

**T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ**



**MEDİKAL LİNEER HIZLANDIRICI IŞIN YOLUNDA
FOTONÖTRON TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ**

Uğur OFLAZ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK

ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

ARALIK 2022

ANTALYA

**T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ**



**MEDİKAL LİNEER HIZLANDIRICI IŞIN YOLUNDA
FOTONÖTRON TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ**

Uğur OFLAZ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK

ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

ARALIK 2022

ANTALYA

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MEDİKAL LİNEER HIZLANDIRICI IŞIN YOLUNDA
FOTONÖTRON TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

Uğur OFLAZ

FİZİK

ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

Bu tez / / 201..... tarihinde jüri tarafından Oybirliği / Oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN (Danışman)

Prof. Dr. Abdullah KAPLAN

Prof. Dr. Abdullah AYDIN

Doç. Dr. Nina TUNÇEL

Doç. Dr. Hasan ÖZDOĞAN

ÖZET

MEDİKAL LİNEER HIZLANDIRICI IŞIN YOLUNDA FOTONÖTRON TESİR KESİTLERİNİN İNCELENMESİ

Uğur OFLAZ

Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN

Aralık 2022; 97 sayfa

Medikal lineer hızlandırıcı kafalarında gerçekleşmesi muhtemel olan fotonükleer reaksiyonların bilinmesi radyasyondan korunma prensipleri açısından önem arz etmektedir. Bu reaksiyonların gerçekleşmesinde, foton enerjileri kadar etkileşime giren materyallerin sahip oldukları temel özellikler de büyük rol oynamaktadır. Bu nedenle bu tez çalışmasında medikal lineer hızlandırıcı kafalarında çoğunlukla yer alan Ti, V, Fe, Mn, Ni, Cu, Mo, Ta, W, Re, Au elementlerinin çeşitli izotoplarında (γ, n) reaksiyonu tesir kesitleri ve bazı izotoplarında (γ, xn) reaksiyonu nötron yayınlanma spektrumları incelenmiştir. Reaksiyon tesir kesiti hesaplamaları TALYS 1.95 bilgisayar kodu ile farklı seviye yoğunluğu ve gama şiddet fonksiyonu modelleri kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Hesaplanan tesir kesiti değerleri EXFOR veri tabanından alınan deneysel verilerle grafiksel olarak karşılaştırılıp analiz edilmiştir. Nötron yayınlanma spektrumları da belirlenen foton enerjileri için TALYS 1.95 bilgisayar kodunda hesaplatılarak grafiksel analizleri yapılmıştır.

Nükleer seviye yoğunluğu ve gama şiddet fonksiyonu hesaplama sonuçlarının genel olarak deneysel verilerle uyumlu olduğu görülmüştür. Bazı dev dipol rezonans parametrelerinde yapılacak iyileştirmelerle deneysel verilere daha yakın tesir kesiti değerleri elde edilebileceği sonucuna varılmıştır. ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{186}W , ^{187}Re izotopları için belirli foton enerjilerinde elde edilen nötron spektrumları da yayınlanması muhtemel nötron enerjileri konusunda önemli bilgiler sunmuştur.

ANAHTAR KELİMELEER: Dev dipol rezonans, fotonötron, gama şiddet fonksiyonu, linak kafası, medikal linak, nükleer seviye yoğunluğu, TALYS.

JÜRİ: Prof. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN

Prof. Dr. Abdullah KAPLAN

Prof. Dr. Abdullah AYDIN

Doç. Dr. Nina TUNÇEL

Doç. Dr. Hasan ÖZDOĞAN

ABSTRACT

INVESTIGATION OF PHOTONEUTRON REACTION CROSS-SECTIONS IN MEDICAL LINACS IN BEAMLINE

Uğur OFLAZ

PhD Thesis in Physics

Supervisor: Prof. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN

December 2022; 97 pages

In terms of radiation protection principles, photonuclear reactions that could happen in the heads of medical linear accelerators are crucial. In addition to the photon energies used to realize these reactions, the fundamental properties of the interacting materials also play a significant role. Hence, in this thesis study, (γ, n) reaction cross sections for various isotopes of Ti, V, Fe, Mn, Ni, Cu, Mo, Ta, W, Re and Au elements that are primarily found in medical linear accelerator heads and (γ, xn) reaction neutron emission spectra for particular isotopes were explored. Reaction cross-section calculations were performed with TALYS 1.95 computer code using different level density and gamma strength function models. The experimental data obtained from the EXFOR database was evaluated and compared graphically with the calculated cross-section values. For the specified photon input energies, the neutron emission spectra were calculated using the TALYS 1.95 computer code, and their graphical analyses were performed.

Nuclear level density and gamma strength function calculation results were generally found to be in agreement with the experimental data. With the modifications to be made in some GDR parameters, it has been determined that cross-section values may be obtained that are more similar to the experimental data. For the isotopes ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{186}W , ^{187}Re , neutron spectra at specific photon incoming energy also yielded significant knowledge on the potential neutron energies to be emitted.

KEYWORDS: Giant dipole resonance, gamma strength function, linac head, medical linac, nuclear level density, photoneutron.

COMMITTEE: Prof. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN

Prof. Dr. Abdullah KAPLAN

Prof. Dr. Abdullah AYDIN

Doç. Dr. Nina TUNÇEL

Doç. Dr. Hasan ÖZDOĞAN

ÖNSÖZ

Bu tez çalışmasının yürütülmesi konusunda akademik olarak ve manevi anlamda desteğini sonuna kadar bana sunmuş olan saygıdeğer danışman hocam Prof. Dr. İsmail Hakkı Sarpün'e teşekkürlerimle başlamak isterim.

Tez izleme komitesi üyeleri arasında yer alan, medikal fizik alanına attığım ilk adımda yanımda olan, desteğini hiçbir zaman esirgemeyen saygıdeğer hocam Doç. Dr. Nina TUNÇEL'e teşekkür ederim.

Tez izleme komitesi üyeleri arasında yer alan, tezin uygulanması ve sonuçların yorumlanması aşamalarında bilgilerini benimle paylaşan, dokuz yaşımdan itibaren tanıdığım çocukluk arkadaşım ve değerli dostum Doç. Dr. Hasan ÖZDOĞAN'a teşekkürü bir borç bilirim.

Bu zorlu süreçte her zaman yanımda olan sevgili eşim Fatma OFLAZ'a ve varlığıyla içimi ısıtan en büyük motivasyon kaynağım oğlum Demir OFLAZ'a sonsuz sevgimi iletmek isterim.

Bana bu hayatta sevmeyi ve sevilmeyi, saygıyı, hoşgörüyü, kibiri bir kenara bırakıp her zaman mütevazı olmayı ve en önemlisi insan olmayı öğreten canım annem Fatmana OFLAZ'a ve canım babam İsmail OFLAZ'a, sevgili ablalarım Ayşegül OFLAZ'a ve Burcu GÖK'e sonsuz minnet ve sevgilerimi sunarım. Bu tez çalışmasını, hayatım boyunca babalığını bana her koşulda yerine getirmiş olan merhum babam İsmail OFLAZ'a ithaf etmek istiyorum.

AKADEMİK BEYAN

Doktora Tezi olarak sunduğum “Medikal Lineer Hızlandırıcı Işın Yolunda Fotonötron Tesir Kesitlerinin İncelenmesi” adlı bu çalışmanın, akademik kurallar ve etik değerlere uygun olarak yazıldığını belirtir, bu tez çalışmasında bana ait olmayan tüm bilgilerin kaynağını gösterdiğimi beyan ederim.

23/12/2022

Uğur OFLAZ



İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
ÖNSÖZ	iii
AKADEMİK BEYAN	iv
ÖZGEÇMİŞ	vi
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK TARAMASI.....	3
2.1. Fotonun Madde ile Etkileşim Yolları.....	3
2.1.1. Çift oluşumu.....	4
2.1.2. Compton saçılması.....	5
2.1.3. Fotoelektrik olay	6
2.2. Nötronlar	7
2.2.1. Nötronların sınıflandırılması.....	7
2.2.2. Nötronların soğurucunun çekirdeğiyle olan etkileşimleri.....	8
2.3. Nükleer Reaksiyonlar	9
2.3.1. Nükleer reaksiyonlarda momentumun korunumu.....	10
2.3.2. Nükleer reaksiyonlarda enerjinin korunumu.....	10
2.3.3. Nükleer reaksiyonlarda tesir kesiti.....	11
2.3.4. Nükleer reaksiyon mekanizmaları.....	12
2.3.4.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları.....	13
2.3.4.2. Direkt reaksiyonlar.....	14
2.3.4.3. Denge öncesi reaksiyonlar	14
2.3.5. Fotonükleer reaksiyonlar.....	15
2.3.5.1. Fotonların çekirdek tarafından soğurulması.....	15
2.3.5.2. Fotonötron reaksiyonu	17
2.4. Tesir Kesiti Hesaplamalarında Kullanılan Bazı Teorik Modeller.....	19
2.4.1. Nükleer seviye yoğunluğu modelleri	19
2.4.1.1. Fermi gaz modeli.....	20
2.4.1.2. Geri kaydırmalı fermi gaz modeli.....	23
2.4.1.3. Genelleştirilmiş süperakışkan modeli	24

2.4.2.	Gama şiddet fonksiyonu modelleri	26
2.4.2.1.	Brink-Axel Lorentzian modeli	27
2.4.2.2.	Kopecky-Uhl genelleştirilmiş Lorentzian modeli.....	27
2.4.2.3.	Goriely hibrit modeli.....	28
2.5.	Medikal Lineer Hızlandırıcılar.....	29
2.5.1.	Medikal linak'ların gelişim süreci	29
2.5.2.	Medikal linak'ların yapısı	31
2.5.2.1.	Enjeksiyon sistemi	32
2.5.2.2.	RF güç üretim sistemi	33
2.5.2.3.	Hızlandırıcı dalga kılavuzu	33
2.5.2.4.	Yardımcı sistem	34
2.5.2.5.	Işın demeti taşıma sistemi	35
2.5.2.6.	Medikal linak kafa yapısı	35
2.5.3.	Medikal linak'larda fotonötron oluşumu	38
3.	MATERYAL VE METOT.....	40
3.1.	TALYS Bilgisayar Kod Sistemi.....	41
4.	BULGULAR	42
4.1.	NSY Modelleri ile Yapılan (γ,n) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları	42
4.2.	GSF Modelleri ile Yapılan (γ,n) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları	62
4.3.	Nötron Yayınlanma Spektrumları Hesaplamaları	82
5.	TARTIŞMA.....	87
6.	SONUÇLAR	91
7.	KAYNAKLAR.....	92
ÖZGEÇMİŞ		

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler

A	: Kütle numarası
a	: Seviye yoğunluğu parametresi
b	: Barn
c	: Işık hızı
d	: Döteron
D	: Eyer noktası yaklaşımı ile ilişkili determinant
e	: Elektron
fm	: femtometre
E	: Enerji
$E_B(K)$	: K-kabuğu elektronunun bağlanma enerjisi
E_K	: Kinetik enerji
E_M	: Eşleşme enerjisi
E_x	: Gerçek uyarılma enerjisi
h	: Planck sabiti
m	: Kütle
m_n	: Nötron kütlesi
MeV	: Milyon elektronvolt
$N(E_x)$	: İlk ayırık seviyelerin kümülatif histogramı
n	: Nötron
n	: Sayısal yoğunluk
p	: Proton
Q	: Reaksiyon enerjisi
R_F	: Fermi gazı spin dağılımı
S	: Entropi

T	: Nükleer sıcaklık
U	: Etkin uyarılma enerjisi
Z	: Atom numarası
v	: Hız
γ	: Foton
ν	: Foton frekansı
λ	: Foton dalga boyu
α	: Alfa parçacığı
p	: Momentum
σ	: Tesir kesiti
σ_r	: Reaksiyon tesir kesiti
σ^2	: Spin kesme parametresi
σ_{XL}	: Güç
Γ	: Rezonans genişliği
ρ	: Seviye yoğunluğu
J	: Spin
Π	: Parite
ω	: Durum yoğunluğu
Δ	: Enerji kayması
γ	: Sönümleme parametresi
δW	: Kabuk düzeltme enerjisi
$\tilde{f}$	: Aşağı güç fonksiyonu
$\vec{f}$	: Yukarı güç fonksiyonu
$\tilde{f}_{XL}(E_\gamma)$	: Enerji bağımlı gama güç fonksiyonu
$\vec{f}_{EL}$	: Foto uyarılma güç fonksiyonu

$T_{XL}(E_\gamma)$: γ -ışını yayınlanması geçiş katsayısı

Kısaltmalar

BAL	: Brink-Axel Lorentzian
ÇYK	: Çok yapraklı kolimatör
EPID	: Elektronik portal görüntüleme cihazı
FAA	: Foton aktivasyon analizi
FGM	: Fermi gaz modeli
GDR	: Dev dipol rezonans
GH	: Goriely hibrit
GKFGM	: Geri kaydırmalı Fermi gaz modeli
GSF	: Gama şiddet fonksiyonu
GSM	: Genelleştirilmiş süperakışkan modeli
KUGL	: Kopecky-Uhl genelleştirilmiş Lorentzian
Linak	: Lineer hızlandırıcı
Medikal linak	: Medikal lineer hızlandırıcı
NSY	: Nükleer seviye yoğunluğu
QD	: Yarı-döteron
RF	: Radyo frekans
RSF	: Radyasyon şiddet fonksiyonu
SSFGM	: Sabit sıcaklık Fermi gaz modeli
YART	: Yoğunluk ayarlı radyasyon tedavisi
EXFOR	: Experimental Nuclear Reaction Data Library

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Çift oluşumunun ve üçlü oluşumunun şematik gösterimi	4
Şekil 2.2. Compton saçılması: Bir foton ve bir elektron arasındaki esnek çarpışma	5
Şekil 2.3. Fotoelektrik etkinin şematik diyagramı. a) Etkileşim öncesini temsil eder; b) Etkileşim sonrasını temsil eder	6
Şekil 2.4. İki cisim çarpışmasının şematik gösterimi	10
Şekil 2.5. Üzerinde R yarıçaplı hedefler içeren dz kalınlığına ve L^2 yüzey alanına sahip bir madde diliminin gösterimi	12
Şekil 2.6. Üç reaksiyon mekanizmasının ayrımını gösteren, yayınlanma enerjisine bağlı olarak bir nükleer reaksiyonun tesir kesiti grafiği	13
Şekil 2.7. Nükleon başına toplam fotonükleer tesir kesitinin şematik gösterimi	16
Şekil 2.8. Toplam (γ, γ') ve (γ, xn) soğurma tesir kesitinin şematik olarak gösterimi	17
Şekil 2.9. (γ, n) , (γ, γ') mekanizmaları fotonükleer reaksiyon şeması	18
Şekil 2.10. Modern bir medikal linak örneği	30
Şekil 2.11. Modern bir S-Bant medikal linak'ın bileşenlerinin şematik olarak gösterimi	32
Şekil 2.12. Bir medikal linak'a ait elektron tabancası	32
Şekil 2.13. a) Hızlandırıcı dalga kılavuzunun kesitsel görünümü; b) Hızlandırıcı dalga kılavuzunun bir medikal linak'taki konumu	33
Şekil 2.14. a) Dalga kılavuzunda ilerleyen bir dalganın basitleştirilmiş şeması. Elektron demetleri kırmızı lekeler olarak gösterilmektedir; b) Dalga kılavuzunda duran bir dalganın basitleştirilmiş şeması	34
Şekil 2.15. Akromatik bükücü magnetlerin elektron demetini odaklamasının şematik gösterimi a) 270° bükme sağlayan magnet tasarımı; b) 90° bükme sağlayan magnet tasarımı	35
Şekil 2.16. Tipik bir yüksek enerjili medikal linak'ta bulunan hedef	36
Şekil 2.17. Tipik bir medikal linak'ta bulunan düzleştirici filtre	37
Şekil 2.18. 180 yapraklı bir ÇYK' da oluşturulan asimetric alanların gösterimi	38
Şekil 2.19. Bir medikal linak'ta bulunan çift geçişli iyon odası	38
Şekil 4.1. $^{50}\text{Ti}(\gamma, n)^{49}\text{Ti}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması	43
Şekil 4.2. $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması	44
Şekil 4.3. $^{54}\text{Fe}(\gamma, n)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması	45
Şekil 4.4. $^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması	46

Şekil 4.5. $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	47
Şekil 4.6. $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	48
Şekil 4.7. $^{60}\text{Ni}(\gamma, n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	49
Şekil 4.8. $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	50
Şekil 4.9. $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	51
Şekil 4.10. $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)^{93}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	52
Şekil 4.11. $^{95}\text{Mo}(\gamma, n)^{94}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	53
Şekil 4.12. $^{96}\text{Mo}(\gamma, n)^{95}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	54
Şekil 4.13. $^{97}\text{Mo}(\gamma, n)^{96}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	55
Şekil 4.14. $^{98}\text{Mo}(\gamma, n)^{97}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	56
Şekil 4.15. $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	57
Şekil 4.16. $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	58
Şekil 4.17. $^{186}\text{W}(\gamma, n)^{185}\text{W}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	59
Şekil 4.18. $^{187}\text{Re}(\gamma, n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	60
Şekil 4.19. $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	61
Şekil 4.20. $^{50}\text{Ti}(\gamma, n)^{49}\text{Ti}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	63
Şekil 4.21. $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	64
Şekil 4.22. $^{54}\text{Fe}(\gamma, n)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	65
Şekil 4.23. $^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	66
Şekil 4.24. $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	67

Şekil 4.25. $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	68
Şekil 4.26. $^{60}\text{Ni}(\gamma, n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	69
Şekil 4.27. $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	70
Şekil 4.28. $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	71
Şekil 4.29. $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)^{93}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	72
Şekil 4.30. $^{95}\text{Mo}(\gamma, n)^{94}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	73
Şekil 4.31. $^{96}\text{Mo}(\gamma, n)^{95}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	74
Şekil 4.32. $^{97}\text{Mo}(\gamma, n)^{96}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	75
Şekil 4.33. $^{98}\text{Mo}(\gamma, n)^{97}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	76
Şekil 4.34. $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	77
Şekil 4.35. $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	78
Şekil 4.36. $^{186}\text{W}(\gamma, n)^{185}\text{W}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	79
Şekil 4.37. $^{187}\text{Re}(\gamma, n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması.....	80
Şekil 4.38. $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması.....	81
Şekil 4.39. ^{187}Re izotopunda $E_\gamma = 10, 13, 15$ ve 18 MeV mono-enerjili fotonların meydana getirdiği (γ, xn) reaksiyonu nötron yayınlanma spektrumları	83
Şekil 4.40. ^{186}W izotopunda $E_\gamma = 10, 12, 8, 15$ ve 18 MeV mono-enerjili fotonların meydana getirdiği (γ, xn) reaksiyonu nötron yayınlanma spektrumları	84
Şekil 4.41. ^{65}Cu izotopunda $E_\gamma = 15, 16, 6$ ve 18 MeV mono-enerjili fotonların meydana getirdiği (γ, xn) reaksiyonu nötron yayınlanma spektrumları	85
Şekil 4.42. ^{63}Cu izotopunda $E_\gamma = 15, 17$ ve 18 MeV mono-enerjili fotonların meydana getirdiği (γ, xn) reaksiyonu nötron yayınlanma spektrumları	86

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Kinetik enerjileri E_K 'ya göre nötronların sınıflandırılması	8
Çizelge 2.2. Fotonükleer reaksiyon mekanizmaları.....	18
Çizelge 2.3. Medikal linak'ların kafa bileşenlerinde yer alan ağır elementlerin listesi..	39
Çizelge 4.1. NSY modellerinin bağıl varyans hesaplama sonuçları.....	42
Çizelge 4.2. GSF modellerinin bağıl varyans hesaplama sonuçları.....	62
Çizelge 4.3. Nötron yayınlanma spektrumları hesaplama sonuçlarına ait veriler	82



1. GİRİŞ

Foton-madde etkileşimlerinin dört ana mekanizmasının iyi bilinmesi, radyasyondan korunma ilkelerine ulaşmak için kritik öneme sahiptir. Bu mekanizmalardan üçü (fotoelektrik etki, Compton saçılması ve çift oluşumu), soğurucudan elektronların fırlatılmasıyla sonuçlanmaktadır. Dördüncü mekanizmada, eğer bir foton nükleonun bağlanma enerjisini yenmek için yeterli enerjiye sahipse bir atom çekirdeği tarafından soğurularak bir nükleonun yayınlanmasına yol açabilir (Cember ve Johnson 2009).

Fotonükleer reaksiyon olayında soğurucu çekirdek yüksek enerjili bir foton yakalayarak çoğu durumda bir nötron yayınlamaktadır. Çekirdeğin Coulomb potansiyel bariyerinden etkilenmediği için proton yerine daha düşük bir eşik enerjisine sahip olan nötronun yayınlanma olasılığı daha yüksektir (Turner 2007). Bu reaksiyonun gerçekleşmesi için gereken eşik enerjisinin nötronun bağlanma enerjisinden daha yüksek olması gerekmektedir (Almen vd. 1991).

Foton-madde etkileşimlerinin neden olduğu nükleer reaksiyonlar için üç temel reaksiyon mekanizması çalışmaktadır. Bunlar; dev dipol rezonansı (GDR), yarı-döteron (QD) ve intranükleer kademeli mekanizmalar olarak adlandırılmaktadır (Sarpün vd. 2019). GDR mekanizmasında, elektrik dipol radyasyonunun soğurulması sonucunda bir bütün olarak hareket eden çekirdekteki protonlar nötronlara karşı salınım yapmaktadır (Varlamov vd. 1999). GDR mekanizması 8–30 MeV enerji aralığında gelen foton için aktif bir rol oynarken QD mekanizması ise 30–140 MeV enerji aralığında etkili olduğu Kaplan vd. tarafından bildirilmiştir (Kaplan vd. 2017).

Fotonükleer reaksiyonlar üzerine yapılan çalışmalar, parçacık fiziği araştırmalarında soğurulan dozları hesaplamak, radyasyondan korunma prensipleri doğrultusunda zırhlama malzemeleri geliştirmek, yarı ömürleri ve nükleer seviyeleri belirlemek açısından değerlidir (Kaplan vd. 2013). Ayrıca fotonükleer reaksiyonların incelenmesi, medikal lineer hızlandırıcılarda (medikal linak) yüksek enerjili Bremsstrahlung X-ışınları kullanılarak gerçekleştirilen kanser tedavilerinde (radyoterapi) hastanın aldığı ekstra radyasyon dozunun ve radyasyon görevlilerinin maruz kaldığı radyasyon dozunun bilinmesi ve radyasyondan korunma önlemlerinin alınması açısından öneme sahiptir. Yüksek enerjili Bremsstrahlung fotonları medikal linak'larda elektronların yüksek hızda hızlandırıldıktan sonra ağır bir hedefe çarptırılması sonucunda üretilmektedir. Medikal linak kafalarında, hedeften yayılan foton ışınıni hizalamak ve saçılanları zırhlamak için ağır elementler içeren malzemeler tercih edilmektedir. Bremsstrahlung fotonları, (γ, n) reaksiyonu yoluyla medikal linak kafa bileşenleri ile etkileşime girerek fotonötron üretimine neden olabilmektedir. Literatürde konuyla ilgili birçok çalışmaya rastlamak mümkündür (Chibani ve Ma 2003; Howell vd. 2005; Konefał vd. 2012). Medikal linak'ların tasarımları ve sahip oldukları materyallerin bileşenleri üretici firmalar arasında farklılık gösterebilmektedir (Howell vd. 2005; Huang vd. 2005; Ma vd. 2008; Martínez-Ovalle vd. 2011; Nedaie vd. 2014; Weber vd. 2017; Dowlatbadi vd. 2020; Yani vd. 2020). Tungsten alaşımları, tüm kolimatör sistemleri (birincil kolimatörler, üst ve alt çeneler, çok yapraklı kolimatörler) ve hedefler için hemen hemen bütün medikal linak'larda üreticiler tarafından tercih edilmektedir. Ayrıca kama filtreler için de tungsten alaşımlar yaygın olarak kullanılırken düzleştirici filtreler için genellikle

paslanmaz çelik alaşımlar kullanılmaktadır (Nedaie vd. 2014; Horst vd. 2015; Toossi vd. 2018).

Yaklaşık 8 MeV'den daha büyük foton enerjileri için, medikal linak'ların (γ, n) reaksiyonları yoluyla oluşturdukları hızlı nötronlar ile radyasyon dozuna istenmeyen katkı sağladıkları yaygın olarak bilinmektedir (Naseri ve Mesbahi 2010; Miljanić vd. 2014). Linak kafalarında üretilen nötronların ortalama enerji aralığı >10 MeV gelme enerjisine sahip fotonlar için 1-2 MeV'dir (Mesbahi vd., 2010). Nötron radyasyonu aynı doza sahip olan fotonlara göre daha fazla biyolojik hasara yol açmaktadır. Nötron radyasyonunun ürettiği iyonlaşma olayları yoğun iyonlaştırıcı radyasyonlar olduğundan, kalıcı DNA hasar riski daha yüksektir ve doku iyileşmesi olasılığı daha düşüktür (Podgorsak 2005). Radyasyon ağırlık faktörü W_R , farklı radyasyon türleri için değişkenlik gösterebilen, eşdeğer doz tanımlamasında kullanılan bir faktördür. ICRP'nin no. 103 raporuna göre W_R , fotonlar için 1'dir ve nötronlar için nötron enerjisine bağlı olarak 2,5 ile 20 arasında değişmektedir (Valentin 2007). Bu fotonnötronlar, hastalar için ikincil kanser riskine ve personel için kanser riskine neden olabilen, bilinen ancak istenmeyen alan dışı dozlara katkıda bulunabilmektedir (Maglieri vd. 2015; Montgomery vd. 2018). Ayrıca serbest havadaki nötron doz hızı, tedavi alanı dışındaki gama doz hızından daha yüksek olduğundan dolayı yüksek enerjili radyasyon tedavilerinde saçılan dozun nötron bileşeni ihmal edilmemelidir (Biltekin vd. 2015).

Özetle, fotonnötron verimi ağırlıklı olarak Bremsstrahlung fotonu enerjisine ve linak kafa bileşenlerinin özelliklerine bağlıdır. Bunu ifade edecek olan en temel bilgi ise bir reaksiyonun meydana gelme olasılığı olarak tanımlanan reaksiyon tesir kesitidir (Kim vd. 2016; Özdoğan vd. 2019). Tesir kesiti bilgisi, özellikle medikal linak'lar gibi yüksek enerjili fotonların kullanıldığı cihazlarda hem amaca en uygun olan hem de ikincil radyasyona daha az katkı sağlayan malzemelerin seçilmesinde yol gösterici niteliğindedir. Tesir kesiti verileri, deneysel sonuçların paylaşıldığı nükleer reaksiyon veri kütüphanelerinden de elde edilebilmektedir. Hesaplamalı yöntemler, deneysel çalışmaların olmadığı veya istenilen enerji aralığında deneysel verinin olmadığı durumlarda tesir kesiti bilgisine ulaşmayı mümkün kılmaktadır. Matematiksel modellerin manuel olarak hesaplanmasının zor ve karmaşık olmasından dolayı bu hesaplamalar için çeşitli nükleer reaksiyon kodları tasarlanmıştır (Aydın vd. 2009; Sarpün vd. 2010; Tel vd. 2013). Bu kodlara örnek olarak TALYS ve EMPIRE verilebilir (Herman vd. 2015; Koning vd. 2019).

Bu çalışmanın amacı, foton demetinin doğrudan etkileşebileceği medikal linak kafa yapılarında yaygın olarak kullanıldığı tespit edilen Ti, V, Fe, Mn, Ni, Cu, Mo, Ta, W, Re ve Au elementlerinin (γ, n) reaksiyonu tesir kesitlerini araştırmaktır. TALYS 1.95 nükleer reaksiyon hesaplama kodunda bulunan farklı nükleer seviye yoğunluğu (NSY) modelleri ve gama şiddet fonksiyonu (GSF) modelleri kullanarak reaksiyon tesir kesitleri teorik olarak hesaplanmıştır ve deneysel verilerle karşılaştırarak analiz edilmiştir. Ayrıca medikal linak'ların kafa yapısında büyük bir yüzdeyle bulundukları tespit edilen ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{186}W , ^{187}Re izotopları için nötron yayınlanma spektrumları hesaplanarak grafiksel olarak analiz edilmiştir.

2. KAYNAK TARAMASI

2.1. Fotonun Madde ile Etkileşim Yolları

Fotonların ve elektronların madde ile etkileşimleri iç içe geçmiş durumdadır. Fotonların madde ile etkileşimi, elektronların salınması veya elektron-pozitron çiftlerinin oluşumu ile ilişkilidir. Elektronların madde ile etkileşimi ise iki türdür. Diğer yüklü parçacıklara benzer şekilde, madde ortamındaki atomik elektronlarla yaptıkları çarpışmalar nedeniyle sürekli yavaşlama geçirirler. Ek olarak, radyasyon yayarak da enerji kaybederler ve bu da kendi karakteristik yollarıyla meydana gelmektedir.

Foton etkileşimleri gerçek anlamda istatistiksel bir süreçtir. Yüklü parçacıklar, yol boyunca iyonlaşma izleri bırakarak bir ortamdan geçerler. Bu olay çok mikroskobik bir düzeyde, kuantum mekaniksel istatistiksel fenomenler tarafından yönetilse de sürekli bir deterministik süreç olarak ele alınabilir (Rangacharyulu 2013). Öte yandan, bir foton herhangi bir etkileşim olmaksızın belirsiz bir mesafe kat edebilir. Etkileşime girdiği andan itibaren ışın demetinden çıkmış olur ve bu da ışının yoğunluğunun kaybolmasına neden olur. Bu nedenle, burada enerji kaybından ziyade bir ortam içindeki etkileşimler nedeniyle bir foton ışınının yoğunluğunun zayıflamasıyla ilgilenilmektedir. Bir fotonun bir ortamın dx uzunluk aralığında etkileşme olasılığı, ilgilenilen bölgeye varmadan önce aldığı yoldan bağımsızdır. Bu özellik, foton ışını yoğunluğunun üstel olarak azaldığını gösterir.

Enerjilerine ve soğurucunun atom numarasına bağlı olarak, fotonlar bir bütün olarak soğurucu atomla, soğurucu atomun çekirdeğiyle veya soğurucu atomun yörünge elektronuyla etkileşime girebilir. Bir soğurucu atomla etkileşimden sonraki fotonun kaderi söz konusu olduğunda, iki olası sonuç vardır: (1) foton kaybolur ve enerjisinin bir kısmı hafif yüklü parçacıklara aktarılır ve (2) foton saçılır. Belirli bir etkileşimin meydana gelme olasılığı, foton enerjisinin yanı sıra soğurucunun yoğunluğuna ve atom numarasına bağlıdır ve genellikle tesir kesiti şeklinde ifade edilir (Podgoršak 2016).

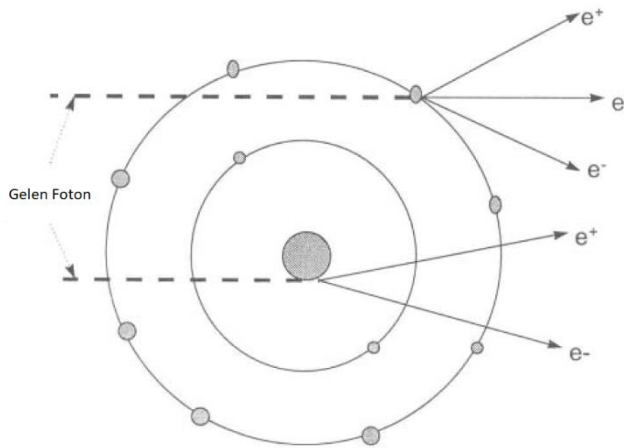
Fotonlar bir soğurucu ortama nüfuz ederken ortamın atomları ile gerçekleştireceği etkileşimler ya atomların çekirdeklerini ya da yörünge elektronlarını ilgilendirir. Çekirdeklerle olan etkileşimler doğrudan foton-çekirdek etkileşimleri (foto parçalanma) veya foton ile çekirdeğin elektostatik alanı arasındaki etkileşimler (çift oluşum) şeklinde olabilir. Foton-yörünge elektronu etkileşimleri, (1) foton ile zayıf bağlı bir elektron (Thomson saçılması, Compton etkisi, üçlü oluşum) veya (2) sıkı bağlı bir elektron (fotoelektrik etki, Rayleigh saçılması) arasındaki etkileşimler olarak karakterize edilir.

Thomson ve Rayleigh saçılması, fotonların kayda değer bir enerji transferi sağlamadan madde ile etkileştiği iki süreçtir. Thomson saçılmasında, serbest olduğu kabul edilen bir elektron, geçen bir elektromanyetik dalganın elektrik vektörüne tepki olarak klasik salınım yapar. Salınım yapan elektron, gelen dalga ile hemen aynı frekansta radyasyon (fotonlar) yayar. Elastik olan Thomson saçılmasının net etkisi, ortama enerji aktarımı olmaksızın gelen bazı fotonların yeniden yönlendirilmesi ile sonuçlanır (Turner 2007). Bir fotonun Rayleigh saçılması, bir bütün olarak bir atomun birleşik, tutarlı hareketinden kaynaklanır. Saçılma açısı genellikle çok küçüktür. Fotondan atoma kayda değer bir enerji aktarımı olmaz, ancak atom momentumu korumaya yetecek kadar "geri tepebilir".

