Erba, E., 2003. Introductory nuclear physics. Oxford University Press, ISBN 0-19-851897-8, 723p. New York.
- Holub, H., Caplar, E., Cindro, N., 1980. A Consistent Study of Precompound and Compound-Nucleus Emission Mechanisms in Neutron-Induced Reactions. Zeithschrift Physik A. Atom and Nuclei, 296, 341-357.
- Huizenga, J.R., Igo, G., 1962. Theoretical reaction cross sections for alpha particles with an optical model. Nuclear Physics, 29, 462-473.
- İskender, S., 2005. Türkiye’de ve Dünyada Enerji & Nükleer Enerji Gerçeği. Tütev Yayınları, Ankara, s. 48-140.
- Kalbach, C., 1983. in Proc. IAEA Advisory Group Meeting on Basic and Applied Problems of Nuclear Level Densities. Ed. M.R. Bhat, Report BNL-NCS-51694, s.113.
- Kalbach, C., 1987. Nuclear Science and Engineering, 95, 70.
- Kaplan, A., Aydın, A., Tel, E., Büyüksü, H., 2010. Neutron Emission Spectra of Some Structural Fusion Materials at 26.8 and 45.2 MeV Alpha Incident Energies, J. Fusion Energ. 29 (4) 353-359.
- Kaplan, A., Aydın, A., Tel, E., Şarer, B., 2009c. Equilibrium and pre-equilibrium emissions in proton-induced reactions on 203;205Tl. Pramana, 72 (2), 343-353.

- Kaplan, A., Tel, E., Aydın, A., 2009b. The Equilibrium and Preequilibrium Neutron–Emission Spectra of Some Structural Fusion Materials for (n,xn) Reactions up to 16 MeV Energy. *Physics of Atomic Nuclei*, 72 (6), 903–910.
- Kaplan, A., Tel, E., Aydın, E.G., Aydın, A., Yılmaz, M., 2009a. Spallation neutron emission spectra in medium and heavy target nuclei by a proton beam up to 140 MeV energy. *Applied Radiation and Isotopes*, 67, 570–576.
- Koning, A. J., Hilaire, S., Duijvestijn, M. C., 2005. TALYS: comprehensive nuclear reaction modeling. In: Haight, R. C., Chadwick, M. B., Kawano, T., Talou P., (eds) *Proceedings of the international conference on nuclear data for science and technology–ND 2004*, AIP vol 769., 1154–1159. Santa Fe, USA.
- Koning, A. J., Hilaire, S., Goriely S., 2013. TALYS–1.6 A Nuclear Reaction Program. Nuclear Research and Consultancy Group (NRG), User Manual, Netherlands.
- Krane, K. S., 2002. *Nükleer Fizik–II*. Palme Yayıncılık, No: 195, 460s. Ankara.
- Krappe, H. J., Nix, J. R. Ve Sierk A.J., 1979. Unified Nuclear Potential For Heavy–İon Elastic Scattering, Fusion, Fission, and Ground-State Masses And Deformations. *Phys. Rev. C*20, 992.
- Ma, B. M., 1982. *Nuclear Reactor Materials and Applications*, 592, USA
- Mamdouh, A., Pearson, J.M., Raget, M. and Tondeur, F. 2001. Fission barriers of neutron–rich and superheavy nuclei calculated with the ETFSI method. *Nuclear Physics A*, 679: 337–358.
- Mashnik, S.G., 1995. CODE CEM95. Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for nuclear research. Dubna, Moskow, 141980, Russia.
- Michel, R., ve Nagel, P., NSC/DOC(97)–1, NEA Data Bank, OECD, Paris (1997).
- NEA (The Nuclear Energy Agency), 2010. CEM95, Cascade Eksiton Model Nuclear Reactions by Monte–Carlo Method. İnternet Sitesi. <http://www.nea.fr/tools/abstract/detail/iaea1247>. Erişim Tarihi: 22.07.2010.
- Oblozinsky, P., Ribansky, I., Betak, E., 1974. Intermediate–state transition rates in the eksiton model, *Nucl. Phys. A*226: 347–364.
- Özdoğan, H., 2012. Bazı ağır hedef çekirdekler için denge ve denge–öncesi etkilerin teorik nükleer modeller ile incelenmesi. Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, 123 s, Isparta.
- Özdoğan, H., Çapalı, V., Kaplan, A. 2015. “Reaction Cross–Section, Stopping Power and Penetrating Distance Calculations for the Structural Fusion Material 54Fe in Different Reactions”, *J. Fusion Energ.*, 34 (2), 379–385.
- Perey, F.G., 1963. Optical–Model Analysis of Proton Elastic Scattering in the Range of 9 to 22 MeV. *Physical Review*, 131 (2), 745–763.