Radyasyondan korunumda, foton etkileşimi için dört ana mekanizma önemli kabul edilir. Bu mekanizmalardan ikisi fotoelektrik soğurma ve Compton saçılması, sadece soğurucunun yörünge elektronları ile etkileşimlerini içermektedir ve bu mekanizmalar fotonların kuantum enerjisinin, iki elektronun kütle serbest kalma enerji eşdeğeri olan 1,02 MeV'i büyük ölçüde aşmadığı durumlarda baskındır (Cember ve Johnson 2009). Daha yüksek enerjili fotonlar söz konusu olduğunda, elektromanyetik enerjinin doğrudan kütleye dönüştürülmesi olan çift oluşumu meydana gelebilir. Bu üç foton ışını etkileşim mekanizması, soğurucudan elektronların koparılmasına neden olmaktadır. Çok yüksek enerjili fotonlar ($E \gg 2m_0c^2$) ise soğurucu atomların çekirdekleri tarafından soğurulabilir ve sonrasında uyarılmış çekirdeklerden radyasyon yayınlanmasıyla sonuçlanan fotonükleer reaksiyonları başlatabilirler. Fotonükleer reaksiyonlar ile ilgili ayrıntılı bilgi bölüm 2.3.5' de yer almaktadır.

2.1.1. Çift oluşumu

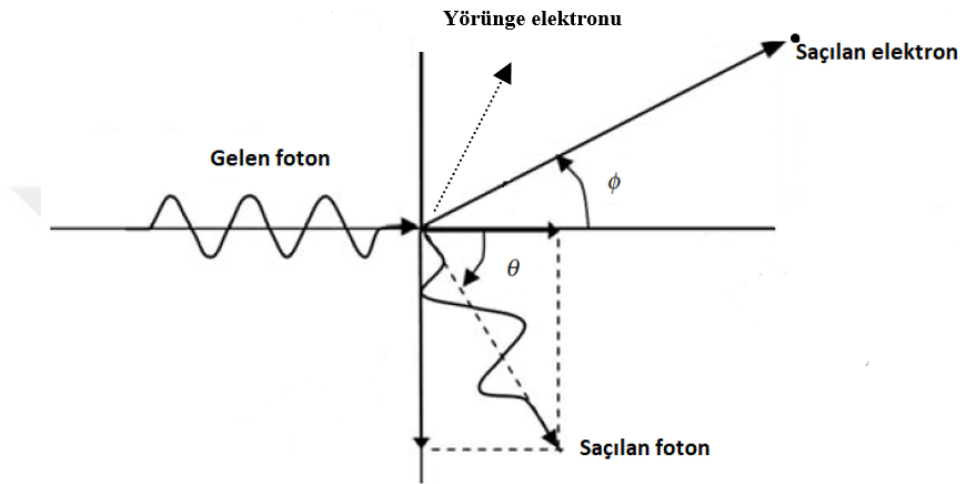
Enerjisi 1,02 MeV'i aşan bir foton, bir çekirdeğin yanından geçerken kaybolabilir ve bir pozitron - bir elektron olarak ortaya çıkar. Bu iki parçacığın her birinin kütlesi m_0c^2 veya 0,51 MeV'dir ve iki parçacığın toplam kinetik enerjisi neredeyse E (foton) - $2m_0c^2$ 'ye eşittir. Enerjinin kütleye dönüşümü olan bu olay, momentumun korunabilmesi için çekirdek gibi bir parçacığın yakınında gerçekleşmelidir. Geri tepen çekirdeğin kinetik enerjisi elektron-pozitron çiftinin enerjilerine kıyasla çok küçüktür. Aynı fenomen bir elektronun yakınında da meydana gelebilir, ancak bir çekirdeğin yakınında meydana gelme olasılığından çok daha azdır. Bu olay Şekil 2.1'de üçlü oluşum olarak görülmektedir. Ayrıca, bir elektronun yakınında çift üretimi için eşik enerjisi $4 m_0c^2$ 'dir. Bu eşik enerjisi fotonun çekirdek ile etkileşimi için gerekenden daha yüksektir. Çünkü momentumu koruyan geri tepme elektronu, kütlesi yeni oluşturulan parçacıkların her birinin kütlesiyle aynı olduğundan çok yüksek bir hızla geri yansıtılmalıdır. Bir pozitron-elektron çiftinin tesir kesiti yaklaşık olarak $Z^2 + Z$ ile orantılıdır ve bu nedenle soğurucunun atom numarası arttıkça giderek daha önemli hale gelir. Tesir kesiti, 1.02 MeV ve yaklaşık 5 MeV arasında artan enerji ile yavaş yavaş artar (Cember ve Johnson 2009).



Şekil 2.1. Çift oluşumunun ve üçlü oluşumunun şematik gösterimi

2.1.2. Compton saçılması

1922 yılında foton-serbest elektron saçılımının ilk ölçümlerini yapan Arthur Compton onuruna, $h\nu$ enerjili bir fotonun bir soğurucunun zayıf bağlı yörünge elektronuyla etkileşimine Compton saçılması (Compton etkisi) adı verilmiştir. Compton saçılması, Şekil 2.2’de şematik olarak gösterildiği gibi, bir foton ile bir "serbest" elektron (bir atoma bağlanma enerjisi fotonun enerjisinden çok daha az olan bir elektron) arasındaki esnek bir çarpışmadır.



Şekil 2.2. Compton saçılması: Bir foton ve bir elektron arasındaki esnek çarpışma

Compton saçılımının karakteristik özellikleri şunlardır:

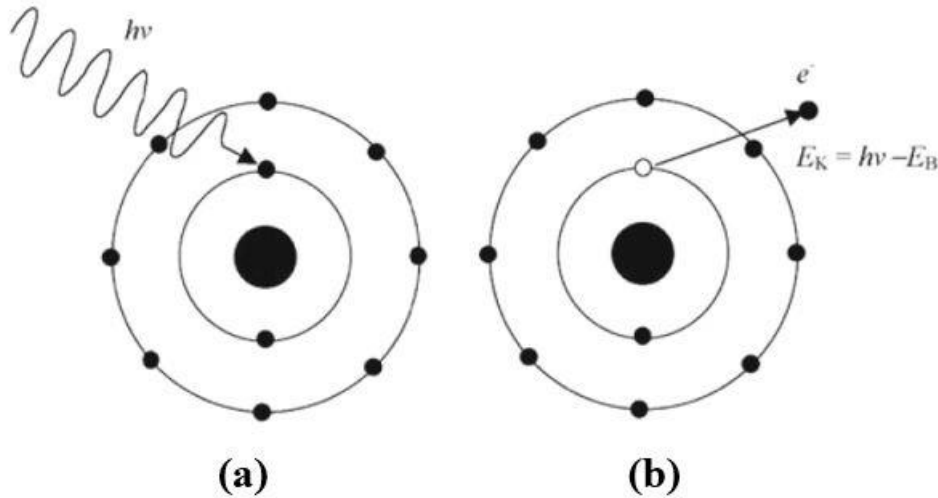
- Gelen fotonun momentumu, saçılan foton ile etkileşilen elektron arasında paylaşılır ve böylece korunur.
- Momentum ve enerji korunacaksa, fotonun tüm enerjisinin elektrona aktarılması imkansızdır.
- Compton saçılması çoğu durumda bağlanmamış görünen bireysel elektronlardan meydana gelir. Foton enerjisi elektron bağlama enerjisiyle karşılaştırılabilir hale geldiğinde, fotoelektrik absorpsiyonun gerçekleşmesi daha olasıdır. Ancak, bağlı elektronlardan Compton saçılması için tutarsız saçılım fonksiyonu $S(x,Z)$ kullanılarak düzeltmeler yapılabilir.
- Diğer tüm durumlarda olduğu gibi, bir etkileşimin gerçekleşme olasılığı ile bu süreçte aktarılan enerji miktarı arasında ayırım yapmak önemlidir. Serbest bir elektron için, etkileşimin gerçekleşme olasılığı Klein-Nishina formülüyle, aktarılan enerji miktarı ise enerji ve momentum korunum denklemleriyle tanımlanır.
- Compton saçılması medikal linak’lar için de önemlidir çünkü yüksek enerjili bir foton, düşük enerjili bir fotondan daha fazla saçıldığında enerjisinin daha büyük bir kısmını kaybeder (Smith 2000; Cember ve Johnson 2009; Podgoršak 2016).

2.1.3. Fotoelektrik olay

Fotoelektrik etki, bir foton ile bağlanma enerjisi fotonun enerjisine eşit veya daha az olan sıkıca bağlı bir elektron arasındaki etkileşimdir. Bu süreçte foton, bağlı bir elektronun bağlanma enerjisinin üstesinden gelmek için tüm enerjisinden vazgeçer. Kalan enerjisi var ise bu elektrona kinetik enerji olarak verilir. Serbest bir elektron bir fotonu soğuramaz (ve dolayısıyla bir fotoelektron haline gelir), çünkü momentumu koruyacak üçüncü bir cisim yoktur.

Fotoelektrik soğurmanın ardından bir K- (veya L-, M-...) kabuğundaki boşluk, karakteristik X-ışını veya Auger-elektron yayınlanması ile atomik sistemin uyarılmasıyla sonuçlanır (Şekil 2.3). Bu uyarılma işlemlerinin nispi olasılığı, floresan verimi ile verilir. Floresan verimi hafif atomlar için düşük, ağır atomlar için ise yüksek olduğundan atom numarası Z 'ye güçlü şekilde bağlıdır. Bu nedenle, hafif atomlardaki fotoelektrik soğurma, Auger elektron yayınlanmasının egemenliğindedir (Smith 2000).

Fotoelektrik etki, düşük enerjili fotonlar ve yüksek atom numaralı soğurucular için baskın roldedir. Fotoelektrik olay için tesir kesiti yaklaşık olarak $Z^4\lambda^3$ (Z^4/E^3) ile değişir. Kurşunu X ışınlarından korunmada bu kadar iyi bir zırhlama malzemesi yapan, fotoelektrik soğurulmanın atom numarası Z 'ye olan güçlü bağımlılığıdır. Çok düşük atom numaralı soğurucular için fotoelektrik etki nispeten önemsizdir (Cember ve Johnson 2009).



Şekil 2.3. Fotoelektrik etkinin şematik diyagramı. $h\nu$ enerjisine sahip bir foton, bir K-kabuğu elektronu ile etkileşir. Foton tamamen emilir ve K-kabuğu elektronu, kinetik enerjisi $E_K = h\nu - E_B(K)$ olan fotoelektron olarak atomdan çıkarılır; burada $E_B(K)$, K-kabuğu elektronunun bağlanma enerjisidir. K kabuğundaki boşluk daha sonra daha yüksek bir yörünge elektronu ile doldurulur ve elektronik geçişin enerjisi ya karakteristik (floresan) foton ya da Auger elektronu şeklinde yayılır. **a)** Etkileşim öncesini temsil eder; **b)** Etkileşim sonrasını temsil eder

2.2. Nötronlar

Nükleon çiftinin yüksüz üyesi olan nötron, nükleer kuvvetlerin incelenmesinde temel bir rol oynar. Çok düşük enerjili (eV veya daha az) nötronlar bile Coulomb bariyerinden etkilenmedikleri için çekirdeğe nüfuz edebilirler ve nükleer reaksiyonları başlatabilirler.

Nötronun ilk deneysel gözlemi 1930'da, Bothe ve Becker'in berilyumu bir parçacıkla (radyoaktif bozunmadan) bombardımana uğrattıklarında, yüksek enerjili bir γ ışını olduğunu varsaydıkları, girciliği çok yüksek olan ancak iyonlaştırıcı olmayan bir radyasyon elde etmeleri şeklinde gerçekleşmiştir (Krane 2012). Kısa bir süre sonra Curie ve Joliot, bu tam olarak tanımlanamamış olan radyasyonu parafine düşürdüklerinde, enerjik bir proton yayıldığını fark ettiler. Protonların enerji aralığından faydalanarak, bu radyasyonun enerjisini 5,3 MeV olarak belirlediler. İncelenen radyasyon gerçekten de γ olsaydı, protonlar Compton benzeri bir çarpışmayla parafinden ayrılabilirdi. Compton saçılma formülünden, bu " γ radyasyonunun" enerjisinin, bu tür protonları serbest bırakmak için en az 5,2 MeV olması gerektiğini hesapladılar. Böyle bir enerji ile yayılan bir γ ise hiç olası görünmüyordu. 1932'de Chadwick, bilinmeyen radyasyonu nötr (dolayısıyla nüfuz eden ve iyonlaştırıcı olmayan) bir parçacık olarak tanımlayarak doğru açıklamayı yaptı ve kütlesi neredeyse protonunkiyle aynıydı.

2.2.1. Nötronların sınıflandırılması

Nötronlar enerjilerine göre sınıflandırılırlar çünkü bir nötronun daha sonra gerçekleştireceği tepkime türü direkt olarak kendi enerjisine bağlı olarak değişir. Enerjileri yaklaşık 0,1 MeV'i aşan yüksek enerjili nötronlara hızlı nötronlar denir. Termal nötronlar ise çevrelerindeki gaz molekülleri ile aynı kinetik enerji dağılımına sahiptir. Bu bakımdan, termal nötronlar aynı sıcaklıktaki gaz moleküllerinden ayırt edilemez. Gaz moleküllerinin kinetik enerjileri, Maxwell-Boltzmann dağılımı ile sıcaklıkla ilişkilidir (Cember ve Johnson 2009).

293 K sıcaklıktaki nötronlar için en olası enerji 0,025 eV'dir. Bu enerji sınıfındaki nötronlar "termal nötron" terimiyle anılmaktadır. Oda sıcaklığında termal nötronların ortalama enerjisi 0,038 eV'dir. Termal-nötron dağılımlarının mutlaka oda sıcaklığına karşılık gelmesi gerekmez. Bazı tesislerde daha düşük "sıcaklıklara" sahip "soğuk" nötronlar üretilirken, diğerleri 20 °C'nin oldukça üzerindeki sıcaklıkların karakteristik enerji dağılımlarına sahip nötronlar üretir. Termal nötronlar, maddedeki elastik saçılma yoluyla sadece küçük miktarlarda enerji kazanır ve kaybeder. Atom çekirdekleri tarafından yakalanana kadar dağılırlar (Turner 2007).

Çizelge 2.1. Kinetik enerjileri E_K 'ya göre nötronların sınıflandırılması (Podgoršak 2016)

Nötron sınıfları	Enerji aralığı
Ultra soğuk nötronlar	$E_K < 2 \times 10^{-7} \text{ eV}$
Çok soğuk nötronlar	$2 \times 10^{-7} \text{ eV} \leq E_K \leq 5 \times 10^{-5} \text{ eV}$
Soğuk nötronlar	$5 \times 10^{-5} \text{ eV} \leq E_K \leq 0,025 \text{ eV}$
Termal nötronlar	$E_K \approx 0,025 \text{ eV}$
Epitermal nötronlar	$1 \text{ eV} < E_K < 1 \text{ keV}$
Ara nötronlar	$1 \text{ keV} < E_K < 0,1 \text{ MeV}$
Hızlı nötronlar	$E_K > 0,1 \text{ MeV}$

Termal ve hızlı arasındaki enerji bölgesinde nötronlar, ara nötronlar, rezonans nötronları ve yavaş nötronlar dahil olmak üzere çeşitli isimlerle adlandırılır. Yaklaşık 0,01 MeV veya 0,1 MeV'den daha yüksek enerji bölgesine kadar nötronlar, çeşitli şekillerde "yavaş", "orta" veya "rezonans" nötronlar olarak bilinir. "Hızlı" nötronlar, yaklaşık 10 MeV veya 20 MeV'e kadar olan bir sonraki daha yüksek enerji sınıflandırmasında yer alan nötronlardır. Enerji bölgelerine göre nötronların sınıflandırılması ayrıntılı olarak Çizelge 2.1'de yer almaktadır. Listelenen yedi kategoriden yalnızca termal, epitermal ve hızlı nötronlar medikal alanda kullanılmaktadır ve bu nedenle medikal fiziğin araştırma alanına dahil olmaktadır.

Nötronlar radyasyon açısından bakıldığında direkt iyonlaştırıcı etkiye sahip değildir. Ancak nötronlar, madde ile etkileşimleri sonucunda yayınlanan foton ve diğer yüklü parçacıkların oluşturabileceği iyonizasyon dolayısıyla indirekt iyonize edici radyasyon olarak sınıflandırılırlar.

2.2.2. Nötronların soğurucunun çekirdeğiyle olan etkileşimleri

Fotonlar gibi nötronlar da yüksüz olduklarından madde içinde etkileşime girmeden kayda değer mesafeler kat edebilirler. Düzgün geometri koşulları altında, dar bir mono-enerjetik nötron demeti madde tarafından üstel olarak zayıflatılabilir. Elektriksel olarak nötr olan nötronların elektronlarla etkileşimi ihmal edilebilir düzeydedir. Nötronların soğurucunun çekirdekleriyle etkileştiği beş temel süreç vardır:

- Elastik saçılma
- İnelastik saçılma
- Nötron yakalama
- Nükleer spallasyon
- Nükleer fisyon

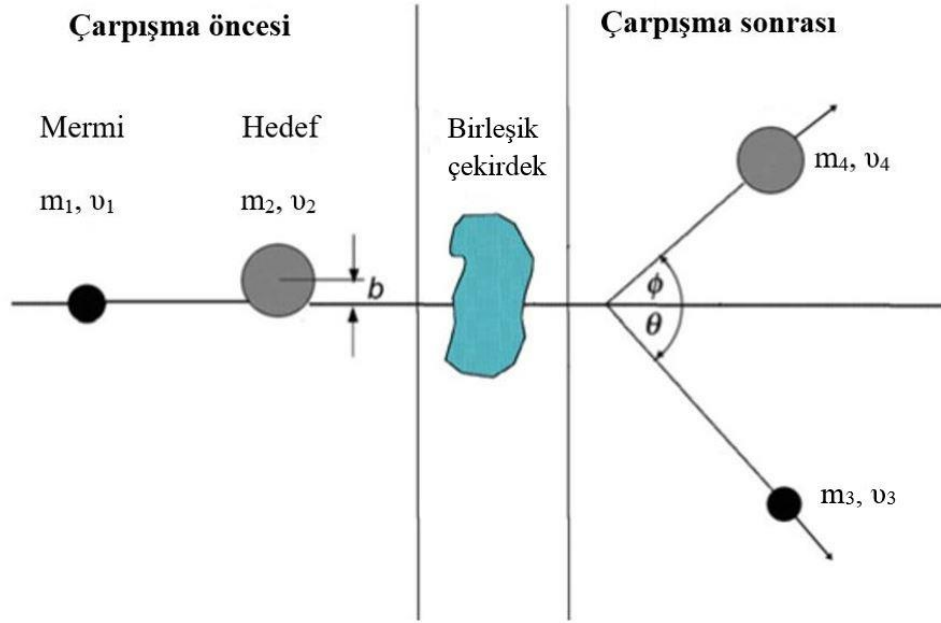
Maddenin içinden geçerken bir nötron, atom çekirdeği ile çarpışabilir ve bu da onu esnek veya esnek olmayan bir şekilde saçabilir. Toplam kinetik enerji korunduğunda saçılma elastiktir. Yani nötron tarafından kaybedilen enerji geri tepme çekirdeğinin kinetik enerjisine eşit olduğunda bu durum gerçekleşir (Turner 2007; Rangacharyulu 2013). Saçılma esnek olmadığında, çekirdek içsel olarak bir miktar enerjiyi emer ve uyarılmış halde bırakılır. Nötron ayrıca bir çekirdek tarafından yakalanarak veya soğurularak (n,p) , $(n,2n)$, (n,α) veya (n,γ) gibi reaksiyonları gerçekleştirebilir. Reaksiyon sonucu hedef çekirdeğin atom kütle numarası ve/veya atom numarası değişir.

Bu farklı etkileşim türleri için tesir kesiti, nötronun kinetik enerjisine ve soğurucunun çekirdeğinin fiziksel özelliklerine bağlı olarak değişmektedir. Bu nedenle genellikle 20 MeV maksimum foton enerjisine sahip Medikal linak'larda elastik saçılma, inelastik saçılma ve nötron yakalama reaksiyonlarının gerçekleşmesi muhtemeldir.

2.3. Nükleer Reaksiyonlar

Bir mermi parçacığının sabit kabul edilen bir hedef çekirdek ile reaksiyonunda, belirli bir reaksiyon için olasılık (tesir kesiti) ve ayrıca reaksiyon sonucu oluşan ürünler, mermi parçacığının fiziksel özelliklerine (kütle, yük ve kinetik enerji) ve hedefin fiziksel özelliklerine (kütle, yük) bağlıdır.

İki cisim çarpışmaları üç kategoriye ayrılır: (1) nükleer reaksiyonlar, (2) elastik çarpışmalar ve (3) esnek olmayan çarpışmalar. Nükleer reaksiyonlar m_1 mermi ve m_2 hedef arasında gerçekleşen iki cisim çarpışmasının en genel durumunu temsil eder. Oluşan reaksiyon ürünleri m_3 ve m_4 'ün kütleleri başlangıç ürünlerinininkinden farklıdır. Herhangi bir nükleer reaksiyonda korunan fiziksel niceliklerden en önemlileri: yük, doğrusal momentum, izospin, parite ve kütle enerjisidir. Ayrıca, çarpışma öncesi ve sonrası için atom numaralarının toplamı Z ve atom kütle numaralarının toplamı A 'nın toplamı da korunmalıdır (Podgoršak 2016). Reaksiyon türüne göre reaksiyon sonucunda oluşacak ürünlerden önce çok kısa ömürlü bir bileşik çekirdek oluşabilir. Bu durum Şekil 2.4'te gösterilmiştir.



Şekil 2.4. İki cisim çarpışmasının şematik gösterimi. Kütlesi m_1 , hızı v_1 , momentumu p_i ve kinetik enerjisi (E_K) olan bir mermi parçacığı, kütlesi m_2 ve hızı $v_2 = 0$ olan bir hedef çekirdeğe çarpmaktadır (Podgoršak 2016)

2.3.1. Nükleer reaksiyonlarda momentumun korunumu

İki cisimli bir nükleer çarpışmada momentumun korunması vektör ilişkisi yoluyla ifade edilir;

$$m_1 \vartheta_1 = m_3 \vartheta_3 + m_4 \vartheta_4 \quad (2.1)$$

Şekil 2.4'e göre saçılan parçacıkların vektör bileşenleri eşleştirilerek çözümleme yapılabilir;

$$m_1 \vartheta_1 = m_3 \vartheta_3 \cos \theta + m_4 \vartheta_4 \cos \phi \quad (2.2)$$

$$0 = m_3 \vartheta_3 \sin \theta - m_4 \vartheta_4 \sin \phi \quad (2.3)$$

2.3.2. Nükleer reaksiyonlarda enerjinin korunumu

Mermi m_1 ve hedef m_2 'nin etkileşimden (çarpışmadan) önceki enerjilerinin toplamı, çarpışmadan sonraki reaksiyon ürünleri olan m_3 ve m_4 'ün toplam enerjisine eşit olmalıdır.

$$[m_{10}c^2 + (E_K)_i] + (m_{20}c^2 + 0) = [m_{30}c^2 + (E_K)_3] + [m_{40}c^2 + (E_K)_4] \quad (2.4)$$

$m_{10}c^2$: Merminin durgun kütle enerjisi

$m_{20}c^2$: Hedefin durgun kütle enerjisi

$m_{30}c^2$: m_3 reaksiyon ürününün durgun kütle enerjisi

$m_{40}c^2$: m_4 reaksiyon ürününün durgun kütle enerjisi

$(E_K)_i$: Merminin kinetik enerjisi

$(E_K)_3$: m_3 reaksiyon ürününün kinetik enerjisi

$(E_K)_4$: m_4 reaksiyon ürününün kinetik enerjisi

Başlangıç ve son durum arasındaki kütle enerjisi farkını Q ile tanımlarsak;

$$Q = (m_{10}c^2 + m_{20}c^2) - (m_{30}c^2 + m_{40}c^2) \quad (2.5)$$

Eşitlik (2.4) tekrar düzenlenerek aşağıdaki formu alır;

$$(E_K)_i + Q = (E_K)_3 + (E_K)_4 \quad (2.6)$$

İki parçacık çarpışması sistemleri pozitif, sıfır veya negatif olabilen karakteristik bir Q değerine sahiptir.

- $Q > 0$ ise çarpışma ekzotermiktir ve enerji salınımına neden olur.
- $Q = 0$ ise çarpışma elastiktir.
- $Q < 0$ ise çarpışma endotermik olarak adlandırılır ve gerçekleşmesi için mermiden hedefe bir enerji aktarımı gerekir.

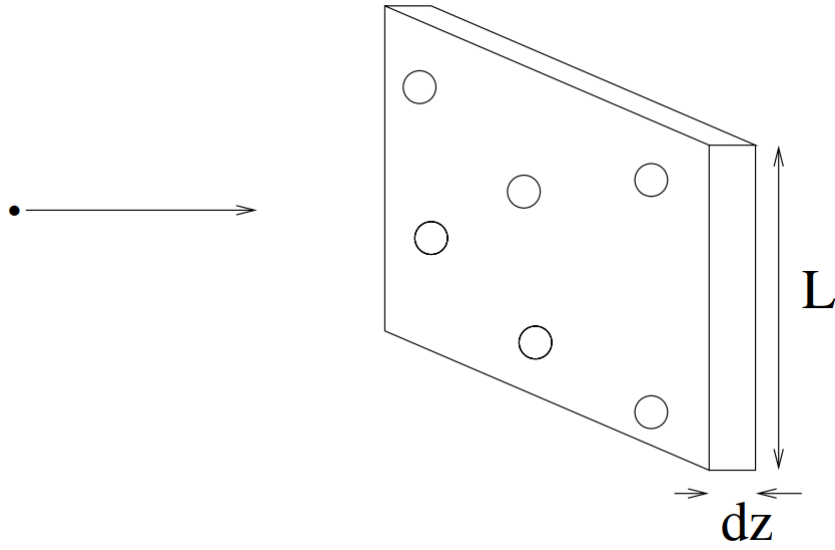
2.3.3. Nükleer reaksiyonlarda tesir kesiti

Tesir kesiti, bir nükleer etkileşimin meydana gelme olasılığını nicel olarak belirtmek için kullanılan bir araçtır. Olasılığın basitçe 0-1 arasında bir sayı ile ifade edildiği geleneksel terminolojiden farklı olarak, tesir kesiti bir reaksiyonun olma olasılığının ölçüsüdür ve alan boyutlarına sahiptir (Rangacharyulu 2013).

Tesir kesitini en temel ifadeyle açıklamak için Şekil 2.5'te gösterildiği gibi, R yarıçaplı N tane küre içeren L^2 alanına ait maddenin ince bir dilimi ele alınabilir. Rastgele bir konumda dilime çarpan nokta benzeri bir parçacığın, kürelerden birine çarpma olasılığı dp olacaktır.

$$dp = \frac{N\pi R^2}{L^2} = \sigma n dz, \quad \sigma = \pi R^2 \quad (2.7)$$

Tesir kesiti burada klasik bir alan olarak tanıtılmış olsa da olasılık, hedef parçacıkların sayısal yoğunluğu n ve hedef kalınlığı dz ile orantılı olduğu sürece herhangi bir r türünde reaksiyon için dP_r olasılığını tanımlamak mümkündür (Basdevant vd. 2005).



Şekil 2.5. Üzerinde R yarıçaplı hedefler içeren dz kalınlığına ve L^2 yüzey alanına sahip bir madde diliminin gösterimi

$$dP_r = \sigma_r n dz \quad (2.8)$$

Orantı sabiti σ_r alan/parçacık boyutuna sahiptir ve r reaksiyon tesir kesiti olarak adlandırılır. Malzeme, n_i yoğunluğuna ve σ_i tesir kesitine sahip farklı “ i ” türde nesneler içeriyorsa, etkileşim olasılığı her bir türdeki olasılıkların toplamıdır:

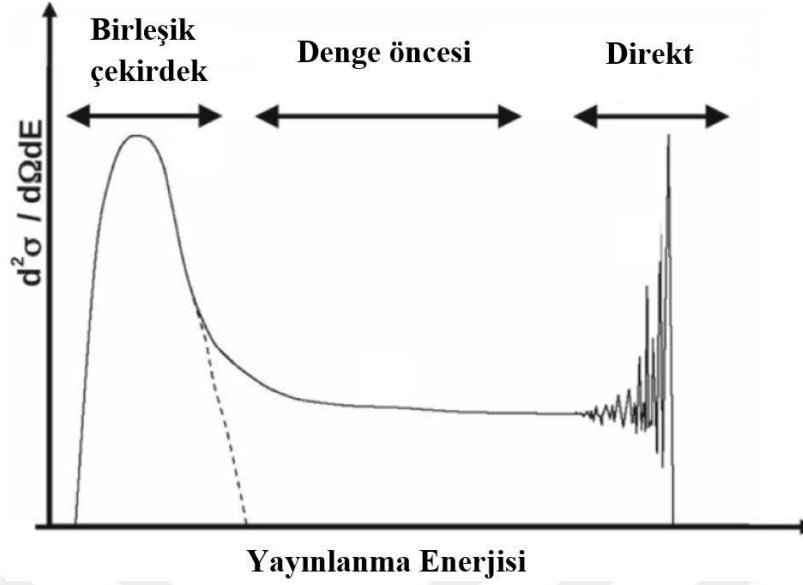
$$dP = \sum_i n_i \sigma_i \quad (2.9)$$

Nükleer yarıçaplar birkaç femtometre düzeyinde olduğundan güçlü etkileşimleri içeren nükleer reaksiyonlar için tesir kesitlerinin genellikle 1 fm^2 mertebesinde olacağını düşünebiliriz. Çoğunlukla kullanılan tesir kesiti birimi “barn”dır.

$$1b = 100 \text{ fm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2 \quad (2.10)$$

2.3.4. Nükleer reaksiyon mekanizmaları

Nükleer reaksiyonlar sahip oldukları hızlara göre yavaştan hızlı olana doğru bileşik çekirdek reaksiyonları, denge öncesi reaksiyonlar ve direkt reaksiyonlar olmak üzere sınıflandırılabilirler (Şekil 2.6) (Canton ve Fontana 2020).



Şekil 2.6. Üç reaksiyon mekanizmasının ayrımını gösteren, yayınlanma enerjisine bağlı olarak bir nükleer reaksiyonun tesir kesiti grafiği (Canton ve Fontana 2020)

2.3.4.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları

Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, gelen parçacık hedef çekirdek tarafından yakalanır ve enerjisi (kinetik +bağlanma enerjisi ≈ 8 MeV) istatistiksel bir denge durumuna ulaşana kadar bileşik çekirdeğin nükleonları arasında paylaşılır. Düşük gelen enerjilerde 10^{-14} - 10^{-15} s mertebesinde ve yüksek enerjilerde 10-100 kat daha büyük bir süreden sonra, yüzeye yakın bir nükleon veya bir grup nükleon, ısıtılmış bir sıvı damlasından bir molekülün buharlaşmasına benzer şekilde istatistiksel bir dalgalanma ile yeterli enerjiyi alabilir (Kamal 2014). Herhangi bir tek nükleonun enerjisindeki ortalama artış, onu çekirdekten kurtarmak için yeterli olmayabilir. Buna karşılık az ya da çok rastgele çarpışmalar meydana geldiğinden enerjilerde istatistiksel bir dağılım vardır ve tek bir nükleonun kaçmaya yetecek kadar büyük bir enerji kazanması için küçük bir olasılık gelişmesi mümkündür. Bu tür reaksiyonlar, gelen parçacığın soğurulmasından sonra ve giden parçacığın (veya parçacıkların) yayınlanmasından hemen önce gerçekleşen kesin bir ara duruma sahiptir. Bu ara durumda oluşan çekirdek bileşik çekirdek olarak adlandırılır.



Eşitlik (2.11) şekilde yazılan bir reaksiyon formundan açıkça görüldüğü gibi, bileşik çekirdek oluşumu içeren bir reaksiyonun iki aşamalı bir süreçte sahip olduğunu düşünebiliriz; bileşik çekirdeğin oluşumu ve ardından bozunması. Belirli bir bileşik çekirdek, çeşitli şekillerde bozunabilir. Bileşik çekirdeğin uyarma enerjisi yeterince yüksekse, çekirdeğin enerjisi parçacık yayınlanması eşiğinin altına düşene kadar art arda birkaç parçacık yayınlanabilir. Daha sonra çekirdek, temel duruma ulaşana kadar γ ışınları yayar. Bileşik çekirdek çok ağırsa fisyon ile iki büyük parçaya bölünme veya radyoizotop üretimi gibi çeşitli başka şekillerde bozunabilir. Nükleer reaksiyonların bileşik çekirdek modeli için esas olan, herhangi bir belirli nihai ürün grubuna bozunma

olasılığının, bileşik çekirdeğin oluşum araçlarından bağımsız olduğu varsayımdır (Krane 2012). Bileşik çekirdek, öncelikle istatistiksel kurallardan yönetilen oluşum ve bozunma sürecini unuttur. Bozunma olasılığı yalnızca sisteme verilen toplam enerjiye bağlıdır.