- Physics Tutor., 2015. Erişim Tarihi: 15.03.2015. <http://physics.tutorvista.com/modern-physics/fission.html>
- Reshıd, T. S., 2009. Ta, W, Pb, Bi, Th, Pa, U Ve Pu Elementlerinin 0–20 Mev Enerji Aralığındaki Nötronlarla Oluşturulan Reaksiyon Tesir Kesitlerinin Hesaplanması. Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, 133 s, Ankara.
- Ribansky, I., Oblozinsky, P., Běták, E., 1973. Pre-equilibrium decay and the eksiton model. Nuclear Physics A, 205 (3), 545–560.
- Roberts A. J. T., 2012. Structural Materials in Nuclear Power Systems, 481, Palo Alto, California
- Sarpün, İ. H., Aydın, A., Kaplan, A., Koca, H., Tel, E. 2014. “Comparison of Fission Barrier and Level Density Models in (a,f) Reactions of Some Heavy Nuclei”, Ann. Nucl. Energy, 70, 175–179.
- Sierk, A.J., 1986. Macroscopic model of rotating nuclei. Phys. Rev. C33, 2039-2053.
- Soloviev. V. G., 1976. Theory of Complex Nuclei, Pergamen Press, Oxford, 455.
- şarer, B., Aydın, A., Günay, M., Korkmaz, M.E., Tel, E., 2009. Calculations of Neutron-Induced Production Cross-Sections of 180,182,183,184,186W up to 20 MeV, Ann. Nucl. Energy, 36(4), 417–426
- T.C. Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı, 2012. Nükleer santraller ve ölkemizde kurulacak nükleer santrale ilişkin bilgiler, Nükleer Enerji Proje Uygulama Dairesi Başkanlığı 1, Ankara, s, 5–59.
- Tel, E., Aydın, A., Kaplan, A., şarer, B., 2008a. Investigation of 14–15 MeV (n,t) reaction cross-sections by using new evaluated empirical and semi-empirical systematic formulas. Journal of Fusion Energy, 27 (3), 188–194.
- Tel, E., Aydın, A., Tanir, G., 2007. Investigation of the pairing effect using newly evaluated empirical studies for 14–15 MeV neutron reaction cross sections. Physical Review C, 75, 034614.
- Tel, E., Aydın, E.G., Aydın, A., Kaplan, A., 2009b. 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, 272–276.
- Tel, E., Aydın, E.G., Kaplan, A., Aydın, A., 2009a. New calculations of cyclotron production cross sections of some positron emitting radioisotopes in proton induced reactions. Indian Journal of Physics, 83 (2), 1–20.
- Tel, E., Aydın, A., Übeyli, M., Demirkol, Ğ., 2004b. Investigation of the (n,2n) reactions cross sections of some neighbouring nuclei with and without deformation. Indian Journal of Physics, 78 (11), 1229–1237.