Bileşik çekirdek modeli, gelen düşük enerjiler (10-20 MeV) için en iyi şekilde çalışmaktadır. Çekirdeğin hacminin yeterince büyük olduğu orta ağırlıktaki ve ağır çekirdekler için en iyi sonucu vermektedir. Bileşik çekirdek reaksiyonlarının bir başka özelliği de ürünlerin açısal dağılımıdır. Nükleonlar arasındaki rastgele etkileşimler nedeniyle, ürün parçacığının neredeyse izotropik açısal dağılımla yayılması beklenmektedir (Krane 2012). Ağır iyonun gelen parçacık olduğu durumlarda, bileşik çekirdeğe büyük miktarlarda açısal momentum aktarılabilir ve bu açısal momentumu çıkarmak için yayılan parçacıklar gelen parçacığa göre dik açılardadır (0° ve 180°). Hafif mermilerle bu etki ihmal edilebilir.

2.3.4.2. Direkt reaksiyonlar

Direkt reaksiyonlar, gelen parçacığının, tipik olarak 10^{-22} s mertebesinde olan hedef çekirdeği geçmesi için geçen sürede gerçekleşir. Burada gelen parçacık, bir nükleon veya bir grup nükleonla veya tüm çekirdek ile etkileşime girebilir ve yayınlanma hemen gerçekleşir.

Gelen parçacığının enerjisi arttıkça, de Broglie dalga boyu, çekirdek boyutundaki bir nesneden ziyade nükleon boyutlu bir nesneyle etkileşime girme olasılığı daha yüksek olana kadar azalır. 1 MeV enerjiyle gelen bir nükleon, yaklaşık 4 fm'lik bir de Broglie dalga boyuna sahiptir ve bu nedenle tek tek nükleonları “görmez”; bir bileşik çekirdek reaksiyonu yoluyla etkileşime girme olasılığı daha yüksektir. 20 MeV'lik bir nükleon, yaklaşık 1 fm'lik bir de Broglie dalga boyuna sahiptir ve bu nedenle doğrudan süreçlere katılabilir (Krane 2012). Doğrudan süreçlerin, hedef çekirdeğin yüzeyine yakın bir nükleon veya çok az değerlikli nükleon içermesi muhtemeldir. En basit doğrudan süreç, hedef çekirdeğin temel durumda bırakıldığı elastik saçılma. Ayrıca tek bir protonun mermiden hedefe aktarıldığı bir transfer reaksiyonunun örneği olan döteron sıyırma reaksiyonu (d,n) da direkt reaksiyonlara örnek olarak gösterilebilir.

2.3.4.3. Denge öncesi reaksiyonlar

Nükleer etkileşimden sonra parçacığının doğrudan reaksiyonlarda olduğu gibi hemen ya da bileşik çekirdek durumunda olduğu gibi istatistiksel olarak uzun bir süre sonra yayılmaması mümkündür. Parçacık, istatistiksel dengeye ulaşmadan da yayılabilir. Bu tür reaksiyonlar ön bileşik veya denge öncesi reaksiyonlar olarak adlandırılır ve üçüncü bir reaksiyon mekanizması kategorisini oluşturur.

Denge öncesi nükleer reaksiyonlar için eksiton modeli, birkaç MeV'nin üzerindeki mermi enerjileri için sürekli yayınlanma spektrumlarının ve uyarma fonksiyonlarının analizinde güçlü olduğu kanıtlanmıştır (Koning ve Duijvestijn 2004). Gelen parçacığının adım adım hedef + mermi bileşik sisteminde daha karmaşık uyarılmış parçacıklar ve boşluklar oluşturduğu ve böylece başlangıç enerjisi ve yönüne ilişkin hafızasını yavaş yavaş kaybettiği varsayılır. Denge öncesi yayınlanma, reaksiyonun ilk aşamasından sonra ve bileşik çekirdeğin istatistik dengesine ulaşılmadan çok önce yayınlanma

spektrumlarında iyi bilinen yüksek enerji kuyruklarına ve pürüzsüz ileri doğru tepelenmiş açısıl dağılımlara yol açarak gerçekleşir.

Denge öncesi süreçler, 10 ile 20 MeV arasında nötronlar tarafından başlatılan reaksiyonların tesir kesitlerine önemli ve bazı durumlarda baskın katkılar sağlar (Gruppelaar vd. 1986). Bu nedenle, d-t füzyon reaksiyonunda 14 MeV enerjili nötron etkileşimlerini göz önünde bulundururken bunları dikkate almak önemlidir.

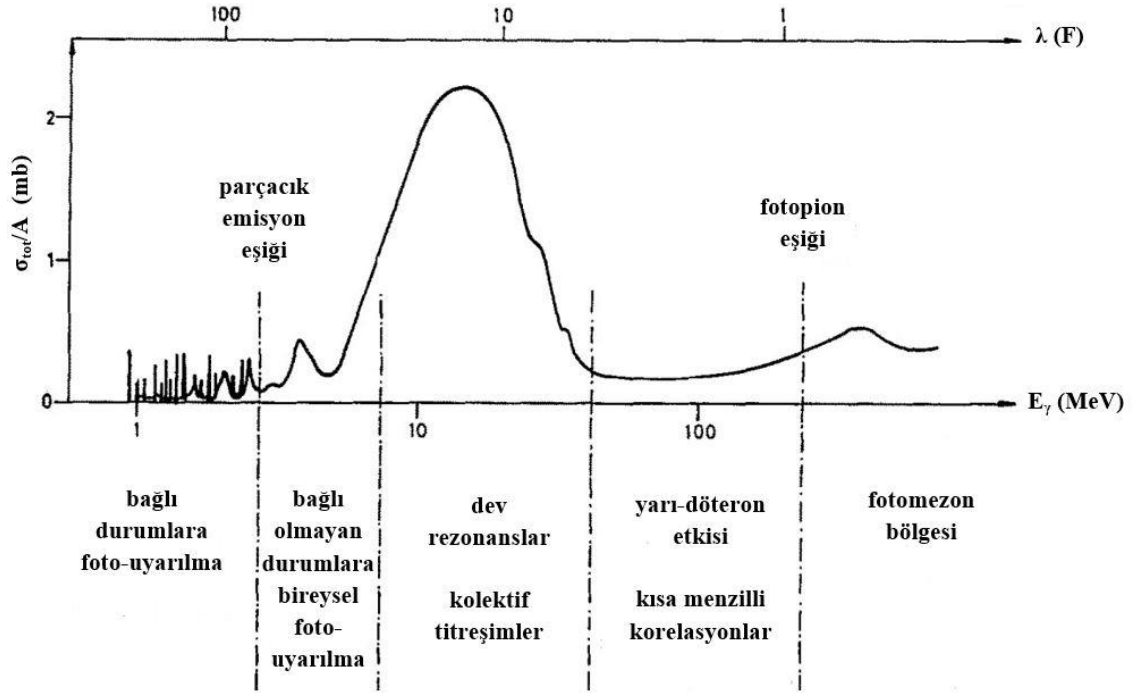
2.3.5. Fotonükleer reaksiyonlar

Fotonükleer reaksiyonlar, soğurucu çekirdeğin yüksek enerjili bir fotonu yakaladığı ve çoğu durumda bir nötron yaydığı reaksiyon türüdür. Bu, kuantum enerjisinin soğurucu çekirdeğe bağlı olan belirli bir minimum değeri aşması gereken bir eşik reaksiyonudur. Foton, genellikle birkaç MeV olan nükleonun bağlanma enerjisinden fazla enerjiye sahip olmalıdır. Fırlatılan nükleonun kinetik enerjisi, foton enerjisi ile nükleonun bağlanma enerjisi arasındaki farka eşittir (Turner 2007). Fotonükleer reaksiyonlar çok yüksek enerjili fotonların üretildiği lineer hızlandırıcılar ve elektron senkrotronları gibi yüksek enerjili elektron hızlandırıcılarında meydana gelebilen önemli bir reaksiyondur.

2.3.5.1. Fotonların çekirdek tarafından soğurulması

Bir fotonükleer reaksiyon genellikle dev rezonans olarak da adlandırılan GDR ile karakterize edilir. Çünkü bu reaksiyon tipi çeşitli fotonükleer reaksiyon türleri arasında en büyük tesir kesitine sahiptir. Fotonun dalga boyunun çekirdeğin çapına yakın olduğu durumda, foton yüksek bir olasılıkla elektrik dipol rezonans mekanizması aracılığıyla hedef çekirdek tarafından soğurulabilir. Bu fenomen, tüm protonların tüm nötronlara karşı toplu bir salınımının elektromanyetik dalga tarafından indüklendiği gerçeğiyle ifade edilmektedir (Segebade ve Berger 2008). Maksimum tesir kesiti bölgesi, hafif elementler için yaklaşık 25 MeV'e, ağır elementler için ise yaklaşık 14 MeV'e karşılık gelmektedir (Şekil 2.7). Foton emiliminden sonra, bir nükleonun bağlanma enerjisi yaklaşık 10 MeV olduğu için bir veya iki nötron ve/veya daha yüksek dereceli parçacıklar salınabilmektedir.

Dalga boyunun yaklaşık olarak döteronun çapına eşit olduğu 60 MeV'de, çekirdekteki bir nötron-proton çiftinin foton soğurması muhtemeldir. Yarı-döteron reaksiyonu olarak adlandırılan bu reaksiyonun bir sonucu olarak, bir proton ve nötron çifti yayılır (Segebade vd. 1988). Bu enerji bölgesinde, direkt etki ile hedef çekirdekten iki veya daha fazla nükleon da serbest bırakılabilir ve birçok türde reaksiyon ürünü oluşabilir. Direkt etkinin tesir kesiti, GDR bölgesininkinden çok daha küçüktür. 150 MeV'nin üzerindeki enerjilerde gelen foton için toplam fotosoğurma tesir kesiti fotomezon üretimi nedeniyle tekrar artar. Daha sonra çeşitli reaksiyon ürünleri üretilir.



Şekil 2.7. Nükleon başına toplam fotonükleer tesir kesitinin şematik gösterimi (Findlay 1990)

Fotonükleer reaksiyonlar için uygulanacak bir model, fotonükleer uyarma sürecini ve uyarılmış çekirdeğin farklı açık çıkış kanallarından sonraki bozunmasını hesaba katması gerekmektedir. Sadece egzotik çekirdeklere katkıda bulunabilecek dev kuadrupol rezonans ve cüce dipol rezonans ihmal edilerek, fotonükleer tesir kesiti GDR tesir kesitinin (σ_{GDR}) ve yarı-döteron tesir kesitinin (σ_{QD}) toplamı ile verilebilir.

$$\sigma_{tot}(E_\gamma) = \sigma_{GDR}(E_\gamma) + \sigma_{QD}(E_\gamma) \quad (2.12)$$

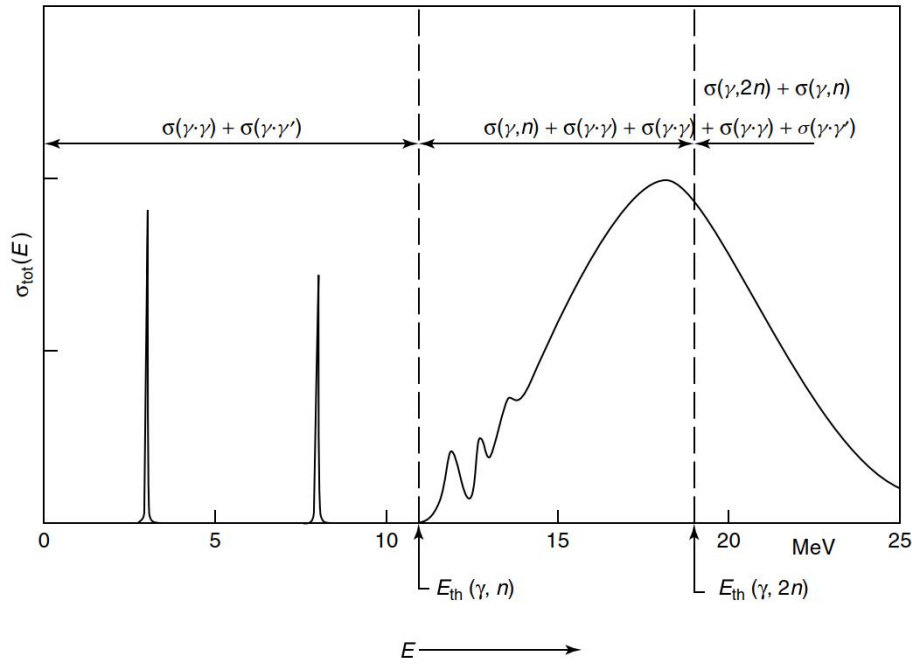
10-30MeV aralığındaki gelen foton enerjileri için GDR mekanizması daha baskın rol oynadığı için $\sigma_{tot} \approx \sigma_{GDR}$ yaklaşımı yapılabilmektedir. QD kesitini ölçekleyen Pauli engelleme faktörü, ~ 20 MeV enerjilerde sıfıra gitme eğiliminde iken ~ 140 MeV enerjilerde bütünlüğe gitme eğilimindedir (Zilges vd. 2022). GDR tesir kesiti, parametreleri GDR'nin şekli ile tanımlanan bir Lorentzian fonksiyonu ile ifade edilmektedir.

$$\sigma_{GDR}(E_\gamma) = \sum_i \sigma_i \frac{E_\gamma^2 \Gamma_i^2}{(E_i^2 - E_\gamma^2)^2 + (E_\gamma \Gamma_i)^2} \quad (2.13)$$

Bu denklemde σ_i GDR tepe noktası tesir kesitini, E_i rezonans enerjisini, E_γ gelen fotonun enerjisini ve Γ_i rezonans eğrisinin genişliğini (yarı maksimumdaki tam genişliğini) ifade etmektedir.

2.3.5.2. Fotonötron reaksiyonu

Çekirdeğin uyarılma enerjisi, bir nükleonun (nötron, proton) veya daha ağır bir parçacığın bağlanma enerjisinden daha yüksekse, çekirdekten elektromanyetik radyasyon yerine bir α parçacığı, bir nötron veya yüklü bir parçacık yayınlanabilir. Şekil 2.8, orta atom numaralı bir çekirdek için 25 MeV'e kadar foton enerji bölgesindeki toplam soğurma tesir kesitini şematik olarak göstermektedir.



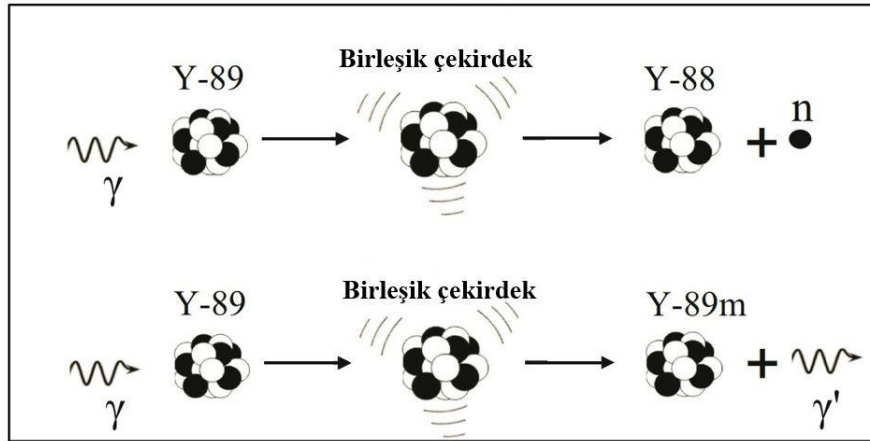
Şekil 2.8. Toplam (γ,γ') ve (γ,xn) soğurma tesir kesitinin şematik olarak gösterimi (Segebade ve Berger 2008)

Foton enerjisi düşükse, sadece bireysel nükleer seviyelerin uyarılması mümkündür (Starovoitova ve Segebade 2016). Bununla birlikte, yüksek enerjili fotonlar ($E > \approx 10$ MeV), çekirdek salınımlarının doğal frekansı ile karşılaştırılabilir frekanslara sahiptir. Soğurulmaları halinde bu tür fotonlar çekirdekle rezonansa girebilirler ve tüm ağır nükleonların toplu titreşimine yol açabilirler.

Fotonükleer reaksiyonun ikinci aşamasında bir uyarma enerjisi açığa çıkmaktadır. Genel olarak, toplam tesir kesiti σ_{tot} için birçok fotonükleer reaksiyon kanalı vardır. Bunlardan bazıları Çizelge 2.2'de verilmiştir. Bu reaksiyon mekanizmalarından iki tanesi foton aktivasyon analizleri (FAA) için büyük önem taşımaktadır (Şekil 2.9). İlk mekanizmada çekirdek, uyarılma seviyesi ile temel durum arasındaki enerji farkına karşılık gelen uygun enerjiye sahip bir fotonun soğurulmasıyla uyarılır. Uyarılmış nükleer durumların çok kısa ömürleri vardır (tipik olarak 0,1 ns) ve daha düşük seviyelere veya doğrudan temele geçiş kaçınılmazdır. Genellikle (γ,γ') olarak ifade edilen bu durumda gelen foton enerjisinden daha düşük bir enerjiye sahip bir fotonun yayınlanması gerçekleşir (esnek olmayan foton saçılması) (Segebade vd. 1988).

Çizelge 2.2. Fotonükleer reaksiyon mekanizmaları (Findlay 1990)

Reaksiyon mekanizması	Örnek	Uygulama (olası)
(γ, γ) foton elastik saçılma	rezonans floresans	toplu materyal analizleri
(γ, γ') foton inelastik saçılma	izomerlerin foto-uyarılması	dozimetri
(γ, p) fotoprotonlar		yarı-iletkenlerin transmutasyon dopingi
(γ, n) fotonötronlar		linak nötron kaynakları, fisyon ürünü yakma
(γ, f) fotofizyon		radioaktif atıklardaki aktinitler

**Şekil 2.9.** (γ, n) , (γ, γ') mekanizmaları fotonükleer reaksiyon şeması (Starovoitova ve Segebade 2016)

İkinci uyarılma mekanizması, nötronların, protonların veya daha az sıklıkla kombinasyonlarının yayınlanması şeklinde gerçekleşir ve FAA için çok daha sık kullanılmaktadır. Orta ve ağır çekirdekler için, protonların ve diğer yüklü parçacıkların yayınlanması, Coulomb bariyeri adı verilen bir elektrostatik potansiyel duvar tarafından engellenir ve toplam foton soğurma tesir kesiti neredeyse tamamen fotonötron tesir kesiti tarafından tanımlanır (Segebade vd. 1988). Bu reaksiyonu ilgi çekici yapan asıl nokta ise foto parçalanmanın nötron üretimi ile sonuçlanması, nötronların birçok malzeme tarafından soğurulabilmesi ve onları radyoaktif hale getirebilmesidir. Bir protonun çekirdekten kaçmak için aşması gereken itici Coulomb bariyeri nedeniyle (γ, p)

reaksiyonunun eşik enerjisi genellikle (γ, n) reaksiyonunkinden daha yüksektir. Her iki reaksiyonun da olasılığı en hafif elementlerde yaklaşık olarak aynı olmasına rağmen, (γ, n) reaksiyonu ağır elementlerde (γ, p) reaksiyonundan birçok kez daha olasıdır (Turner 2007). Bremsstrahlung ağırlıklı tesir kesiti atom numarası ile hızla artış göstermektedir. Orta ve ağır çekirdekler için yaklaşık olarak atom numarasının karesiyle orantılıdır. Böylece, bir foton demetinde ağır elementlerin ışınlanmasıyla, hafif elementlerin ışınlanmasına göre çok daha yüksek aktiviteler üretilebilir (Segebade ve Berger 2008). Toplam foton soğurma tesir kesiti tüm olası reaksiyon mekanizmaları üzerinden şu şekilde yazılabilir.

$$\sigma(\gamma, tot) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) \quad (2.14)$$

Genel olarak, foto parçalanma için tesir kesiti toplam tesir kesitinden çok daha küçüktür. Bu nedenle, birçok zırhlama hesaplamasında, foto parçalanma tesir kesiti genellikle önemsiz kabul edilir ve ihmal edilir. Ancak yüksek enerjili hızlandırıcılar bol miktarda yüksek enerjili (>10 MeV) foton ürettikleri için fotonükleer reaksiyonlar zırhlama tasarımında önemli hale gelmektedir (Cember ve Johnson 2009).

2.4. Tesir Kesiti Hesaplamalarında Kullanılan Bazı Teorik Modeller

2.4.1. Nükleer seviye yoğunluğu modelleri

Uyarılmış nükleer seviyelerin istatistiksel özellikleri, uzun yıllardır bir ilgi ve çalışma konusu olmuştur. Bu seviyelerin temel istatistiksel özelliklerinden biri yoğunluklarıdır. Bunun için Fermi gazı ve sabit sıcaklık modelleri, belirli deneysel verilerin uydurulmasından elde edilen ampirik girdi parametreleriyle sıklıkla kullanılmaktadır. Bununla birlikte, bu modellerin altında yatan fiziksel varsayımlar, taban durumundan nötron ayırma enerjisinin oldukça üstüne kadar geniş bir enerji aralığı boyunca seviye yoğunluklarındaki değişimleri doğru bir şekilde hesaba katarken çok karmaşık bir yapıya sahip değildir (Capote vd. 2009).

Nükleer reaksiyonları tahmin etmek için istatistiksel modellerde, ayrık seviye bilgilerinin mevcut olmadığı veya eksik olduğu uyarma enerjilerinde NSY'lere ihtiyaç vardır. Optik model potansiyeli ile birlikte, doğru bir seviye yoğunluğu, tesir kesitlerinin, spektrumların, açılal dağılımların ve diğer nükleer reaksiyon gözlemlenebilirlerinin güvenilir bir teorik analizi için belki de en önemli bileşendir (Koning vd. 2008). NSY'ler kapsamlı bir şekilde incelenmeye devam etmekle birlikte hem fenomenolojik hem de mikroskobik veya yarı mikroskobik daha karmaşık yaklaşımların oluşmasına da öncülük etmişlerdir.

Seviye yoğunluğu, $\rho(E_x, J, \Pi)$, belirli bir spin J ve parite Π için bir uyarma enerjisi E_x etrafında MeV başına nükleer seviyelerin sayısına karşılık gelmektedir. Toplam seviye yoğunluğu $\rho^{tot}(E_x)$, E_x çevresindeki MeV başına toplam seviye sayısına karşılık gelir ve seviye yoğunluğunun spin ve parite üzerinden toplanmasıyla elde edilir (Koning vd. 2019).

$$\rho^{tot}(E_x) = \sum_J \sum_{\Pi} \rho(E_x, J, \Pi) \quad (2.15)$$

Nükleer seviyeler, toplam durum yoğunluğuna yol açan M manyetik kuantum sayısı cinsinden dejenere haldedir. Toplam durum yoğunluğu $\omega^{tot}(E_x)$ de her bir seviye için $2J+1$ durumlarını içermektedir.

$$\omega^{tot}(E_x) = \sum_J \sum_{\Pi} (2J + 1) \rho(E_x, J, \Pi) \quad (2.16)$$

2.4.1.1. Fermi gaz modeli

En iyi bilinen analitik seviye yoğunluk ifadesi, 1937'de Bethe tarafından önerilen Fermi Gaz Modeli (FGM)'dir. Tüm fenomenolojik analitik (kapalı form) ifadeler, yüksek uyarma enerjilerinde bir Fermi gaz ifadesini takip eder ve esas olarak seviye yoğunluk parametresi a 'ya bağlıdır (Capote vd. 2009). Bu model, çekirdeğin uyarılmış seviyelerinin inşa edildiği tek parçacık durumlarının eşit aralıklı olduğu ve kolektif seviyelerin olmadığı fiziksel varsayımına dayanmaktadır. Bu varsayımlar, durumların yoğunlukları için kapalı formlu bir denklemin türetilmesine izin vermektedir. Nötronlar ve protonlar arasında ayırımı yapan iki fermiyon sistemi için, toplam Fermi gaz durum yoğunluğu (2.17) eşitliği ile verilir:

$$\omega_F^{tot}(E_x) = \frac{\sqrt{\pi} \exp [2\sqrt{a}U]}{12 \frac{1}{\alpha^4} \frac{5}{U^4}} \quad (2.17)$$

$$U = E_x - \Delta \quad (2.18)$$

Eşitlik (2.18)'de enerji kayması Δ , çekirdeklerde bilinen tek-çift etkileri simüle etmek için dahil edilen eşleştirme enerjisine eşit olan veya bazı modellerle yakından ilişkili olan, bazı modeller için ise ampirik bir parametredir. Δ için temel fikir, her bir bileşenin bireysel olarak uyarılabilmesinden önce nükleon çiftlerinin ayrılması gerektiğini açıklamaktadır. Pratikte Δ , gözlemlenebilirleri yeniden üretmek için ayarlanabilir bir parametre olması nedeniyle önemli bir rol oynar ve çeşitli modeller için farklı tanımlamalara sahip olabilir. Eşitlik (2.18)'de E_x gerçek uyarılma enerjisi ve U etkin uyarılma enerjisi olarak tanımlanmaktadır. Bu eşitlikte yer alan önemli parametre a , Fermi enerjisinin yakınındaki proton (nötron) tek parçacık durumlarının boşluğunu göstermektedir.

$$a = \frac{\pi^2}{6} (g_\pi + g_\nu) \quad (2.19)$$

Pratikte a , söz konusu çekirdeğin deneysel bilgisinden veya küresel sistematikten yararlanılarak (2.17) eşitliği ile belirlenebilmektedir. (2.19) eşitliğindeki a parametresinin gerçekleştirilen ilk seviye yoğunluğu çalışmalarında enerji bağımlılığı bulunmamaktadır (Baba 1970; Dilg vd. 1973). Daha sonra yapılan çalışmalarda modern analitik modeller için Fermi gaz formüllerinin hala geçerli olduğu, ancak enerjiye bağlı kabuk etkilerinin a parametresi için enerjiye bağlı bir ifade yoluyla etkin bir şekilde dahil edilerek daha gerçekçi bir seviye yoğunluğunun elde edilebildiği savunulmuştur (Koning vd. 2008). Düşük enerjide kabuk etkilerinin varlığını ve yüksek enerjide kaybolmalarını fenomenolojik bir şekilde ifade eden Eşitlik (2.20) eşitliğinde verilmiştir:

$$a = a(E_x) = \tilde{a} \left(1 + \delta W \frac{1 - \exp[-\gamma U]}{U} \right) \quad (2.20)$$

Burada $\tilde{a}$, tüm kabuk etkileri sönümlendiğinde elde edilecek olan asimptotik seviye yoğunluğu değeridir. Örneğin genel ifade $\tilde{a} = a(E_x \rightarrow \infty)$ bu şekildedir fakat $\delta W = 0$ ise bütün E_x 'ler için $\tilde{a} = a(E_x)$ işleme alınmaktadır. Sönümleme parametresi γ , $a(E_x)$ 'in $\tilde{a}$ 'ya ne kadar çabuk yaklaştığını belirlemektedir. Kabuk düzeltme enerjisi δW 'nın mutlak büyüklüğü düşük enerjilerde ne kadar $a(E_x)$ 'in $\tilde{a}$ 'dan farklılaştığını belirlemektedirken, δW 'nın önündeki işaret de E_x 'in fonksiyonu olarak $\tilde{a}$ 'nın azalışını ya da artışını belirlemektedir. $\tilde{a}$ 'nın asimptotik değeri şu şekilde verilmektedir:

$$\tilde{a} = \alpha A + \beta A^{2/3} \quad (2.21)$$

Burada A kütle numarasıdır. Sönümleme parametresi için sistematik formül ise Eşitlik (2.22)'de şu şekilde kullanılmaktadır:

$$\gamma = \frac{\gamma_1}{A^{1/3}} \quad (2.22)$$

(2.21) ve (2.22) eşitliklerinde α , β ve γ_1 bir dizi nüklid üzerinde en iyi ortalama seviye yoğunluk tanımını vermek için belirlenmesi gereken global parametrelerdir. δW , çekirdek kütlesi M_{exp} ile küresel sıvı damlası modeli kütlesine karşılık gelen kütlesi M_{LDM} arasındaki fark olarak tanımlanmaktadır.

$$\delta W = M - M_{\text{LDM}} \quad (2.23)$$

a parametresiyle ilgili bu bilgi geçişinden sonra toplam açısal momentumun projeksiyonlarının rastgele birleştirildiği varsayımı altında, Fermi gazı seviye yoğunluğu Eşitlik (2.24)'de şu şekilde ifade edilmektedir (Ericson 1960):

$$\rho_F(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp \left[-\frac{\left(J + \frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{\alpha}U]}{12 \alpha^{1/4} U^{5/4}} \quad (2.24)$$

(2.24) eşitliği uyarılma enerjisine bağlıdır ve 1/2 faktörü eşit parite dağılımını temsil ederken σ^2 , açısal momentum dağılımının genişliğini temsil eden spin kesme parametresidir. Fermi gazı spin dağılımı Eşitlik (2.25)'de şu şekilde ifade edilmektedir:

$$R_F(E_x, J) = \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp \left[-\frac{\left(J + \frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (2.25)$$

$\rho_F(E_x, J, \Pi)$ 'nin tüm spinler ve pariteler üzerinden toplamı alınırsa Fermi gazı seviye yoğunluğu Eşitlik (2.26)'teki şeklini alır:

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{\alpha}U]}{12 \alpha^{1/4} U^{5/4}} \quad (2.26)$$

(2.17) eşitliğindeki Fermi gazı durum yoğunluğu ile ifade edilecek olursa;

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{\omega_F^{tot}(E_x)}{\sqrt{2\pi}\sigma} \quad (2.27)$$

Bu eşitlikler ρ_F^{tot} ve ρ_F niceliklerinin a , σ ve Δ parametreleri tarafından belirlendiğini göstermektedir. FGM daha yüksek enerjilerde etkili olmakla birlikte daha düşük enerjilerde etkili değildir. Modelin zayıflığı, enerjinin düşük ve yüksek bölgelere bölünmesiyle giderilmiş ve Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (SSF GM) olarak adlandırılmıştır (Gilbert ve Cameron 1965). Sabit sıcaklık modeli, 0 MeV'den eşleşme enerji E_M 'ye kadar düşük enerji bölümü için geçerlidir. FGM ise E_M 'nin üzerindeki yüksek enerji bölümü için geçerlidir. Toplam seviye yoğunluğu aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır:

$$\rho^{tot}(E_x) = \rho_T^{tot}(E_x), \quad \text{eğer } E_x \leq E_M \quad (2.28)$$

$$= \rho_F^{tot}(E_x), \quad \text{eğer } E_x \geq E_M \quad (2.29)$$

Seviye yoğunluğu da Eşitlik (2.30)'a ve (2.31)'e uygun olarak hesaplanmaktadır:

$$\rho(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_T^{tot}(E_x), \quad \text{eğer } E_x \leq E_M, \quad (2.30)$$

$$= \rho_F(E_x, J, \Pi), \quad \text{eğer } E_x \geq E_M \quad (2.31)$$

Eşitlik (2.25)'deki Fermi gazı spin dağılımı, (2.30) ve (2.31) eşitliklerinde tanımlanmış olan spin kesme parametreleri için düşük enerji davranışını içeren sabit sıcaklık bölgesinde de kullanılmaktadır. Fermi gazı ifadesi için etkin uyarılma enerjisi $U = E_x - \Delta^{SSF GM}$ kullanılmaktadır. Burada yer alan enerji kayması ifadesi şu şekildedir:

$$\Delta^{SSF GM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (2.32)$$

χ değerleri:

$$\begin{array}{ll} 0, & \text{tek – tek} \\ \chi = 1 & \text{tek – çift} \\ 2 & \text{çift – çift} \end{array} \quad (2.33)$$

Düşük uyarılma enerjileri için SSFGM, ilk ayrık seviyelerin kümülatif histogramı $N(E_x)$, eksponansiyel kurala bağlı olarak ve deneysel kanıtlara dayanarak yeniden tasarlanarak Eşitlik (2.34)'de şu şekilde ifade edilmiştir:

$$N(E_x) = \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (2.34)$$

(2.34) eşitliği sabit sıcaklık yasası olarak tanımlanmaktadır. Burada nükleer sıcaklık T ve E_0 , eşitliği deneysel ayırık seviyelere ayarlamaya yarayan parametrelerdir. Bu bilgiler ile toplam seviye yoğunluğunun sabit sıcaklık bölümü şu şekilde ifade edilmektedir:

$$\rho_T^{tot}(E_x) = \frac{dN(E_x)}{dE_x} = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (2.35)$$

Daha yüksek enerjilerde, Fermi gaz modeli daha uygundur ve toplam seviye yoğunluğu hesabı için (2.26) eşitliği kullanılmaktadır. ρ_T^{tot} ve ρ_F^{tot} ifadelerinin ve türevlerinin E_M eşleşme enerjisinde birbirine eşit olmaları gerekmektedir.

$$\rho_T^{tot}(E_M) = \rho_F^{tot}(E_M) \quad (2.36)$$

(2.35) eşitliğinin (2.36) eşitliğinde yerine koyulmasıyla;

$$E_0 = E_M - \ln[T\rho_F^{tot}(E_M)] \quad (2.37)$$

(2.37) eşitliği elde edilmektedir. Türevlerin sürekliliği şartı da uygulandıktan sonra (2.38) eşitliğine ulaşılmaktadır:

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln \rho_F^{tot}}{dE_x}(E_M) \quad (2.38)$$

2.4.1.2. Geri kaydırmalı fermi gaz modeli

Geri kaydırmalı Fermi gaz modelinde (GKFGM) eşleşme enerjisi SSFGM' den farklı olarak seviye yoğunluğunun tanımında ayarlanabilir bir parametre görevi görür ve Fermi Gaz formülü 0 MeV'e geri kaydırılan enerji olarak kullanılmaktadır (Dilg vd. 1973). Bu tanıma bağlı olarak toplam seviye yoğunluğu ve seviye yoğunluğu sırasıyla (2.39) ve (2.40) eşitliklerinde ifade edilmektedir.

$$\rho_F^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{\alpha U}]}{12 \alpha^{1/4} U^{5/4}} \quad (2.39)$$

$$\rho(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left[-\frac{\left(J+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2}\right] \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{\alpha U}]}{12 \alpha^{1/4} U^{5/4}} \quad (2.40)$$

Bu eşitlikler a ve σ^2 enerji bağımlı parametrelerini içerdiği için efektif uyarma enerjisinin $U = E_x - \Delta^{GKFGM}$ bu eşitliklere dahil edilmesi gerekmektedir. Buradaki enerji kayması şu şekilde verilmektedir:

$$\Delta^{GKFGM} = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (2.41)$$

χ değerleri:

$$\begin{aligned} \chi &= -1 && \text{tek - tek} \\ \chi &= 0 && \text{tek - çift} \\ \chi &= 1 && \text{çift - çift} \end{aligned} \quad (2.42)$$

(2.29) eşitliğinde yer alan δ çekirdek başına deneysel verilere uyacak şekilde ayarlanabilir bir parametredir. Modelin ilk sürümünde (2.32) ve (2.33) eşitliklerinin $U \rightarrow 0$ iken ıraksadığı görülmüştür. Hatta bu problem GKFGM'nin nükleer model analizleri için araştırmacılar tarafından kullanılmasını ikinci plana taşımıştır. Daha sonra yapılan çalışmalarla problemin giderilmesi ve modelin daha sade bir hal alması sağlanmıştır (Grossjean ve Feldmeier 1985; Demetriou ve Goriely 2001). Bu sonuçların ardından GKFGM için toplam seviye yoğunluğu ifadesi Eşitlik (2.43) ile tanımlanmaktadır:

$$\rho_{GKFGM}^{tot}(E_x) = \left[\frac{1}{\rho_F^{tot}(E_x)} + \frac{1}{\rho_0(t)} \right]^{-1} \quad (2.43)$$

$$\rho_0(t) = \frac{\exp(1) (a_n + a_p)^2}{24\sigma \sqrt{a_n a_p}} \exp(4a_n a_p t^2) \quad (2.44)$$

(2.44) eşitliğinde $a_n = a_p = a/2$ 'dir ve termodinamik sıcaklık $t = \sqrt{U/a}$ ile ifade edilmektedir. Genel spin dağılımı ile birlikte GKFGM için seviye yoğunluğunun son hali şu şekildedir (Koning vd. 2019):

$$\rho_F(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp \left[-\frac{\left(J + \frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \rho_{GKFGM}^{tot}(E_x) \quad (2.45)$$

2.4.1.3. Genelleştirilmiş süperakışkan modeli

NSY'nin başka bir fenomenolojik modeli olan genelleştirilmiş süperakışkan modeli (GSM), Bardeen-Cooper-Schrieffer teorisine dayanan süperiletken eşleştirme korelasyonları içermektedir. Bu model, düşük enerjilerde süper akışlı davranıştan FGM tanımlı yüksek enerjili bölgeye bir faz geçişini temsil etmektedir (Ignatyuk vd. 1993). Düşük ve yüksek enerjili bölgeler arasında ayırma yapma yeteneği, GSM'yi SSFGM'ye benzer hale getirmekle birlikte bu yetenek doğal olarak teori tarafından yaratılmaktadır. Böylece SSFGM'de olduğu gibi eşleştirme enerjisine ulaşmayı sağlayan spesifik ayrık seviyelerden faydalanma gereksinimi ortadan kalkmaktadır. Ayrıca düşük enerjilerde sabit sıcaklık benzeri bir davranış ortaya koyması GSM'nin bir diğer özelliğidir. Bu

modelde seviye yoğunluğu ifadesini tanımlamadan önce temel seviye yoğunluğu eşitliğine değinmek gereklidir.

$$\rho^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{e^S}{\sqrt{D}} \quad (2.46)$$

Bu eşitlikte D eyer noktası yaklaşımı ile ilişkili determinantı, S ise entropiyi temsil etmektedir. GSM için bu eşitlik U_c kritik enerjisi baz alınarak iki şekilde ifade edilmektedir (Koning vd. 2008). Seviye yoğunluğu U_c 'nin altındaki enerjiler için, U_c 'de tanımlanan termodinamik fonksiyonlar ile tanımlanmaktadır.

$$U_c = a_c T_c^2 + E_{yoğunlaşma} \quad (2.47)$$

$$T_c = 0.567 \Delta_0 \quad (2.48)$$

Burada T_c kritik sıcaklıktır ve eşleşme bağıntı fonksiyonu ise Eşitlik (2.49) ile ifade edilir:

$$\Delta_0 = \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (2.49)$$

Bu bağıntı fonksiyonu yoğunlaşma enerjisini ($E_{yoğunlaşma}$) belirlemektedir. $E_{yoğunlaşma}$ ise Fermi gaz fazı ile ilişkili süper akışkan fazının azalışını belirleyen bir faktördür.

$$E_{yoğunlaşma} = \frac{3}{2\pi^2} a_c \Delta_0^2 \quad (2.50)$$

a_c kritik seviye yoğunluğu parametresi iteratif eşitlikle (2.51) eşitliğindeki gibi verilmektedir:

$$a_c = \tilde{a} \left(1 + \delta W \frac{1 - \exp[-\gamma a_c T_c^2]}{a_c T_c^2} \right) \quad (2.51)$$

(2.51) eşitliği (2.20) eşitliği ile verilen enerji bağımlı seviye yoğunluğu parametresi a 'da (2.47) eşitliğinin tanımlanmasıyla elde edilmiştir. (2.51) eşitliğinin hesaplanması bilinen $\tilde{a}$, δW ve γ değerlerinin kullanılmasıyla kolaylıkla yapılabilmektedir. Bu eşitlik kabuk etkilerinin tekrar uygun şekilde dikkate alındığını göstermektedir.

U_c 'nin üzerindeki enerjiler için ise FGM, SSFGM ve GKFGM'nin eşleştirme düzeltmelerinden farklı bir enerji kayması ile uygulanmaktadır. Toplam seviye yoğunluğu ifadesi Eşitlik (2.52)'de verilmektedir:

$$\rho_{GSM}^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{\alpha U}]}{12 \alpha^{1/4} U^{5/4}} \quad (2.52)$$

Burada efektif uyarma enerjisi $U = E_x - \Delta^{GSM}$ şeklinde tanımlanmaktadır. Burada yer alan enerji kayması ifadesi (2.53) eşitliğindeki gibidir:

$$\Delta^{GSM} = E_{yoğunlaşma} - \chi\Delta_0 - \delta \quad (2.53)$$

Yüksek enerji bölgesindeki spin kesme parametresi (2.54) eşitliği ile ifade edilmektedir:

$$\sigma^2 = I_0 \frac{a}{\tilde{a}} \sqrt{\frac{U}{a}} \quad (2.54)$$

Burada I_0 çekirdeğin eylemsizlik momenti olarak tanımlanmaktadır. Son durumda seviye yoğunluğu Eşitlik (2.55) ile ifade edilmektedir:

$$\rho_{GSM}(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_T^{tot}(E_x) \quad (2.55)$$

2.4.2. Gama şiddet fonksiyonu modelleri

Gama şiddet fonksiyonları, uyarılmış çekirdeklerin ortalama elektromanyetik özelliklerini karakterize etmektedir. Nükleer yapı için temel önemlerinin yanı sıra, gama şiddet fonksiyonları, uygulanan nükleer reaksiyon modeli hesaplamaları için vazgeçilmez bir araç niteliğindedir (Kopecky ve Uhl 1990).

Gama şiddet fonksiyonları, bileşik çekirdek modeli için yakalama tesir kesitleri, γ -ışını oluşumu spektrumları, izomerik durum popülasyonları ve γ -ışını ile parçacık yayınlanması arasındaki çekişmenin hesaplamalarının önemli bileşenleridir. $E_\gamma = 20$ MeV'e kadar enerji bölgesindeki atomik çekirdeklerden dipol γ ışınlarının emilimi ve yayınlanması esas olarak GDR'nin uyarılmasıyla yönetilir. GDR çevresindeki enerjilerde, nükleer tepki fonksiyonunun hayali kısmı Lorentzian benzeri bir şekle sahiptir ve dipol radyatif kuvvet fonksiyonunun gerçekçi fenomenolojik modelleri Lorentzian benzeri şekilleri kabul etmektedir (Capote vd. 2009).

Hem gama bozunumu hem de foto-soğurulma, radyasyon (foton) kuvvet fonksiyonları (RSF) ile tarif edilebilmektedir. Radyasyon kuvvet fonksiyonlarının iki türü bulunmaktadır:

- i) γ -bozunumunun ortalama radyasyon genişliğini belirleyen "aşağı" kuvvet fonksiyonu ($\tilde{f}$).
- ii) γ -ışını soğurulması tesir kesit ile ilişkili olan foto-uyarılma "yukarı" kuvvet fonksiyonu ($\tilde{f}$).

XL tip multipolün γ -ışını yayınlanması için γ -bozunma kuvvet fonksiyonu, indirgenmiş ortalama kısmi radyasyon genişliğinin ortalama seviye aralığına bölünmesiyle Eşitlik (2.56)'da tanımlanmaktadır (Uhl ve Kopecky 1995):

$$\tilde{f}_{XL}(E_\gamma) = E_\gamma^{-(2L+1)} \frac{\langle \Gamma_{XL}(E_\gamma) \rangle}{D_l} \quad (2.56)$$

Foton-uyarılma kuvvet fonksiyonu $\vec{f}_{EL}$ ise ortalama foton-soğurulma tesir kesitinin $[\sigma_{XL}(E_\gamma)]$ bütün olası spinleri üzerinden toplanmasıyla belirlenmektedir:

$$\vec{f}_{EL}(E_\gamma) = \frac{E_\gamma^{-(2L+1)} \langle \sigma_{XL}(E_\gamma) \rangle}{(\pi \hbar c)^2 (2L+1)} \quad (2.57)$$

Genel olarak, gama-bozunumu kuvvet fonksiyonları, uyarma enerjisi U_i için hesaplanan başlangıç durum sıcaklığı T_i 'nin aksine, geri uyarılmış çekirdeğin uyarma enerjisinin ($U_f = U_i - E_\gamma$) bir fonksiyonu olan son durumların sıcaklığına bağlıdır. γ -ışını yayınlanması için geçiş katsayısı (2.58) eşitliği ile ifade edilmektedir (Kopecky 1998):

$$T_{XL}(E_\gamma) = 2\pi E_\gamma^{2L+1} \tilde{f}_{XL}(E_\gamma) \quad (2.58)$$

Burada $\tilde{f}_{XL}(E_\gamma)$ enerji bağımlı gama şiddet fonksiyonunu temsil etmektedir.

2.4.2.1. Brink-Axel Lorentzian modeli

Brink doktora tezinde hipotezini şu şekilde ifade etmiştir: “Uyarılmış bir durum üzerinde fotoelektrik etkisini gerçekleştirmek mümkün olsaydı, E enerjisine sahip olan bir fotonun emilimi için tesir kesitinin enerji bağımlılığı taban durumu enerjisine sahip olan ile aynı olacaktır” (Brink 1955). Brink’in orijinal fikri, ilk olarak GDR üzerindeki foto-soğurulma sürecine yönelikti ancak rezonans durumları arasındaki γ -ışınlarının emilimini ve yayınlanmasını içerecek şekilde ayrıntılı denge prensibi uygulanarak daha da genelleştirilmiştir (Guttormsen vd. 2016). Genel anlamda, Brink-Axel hipotezi, dipol geçişleri için bariz seçim kuralları dışında, uyarma enerjisine, spine veya pariteye açık bir bağımlılığı yoktur (Crespo Campo vd. 2018). Brink-Axel Lorentzian GDR şeklini tipik bir Lorentzian formu kullanarak tanımlayan bir modeldir. Bu modelde gama şiddet fonksiyonu (2.59) eşitliği ile tanımlanmaktadır:

$$f_{XL}(E_\gamma) = K_{XL} \frac{\sigma_{XL} E_\gamma \Gamma_{XL}^2}{(E_\gamma^2 - E_{XL}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{XL}^2} \quad (2.59)$$

E_{XL} , Γ_{XL} ve σ_{XL} sırasıyla enerji, dev rezonansın genişliği ve kuvvet olarak tanımlanmaktadır. K_{XL} ise (2.60) eşitliğinde verilmektedir:

$$K_{XL} = \frac{1}{(2L+1)(\pi \hbar c)^2} \quad (2.60)$$

2.4.2.2. Kopecky-Uhl genelleştirilmiş Lorentzian modeli

Kopecky ve Uhl 1990 yılında yaptıkları çalışmada birincil E_1 radyasyonu için, "Brink-Axel" formülasyonunun, nötron bağlanma enerjisindeki ve altındaki deneysel gama şiddet fonksiyonlarının sonuçlarının üzerinde tahminler sağladığını belirtmektedir (Kopecky ve Uhl 1990). Aynı çalışmada model hesaplamalarında bu etkiyi incelemek için, gama şiddet fonksiyonlarında üç farklı tanım geliştirmişlerdir. Bunlardan biri de genelleştirilmiş Lorentzian tanımıdır. Bu ifadede, $E_\gamma \rightarrow 0$ Lorentzian fonksiyonunun

ekstrapolasyonunun makul doğrulukta olmamasındaki zorluğunu hesaba katmaktadır. Bu model için düzenlenen gama şiddet fonksiyonu E_1 radyasyonu için (2.61) eşitliği ile ifade edilmektedir:

$$f_{E1}(E_\gamma, T) = K_{E1} \left[\frac{E_\gamma \tilde{\Gamma}_{E1}(E_\gamma)}{(E_\gamma^2 - E_{E1}^2)^2 + E_\gamma^2 \tilde{\Gamma}_{E1}(E_\gamma)^2} + \frac{0.7 \Gamma_{E1} 4\pi^2 T^2}{E_{E1}^3} \right] \sigma_{E1} \Gamma_{E1} \quad (2.61)$$

Burada enerjiye bağlı sönümleme genişliği $\tilde{\Gamma}(E_\gamma)$ (2.62) eşitliği ile ifade edilmektedir:

$$\tilde{\Gamma}_{E1}(E_\gamma) = \Gamma_{E1} \frac{E_\gamma^2 + 4\pi^2 T^2}{E_{E1}^2} \quad (2.62)$$

Nükleer sıcaklık ise (2.63) eşitliği ile hesaplanmaktadır.

$$T = \sqrt{\frac{E_n + S_n - \Delta - E_\gamma}{\alpha(S_n)}} \quad (2.63)$$

Burada S_n nötron ayırma enerjisi, E_n gelen nötron enerjisi, Δ eşleştirme düzeltmesi ve α ise S_n 'de bir seviye yoğunluğu parametresidir (Koning vd. 2019).

2.4.2.3. Goriely hibrit modeli

Goriely 1998 yılında yayınladığı çalışmasında deneysel fotosöğürülme verilerinin rezonans enerjisi E_{GDR} çevresindeki enerjilerde Lorentzian şeklinin basit yarı klasik tahminini doğrulamakla birlikte nötron ayrılma enerjisinin altındaki enerjilerde E_1 kuvvet fonksiyonunun daha ayrıntılı açıklamasının Kadenskii vd. tarafından yapılarak deneysel radyasyon genişliklerinin ve gama ışını spektrumlarının tahminlerinin önemli ölçüde iyileştirildiğini belirtmektedir (Goriely 1998). Buna bağlı olarak toplam foton iletim katsayısı için hibrit formülde düşük enerjili tanım ile Lorentzian yüksek enerjili şekli arasında bileşik bir yaklaşım elde edilebileceğini düşüncesi ile hareket ederek Goriely hibrit modelini tanımlamıştır.

Bu modele göre toplam foton geçiş katsayısı (2.64) eşitliği ile ifade edilmektedir:

$$T_{E1}(E_\gamma) = \frac{8}{3} \frac{NZ}{A} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1 + \chi}{mc^2} \frac{\Gamma(E_\gamma) E_\gamma^4}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + \Gamma_{GDR} \Gamma(E_\gamma) E_\gamma^2} \quad (2.64)$$

Enerji bağımlı genişliği de (2.65) eşitliği ile ifade edilmektedir:

$$\Gamma(E_\gamma) = \sqrt{\frac{1 + \frac{2}{3} F'}{1 + 2F}} \Gamma_{GDR} \frac{E_\gamma^4 4\pi^2 T_n^2}{E_\gamma E_{GDR}} \quad (2.65)$$

Burada T_n final durumun nükleer sıcaklığı ve FF' ise Migdal sabitleridir. Hibrit yaklaşımın en genel haliyle ifade edilen gama şiddet fonksiyonu (2.66) eşitliği ile verilmektedir (Capote vd. 2009):

$$\tilde{f}_{GH}(E_Y) = \frac{8.674 \cdot 10^{-8} \sigma_{GDR} \Gamma_{GDR}}{3} \frac{E_Y \Gamma_h(E_Y T_n)}{(E_Y^2 - E_{GDR}^2)^2 + \Gamma_{GDR} \Gamma_h(E_Y T_n) E_Y^2} \quad (2.66)$$

2.5. Medikal Lineer Hızlandırıcılar

Lineer hızlandırıcı (linak), doğrusal bir tüp boyunca elektron gibi yüklü parçacıkları yüksek enerjilere hızlandırmak için yüksek frekanslı elektromanyetik dalgalar kullanan bir cihazdır. Nükleer fizikte ve yüksek enerji fiziğinde temel araştırmalar için çok sayıda hızlandırıcı türü oluşturulmuş olup bunların çoğu en azından sınırlı kullanım için radyoterapiye adapte edilmiştir. Hızlandırıcı tipine bakılmaksızın, parçacığın ivmelenmesi için iki temel koşulun sağlanması gerekmektedir:

- i) Hızlandırılacak olan parçacık yüke sahip olmalıdır.
- ii) Parçacığın ivmelenme yönünde bir elektrik alanı sağlanmalıdır.

Çeşitli hızlandırıcı türleri, hızlanan elektrik alanını üretme biçimlerine ve alanın hızlandırılacak parçacıklar üzerinde nasıl etki ettiğine göre farklılık gösterir. Hızlanan elektrik alanı söz konusu olduğunda, iki ana hızlandırıcı sınıfı vardır: elektrostatik ve döngüsel (Podgorsak 2005).

Elektrostatik hızlandırıcılarda parçacıklar, parçacığın son kinetik enerjisinin değerini sabitleyen, zaman içinde sabit bir voltaj farkı yoluyla bir elektrostatik elektrik alanı uygulanarak hızlandırılmaktadır. Elektrostatik alanlar korunumlu olduğundan parçacığın kazanabileceği kinetik enerji sadece kalkış noktasına ve varış noktasına bağlıdır. Bu nedenle parçacığın kinetik enerjisi makinede bulunan hızlandırıcı voltajın farkına karşılık gelen potansiyel enerjiden daha büyük olamamaktadır. Bir elektrostatik hızlandırıcının ulaşabileceği enerji, voltaj düşüşü belirli bir kritik değeri (tipik olarak 1 MeV) aştığında yüksek voltaj terminali ile hızlandırıcı odasının duvarları arasında meydana gelen deşarjlarla sınırlı kalmaktadır.

Tıpta kullanılan elektrostatik hızlandırıcılara örnek olarak yüzeysel (50-150 kV) ve orto-voltaj (150-500 kV) X-ışını tüpleri ve nötron jeneratörleri verilebilir. Radyofrekans (RF) yöntemi ile yüklü parçacıkların hızlandırılmasının en iyi bilinen ve en yaygın kullanılan örneği ise linak'tır.

2.5.1. Medikal linak'ların gelişim süreci

Son birkaç on yıl boyunca medikal linak'lar, iyonlaştırıcı radyasyon ile kanser tedavisinde en önde gelen cihazlar haline gelmiştir. Yüksek enerji fiziği araştırmaları için kullanılan linak'ların aksine medikal linak'lar, dozu tümörde yoğunlaştırmak ve mümkün olduğunca sağlıklı dokuları korumak için radyasyon demetini hastaya çeşitli yönlerden hedefleyen pratik radyasyon tedavisini mümkün kılmak için izomerkezi olarak monte edilmiş kompakt makinelerdir.



Şekil 2.10. Modern bir medikal linak örneği

Daha yüksek enerjili radyoterapi ışınlarının avantajları, bu alandaki uzmanlığın gelişiminin başlarından itibaren fark edilmiş olup uygun ekipman eksikliği uygulamaya geçmeyi engellemektedir. Radyoterapinin esas olarak palyatif bir prosedür olmaktan çıkıp kanser tedavisinde önemli bir iyileştirici ajan olmaya başladığı ve tekrarlanabilir bir şekilde sistematik ve kantitatif bir temele geçtiği yıllar olan 1937’de vücut dışı megavolt radyoterapi uygulamaları başlamıştır (Thwaites ve Tuohy 2006). Aynı cihaz 1953’te 8 MV x-ışınları üretmek için 3 m uzunluğunda bir hızlandırıcı dalga kılavuzu kullanılarak geliştirilmiştir. 1962 yılında ise bu alanda öncü firmalardan biri tarafından tam izomerkezi özelliğe sahip olan ilk prototip medikal linak üretilmiştir.

Medikal linak’lar ilk çıkışından günümüze kadar beş farklı nesilden geçmiştir ve günümüzün çağdaş cihazları 1960’ların cihazlarına kıyasla son derece gelişmiş özelliklere sahip bir yapıya bürünmüştür (Podgoršak 2016). Bu beş nesilde linak’lara dahil edilmiş olan özellikler şu şekilde özetlenebilir:

- **Birinci nesil:** Düşük enerjili (4-8 MV) fotonlar, düz ışın demeti, sabit düzleştirici filtre, harici kama filtre, simetrik çeneler, tek iletimli iyon odası, İzosentrik montaj.
- **İkinci nesil:** Orta enerjili (10-15 MV) fotonlar ve elektronlar, bükülmüş ışın demeti, hareketli hedef ve düzleştirici filtre, saçılma folyoları, çift iletimli iyon odası, elektron konileri.
- **Üçüncü nesil:** Yüksek enerjili (18-25 MV) fotonlar ve elektronlar, çift foton enerjisi ve çoklu elektron enerjileri, akromatik bükülme mıknatısı, çift saçılma folyoları veya taranan elektron kalem ışını; motorize kama, asimetric veya bağımsız kolimatör çeneleri.
- **Dördüncü nesil:** Yüksek enerjili (18-25 MV) fotonlar ve elektronlar, bilgisayar kontrollü işlem, dinamik kama, elektronik portal görüntüleme cihazı (EPID), Çok yapraklı kolimatör (ÇYK).

- **Beşinci nesil:** Yüksek enerjili (18-25 MV) fotonlar ve elektronlar, ÇYK ile foton ışınının yoğunluk modülasyonu, ÇYK ile yoğunluk modülasyonu sağlanmış ışın demetleriyle tam dinamik konformal doz iletimi, adaptif radyoterapide kullanım için anlık görüntüleme (Şekil 2.10).

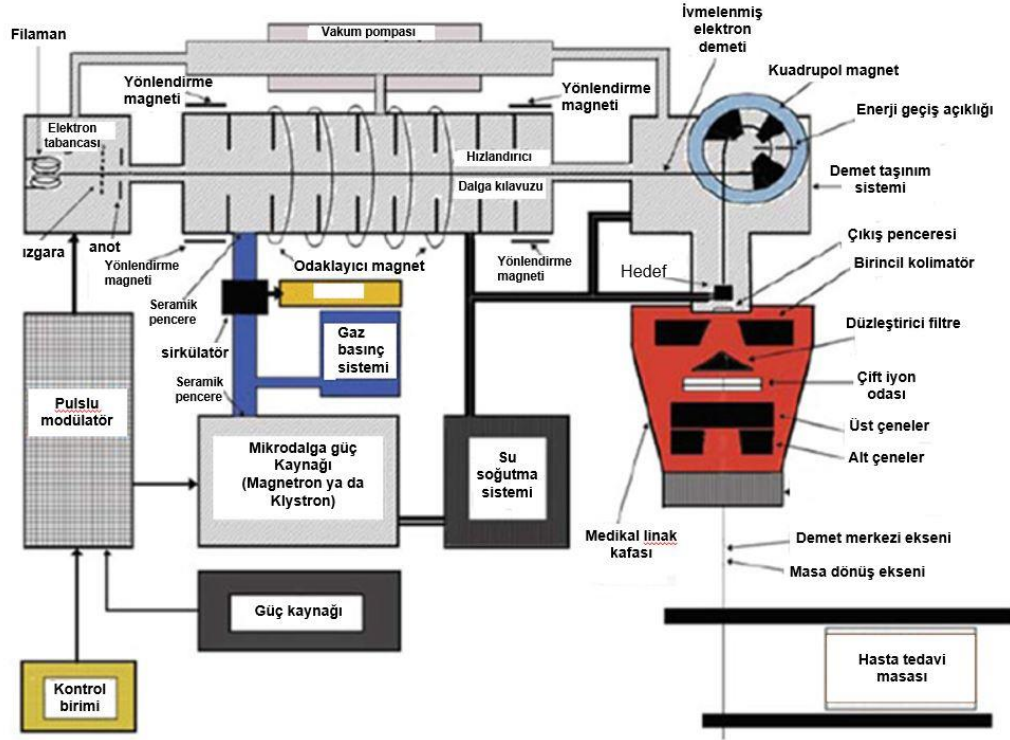
Teknolojinin ve malzeme bilgisinin her geçen gün gelişimiyle birlikte medikal linak cihazlarına yeni nesiller kazandırılmaya devam etmektedir. Bilgisayarlı tomografi cihazından esinlenilerek tasarlanan tomoterapi cihazı ve robotik kol teknolojisini kullanan medikal linak'lar gibi fark yaratan cihazlar da medikal linak ailesine eklenmektedir. Görüntü eşliğinde radyoterapide x-ışını kullanımının yanı sıra manyetik rezonans görüntüsü sağlayabilen medikal linak'ların son yıllarda ortaya çıkması da bu alandaki ilerleyleşin devam ettiğinin göstergesidir.

2.5.2. Medikal linak'ların yapısı

Medikal linak'lar, 103 MHz (L bant) ila 104 MHz (X bant) frekans aralığında ve büyük çoğunlukla 2856 MHz (S bant) korunumlu olmayan mikrodalga radyo frekansı (RF) alanları kullanılarak 4 MeV'den 25 MeV kinetik enerjilere elektronları hızlandırabilen döngüsel hızlandırıcılardır (Podgoršak 2016).

Modern bir S-Bant medikal linağın bileşenlerinin şematik olarak gösterimi Şekil 2.11'de yer almaktadır. Bileşenlerin yerleşimi ticari firmaların seçimine göre farklılık gösterebilmektedir. Medikal linak'larda ışın demetinin oluşturulduğu bileşenler genellikle altı başlıkta incelenmektedir:

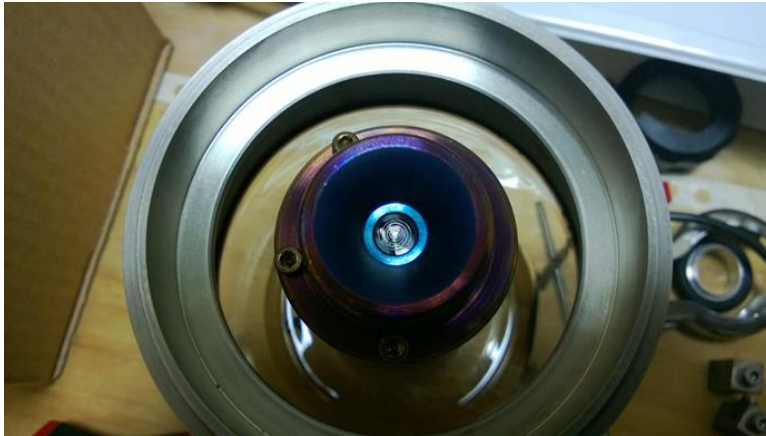
1. Enjeksiyon sistemi
2. RF güç üretim sistemi
3. Hızlandırıcı dalga kılavuzu
4. Yardımcı sistem
5. Işın demeti taşınım sistemi
6. Işın demeti kolimasyon ve izleme sistemi



Şekil 2.11. Modern bir S-Bant medikal linak'ın bileşenlerinin şematik olarak gösterimi (Podgoršak 2016)

2.5.2.1. Enjeksiyon sistemi

Enjeksiyon sistemi elektronların serbest kaldığı kısım olup elektron tabancası adı verilen basit bir elektrostatik hızlandırıcıdır. Diyot tipi ve triyot tipi İki tip elektron tabancası medikal linak'larda kullanılmaktadır. Her ikisi de ısıtmalı bir katot (-25 kV mertebesinde negatif potansiyelde) ve delikli topraklanmış bir anot içermektedir (Şekil 2.12).



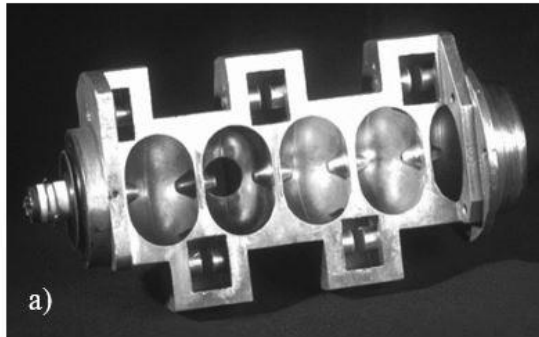
Şekil 2.12. Bir medikal linak'a ait elektron tabancası

2.5.2.2. RF güç üretim sistemi

Modern medikal linak'lar, hızlandırıcı dalga kılavuzunda ilerleyen elektronları hızlandırmak için yüksek güçlü mikrodalgaların üretimini sağlayan düşük güçlü bir RF osilatörü ile birlikte genellikle bir klystrona veya bir magnetrona sahip olmalıdır (Brady ve Yaeger 2013). Her iki cihaz da yüksek güçlü RF alanlarının üretimi için vakum altında elektron hızlanmasını ve yavaşlamasını kullanmaktadır. Pulsu modülatör, RF güç kaynağı ve elektron enjeksiyon sisteminin gerektirdiği yüksek voltajı, yüksek akımı, kısa süreli pulsaları üretmektedir.

2.5.2.3. Hızlandırıcı dalga kılavuzu

Hızlandırıcı dalga kılavuzu, vakumlanmış metalik bir yapıdır ve lineer hızlandırıcıların en önemli parçasıdır. Elektronların istenen enerjiye hızlandırıldığı yerdir. Bu elektronlar doğrudan kullanılabilen veya metal bir hedefe çarparak bir x-ışını ışıını üretebilmektedir. Hızlandırıcı dalga kılavuzunun uzunluğu 4 MeV elektron enerjisi üretmek için 30 cm kadar kısa veya daha yüksek elektron enerjileri üretmek için 1-3 m kadar uzun olabilmektedir (Brady ve Yaeger 2013). Mikrodalgalar enjekte edilen elektronlardan çok daha hızlı iletiliğinden, tamamen içi boş bir yapı olan tek bir dalga kılavuzu boşluğu elektronları hızlandırmak için uygun değildir. Bu nedenle, ilerleyen mikrodalga alanları, dalga kılavuzuna her birinin merkezinde bir delik bulunan bir dizi disk (iris) sokularak yavaşlatılmaktadır. Kılavuz bu nedenle bir dizi boşluğa bölünmüştür. Bu boşluklar mikrodalga gücünü bitişik boşluklar arasında dağıtmaktadır ve elektronu hızlandırmak için uygun bir elektrik alan modeli üretmektedir (Şekil 2.13).