- Tel, E., Okuducu, ğ., Aydin, A., Sarer, B., Tanir, G., 2004a, The Study of the (n,2n) Reaction Cross-Sections for Neighbour Deformed Nuclei in the Region of Rare-Earth Elements. *Acta Physica Slovaca*, 54 (2), 191–204.
- Tel, E., Okuducu, ğ., Bölükdemir, M.H., Tanir, G., 2008b. Semi-empirical systematics of (n,2n), (n, α) reactions cross sections at 14–15 MeV neutron energy. *International Journal of Modern Physics E*, 17 (3), 567–583.
- Tel, E., Sarer, B., Okuducu, S., Aydin, A., Tanir, G., 2003. A new empirical Formula for 14–15 MeV neutron-induced (n,p) reaction cross-sections. *Journal of Physics G*, 29, 2169–2177.
- Türkiye Atom Enerjisi Kurumu (TAEK), 2015. Erişim Tarihi: 20.02.2015. <http://www.taek.gov.tr/nukleer-guvenlik/nukleer-enerji-ve-reaktorler/166-gunumuzde-nukleer-enerji-rapor/436-bolum-02-nukleer-enerjinin-temel-prensipleri.html>
- Türkiye Mimarlar ve Mühendisler Odası Birliği (TMMOB) Elektrik Mühendisleri Odası (EOM), 2015. Türkiye elektrik enerjisi istatistikleri (Güncelleme Tarihi:16.02.2015) Erişim Tarihi: 20.02.2015. http://www.emo.org.tr/genel/bizden_detay.php?kod=88369#.VOuJ7VOsWMF
- Weisskopf, V.F., Ewing, D.H., 1940. On the yield of nuclear reactions with heavy elements. *Physical Review*, 57, 472–485.
- Williams, F.C., 1971. Particle-hole state density in the uniform spacing model. *Nuclear Physics A*, 166 (2), 231–240.
- Wilmore, D., Hodgson, P.E., 1964. The calculation of neutron cross-sections from optical potentials. *Nuclear Physics*, 55, 673–694.
- Yalçın, E.G., 2008. Proton hızlandırıcılarının nükleer uygulama alanları ile protonlarla oluşturulan nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin incelenmesi. Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora tezi, 132s, Ankara.
- Yılmaz, M., 1998. Çekirdek Fiziği. Balıkesir Üniversitesi Yayınları, 005, 201s, Balıkesir.
- Yiğit, M., Tel, E., 2012. Alpha Production Cross Sections for Some Target Fusion Structural Materials up to 35 MeV. *J Fusion Energ*, 32, 442–450.
- Zabunoğlu, H. O., 2012. Nükleer Atıklar ve Geri Dönüşümü. *Standart Dergisi*, Ekim 2012, 74–79.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Veli ÇAPALI
Doğum Yeri ve Yılı : İstanbul 18.09.1983
Medeni Hali : Evli
Yabancı Dili : İngilizce
E-Mail :
velicapali@sdu.edu.tr



Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Ataköy Lisesi İstanbul – 2000
Lisans : Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Ed. Fak. Fizik Bölümü – 2004
Yüksek Lisans : Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enst. Fizik ABD. –2011

Çalıştığı Kurum / Kurumlar ve Yıl

S.D.Ü Yalvaç Meslek Yüksekokulu 2004 – 2006
S.D.Ü Bilgisayar Bilimleri Araştırma ve Uygulama Merkezi 2006 – 2008
S.D.Ü Bilgi İşlem Daire Başkanlığı 2008 – 2013
S.D.Ü Mühendislik Fakültesi 2013 –

Yayınlar (SCI ve Diğer Dergiler)

SCI tarafından taranan dergilerdeki makaleler:

1. Kaplan, A., Çapalı, V., 2014, Cross Section Calculations on Several Structural Fusion Materials for ($\gamma,3n$) Reactions in the Photon Energy Range of 20–110 MeV, J. Fusion Energ. 33 (3). 209–303.
2. Kaplan, A., Çapalı, V., Özdoğan, H., Aydın, A., Tel, E., Sarpun, İ. H., 2014, ($^3\text{He},xn$) Reaction Cross-Section Calculations for the Structural Fusion Material ^{181}Ta in the Energy Range of 14–75 MeV, J. Fusion Energ. 33 (5), 510–515.
3. Kaplan, A., Sarpun, İ. H., Aydın, A., Tel, E., Çapalı, V. and Özdoğan H., 2015, ($\gamma,2n$) Reaction Cross Section Calculations of Several Even–Even Lanthanide Nuclei Using Different Level Density Models, Phys. Atom Nucl. 78 (1), 53–64.