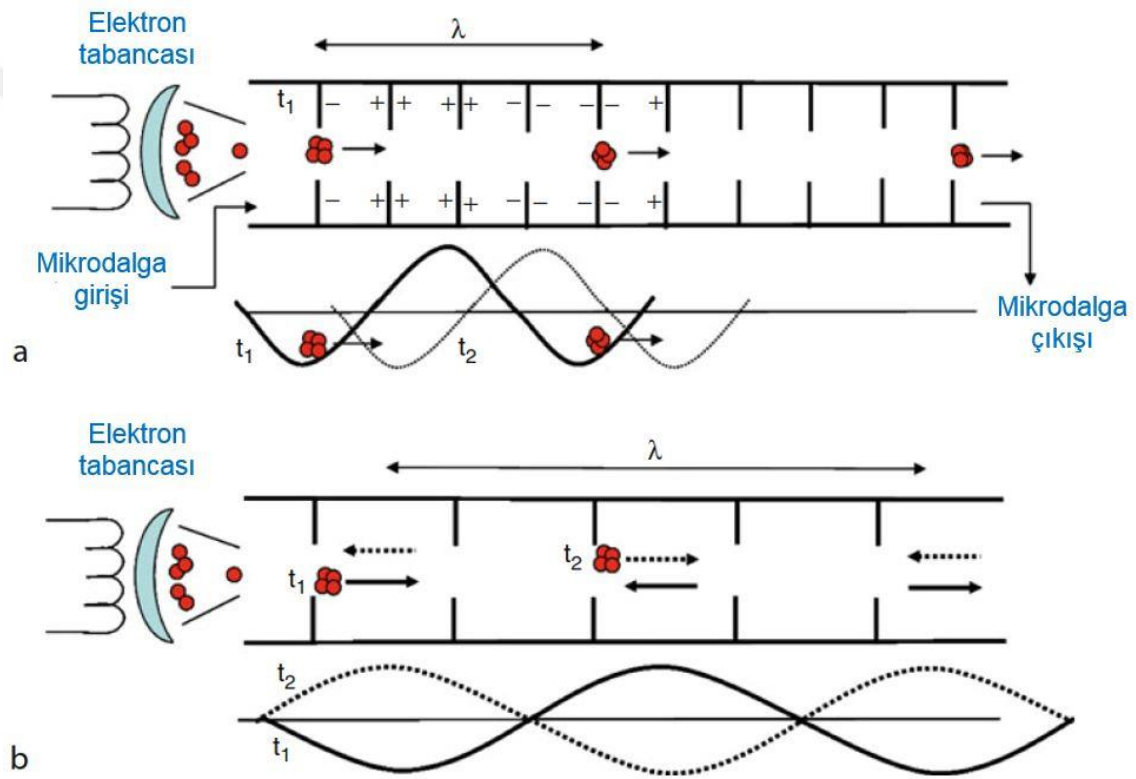


Şekil 2.13. a) Hızlandırıcı dalga kılavuzunun kesitsel görünümü; **b)** Hızlandırıcı dalga kılavuzunun bir medikal linak'taki konumu

Medikal linak'larda ilerleyen dalga ve duran dalga olmak üzere en çok iki tip hızlandırıcı dalga kılavuzu kullanılmaktadır (Podgorsak 2005). Bir elektron tabancası elektronları dalga kılavuzuna göndermektedir ve yüksek güçlü mikro dalgalar da mikrodalga jeneratörleri tarafından dalga kılavuzuna iletilmektedir. Yayılan elektronlar, ana hızlandırıcı dalga kılavuzuna girmeden önce demetleyici boşluğunda "demet" olarak oluşturulmaktadır. Mikrodalga, kılavuz içinde hareket ederken, elektron demetlerini hızlandıran ilerleyen bir elektrik alan desenini indüklemektedir. Dalga kılavuzu içinde t_1 anında farklı boşluklarda üç bağımsız elektron demeti Şekil 2.14.a'da görülmektedir. t_1 anında, dalga kılavuzunun başlangıcındaki elektron grubu, sağa doğru hızlandıran bir

elektrik kuvvetinden etkilenir. Bir dalga boyu uzunluk olarak dört boşluğa yayılmaktadır ve dört boşluktan sadece biri belirli bir anda elektron demetlerini hızlandırmaktadır. t_2 anında, elektrik alanı sağa doğru ilerler (Şekil 2.14.a'da gösterilen kesikli çizgi) ve aynı zamanda, ilk boşluktan geçen elektron grubu ikinci boşluğa ulaşır ve tekrar hızlandırılır. Hızlandırılmış elektronlar sonunda ışık hızına ulaşmış olmaktadır. Girişteki yüksek güçlü mikrodalgalar ya çıkış ucunda herhangi bir yansıma olmadan emilmekte ya da dalga kılavuzundan çıkarak dirençli bir yüke çarpılmaktadır.

Hareket eden ve duran dalga kılavuzu arasındaki temel fark, dalganın dalga kılavuzundan çıkmak yerine duran dalga kılavuzunda yansıtılmasıdır. Duran dalga yapısında, dalga kılavuzunun her iki ucu mikrodalgayı yansıtmak için iletken bir disk ile sonlandırılmaktadır. İleri giden dalga ve yansıyan dalga birbiriyle etkileşmekte ve duran dalga ile sonuçlanmaktadır (Şekil 2.14.b).



Şekil 2.14. a) Dalga kılavuzunda ilerleyen bir dalganın basitleştirilmiş şeması. Elektron demetleri kırmızı lekeler olarak gösterilmektedir; **b)** Dalga kılavuzunda duran bir dalganın basitleştirilmiş şeması (Brady ve Yaeger 2013)

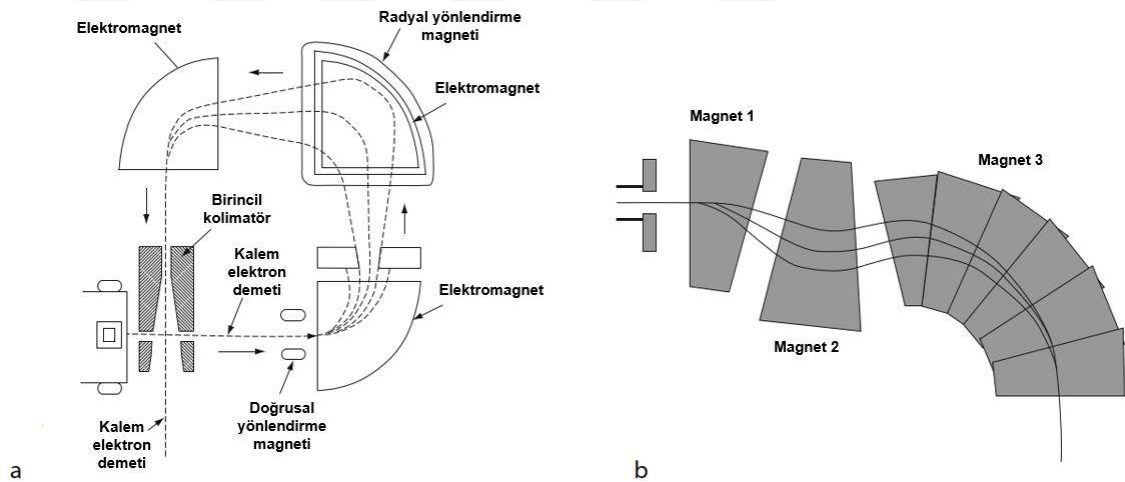
2.5.2.4. Yardımcı sistem

Bir medikal linak'ın yardımcı sistemi, elektron hızlanmasıyla doğrudan ilgilenmeyen birkaç temel sistemden oluşur. Fakat bu sistem hızlanmayı mümkün kılan ve linak'ı klinik çalışma için uygun hale getiren özellikler barındırmaktadır. Bu sistemler şunlardır: vakum pompalama sistemi, su soğutma sistemi, hava basıncı sistemi ve radyasyon sızıntısına karşı koruma.

2.5.2.5. Işın demeti taşıma sistemi

Elektronlar dalga kılavuzunda hızlandırıldıktan sonra odaklanıp mıknatıslar kullanılarak istenilen yöne doğru bükülmektedir. Manyetik alan demet hızının yönüne dik ise, mıknatıs yüklü bir parçacık demetini dairesel olarak bükür. Elektronları bükülen bir mıknatıs kullanmadan hedefe yönlendiren bazı düşük enerjili hızlandırıcılar dışında, çoğu modern medikal linak, elektron ışınına manyetik bobinler kullanarak yönlendirmektedir.

Bükme mıknatısları, hızlanan dalga kılavuzlarının düz bir montaj için çok uzun olduğu 6 MeV'in üzerindeki enerjilerde çalışan medikal linak'larda kullanılmaktadır (Podgorsak 2005). Hızlandırıcı dalga kılavuzu genellikle portal dönüş eksenine paralel olarak monte edilir ve elektron demetinin X-ışını hedefine çarpması veya ışın çıkış penceresinden çıkabilmesi için bükülmesi gerekmektedir. Çoğu modern linak, elektron ışınına 270° veya 90° bükme bir dizi odaklama magnetleri aracılığıyla elektron ışınına akromatik olarak çok küçük bir noktaya odaklayabilmektedir (Şekil 2.15) (Brady ve Yaeger 2013).



Şekil 2.15. Akromatik bükücü magnetlerin elektron demetini odaklamasının şematik gösterimi **a)** 270° bükme sağlayan magnet tasarımı; **b)** 90° bükme sağlayan magnet tasarımı (Brady ve Yaeger 2013)

2.5.2.6. Medikal linak kafa yapısı

Işın demeti kolimasyonu ve izleme sistemlerinin bulunduğu kısım linak kafası olarak adlandırılmaktadır. Medikal linak kafası, klinik foton ve elektron ışınlarının üretimini, şekillendirilmesini, lokalizasyonu ve izlenmesini sağlayan birçok bileşenden oluşmaktadır (Şekil 2.11). Bu bileşenlerin en temel olanları şu şekilde sıralanabilir:

- Birkaç tane geri çekilebilir X-ışını hedefleri
- Düzleştirici filtreler ve elektron saçıcı folyoları
- Birincil sabit ve ayarlanabilir ikincil kolimatörler
- Çift geçişli iyon odaları

- Alan tanımlayıcı ışık ve telemetre
- İsteğe bağlı geri çekilebilir veya tam dinamik kamalar
- ÇYK

Bremsstrahlung x-ışını demeti oluşturmak için genellikle kalın bir hedef kullanılmaktadır (Şekil 2.16). Hedefin Bremsstrahlung verimliliğini artırmak için bileşiminde yüksek Z'ye sahip malzemeler (genellikle tungsten alaşımlar) tercih edilmektedir (Martínez-Ovalle vd. 2011; Nedaie vd. 2014). Hedefin kalınlığı, gelen tüm elektronları durdurmak için yeterli olmalıdır. Her üretici, X-ışını üretimi sırasında hedefi soğutmak için özel bir tasarım geometrisi seçmektedir.



Şekil 2.16. Tipik bir yüksek enerjili medikal linak'ta bulunan hedef

Ortaya çıkan radyasyon ışınının profilini düzleştirmek için genellikle ışın yoluna bir düzleştirici filtre yerleştirilmektedir (Şekil 2.17). Foton ışınları için düzleştirici filtre genellikle alüminyum, çelik, bakır ve/veya tungstenden yapılmaktadır ve kalınlığı genellikle istenilen enerjiye bağlı olarak değişmektedir (Brady ve Yaeger 2013). Son zamanlarda ortaya çıkan yeni nesil medikal linak'larda düzleştirici filtresiz X-ışını oluşumu bir opsiyon olarak yer almaktadır. Bu ışınlar düzleştirici bir filtreden geçmemektedir ve oluşan X-ışını demetlerinin doz hızı, düzleştirilmiş X-ışını demetlerinininkinden çok daha yüksek olmaktadır (Georg vd. 2011; Montgomery vd. 2018).

Monoenerjetik elektron demetleri için genellikle çift saçılımlı bir folyo sistemi kullanılmaktadır. İlk saçılım folyosu geniş bir elektron demeti üretmektedir ve ikinci saçılım folyosu elde edilen elektron demetini düzleştirici görev üstlenmektedir.

Tipik bir modern medikal linak'ta foton ışını kolimasyonu, üç kolimasyon cihazı ile gerçekleştirilmektedir: birincil kolimatör, ikincil hareketli ışın tanımlayıcı kolimatör ve çok yapraklı kolimatör (ÇYK). Birincil kolimatör, hedeften saçılan foton demetine ilk kolimasyonu sağlayan maksimum dairesel bir alanı tanımlamaktadır. İki üst bağımsız çeneden ve iki bağımsız alt çeneden oluşan ikincil kolimatörler ise hedeften 100 cm linak izomerkezi mesafesinde maksimum $40 \times 40 \text{ cm}^2$ boyutunda ayarlanabilir dikdörtgen veya kare alanlar oluşturmaktadır (Podgoršak 2016). Düzensiz şekilli radyasyon alanlarının yüksek doğruluk ve verimlilikle oluşturulmasına izin veren bir yapıya sahip olması ÇYK

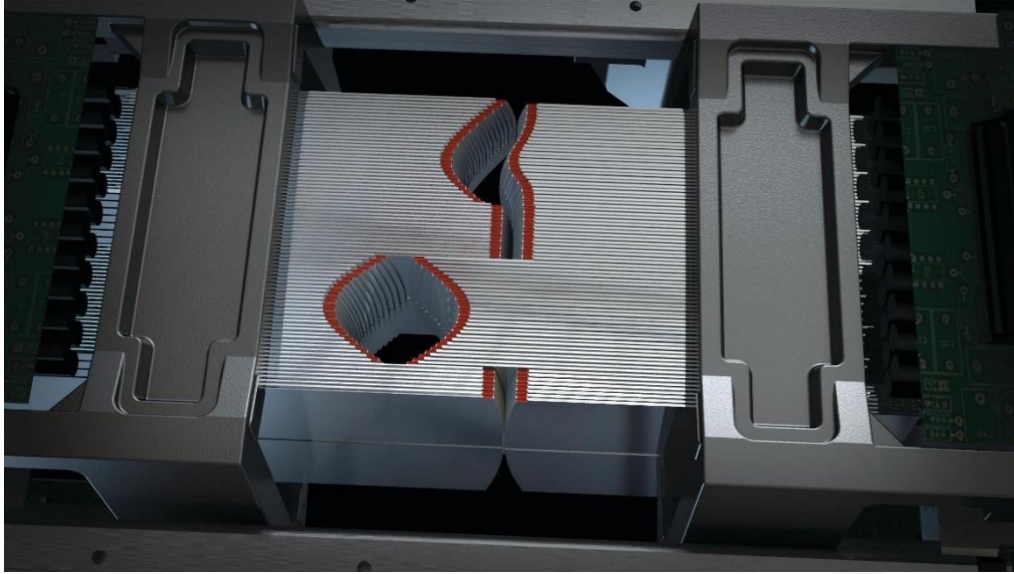
tasarımının ortaya çıkmasındaki temel fikirdir. ÇYK'lar her bir yaprağın kendi minyatür motoruyla kontrol edilebildiği bir dizi dar kolimatör yaprak çiftine sahip olan tasarıma sahiptir (Şekil 2.18). Yoğunluk ayarlı radyasyon tedavisine (YART) olanak sağlayan en önemli gelişmelerden biri de ÇYK'dır (Brady ve Yaeger 2013). ÇYK'nın fiziksel tasarımının çeşitli üreticiler için çok farklılık göstermesine rağmen bütün modern medikal linak'ların yapısında yer alan olmazsa olmaz bir bileşendir. Yaprak tasarımındaki çeşitliliğe ek olarak ÇYK'yı oluşturan yaprak sayısı, asimetrik alanların oluşumu ve doz homojenitesi açısından büyük fark yaratmaktadır. Mevcut ÇYK modelleri, birkaç cm^2 'den $40 \times 40 \text{ cm}^2$ 'ye kadar radyasyon alanlarını oluşturabilen maksimum 160 kadar yaprak (80 çift, her yaprak 0.5cm kalınlığında) içerebilmektedir.



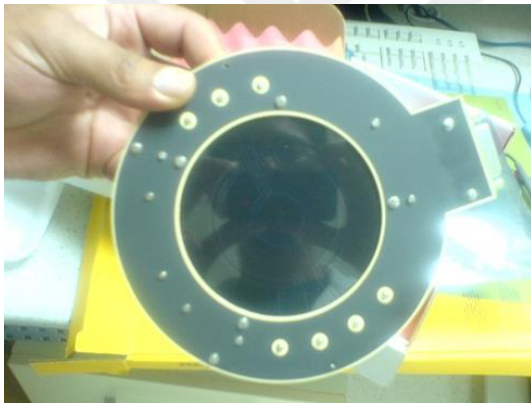
Şekil 2.17. Tipik bir medikal linak'ta bulunan düzleştirici filtre (Weber vd. 2017)

Kama şeklindeki filtreler “eğik” doz dağılımları üretmek için kullanılmaktadır. Karakterize edildikten sonra, eksik doku kompensatörleri ve/veya doz kompensatörleri olarak kullanılabilirler. İlk iki nesil cihazlarda cihaza dışarıdan takılarak kullanılmakta olan fiziksel kamalar üçüncü nesil medikal linak'lar ile birlikte yerini cihaz kafasına dahil edilmiş olan motorize kamalara ve dinamik kamalara bırakmıştır (Podgorsak 2005).

Çift geçişli iyon odası genellikle çok katmanlı paralel plaka iyon odalarından oluşmaktadır (Şekil 2.19). Her katman içinde, hem radyal hem de enine yönlerde ışın düzlüğünü ve simetrisini izlemek için birden fazla iyon odası kullanılmaktadır. Radyasyon dozunu belirlemek için birincil ve ikincil iyon odalarının okumaları kullanılmaktadır ve belirlenen seviyeye ulaşıldığında radyasyon otomatik olarak durdurulmaktadır. Ayrıca iyon odaları ışın düzlüğünün veya simetrisinin belirlenen kayıtlı değerlerin limitlerinin dışına çıkması durumunda bir güvenlik elemanı görevi görerek radyasyonu iletimini durdurmaktadır.



Şekil 2.18. 180 yapraklı bir ÇYK’ da oluşturulan asimetrik alanların gösterimi



Şekil 2.19. Bir medikal linak’ta bulunan çift geçişli iyon odası

2.5.3. Medikal linak’larda fotonötron oluşumu

Medikal linak kafalarında, hedeften yayılan foton ışını demetini hizalamak ve saçılanları zırlamak için ağır malzemeler tercih edilmektedir. Bremsstrahlung fotonları, (γ, n) reaksiyonu yoluyla medikal linak kafa bileşenleri ile etkileşime girerek fotonötron üretimine neden olabilmektedir. Literatürde konuyla ilgili birçok çalışmaya rastlanmaktadır (Chibani ve Ma 2003; Howell vd. 2005; Konefał vd. 2016). Hedef, düzleştirici filtre ve ışın kolimasyon sistemlerine sahip linak kafa bileşenleri için en çok tercih edilen ağır elementlerin listesi Çizelge 2.3’te yer almaktadır (Howell vd. 2005; Huang vd. 2005; Ma vd. 2008; Martínez-Ovalle vd. 2011; Nedaie vd. 2014; Weber vd. 2017; Dowlatbadi vd. 2020; Yani vd. 2020).

Tungsten alaşımları tüm kolimatör sistemleri (birincil kolimatörler, üst ve alt çeneler, çok yapraklı kolimatörler) ve hedef için kullanılmaktadır. Kama filtreler kurşun

veya tungsten alaşımlarından yapılmakla birlikte düzleştirici filtreler için paslanmaz çelik alaşımları tercih edilmektedir (Nedaie vd. 2014; Horst vd. 2015; Toossi vd. 2018).

Çizelge 2.3. Medikal linak'ların kafa bileşenlerinde yer alan ağır elementlerin listesi

Medikal linak kafa bileşenleri	Elementler
Hedef	W, Re, Cu, Au, Ni, Fe
Birincil kolimatör	W, Ni, Fe, Pb, Sb
Düzleştirici filtre	Fe, Cr, Ni, Mn, Mo, Si, S, C, P, Ta, Cu
Çeneler	W, Fe, Ni, Pb, Sb
ÇYK	W, Fe, Ni, Pb, Sb

Yaklaşık 8 MeV'den daha büyük tepe noktası foton enerjileri için, medikal linak'ların (γ, n) reaksiyonları yoluyla gelen hızlı nötronlardan dolayı belirlenen doza katkılarının bulunduğu yaygın olarak bilinmektedir (Naseri ve Mesbahi 2010; Miljanić vd. 2014). Medikal linak kafa bileşenlerinde üretilen nötronların ortalama enerji aralığı, >10 MeV'lik foton ışınları için 1-2 MeV'dir (Mesbahi vd. 2010). Nötron radyasyonu biyolojik yapılara aynı dozdaki fotonlara göre daha fazla zarar vermektedir. Nötron radyasyonunun ürettiği iyonlaşma olayları yoğun iyonlaştırıcı radyasyonlar olduğundan, kalıcı DNA hasar riski daha yüksek olup doku iyileşmesi olasılığı daha düşüktür (Podgorsak 2005). Radyasyon ağırlık faktörü W_R , farklı radyasyon türleri için değişen eşdeğer dozu tanımlayan bir faktördür. ICRP'nin no.103 raporuna göre, W_R , fotonlar için 1'dir ve nötronlar için nötron enerjisine bağlı olarak 2,5 ile 20 arasında değişmektedir (Valentin 2007). Bu fotonnötronların hastalar için olası bir riske ve personel için bir işyeri riskine neden olan, bilinen ancak istenmeyen alan dışı dozlara katkıda bulunduğu belirtilmektedir (Maglieri vd. 2015; Montgomery vd. 2018). Ayrıca serbest havadaki nötron doz hızı tedavi alanı dışındaki gama doz hızından daha yüksek olduğu için yüksek enerjili radyasyon tedavilerinde saçılan dozun nötron bileşeninin ihmal edilmeden değerlendirmeye dahil edilmesi önemlidir (Biltekin vd. 2015).

3. MATERYAL VE METOT

Bilgisayar kodları, teorik çalışmalarda araştırmacılara çalışma kolaylığı ve zaman tasarrufu sağlayan önemli araçlardan biridir. Bu zamana kadar çeşitli yaklaşımlar ve nükleer modelleri içeren birçok bilgisayar kodu (GEANT, LAHET, FLUKA, ALICE91, ALICE-IPPE, GNASH, EMPIRE, TALYS, vb.) geliştirilmiştir. Her bir bilgisayar kodu, kendi içerisinde avantaj ve dezavantajları barındırmaktadır. Literatürde, bilgisayar kodları ile yapılan bazı çalışmalarda çeşitli nükleer reaksiyon hesaplamaları ve çeşitli bilgisayar kodlarının karşılaştırılması yer almaktadır (Blann ve Vonach 1983; Chadwick vd. 1998; Mustafa vd. 2001; Sarpün vd. 2010; Demir vd. 2015). TALYS kodu da diğerleri gibi, nükleer fizik araştırmacıları tarafından kabul görmüş ve yaygın olarak kullanılan kodlardandır. Bu çalışma için hesaplamalardaki başarısı ve kullanım kolaylığı gibi sebeplerden dolayı bu kod seçilmiştir. Bu çalışmada ele alınan medikal linak'ların özelliklerinden dolayı direkt reaksiyon mekanizması gözlenmesi beklenmemektedir. Bu yüzden hesaplamalar TALYS kodunun bileşik çekirdek ve denge-öncesi reaksiyon modelleri ile gerçekleştirilmiştir.

Radyoterapide kullanılan $E > 8$ MeV enerjili foton demetlerinin linak kafasında ışın demeti kolimasyon sistemlerinin içerdiği yüksek atom numaralı materyallerin çekirdeği ile gerçekleşen fotonötron reaksiyonları sonucunda nötronların oluşabileceği bilinmektedir (Followill vd. 2003; IAEA 2006; Maglieri vd. 2015). Planlanan radyasyon dozunun dışında foton demetine kontamine olan nötronlar radyasyondan korunma prensipleri kapsamında önem arz etmektedir. Bu nedenle bu çalışmada linak cihazında 8-30 MeV foton enerji aralığı ve medikal linak kafasında yer alan belirli elementler için fotonötron reaksiyonlarının tesir kesitlerinin incelenmesi amaçlanmıştır. Bu amaç doğrultusunda medikal linak'ların kafa yapısında yaygın olarak bulunan izotoplar; ^{50}Ti , ^{51}V , ^{54}Fe , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{94}Mo , ^{95}Mo , ^{96}Mo , ^{97}Mo , ^{98}Mo , ^{100}Mo , ^{181}Ta , ^{186}W , ^{187}Re , ^{197}Au olarak belirlenmiştir. Bu elementler için (γ, n) reaksiyonu tesir kesitleri TALYS 1.95 kodu ile fenomenolojik üç farklı nükleer seviye yoğunluğu modeli kullanılarak hesaplanmıştır. Bu çalışmada uygulanan nükleer seviye yoğunluğu modelleri Sabit Sıcaklık Fermi Gaz Modeli (SSFGM), Geri Kaydırmalı Fermi Gaz Modeli (GKFGM), Genelleştirilmiş Süperakışkan Modeli (GSM)'dir. Her izotop için SSFGM, GKFGM ve GSM seviye yoğunluğu modellerinden en ideal olanlar Experimental Nuclear Reaction Data Library'den (EXFOR) elde edilen deneysel veriler kullanılarak bağıl varyans analiz tekniği ile (3.1) denklemi kullanılarak belirlenmiştir. (3.1) denkleminde D bağıl varyans analizi sonucunu, σ_i^{den} deneysel tesir kesiti verisini ve σ_i^{hes} hesaplanan tesir kesiti değerini temsil etmektedir. Her izotop için belirlenmiş olan en ideal seviye yoğunluğu modeline göre TALYS 1.95 kodu içinde yer alan üç farklı gama şiddet fonksiyonu için tesir kesiti hesaplamaları tekrarlanmıştır. Hesaplanan gama şiddet fonksiyonları; Kopecky-Uhl genelleştirilmiş Lorentzian (KUGL), Brink-Axel Lorentzian (BAL) ve Goriely hibrit (GH)' dir.

$$D = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\sigma_i^{hes} - \sigma_i^{den}| / \sigma_i^{den} \quad (3.1)$$

Bu çalışmanın sonraki aşamasında ise her izotop için KUGLM, BALM ve GHM gama şiddet fonksiyonu modellerinden en ideal olanlar bağıl varyans analizi tekniği ile belirlenmiştir. KUGLM, BALM ve GHM gama şiddet fonksiyonu modellerinden en

ideal olanlar ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{186}W , ^{187}Re izotopları için bağıl varyans analizi tekniği ile belirlenmiştir. En ideal GSF modeli ve en ideal NSY modeli sabit tutularak 10 MeV, 15 MeV, 18 MeV ve en ideal NSY ve GSF modellerinde en yüksek tesir kesiti değerine sahip olan mono enerjili fotonların oluşturduğu (γ, xn) reaksiyonu nötron spektrumları ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{186}W , ^{187}Re izotopları için TALYS 1.95 kodu ile hesaplanmıştır. Yapılan bütün hesaplamalara ait sonuçlar ve EXFOR verileriyle karşılaştırmaların yer aldığı grafiksel analizler bulgular bölümünde yer almaktadır.

3.1.TALYS Bilgisayar Kod Sistemi

TALYS, nükleer reaksiyonların analizi ve tahmini için bir bilgisayar kod sistemidir. Yapısının arkasındaki temel amaç, nötronlar, fotonlar, protonlar, döteronlar, tritonlar, ^3He - ve alfa parçacıkları içeren, 1 keV - 200 MeV enerji aralığında ve 12 ve daha ağır kütleli hedef nüklidler için nükleer reaksiyonların simülasyonunun oluşturulmasıdır (Koning vd. 2019). Bunu başarmak için, tek bir kod sistemine bir dizi nükleer reaksiyon modeli uygulanmıştır. Bu, çözülmemiş rezonans aralığından ara enerjilere kadar nükleer reaksiyonların değerlendirilmesine olanak sağlamaktadır.

TALYS-1.96, kodun son sürümü olup tamamı Fortran77 uyumlu dilde oluşturulmuştur. TALYS geliştirilmeye müsait açık erişim sağlayan bir programdır. Kod, optik model, bileşik çekirdek, fisyon, gama şiddet fonksiyonu, seviye yoğunluğu ve denge öncesi modelleri gibi farklı nükleer modellerini ve nükleer yapı parametrelerini içeren bir veri tabanı kullanmaktadır (Zilges vd. 2022).

TALYS kodunun belli başlı özellikleri şu şekilde sıralanabilir (Koning vd. 2019):

- Doğrudan, bileşik, denge öncesi ve fisyon reaksiyonları için en son nükleer modellerin çoğunun tam bir uygulamasına sahiptir.
- Geniş bir enerji aralığında (0,001- 200 MeV) ve kütle numarası aralığında ($12 < A < 339$) reaksiyon mekanizmalarının sürekli, düzgün bir tanımına sahiptir.
- ECIS-06 kodu ile tamamen entegre optik model ve çiftlenmiş kanal hesaplamaları yapılabilmektedir.
- Birçok çekirdek için hem fenomenolojik (isteğe bağlı olarak dağılım ilişkileri dahil) hem de mikroskobik son optik model parametreleştirmelerinin dahil edilmesi.
- Toplam ve kısmi tesir kesitleri, enerji spektrumları, açısal dağılımlar, çift diferansiyel spektrumlar ve geri tepmeler gibi hesaplama çıktıları elde edilebilmektedir.
- Kesikli ve sürekli foton üretim tesir kesitleri elde edilebilmektedir.
- Çeşitli fenomenolojik ve mikroskobik düzeyde yoğunluk modelleri içermektedir.
- Çözülmemiş rezonans aralığı için parametrelerin üretilmesi.
- Maxwellian ortalamasını kullanarak astrofiziksel reaksiyon oranlarının elde edilmesi.
- Hızlandırıcı enerjinin ve ışın demeti akımının bir fonksiyonu olarak medikal izotop üretimi veriminin hesaplanması.

4. BULGULAR

Bu çalışmada ^{50}Ti , ^{51}V , ^{54}Fe , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , $^{63,65}\text{Cu}$, $^{94-98,100}\text{Mo}$, ^{181}Ta , ^{186}W , ^{187}Re , ^{197}Au izotopları için (γ, n) reaksiyonu tesir kesitleri SSFGM, GKFGM ve GSM NSY modelleri kullanılarak TALYS 1.95 kodu ile hesaplanmıştır. Her bir izotop için bu NSY modellerinden en ideal olanlar EXFOR'dan elde edilen deneysel veriler kullanılarak bağıl varyans analiz tekniği ile belirlenmiştir. Hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel verilerle karşılaştırılması Bölüm 4.1'de yer almaktadır.

^{50}Ti , ^{51}V , ^{54}Fe , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{94}Mo , ^{95}Mo , ^{96}Mo , ^{97}Mo , ^{98}Mo , ^{100}Mo , ^{181}Ta , ^{186}W , ^{187}Re , ^{197}Au izotopları için belirlenmiş olan en ideal seviye yoğunluğu modeline göre TALYS 1.95 kodu içinde yer alan KUGL, BAL ve GH üç farklı GSF ile (γ, n) reaksiyonu tesir kesitleri hesaplamaları tekrarlanmıştır. Hesaplanan tesir kesiti değerlerinin deneysel verilerle karşılaştırılması Bölüm 4.2'de yer almaktadır.

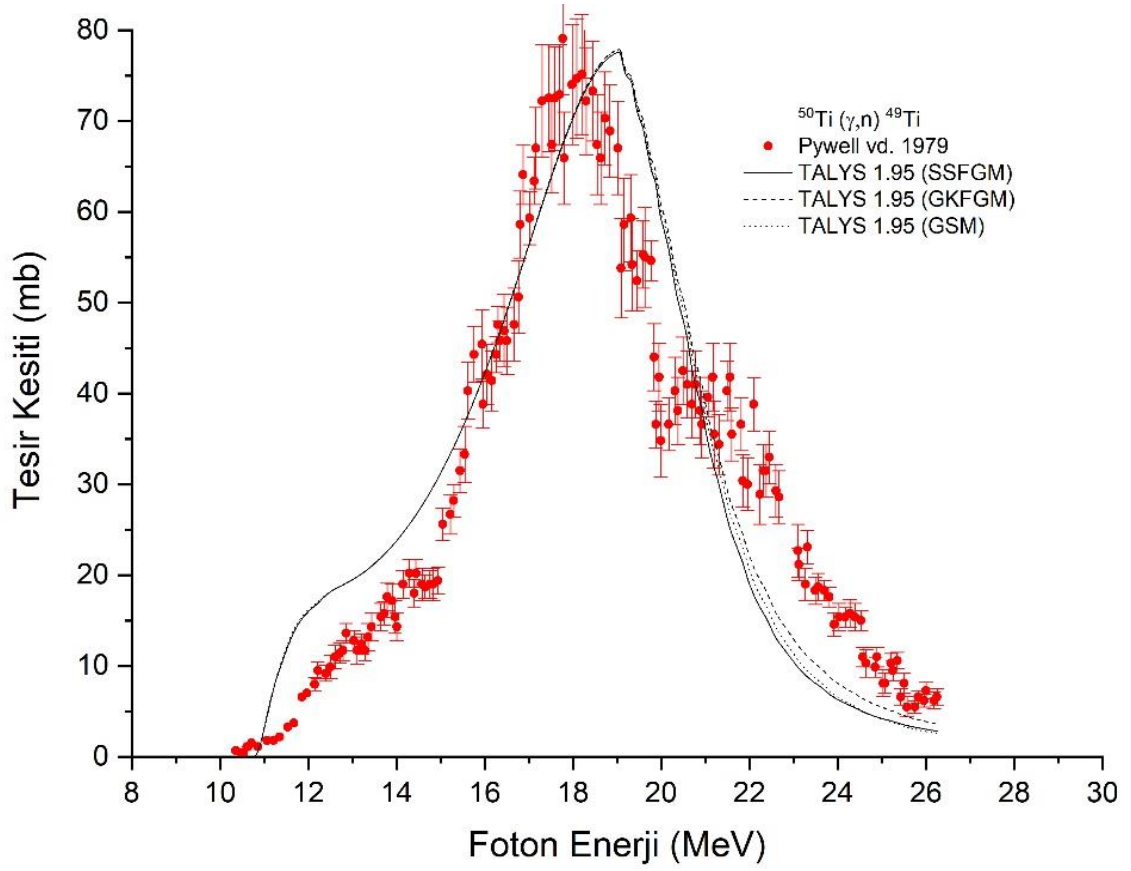
KUGLM, BALM ve GHM gama şiddet fonksiyonu modellerinden en ideal olanlar ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{186}W , ^{187}Re izotopları için bağıl varyans analizi tekniği ile belirlenmiştir. En ideal GSF modeli ve en ideal NSY modeli sabit tutularak 10 MeV, 15 MeV, 18 MeV ve en ideal NSY ve GSF modellerinde en yüksek tesir kesiti değerine sahip olan mono-enerjili fotonların oluşturduğu (γ, xn) reaksiyonu nötron spektrumları ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{186}W , ^{187}Re izotopları için TALYS 1.95 kodu ile hesaplanmıştır. Nötron spektrumları ve analizleri Bölüm 4.3'te yer almaktadır.