4. Özdoğan, H., Çapalı, V., Kaplan, A., 2015, Reaction Cross–Section, Stopping Power and Penetrating Distance Calculations for the Structural Fusion Material ^{54}Fe in Different Reactions, J. Fusion Energ. 34 (2), 379–385.
5. Demir B., Kaplan A., Çapalı V., Özdoğan H., Sarpün İ. H., Aydın A. and Tel E., 2015, Neutron Production Cross–Section and Geant4 Calculations of the Structural Fusion Material ^{59}Co for (α, xn) and (γ, xn) Reactions, J. Fusion Energ. 34 (3), 636–641.
6. B. Demir, A. Kaplan, V. Çapalı, İ. H. Sarpün, A. Aydın and E. Tel, 2015, Production Cross–Section Calculations of Medical ^{32}P , ^{117}Sn , ^{153}Sm and $^{186,188}\text{Re}$ Radionuclides Used in Bone Pain Palliation Treatment, Kerntechnik. 80 (1), 58–65.
7. B. Demir, İ. H. Sarpün, A. Kaplan, V. Çapalı, A. Aydın and E. Tel, Double Differential Cross Section and Stopping Power Calculations of Light Charged Particle Emission for the Structural Fusion Materials $^{50,52}\text{Cr}$, J. Fusion Energ. 34 (4), 808-816.
8. Sarpün, İ. H., Aydın, A., Kaplan, A., Demir, B., Tel, E., Çapalı, V., 2015. Double Differential Charged Particle Emission Cross Sections and Stopping Power Calculations for Structural Fusion Materials $^{58,60}\text{Ni}$, J. Fusion Energ. (Accepted).

SCI dışındaki indeks ve özler tarafından taranan dergilerdeki makaleler:

9. Çapalı, V., vd, 2006, Isparta İli'nde Radon Gazı Yoğunluğunun Ölçülmesi ve Haritalandırılması, SDÜ Fen Bilimleri Dergisi, 10–3, 323–327.
10. Çapalı, V., Özkorucuklu, S., 2011, OTR Sistemlerinde Silikon Görüntüleme Ekranın Geant4 Simülasyonu, Süleyman Demirel University, Arts and Sciences Faculty, Journal of Science (e–journal), 6(2):112–119
11. Çapalı V., Özdoğan H., Doğan S., Kaplan A., ^{27}Al , ^{54}Fe , ^{58}Ni ve ^{90}Zr Hedef Çekirdekleri İçin 10–30 MeV Enerji Aralığında (γ, p) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları, 2014, Suleyman Demirel University, Arts and Sciences Faculty, Journal of Science (e–journal), 9 (2), 107–112.
12. Doğan S., Çapalı V., Özdoğan H., Kaplan A., Eriyik Tuz Reaktörlerinde Yakıt Malzemesi Olarak Kullanılan Na Çekirdeğinin Üretim Tesir Kesiti Hesaplamaları, 2014, Suleyman Demirel University, Arts and Sciences Faculty, Journal of Science (e–journal), 9 (2), 100–106.

13. Tunçman D., Kovan B., Poyraz L., Çapalı V., Demir B., Türkmen C., Gama Kameraların Kalite Kontrol Testleri, 2015, Suleyman Demirel University, Arts and Sciences Faculty, Journal of Science (e-journal),10 (1), 75–84.
14. A. Kaplan, V. Çapalı, H. Özdoğan, 2015, Fission Cross Section Calculations for Bi-209 Target Nucleus Based on Fission Reaction Model in High Energy Regions, EPJ Web of Conferences 100, 01003.
15. V. Çapalı, T. A. Yeşil, G. Kaya, A. Kaplan, M. Yavuz and T. Tilki, 2015, Geant4 Calculations for Sapce Radiation Shelding Material Al₂O₃, EPJ Web of Conferences 100, 02002.
16. B. Kovan, B. Demir, D. Tunçman, V. Çapalı and C. Türkmen 2015, Gamma Radiation Exposure of Accompanying Persons Due to Lu-177 Patients, EPJ Web of Conferences 100, 03002.

Özet Metin Olarak Yayımlanan Bildiriler (Ulusal ve Uluslararası)

Uluslararası sempozyum, kongre, workshoplar:

1. Köksal, C., Akbaş, U., Okutan, M., Demir, B., Çapalı, V., Kaplan, A., Sarpün, İ. H., Aydın, A., 2015, Comparison of Dose Distributions Calculated by the Cyberknife Monte Carlo and Ray Tracing Algorithms for Lung Tumors: A Phantom Study, International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT2015), April 23–26 2015, Osmaniye Korkut Ata University, Osmaniye/TURKEY
2. Kovan, B., Demir, B., Tunçman, D., Çapalı, V., Kaplan, A., Sarpün, İ. H., Aydın, A., Türkmen, C., 2015, Gamma Radiation Exposure of Accompanying Persons Due to Lu–177 Patients, International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT2015), April 23–26 2015, Osmaniye Korkut Ata University, Osmaniye/TURKEY
3. Akbaş, U., Okutan, M., Demir, B., Köksal, C., Sarpün, İ. H., Çapalı, V., Kaplan, A., Özdoğan, H., Aydın, A., 2015, Dosimetric Comparison of Tools Used in the Quality Assurance of Intensity Modulated Radiation Therapy: A Phantom Study, International Workshop on Theoretical and Experimental

Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT2015), April 23–26
2015, Osmaniye Korkut Ata University, Osmaniye/TURKEY

Ulusal sempozyum, kongre, workshoplar:

4. Çapalı, V., Özdoğan, H., Şekerci, M., Kaplan, A., 2015, Geant4 Simülasyon Programı Kullanılarak Protonlarla Işınlanan Beyin Dokusu İçin Penetrasyon ve Depo Edilen Enerji Hesaplamaları, ADIM Fizik Günleri–IV, 28–29 Mayıs 2015, Dumlupınar Üniversitesi, KÜTAHYA.

Poster ve Sözlü Sunum ile Gösterimler (Ulusal ve Uluslararası)

Uluslararası sempozyum, kongre, workshoplar:

1. Çapalı V., vd, Dosimetry of Environmental Radon Terra Radon–222 Experiment, ISCBPU4 – 4th International Student Conference of the Balkan Physical Union, 2006, Bodrum/TURKEY
2. Çapalı, V., Özdoğan, H., Kaplan, A., Cross–Section Calculations of (γ ,n) and (γ ,2n) Reactions for $^{206,207}\text{Pb}$ Target Nuclei, Türk Fizik Derneği 31. Uluslararası Fizik Kongresi, 21–24 Temmuz 2014, Bodrum / Muğla
3. Kaplan, A., Çapalı, V., Özdoğan, H., Cross–Section Calculation on ^{63}Cu Isotope for (γ ,n), (γ ,2n), (γ ,p), (γ ,2p) reactions, Türk Fizik Derneği 31. Uluslararası Fizik Kongresi, 21–24 Temmuz 2014, Bodrum / Muğla
4. V. Çapalı, H. Özdoğan, A. Kaplan, Neutron Emission Spectra of ^{83}Bi Target Nucleus for (n,xn) Reaction at 7.75, 14.1, 14.2 and 20 MeV Neutron Incident Energies, VII. International Workshop on Nuclear Structure Properties, 27–29 October 2014, Sinop / TURKEY.
5. A. Kaplan, V. Çapalı, H. Özdoğan, a, d, p and t Emission Spectra for ^{208}Pb Target Nucleus at 96 MeV Neutron Incident Energy, VII. International Workshop on Nuclear Structure Properties, 27–29 October 2014, Sinop / TURKEY.
6. Çapalı, V., Yeşil, T. A., Kaya, G., Kaplan, A., Yavuz, M., Tilki, T., 2015, Geant4 Calculations for Space Radiation Shielding Material Al_2O_3 , International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear

Applications and Technology (TESNAT2015), April 23–26 2015, Osmaniye Korkut Ata University, Osmaniye/TURKEY