4.1. NSY Modelleri ile Yapılan (γ, n) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları

Belirlenen izotoplar için SSFGM, GKFGM ve GSM NSY modelleri ile yapılan (γ, n) reaksiyonu tesir kesitleri hesaplamalarının grafiksel analizleri Şekil 4.1 - 4.19'da gösterilmektedir. NSY modellerine ait bağıl varyans hesaplama sonuçlarına Çizelge 4.1'de yer verilmiştir.

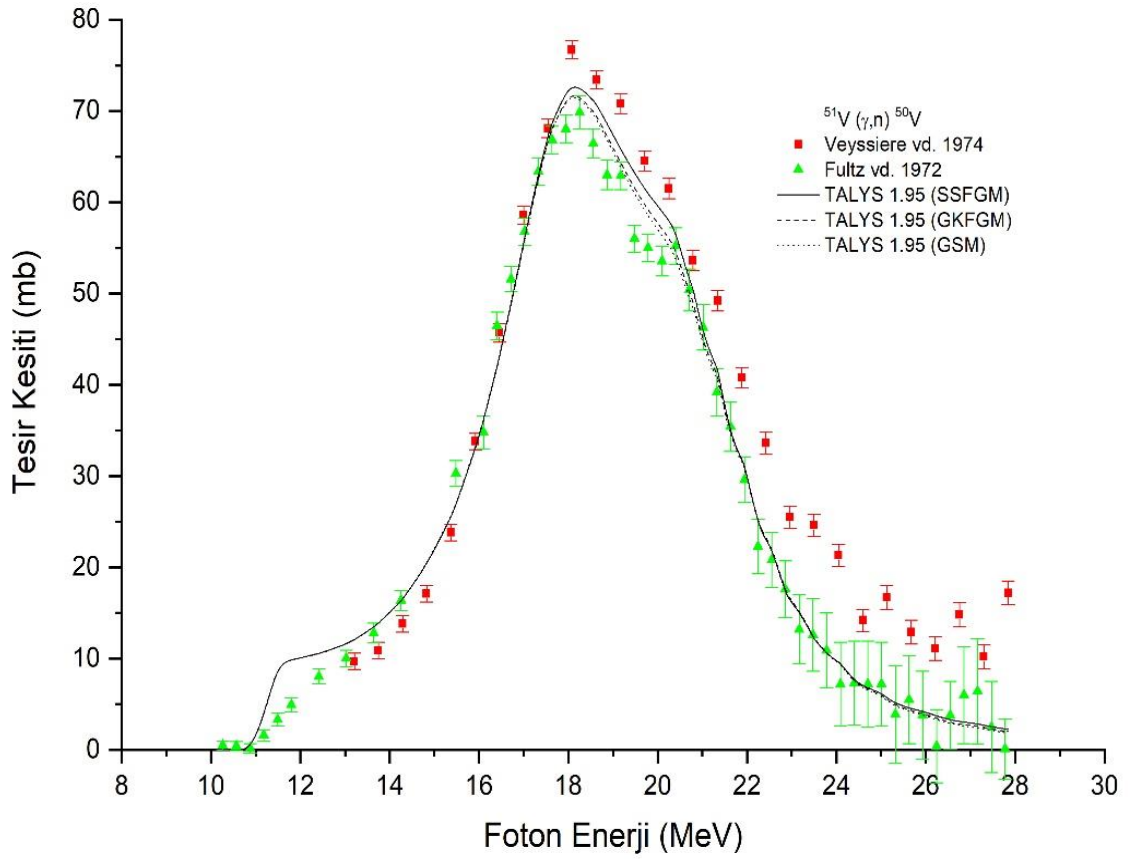
Çizelge 4.1. NSY modellerinin bağıl varyans hesaplama sonuçları

İzotop	SSFGM	GKFGM	GSM	İzotop	SSFGM	GKFGM	GSM
^{94}Mo	0,5631	0,5366	0,5625	^{50}Ti	0,4790	0,4484	0,4809
^{95}Mo	0,4761	0,4059	0,4461	^{51}V	0,6442	0,6068	0,5858
^{96}Mo	0,4096	0,4106	0,3982	^{54}Fe	0,5219	0,5376	0,5613
^{97}Mo	0,4050	0,3591	0,3302	^{55}Mn	0,3355	0,3256	0,3254
^{98}Mo	0,6501	0,8059	0,6344	^{56}Fe	0,6002	0,5657	0,8149
^{100}Mo	0,5968	0,1606	0,2359	^{58}Ni	0,7301	0,7690	0,7223
^{181}Ta	0,2781	0,2916	0,2950	^{60}Ni	0,5506	0,5739	0,6579
^{186}W	0,3449	0,2610	0,3382	^{63}Cu	0,3916	0,3797	0,3769
^{187}Re	0,3180	0,1773	0,5753	^{65}Cu	0,7254	0,7240	0,7164
^{197}Au	0,3153	0,3119	0,3128				



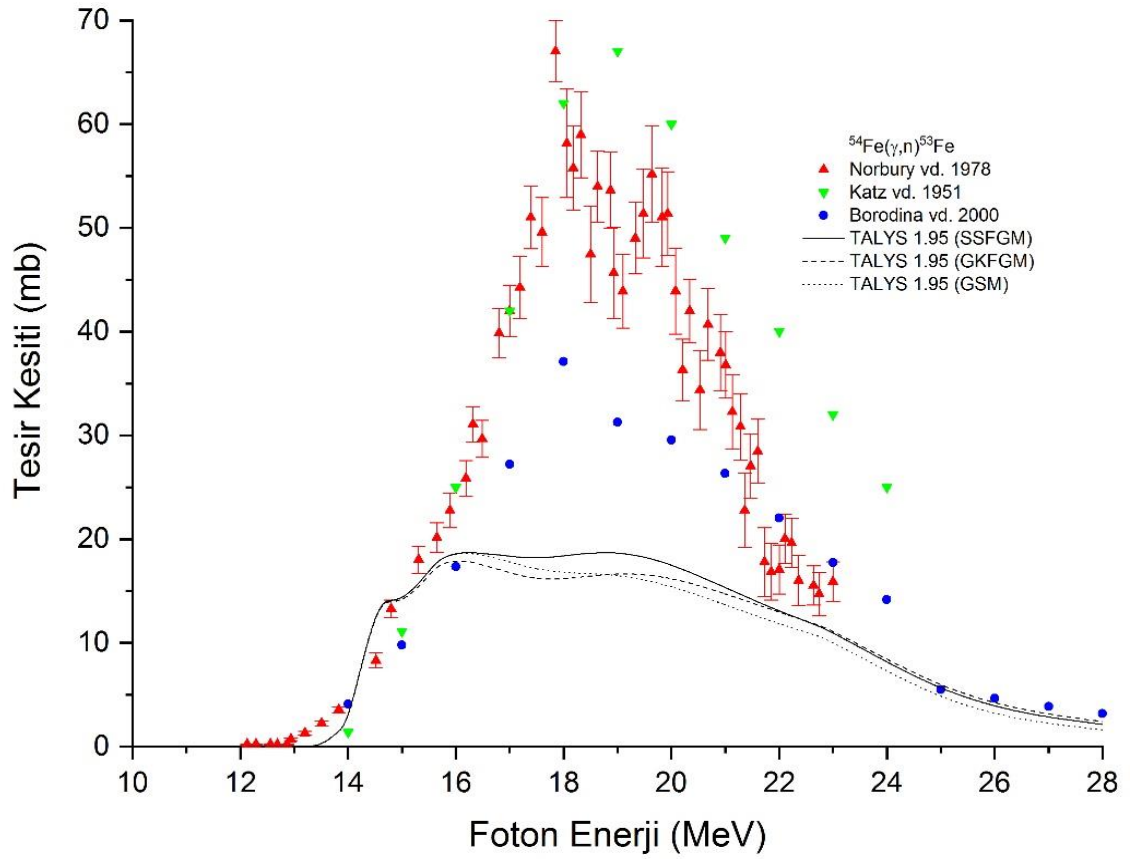
Şekil 4.1. $^{50}\text{Ti}(\gamma,n)^{49}\text{Ti}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.1, NSY modellerinin $^{50}\text{Ti}(\gamma,n)^{49}\text{Ti}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplama sonuçlarını ve deneysel veriyi göstermektedir. Deneysel veri ve NSY modeli hesaplama sonuçları birbiriyle uyumlu bir Gauss dağılımı sergilemektedir. Grafiğin giriş kısmındaki 11-15 MeV aralığında ve son kısmındaki 22-24 MeV aralığında NSY modellerinin deneysel verilerden uzaklaştığı görülmektedir. Ayrıca tepe noktasında modellerin oluşturduğu eğrilerdeki enerji kayması dikkat çekmektedir. GKFGM, bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{50}\text{Ti}(\gamma,n)^{49}\text{Ti}$ reaksiyonu için en uygun NSY modeli olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.1).



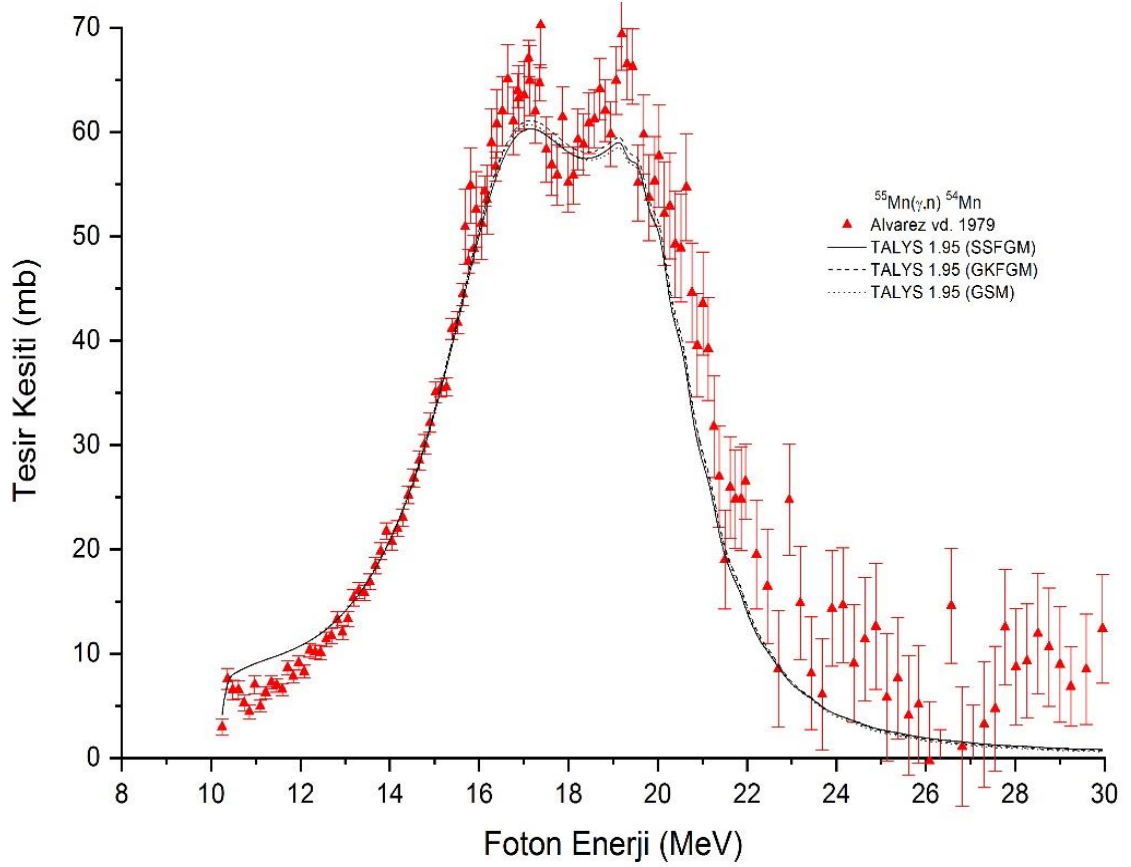
Şekil 4.2. $^{51}\text{V}(\gamma,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.2’de NSY modellerinin $^{51}\text{V}(\gamma,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplama sonuçları EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. NSY modeli hesaplamalarının deneysel verilerle hemen hemen aynı Gauss formunu oluşturduğu görülmektedir. NSY modelleri arasında da belirgin bir farklılık oluşmamıştır. Veyssiere vd.’nin verilerinde $(\gamma,n+p)$ reaksiyonu eşik enerjisi 19 MeV olarak bildirilmiştir. 19 MeV sonrasında Veyssiere vd.’nin verilerindeki farklılıkların deney sonuçlarının (γ,p) reaksiyonu verilerini de içermesinden kaynaklandığı düşünülmektedir. Bağlı varyans hesaplamalarının sonucunda GSM, $^{51}\text{V}(\gamma,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu için belirlenen en iyi NSY modelidir (Çizelge 4.1).



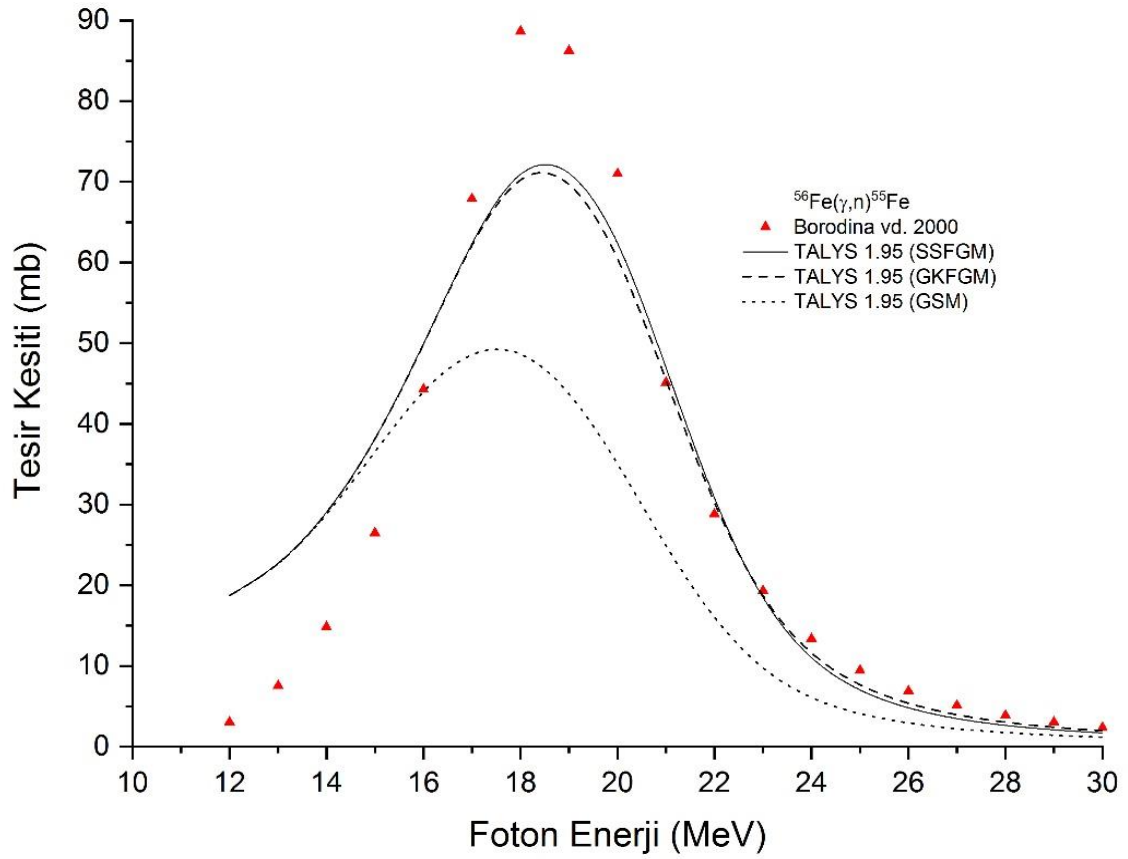
Şekil 4.3. $^{54}\text{Fe}(\gamma,n)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.3, $^{54}\text{Fe}(\gamma,n)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonu için NSY modellerinin tesis kesiti hesaplama sonuçlarını ve deneysel verileri göstermektedir. Deneysel veriler ve NSY modeli hesaplama sonuçlarının tepe noktası dışında uyumlu olduğu söylenebilir. Bütün model sonuçlarının tepe değerlerinin deneysel verilerin altında kalması tepe noktasını belirleyen σ_i GDR tepe noktası tesis kesiti değerinden kaynaklandığı düşünülmektedir. SSFGM bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{54}\text{Fe}(\gamma,n)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonu için en uygun NSY modelidir (Çizelge 4.1).



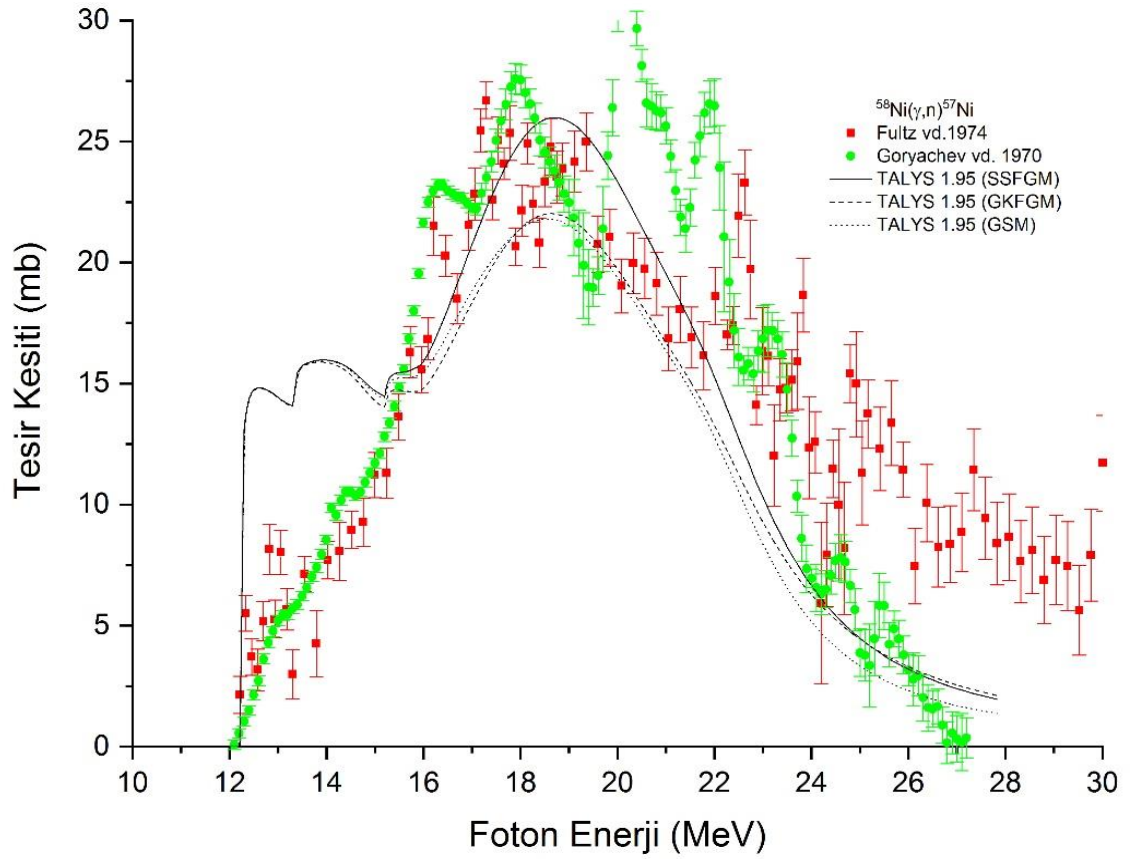
Şekil 4.4. $^{55}\text{Mn}(\gamma,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.4'te NSY modellerinin $^{55}\text{Mn}(\gamma,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplama sonuçları, EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel veriyle karşılaştırılmıştır. NSY modeli hesaplamalarının deneysel veriyle uyumlu sonuç verdiği görülmektedir. Alvarez vd.'nin verilerindeki iki tümseği NSY modelleri başarıyla takip etmektedir. Bu reaksiyon için NSY modelleri arasında belirgin bir fark oluşmadığı grafikten anlaşılmaktadır. Grafiğin son bölümünde deneysel verideki dalgalanma (γ,p) reaksiyonu katkısından olması muhtemeldir. GSM, bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{55}\text{Mn}(\gamma,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu için belirlenen en iyi NSY modeli olup bütün modellerin varyans değerlerinin birbirine çok yakın olduğu görülmektedir (Çizelge 4.1).



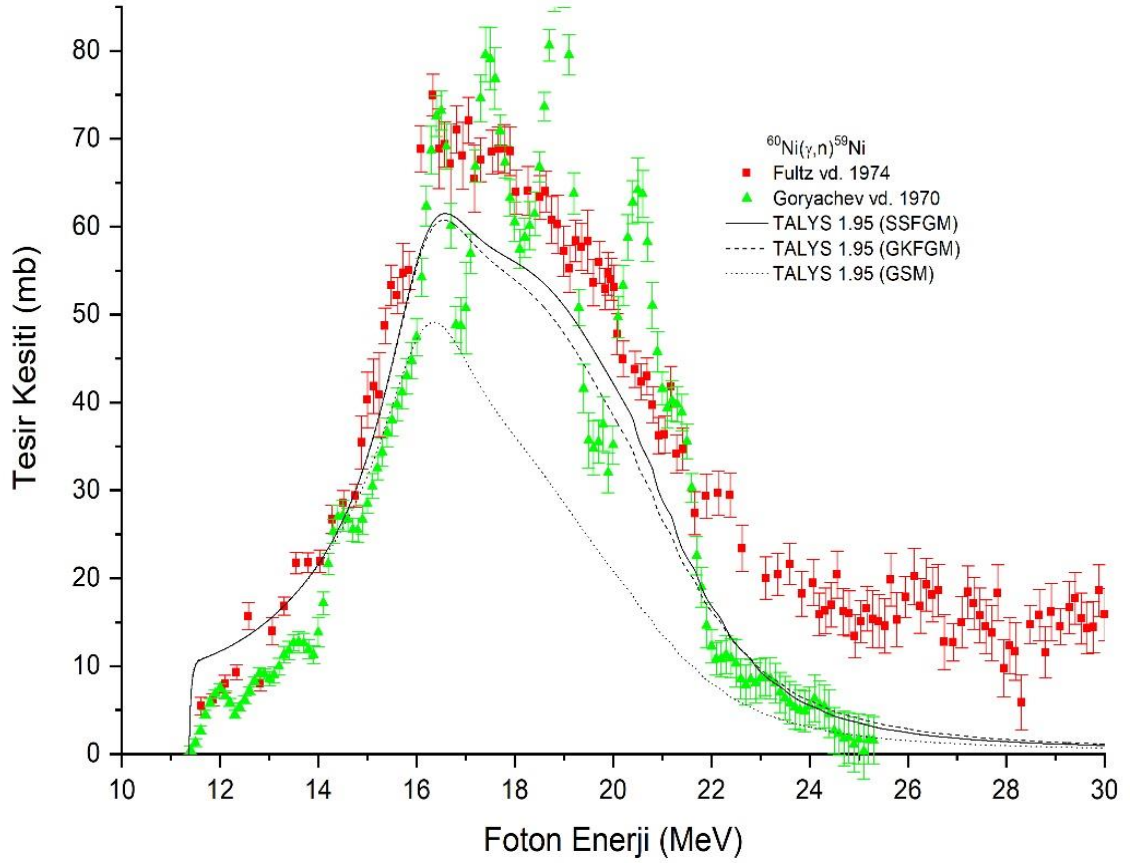
Şekil 4.5. $^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.5, NSY modellerinin $^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplama sonuçlarının EXFOR kitaplığından elde edilen deneysel verilerle bir karşılaştırmasını göstermektedir. Özellikle SSFGM ve GKFGM modellerinin deneysel verilerle daha uyumlu olduğu görülmektedir. Bütün modellerin tepe noktası değeri deneysel verilerin altında yer almaktadır. GSM'nin tepe değerinin ise diğer modellerin çok altında olduğu dikkat çekmektedir. 12-16 MeV enerji aralığında bütün NSY modellerinin deneysel verilerden daha yüksek tesir kesiti değerlerine sahip oldukları görülmektedir. Bağlı varyans hesaplamalarının sonucuna göre GKFGM, $^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonu için belirlenen en iyi NSY modelidir (Çizelge 4.1)



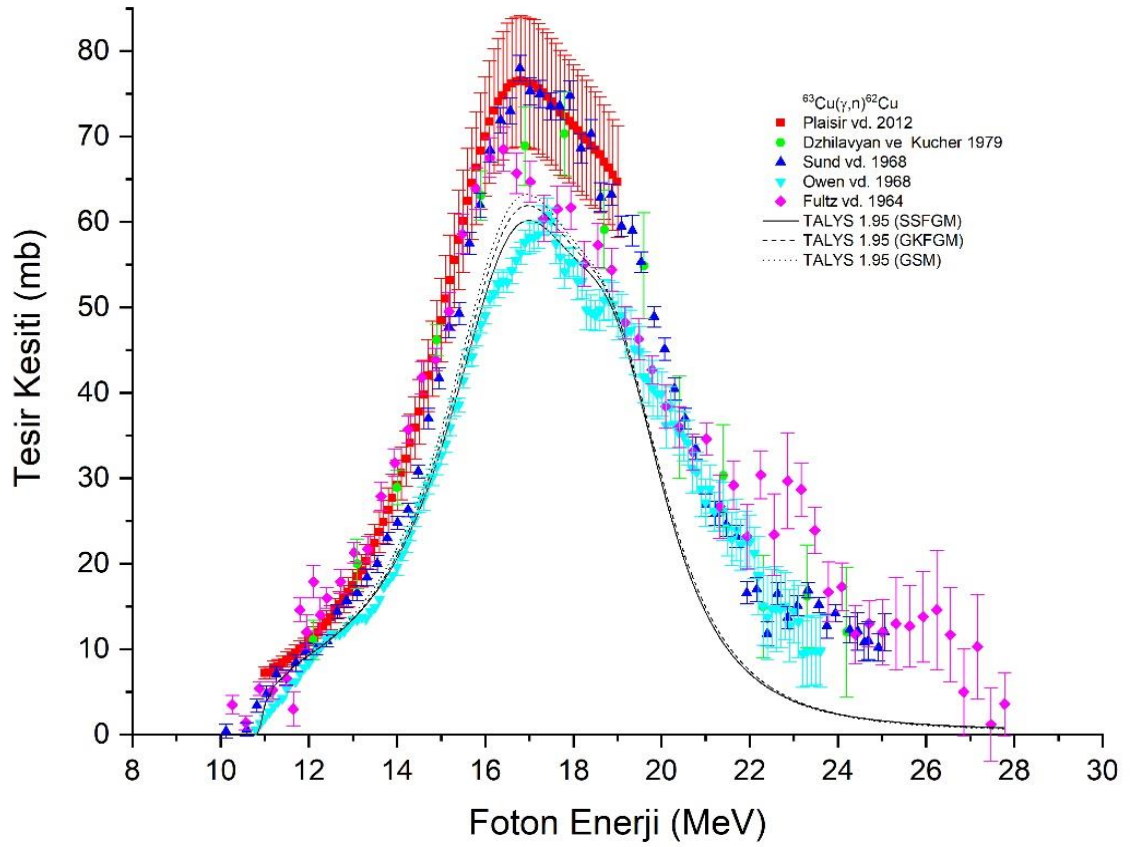
Şekil 4.6. $^{58}\text{Ni}(\gamma,n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.6, NSY modellerinin $^{58}\text{Ni}(\gamma,n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel verilerle bir karşılaştırmasını göstermektedir. 12-16 MeV aralığında deneysel verilerle bariz bir uyumsuzluk gösteren NSY model hesaplamalarının devamında bir uyum yakaladığı görülmektedir. Tepe noktası değerleri için SSFGM modelinin deneysel verilere daha yakın olduğu, diğer modellerin ise verilerin altında yer aldığı söylenebilir. Bununla birlikte 25 MeV'den sonra model hesaplamalarının hiçbirisi Fultz vd.'nin verilerinin aksine herhangi bir salınım veya küçük tepe noktası göstermemektedir. Bunun nedeni deneysel verinin proton yayınlanmasını da içermesi olacağı düşünülmektedir. GSM, bağlı varyans hesaplamalarına göre $^{58}\text{Ni}(\gamma,n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonu için en uygun NSY modeli olmasına karşın SSFGM'nin varyans değerine çok yakındır (Çizelge 4.1).



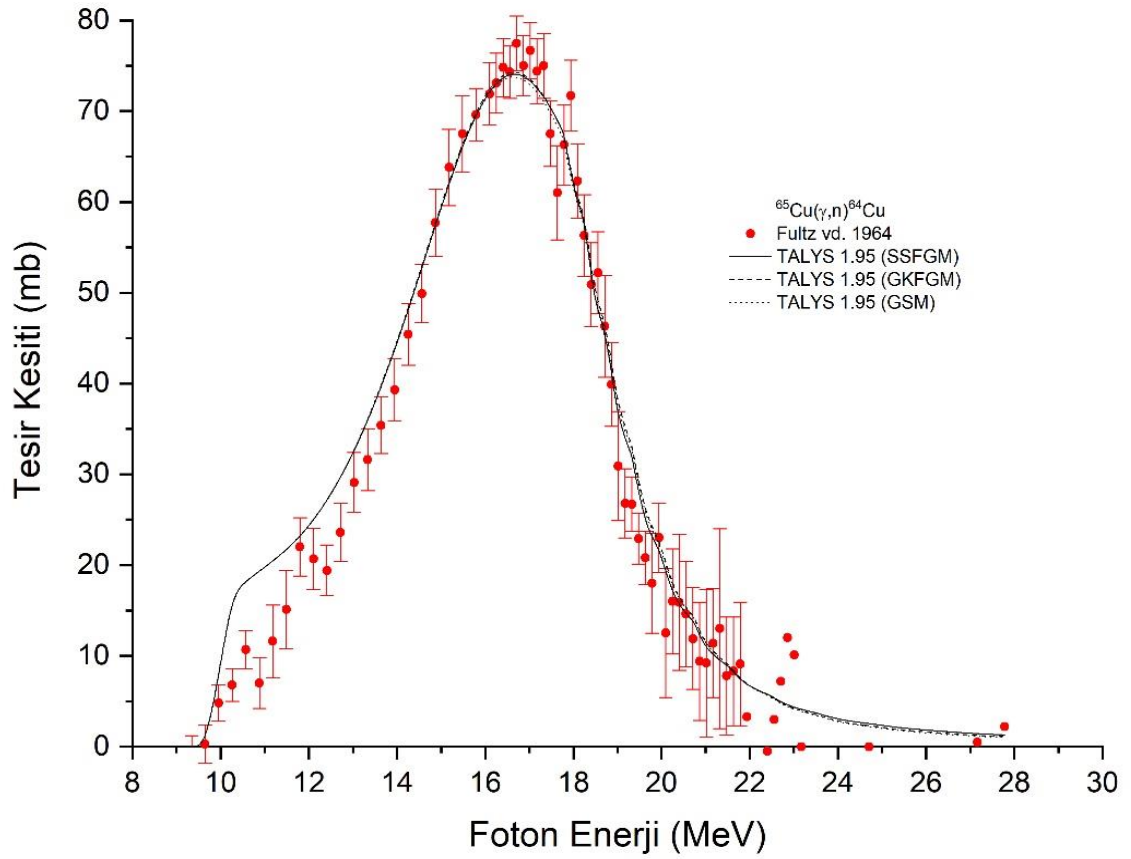
Şekil 4.7. $^{60}\text{Ni}(\gamma,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.7, NSY modellerinin $^{60}\text{Ni}(\gamma,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonu için tesis kesiti hesaplama sonuçlarını ve deneysel verileri göstermektedir. Deneysel veriler ve NSY modeli hesaplama sonuçları birbirine yakın Gauss dağılımı sergilemektedir. Bütün model sonuçlarının tepe değerlerinin deneysel verilerin altında kalmasıyla birlikte SSFGM'nin ve GKFGM'nin deneysel verilerle daha uyumlu olduğu görülmektedir. Ayrıca yaklaşık 16-22 MeV aralığında SSFGM'nin deneysel verilere daha yakın olduğu dikkat çekmektedir. SSFGM'nin bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{60}\text{Ni}(\gamma,n)^{59}\text{Ni}$ 9Ni reaksiyonu için en uygun NSY modeli olması da bunu kanıtlar niteliktedir (Çizelge 4.1) GSM ise 14 MeV'den sonra hem deneysel verilerden hem de diğer modellerden oldukça farklı sonuç ortaya koymaktadır. Grafiğin kuyruk kısmında Fultz vd.'nin verilerindeki farklılıklar deney sonuçlarının (γ,p) reaksiyonu verilerini de içermesinden kaynaklanmaktadır.



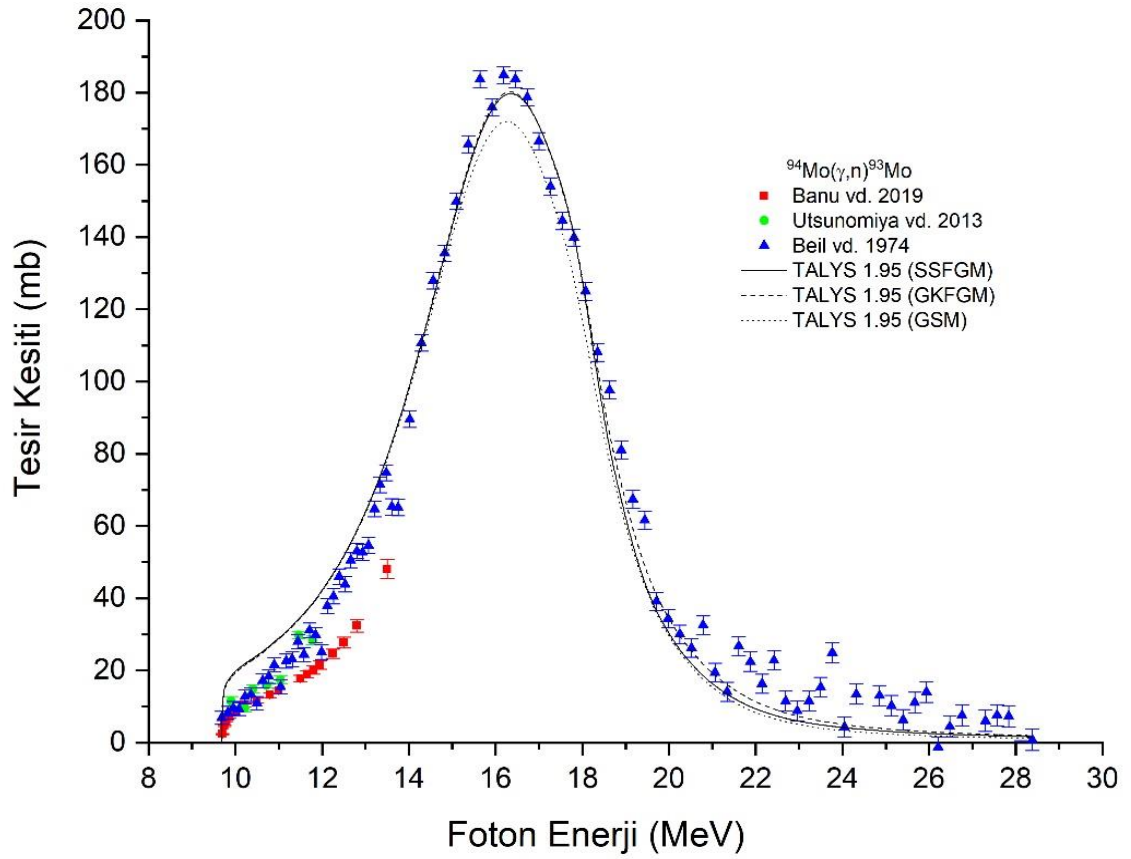
Şekil 4.8. $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.8’de NSY modellerinin $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplama sonucu EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. NSY modeli hesaplamalarının deneysel verilerle hemen hemen aynı Gauss formunu oluşturduğu ancak tepe noktası verilerinin Owen vd.’nin dışındaki deneysel verilerin altında yer aldığı görülmektedir. Tepe bölgesinin modeller arasında da farklılık göstermesi modellerin kullandıkları farklı parametrelerden kaynaklanmaktadır. Ayrıca grafiğin kuyruk bölümünde Fultz vd.’nin deney verilerinin (γ,p) reaksiyonu verilerini de içermesinden dolayı model sonuçları ile olan ayrılma göze çarpmaktadır. Bağlı varyans hesaplamalarının sonucunda GSM, $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için belirlenen en iyi NSY modelidir (Çizelge 4.1).



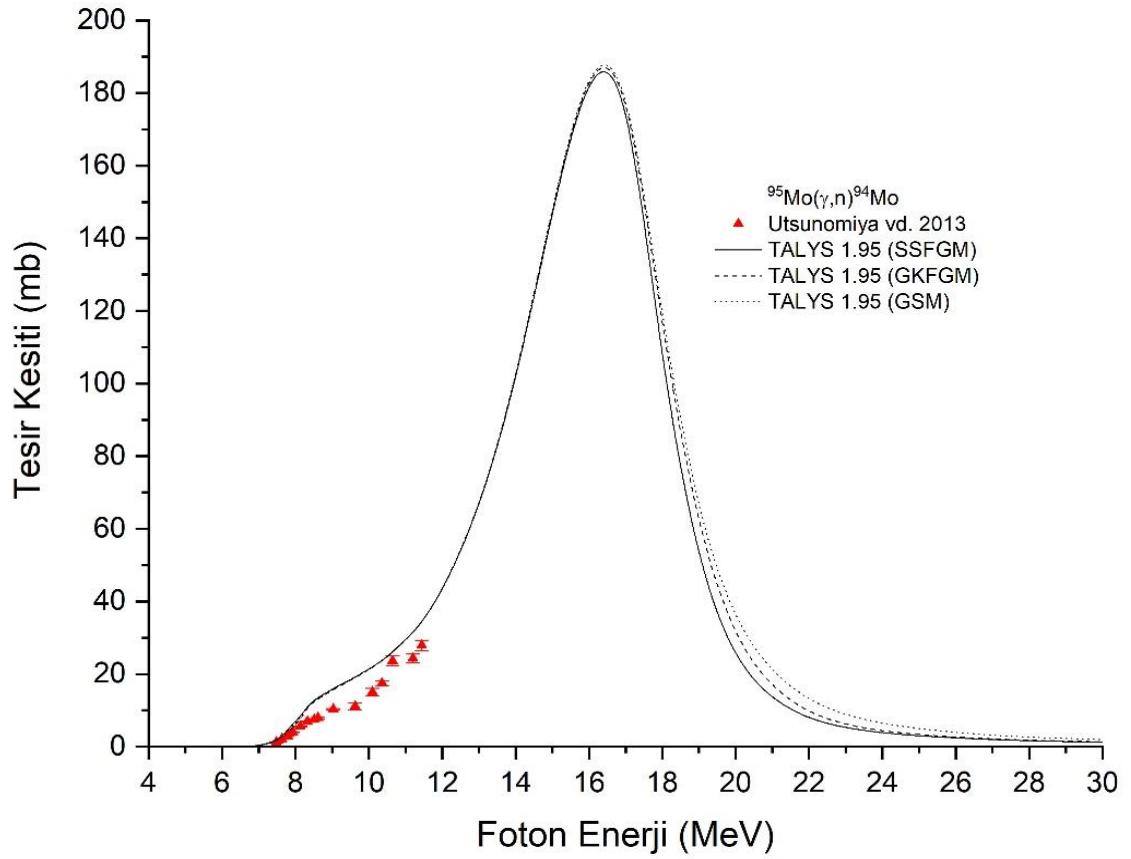
Şekil 4.9. $^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.9, NSY modellerinin $^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel verilerle bir karşılaştırmasını göstermektedir. NSY modellerinin sonuçları ile deneysel verinin sonuçlarının iyi bir uyum yakaladığı görülmektedir. Sadece 10-12 MeV ve 22-28 MeV enerji aralıklarında bazı farklılıklar göze çarpmaktadır. NSY modellerinin kendi aralarında da tutarlı oldukları grafikten anlaşılmaktadır. $^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için NSY modelleri arasında yapılan bağlı varyans analizine göre ise en ideal model GSM olsa da modellerin birbirine çok yakın değere sahip oldukları dikkat çekmektedir (Çizelge 4.1).



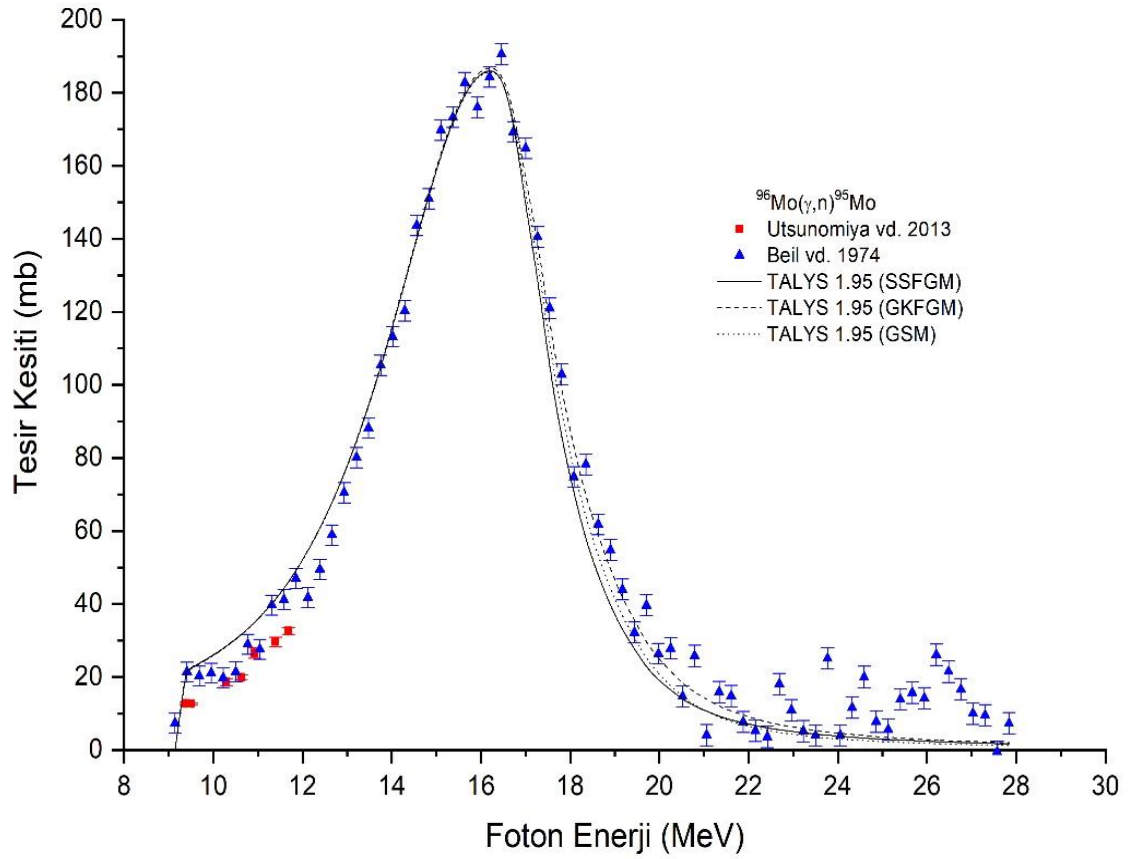
Şekil 4.10. $^{94}\text{Mo}(\gamma,n)^{93}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.10, NSY modellerinin $^{94}\text{Mo}(\gamma,n)^{93}\text{Mo}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplama sonuçlarının EXFOR kitaplığından elde edilen deneysel verilerle bir karşılaştırmasını göstermektedir. NSY modelleri hesaplamalarının deneysel verilere yakın sonuçlar ortaya koyduğu grafikten anlaşılmaktadır. GSM grafiğinin tepe bölgesi, diğer modellerin aksine deneysel verilerin altında yer almıştır. GKFGM, bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{94}\text{Mo}(\gamma,n)^{93}\text{Mo}$ reaksiyonu için en uygun NSY modelidir (Çizelge 4.1).



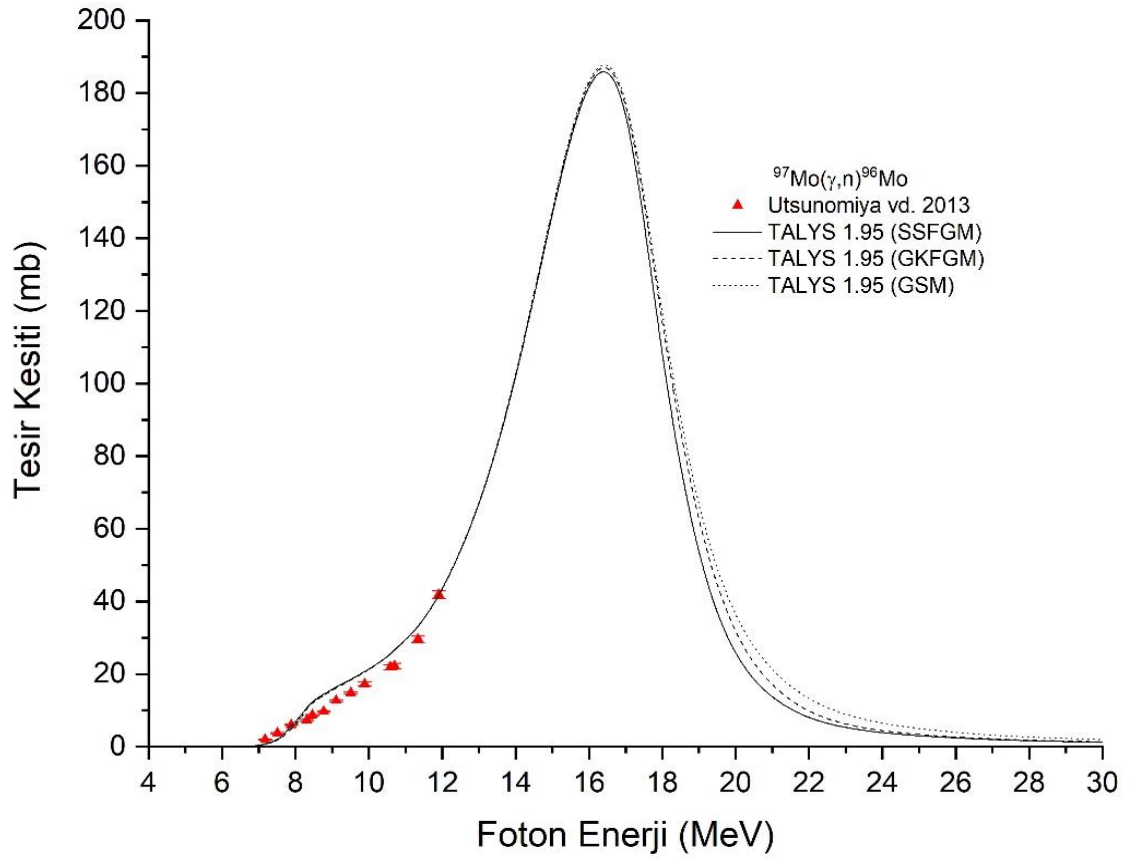
Şekil 4.11. $^{95}\text{Mo}(\gamma,n)^{94}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.11 NSY modellerinin $^{95}\text{Mo}(\gamma,n)^{94}\text{Mo}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplama sonuçlarını göstermektedir. NSY modellerinin sonuçları, 7-12 MeV foton enerji aralığındaki deneysel verilerle uyumludur. 12-30 MeV enerji aralığında ise EXFOR veri tabanında deneysel veriye rastlanmamıştır. NSY model hesaplamalarının 18 MeV gelen foton enerjisine kadar birbirleriyle iyi bir uyum içinde olduğu görülmektedir. GKFGM, bağıl varyans hesaplamaları dikkate alındığında $^{95}\text{Mo}(\gamma,n)^{94}\text{Mo}$ reaksiyonu için en uygun NSY modelidir (Çizelge 4.1).



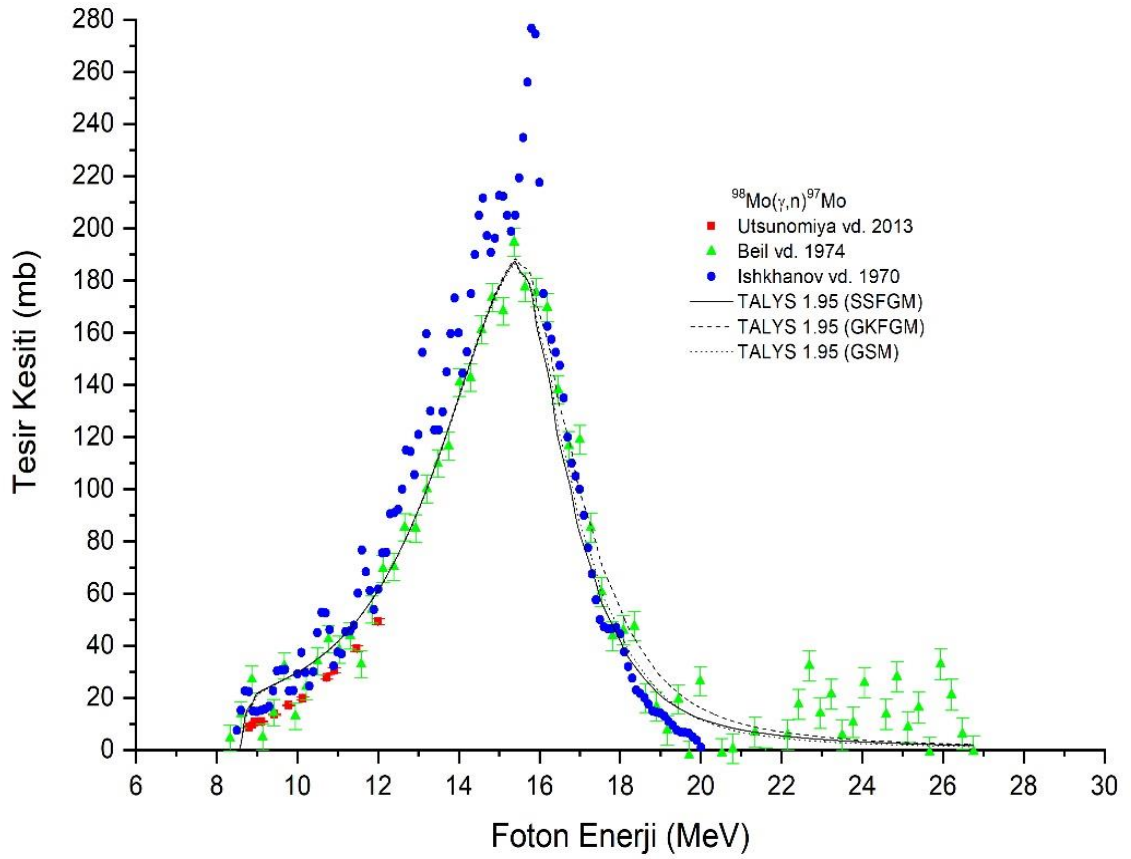
Şekil 4.12. $^{96}\text{Mo}(\gamma,n)^{95}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.12, NSY modellerinin $^{96}\text{Mo}(\gamma,n)^{95}\text{Mo}$ reaksiyonu için tesis kesiti hesaplama sonuçlarını göstermektedir. Hem deneysel veriler hem de NSY modeli hesaplama sonuçları benzer bir Gauss dağılımına sahiptir. Bununla birlikte, tepe noktasından sonra özellikle eğrilerin kuyruk kısımlarında küçük farklılıklar görülmektedir. Bu farklılıklar deney sonuçlarının (γ,p) reaksiyonu verilerini de içermesinden kaynaklandığı düşünülmektedir. GSM, bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{96}\text{Mo}(\gamma,n)^{95}\text{Mo}$ reaksiyonu için en uygun NSY modeli olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.1).



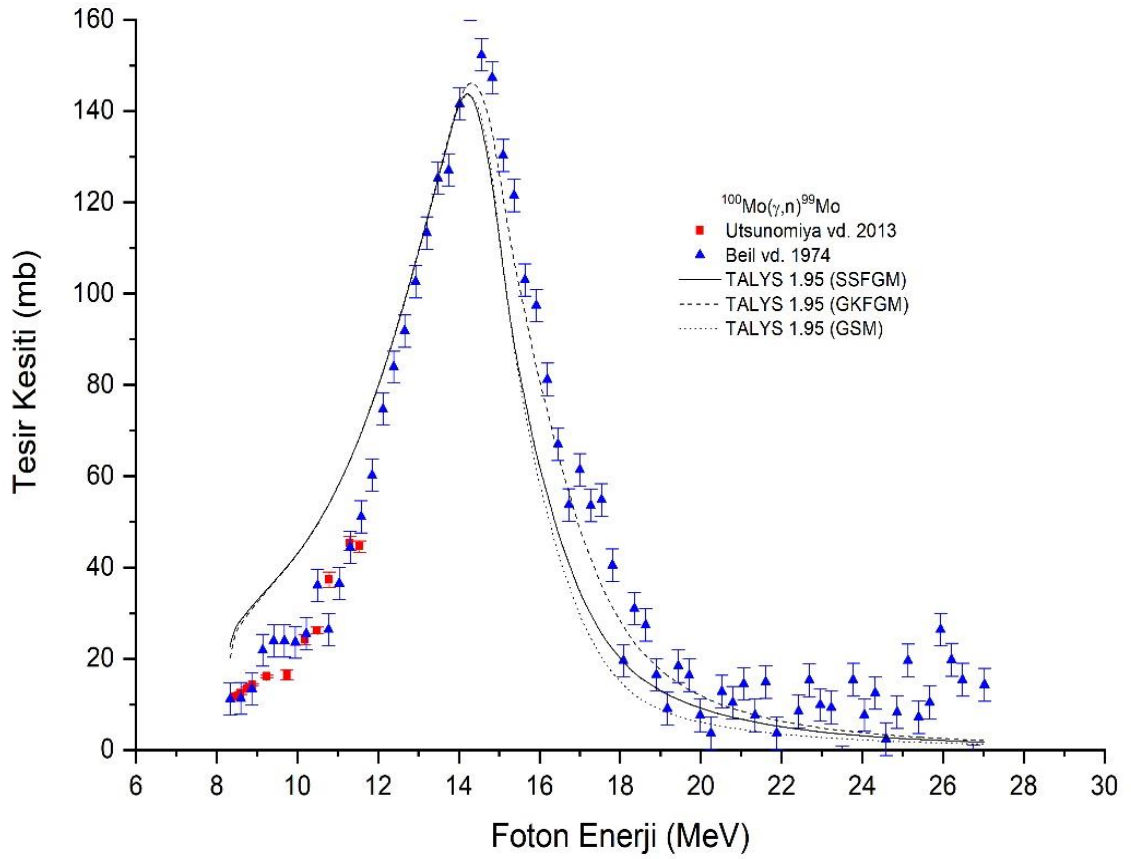
Şekil 4.13. $^{97}\text{Mo}(\gamma,n)^{96}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.13, $^{97}\text{Mo}(\gamma,n)^{96}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modellerinin tesis kesiti hesaplama sonuçlarını göstermektedir. NSY modellerinin sonuçlarının, 7-11 MeV foton enerji aralığındaki deneylerin sonuçlarıyla uyumlu olduğu görülmektedir. 11-30 MeV enerji aralığında ise EXFOR veri tabanında deneysel veriye rastlanmamıştır. Tüm NSY modeli sonuçları eğri boyunca benzer bir davranış sergilemektedir ancak 18 MeV gelen foton enerjisinden sonra küçük farklılıklar ortaya çıkmaktadır. Bağlı varyans hesaplamaları dikkate alındığında $^{97}\text{Mo}(\gamma,n)^{96}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSM en uygun NSY modelidir (Çizelge 4.1).



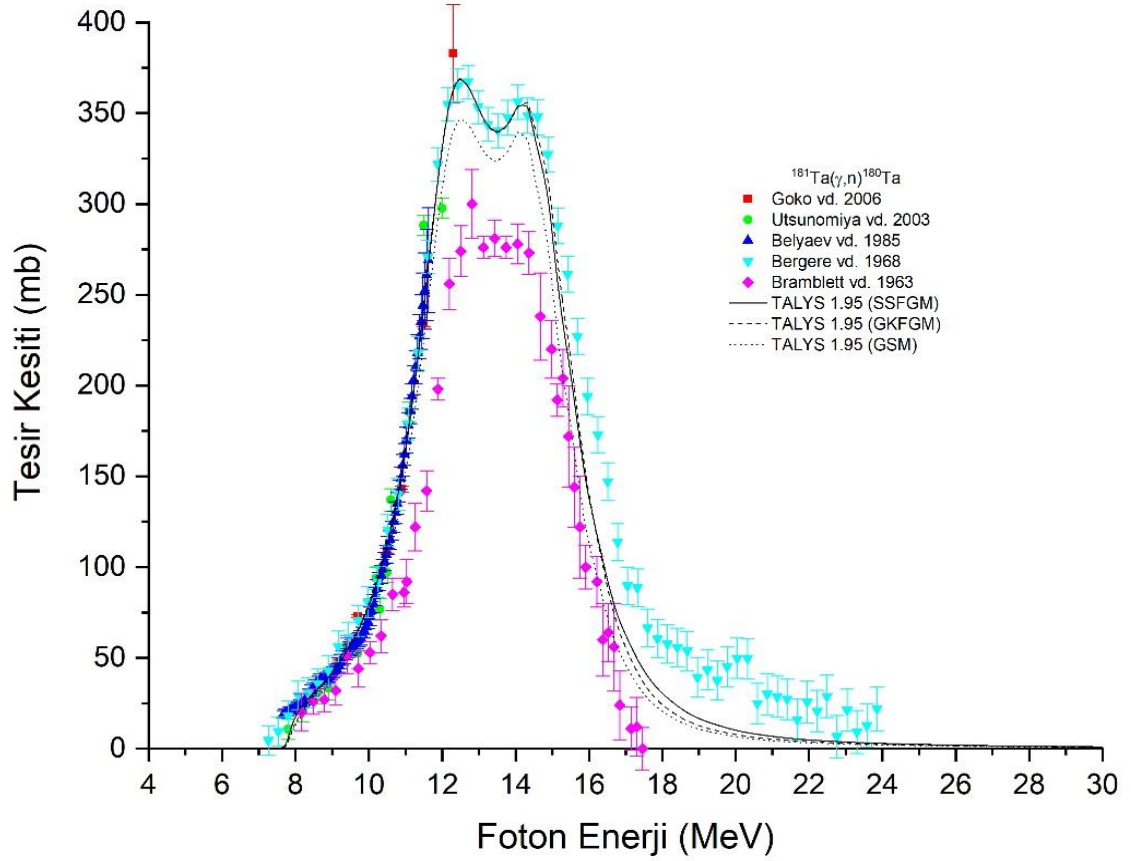
Şekil 4.14. $^{98}\text{Mo}(\gamma, n)^{97}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.14, NSY modellerinin $^{98}\text{Mo}(\gamma, n)^{97}\text{Mo}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel verilerle bir karşılaştırmasını göstermektedir. Bu reaksiyonun 12.81 MeV tepe enerjisinden sonra, NSY modelleri arasında bazı farklılıklar gözlenmiştir. GSM, bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{98}\text{Mo}(\gamma, n)^{97}\text{Mo}$ reaksiyonu için en uygun NSY modelidir (Çizelge 4.1). Ek olarak, EXFOR verilerinin aksine, model hesaplamalarının hiçbirisi 18 MeV gelen foton enerjisinden sonra herhangi bir dalgalanma veya küçük tepe noktası göstermemektedir.



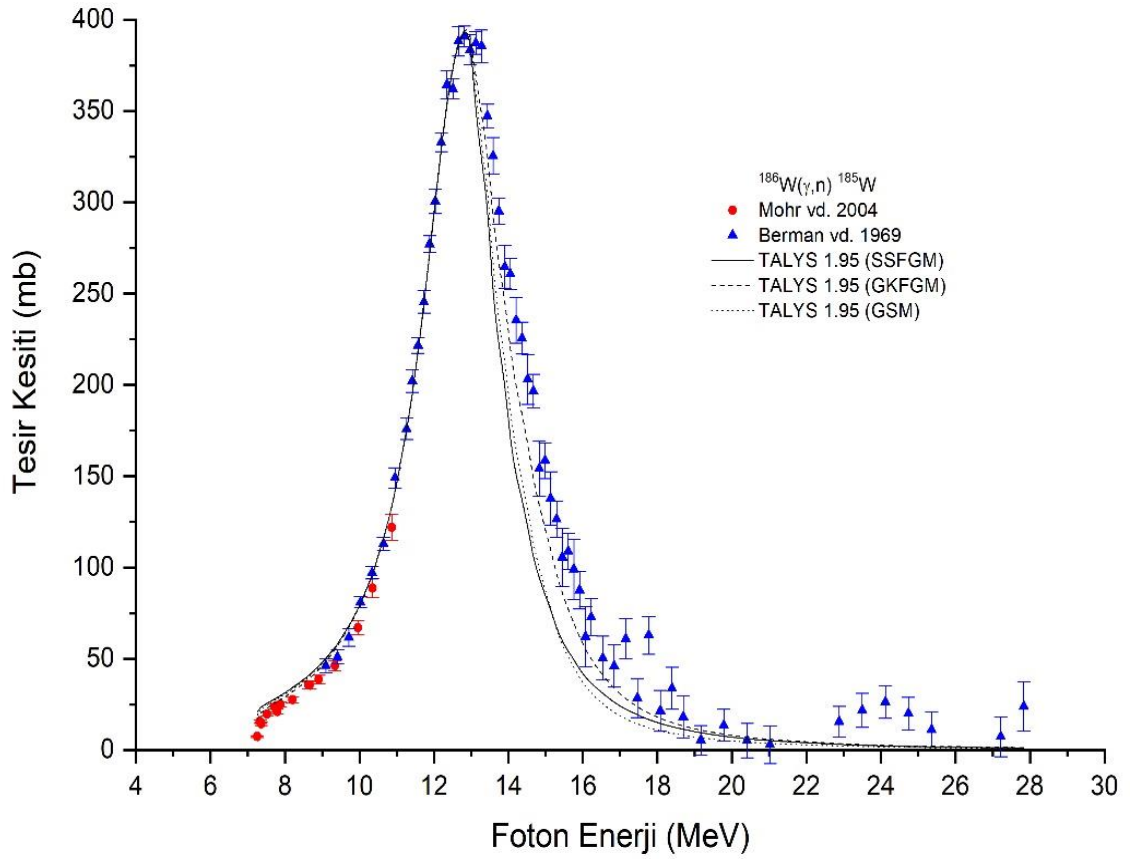
Şekil 4.15. $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.15, $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu için NSY modellerinin tesir kesiti hesaplama sonuçlarını göstermektedir. Hem deneysel veriler hem de NSY modeli hesaplamasının sonuçları benzer bir Gauss dağılımı oluşturmuştur. Öte yandan, bu reaksiyon için tüm NSY modellerinin tepe noktası, Beil vd.'nin deneysel verilerinin altında kaldığı görülmektedir. Ayrıca NSY modelleri sonuçlarında bir enerji kayması yaşandığı söylenebilir. GKFGM, bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu için en uygun NSY modeli olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.1).



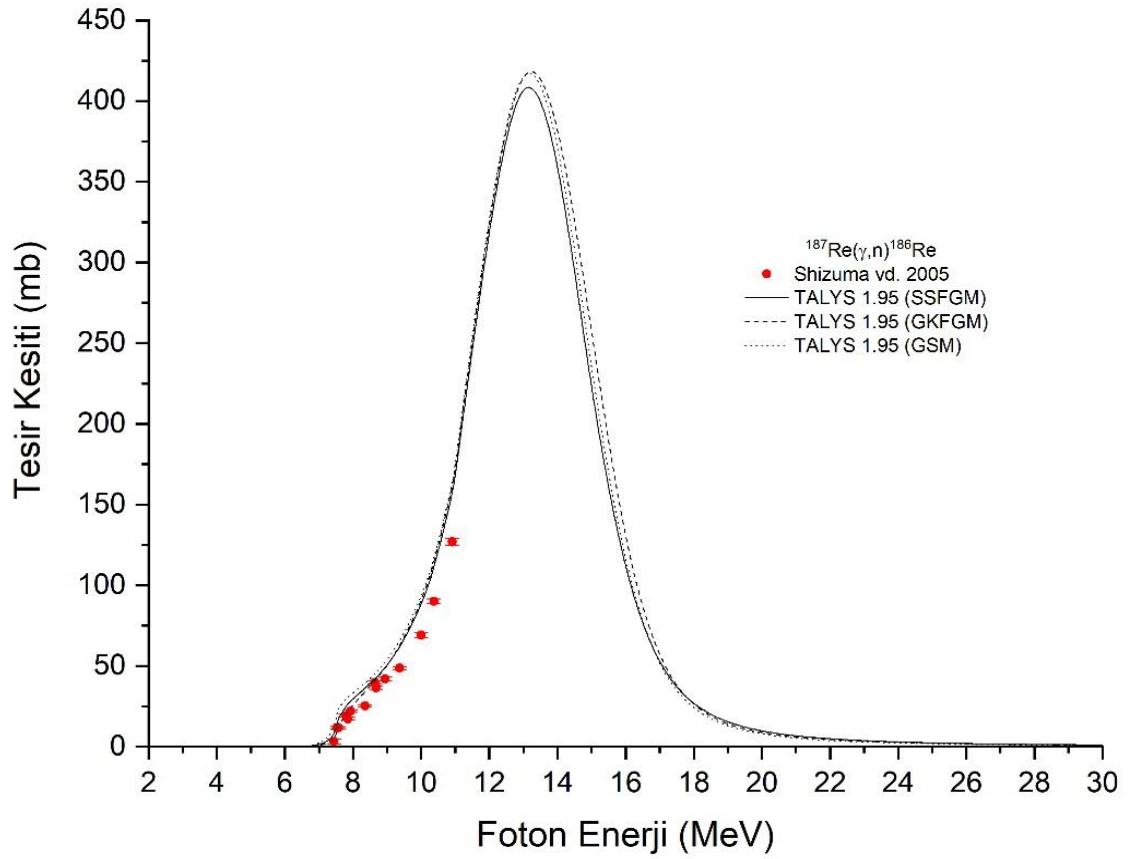
Şekil 4.16. $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.16'da, NSY modellerinin $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplama sonucu, EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. NSY modeli hesaplamaları, GDR bölgesinin sonunda deneysel verilerle hemen hemen aynı sonuca sahiptir. NSY modelleri, GDR bölgesindeki Bergere vd.'nin verilerindeki iki tümseğini başarıyla takip ettiği görülmektedir. GSM sonuçları, diğer modellerden farklı olarak Bergere vd.'nin deneysel verilerinin altında yer almaktadır. Bergere vd.'nin verilerinde $(\gamma,n+p)$ reaksiyonu eşik enerjisi 13,3 MeV olarak bildirilmiştir. Özellikle grafiğin kuyruk kısmında Bergere vd.'nin verilerindeki dalgalanmanın deney sonuçlarının (γ,p) reaksiyonu verilerini de içermesinden kaynaklandığı düşünülmektedir. SSFGM, bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonu için belirlenen en iyi NSY modelidir (Çizelge 4.1).