7. Çapalı, V., Özdoğan, H., Kaplan, A., 2015, Particle Emission Spectra Produced by Proton Induced Reactions at 90 MeV for 209Bi Target Nucleus, International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT2015), April 23–26 2015, Osmaniye Korkut Ata University, Osmaniye/TURKEY
8. Kaplan, A., Çapalı, V., Özdoğan, H., 2015, Fission Cross–Section Calculation for 209Bi Target Nucleus Based on Fission Reaction Models in High–Energy Regions, International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT2015), April 23–26 2015, Osmaniye Korkut Ata University, Osmaniye/TURKEY
9. Özdoğan, H., Kaplan, A., Çapalı, V., 2015, Investigation of α , d, p, n, t and ^3He Emission Spectra for ^{58}Ni Target Nucleus at 90 MeV Proton Incident Energy, International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT2015), April 23–26 2015, Osmaniye Korkut Ata University, Osmaniye/TURKEY
10. Okutan, M., Demir, B., Köksal, C., Akbaş, U., Kaplan, A., Çapalı, V., Sarpün, İ. H., Aydın, A., Tel, E., 2015, Evaluation of Dose Distributions Calculated by the Cyberknife Monte Carlo and Ray Tracing Algorithms for Head and Neck Tumors: A Phantom Study, International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT2015), April 23–26 2015, Osmaniye Korkut Ata University, Osmaniye/TURKEY
11. Demir, B., Sarpün, İ. H., Çapalı, V., Kaplan, A., Özdoğan, H., Aydın, A., Tel, E., 2015, Theoretical Calculations of Medical ^{125}I Radionuclide Using α , d and g Induced Reactions, International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT2015), April 23–26 2015, Osmaniye Korkut Ata University, Osmaniye/TURKEY

Ulusal sempozyum, kongre, workshoplar:

12. Çapalı V., Çevresel Radon Ölçümü için Terra Radon–222 Experiment, Radyasyon ve Çevre Sempozyumu, 2006, ÇANAKKALE
13. Çapalı V., ISPARTA İlinde Radon Yoğunluğu Ölçümleri, Radyasyon ve Çevre Sempozyumu, 2006, ÇANAKKALE

14. Çapalı V., Özdoğan H., Doğan S., Kaplan A., ^{27}Al , ^{54}Fe , ^{58}Ni ve ^{90}Zr Hedef Çekirdekleri İçin 10–30 MeV Enerji Aralığında ($?,p$) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları, Adım Fizik Günleri 3, 17–18 Nisan 2014, Süleyman Demirel Üniversitesi, Isparta
15. Doğan S., Özdoğan H., Çapalı V., Kaplan A., Eriyik Tuz Reaktörlerinde Yakıt Malzemesi Olarak Kullanılan Na Çekirdeğinin Üretim Tesir Kesiti Hesaplamaları, Adım Fizik Günleri 3, 17–18 Nisan 2014, Süleyman Demirel Üniversitesi, Isparta
16. Özdoğan H., Çapalı V., Doğan S., Kaplan A., Foton Girişli Reaksiyonlarda Bazı Nd İzotoplarının Tesir Kesiti Hesaplamaları, Adım Fizik Günleri 3, 17–18 Nisan 2014, Süleyman Demirel Üniversitesi, Isparta
17. Kaplan, A., Çapalı, V., Özdoğan, H., Şekerci, M., 2015, Zırlama Malzemesi Olarak Kullanılan Ağır Beton Duvarların Radyasyon Geçirgenliği Geant4 Yazılımı İle İncelenmesi, ADIM Fizik Günleri–IV, 28–29 Mayıs 2015, Dumlupınar Üniversitesi, KÜTAHYA.
18. Şekerci, M., Çapalı, V., Özdoğan, H., Kaplan, A., 2015, Nükleer Reaktörlerde Moderatör Malzeme Olarak Kullanılan Doğal Karbon Çekirdeği İçin Tesir Kesiti Hesaplamaları, ADIM Fizik Günleri–IV, 28–29 Mayıs 2015, Dumlupınar Üniversitesi, KÜTAHYA.