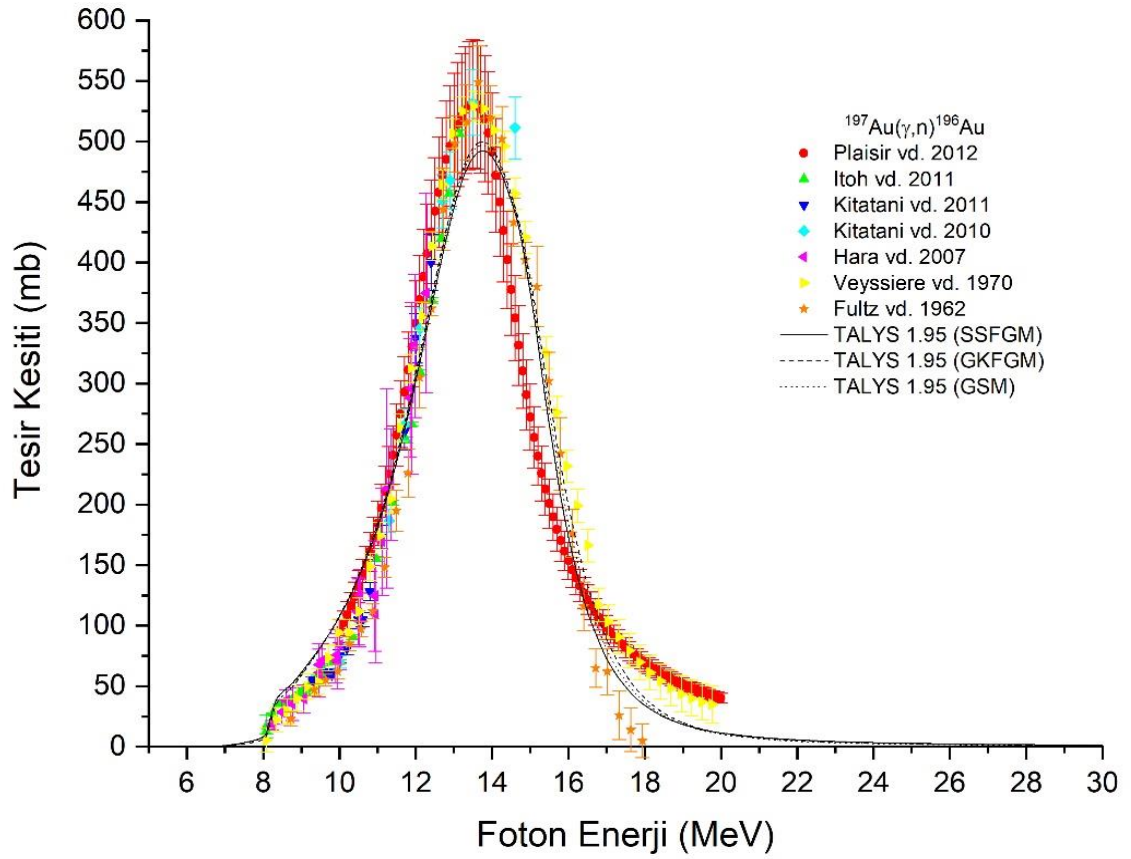
Şekil 4.17. $^{186}\text{W}(\gamma,n)^{185}\text{W}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.17'de NSY modellerinin $^{186}\text{W}(\gamma,n)^{185}\text{W}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplama sonuçları, EXFOR verileriyle karşılaştırılmıştır. Tüm NSY modeli hesaplamaları, deneysel verilerle benzer sonuçlar sergilemektedir. Bu reaksiyon için maksimum tesis kesiti değerine karşılık gelen 12,81 MeV'lik gelen foton enerjisinden sonra, BSFGM sonuçlarının diğerlerine kıyasla deneysel verileri yakından takip ettiği görülmektedir. 18 MeV'lik gelen foton enerjisinden sonra, model hesaplamalarının hiçbirisi, EXFOR verilerinin aksine, herhangi bir salınım veya küçük tepe noktası göstermemektedir. Berman vd.'nin verilerinde $(\gamma,n+p)$ reaksiyonu eşik enerjisi 15,2 MeV olarak bildirilmiştir. Berman vd.'nin verilerindeki dalgalanmanın deney sonuçlarının (γ,p) reaksiyonu verilerini de içermesinden kaynaklandığı düşünülmektedir. Bağlı varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{186}\text{W}(\gamma,n)^{185}\text{W}$ reaksiyonu için en uygun NSY modeli GKFGM olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.1).



Şekil 4.18. $^{187}\text{Re}(\gamma,n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.18, NSY modellerinin $^{187}\text{Re}(\gamma,n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplama sonuçlarını göstermektedir. NSY modellerinin sonuçlarının, 7-11 MeV foton enerji aralığındaki deneylerin sonuçlarıyla uyumlu olduğu görülmektedir. 11-30 MeV enerji aralığında ise EXFOR veri tabanında deneysel veriye rastlanmamıştır. 7-30 MeV enerji aralığında NSY model hesaplamaları birbiriyle uyumlu bir tutum sergilemektedir. GKFGM, bağıl varyans hesaplamaları dikkate alındığında $^{187}\text{Re}(\gamma,n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu için en uygun NSY modeli olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.1).



Şekil 4.19. $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ reaksiyonu için NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

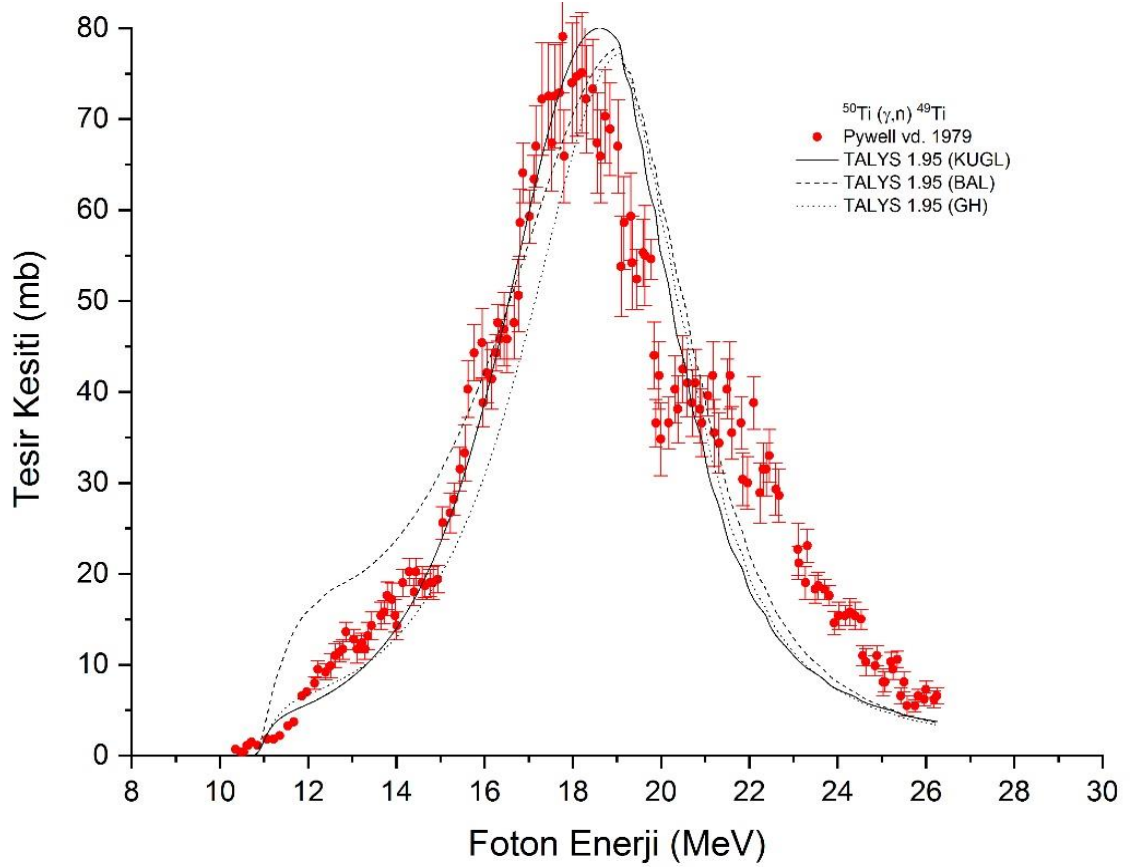
Şekil 4.19, $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ reaksiyonu için NSY modellerinin tesir kesiti hesaplama sonuçlarını göstermektedir. Hem deneysel verilerin hem de NSY modelleri hesaplama sonuçlarının benzer Gauss dağılımına sahip olduğu gözlenmektedir. Tüm NSY modelleri eğrilerinin tepe bölgelerinin deney verilerine göre sağda yer aldığı ve deneysel verilerin altında kaldığı görülmektedir. GKFGM, $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ reaksiyonu için bağıl varyans hesaplamaları göz önüne alındığında en uygun NSY modeli olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.1).

4.2. GSF Modelleri ile Yapılan (γ,n) Reaksiyonu Tesir Kesiti Hesaplamaları

Belirlenen izotoplar için KUGL, BAL ve GH üç farklı GSF modeli ile yapılan (γ,n) reaksiyonu tesir kesitleri hesaplamalarının grafiksel analizleri Şekil 4.20 - 4.38’de gösterilmektedir. NSY modellerine ait bağlı varyans hesaplama sonuçlarına Çizelge 4.2’de yer verilmiştir.

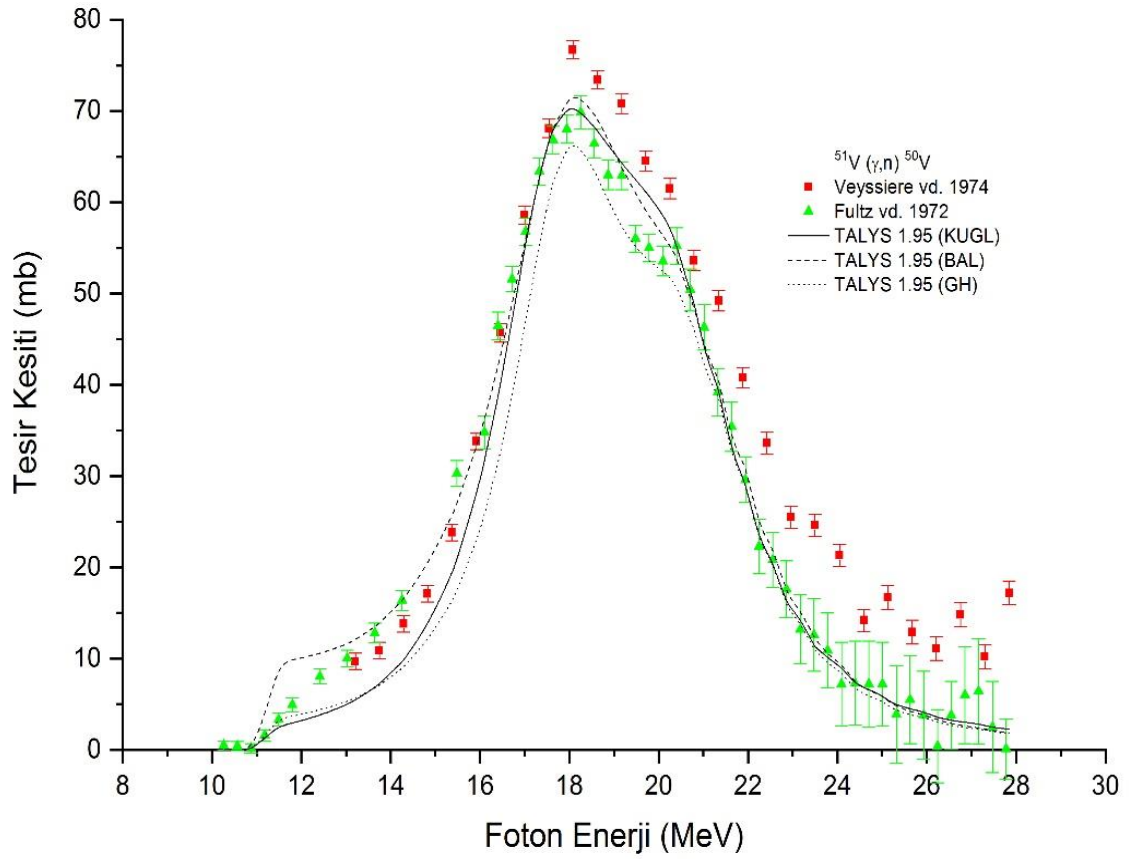
Çizelge 4.2. GSF modellerinin bağlı varyans hesaplama sonuçları

İzotop	KUGL	BAL	GH	İzotop	KUGL	BAL	GH
⁹⁴ Mo	0,3581	0,5457	0,3699	⁵⁰ Ti	0,3018	0,4484	0,3401
⁹⁵ Mo	0,4753	0,4059	0,3963	⁵¹ V	0,6293	0,5858	0,5857
⁹⁶ Mo	0,4451	0,3982	0,4442	⁵⁴ Fe	0,5381	0,5219	0,5626
⁹⁷ Mo	0,5115	0,3302	0,4328	⁵⁵ Mn	0,4155	0,3355	0,4393
⁹⁸ Mo	0,6037	0,6344	0,6262	⁵⁶ Fe	0,2245	0,5657	0,2698
¹⁰⁰ Mo	0,4259	0,5968	0,4178	⁵⁸ Ni	0,5287	0,7223	0,5221
¹⁸¹ Ta	0,3928	0,2781	0,4258	⁶⁰ Ni	0,4291	0,5506	0,4414
¹⁸⁶ W	0,3972	0,2610	0,4068	⁶³ Cu	0,6287	0,3769	0,5127
¹⁸⁷ Re	0,3348	0,1773	0,3613	⁶⁵ Cu	0,6949	0,7164	0,6542
¹⁹⁷ Au	0,2546	0,3119	0,3028				



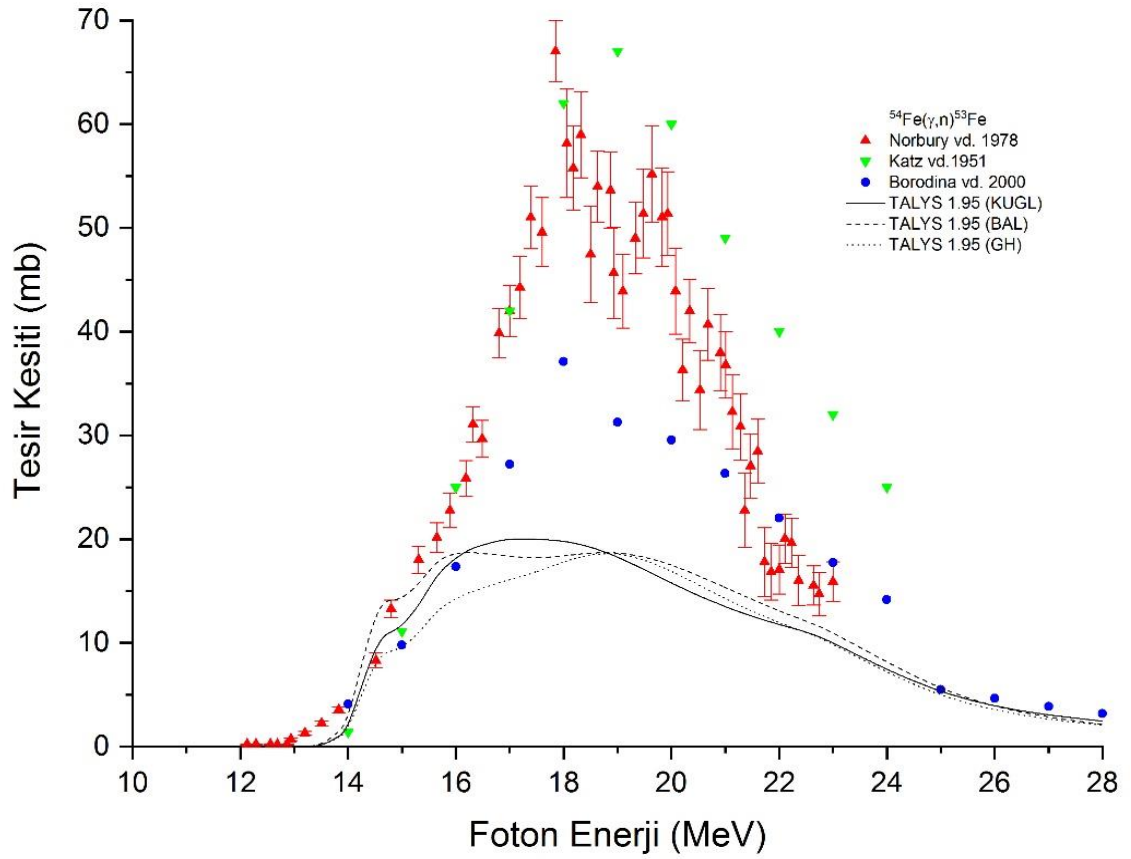
Şekil 4.20. $^{50}\text{Ti}(\gamma,n)^{49}\text{Ti}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.20, GSF modellerinin $^{50}\text{Ti}(\gamma,n)^{49}\text{Ti}$ reaksiyonu için tesis kesiti hesaplama sonuçlarını ve deneysel veriyle olan karşılaştırmasını göstermektedir. Deneysel veri ve GSF modeli hesaplama sonuçları benzer bir Gauss dağılımı oluşturmaktadır. Grafiğin giriş kısmında 11-16 MeV aralığında BAL'nin diğerlerinden daha yüksek tesis kesiti değerlerine sahip olduğu görülmektedir. Ayrıca tepe noktasında KUGL'nin deneysel verinin tepe noktasını yakaladığı fakat GDR bölgesinde NSY modellerinde de görülen enerji kaymasının burada da tüm GSF modellerinde devam ettiği dikkat çekmektedir. KUGL, bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{50}\text{Ti}(\gamma,n)^{49}\text{Ti}$ reaksiyonu için en uygun GSF modeli olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.2).



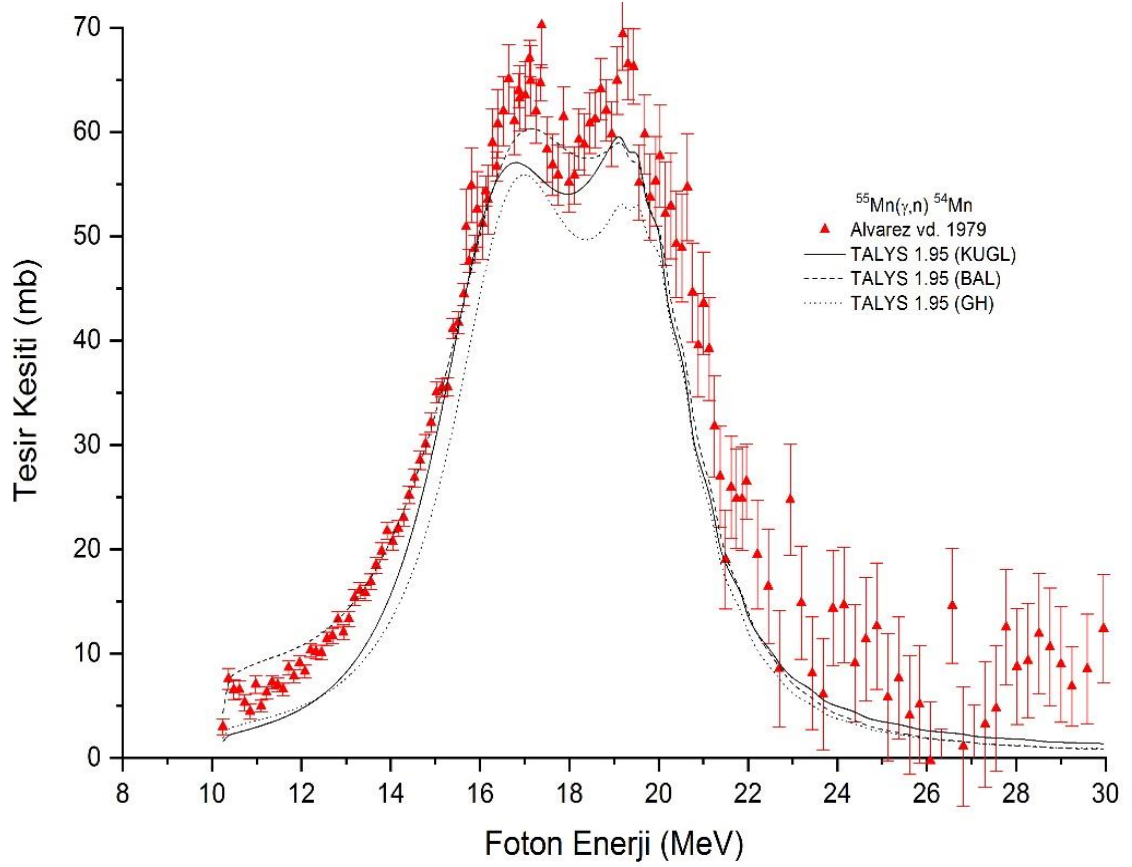
Şekil 4.21. $^{51}\text{V}(\gamma,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.21’de GSF modellerinin $^{51}\text{V}(\gamma,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplama sonucu EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. GSF modeli hesaplamalarının deneysel verilerle benzer bir Gauss dağılımı oluşturduğu görülmektedir. GSF modelleri arasında 11-21 MeV enerji aralığında belirgin farklılıklar göze çarpmaktadır. Ayrıca GH modelinin GDR bölgesinde deneysel verilerin altında kaldığı görülmektedir. Bağlı varyans hesaplamaları sonucuna göre GH, $^{51}\text{V}(\gamma,n)^{50}\text{V}$ reaksiyonu için en iyi GSF modeli olarak gözüксе de BAL ile aralarında anlamlı bir fark bulunmamaktadır (Çizelge 4.2).



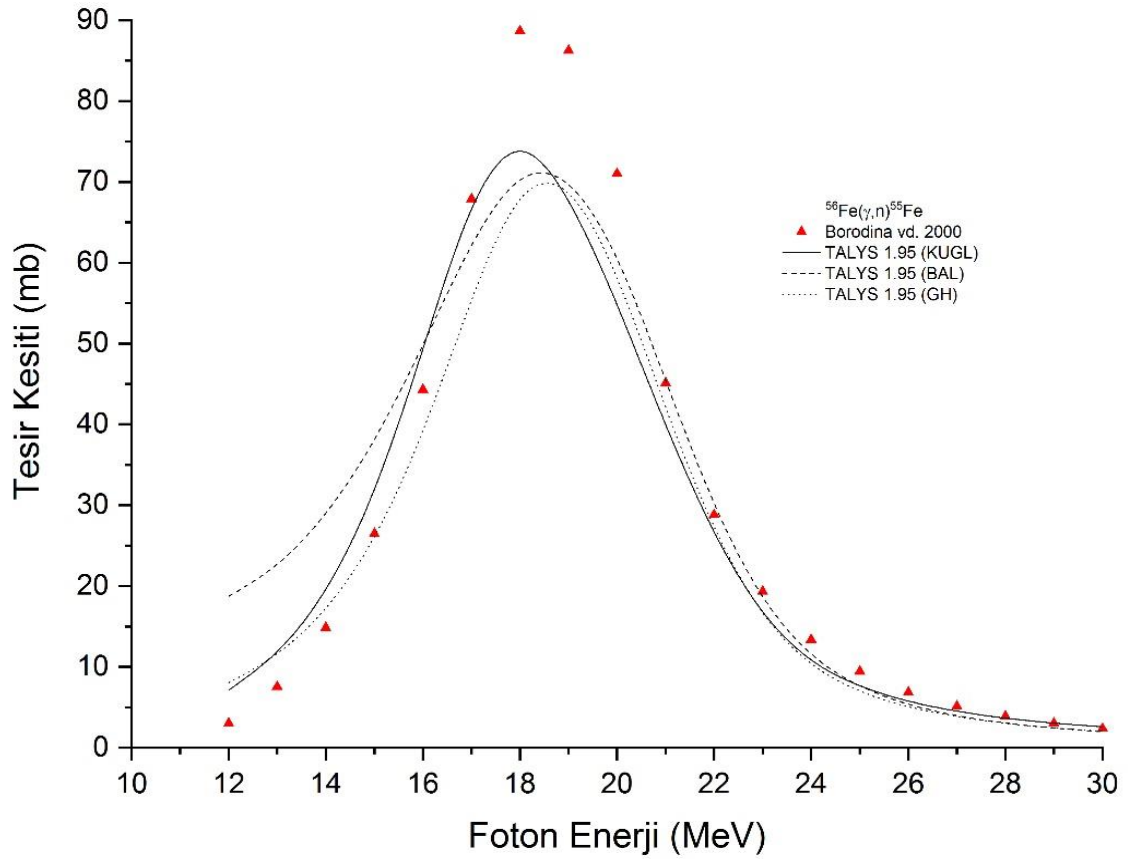
Şekil 4.22. $^{54}\text{Fe}(\gamma,n)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.22, $^{54}\text{Fe}(\gamma,n)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonu için GSF modellerinin tesis kesiti hesaplama sonuçlarını ve deneysel verileri göstermektedir. NSY sonuçlarında olduğu gibi GSF modeli hesaplama sonuçlarının da tepe noktası değerlerinin EXFOR verilerinin altında kaldığı fakat aynı enerji aralığında oldukları görülmektedir. BAL bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{54}\text{Fe}(\gamma,n)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonu için en uygun GSF modeli olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.2).



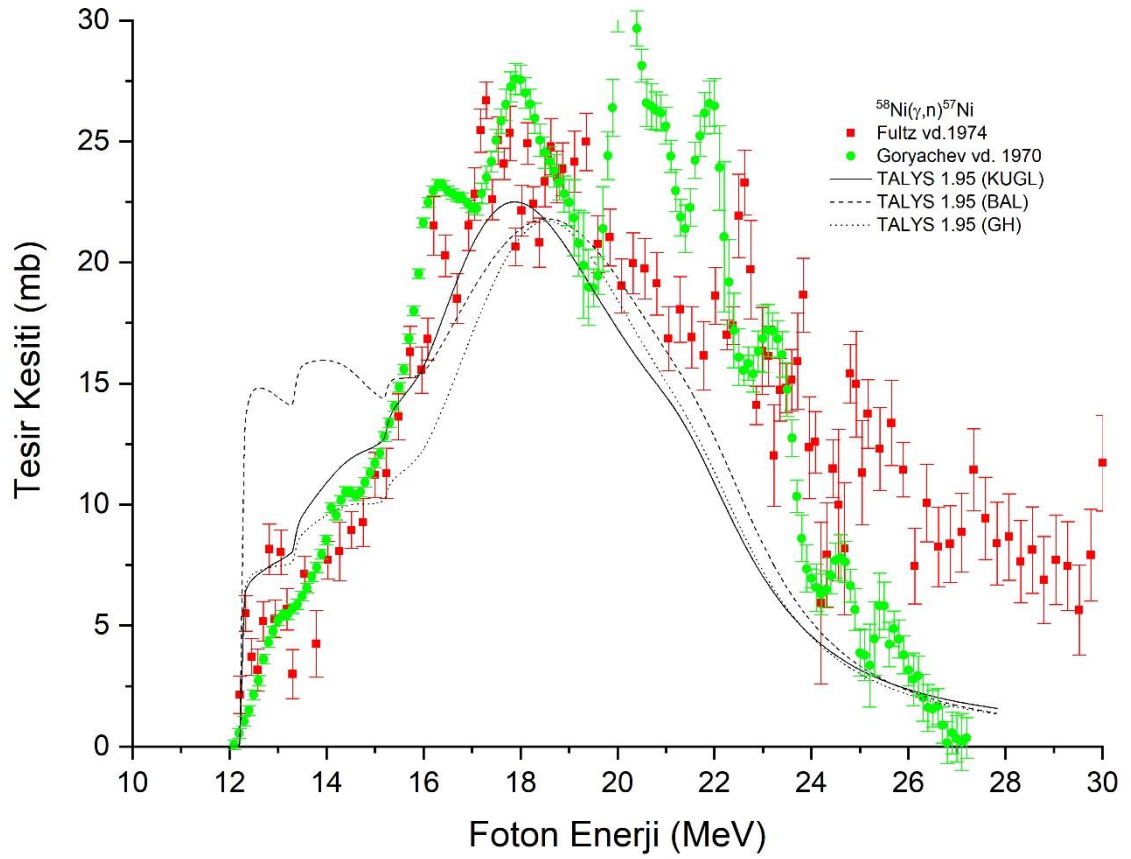
Şekil 4.23. $^{55}\text{Mn}(\gamma,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.23'te GSF modellerinin $^{55}\text{Mn}(\gamma,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplama sonuçları, EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel veriyle karşılaştırılmıştır. GSF modeli hesaplamalarının deneysel veriyle uyumlu sonuç verdiği görülmektedir. KUGL ve GH modellerinin 10-22 MeV enerji aralığında BAL modelinden ve deneysel veriden ayrı tutum sergilediği grafikten anlaşılmaktadır. BAL, bağıl varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{55}\text{Mn}(\gamma,n)^{54}\text{Mn}$ reaksiyonu için belirlenen en iyi GSF modeli olup deneysel veriyle olan uyumu da grafikten açıkça görülmektedir (Çizelge 4.2).



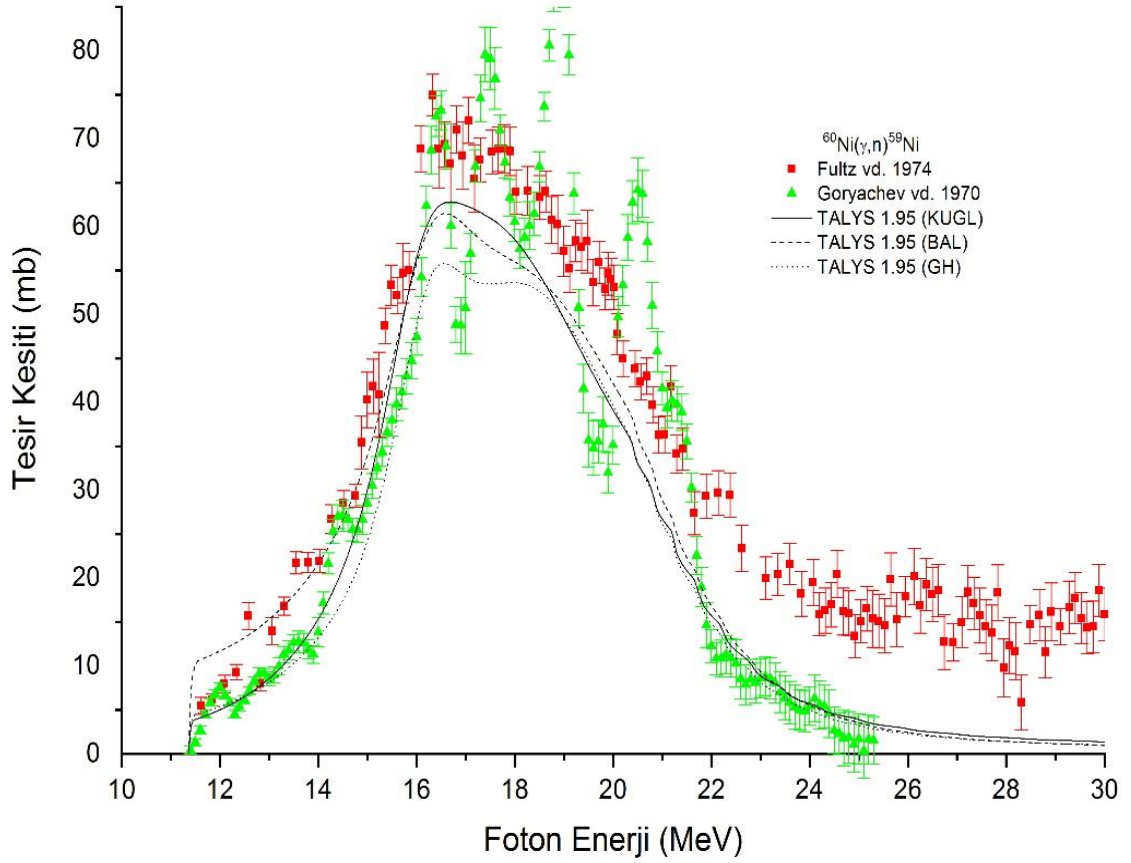
Şekil 4.24. $^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.24, GSF modellerinin $^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplama sonuçlarının EXFOR kitaplığından elde edilen deneysel verilerle bir karşılaştırmasını göstermektedir. Bütün modellerin deneysel verilerle benzer Gauss şekline sahip oldukları ancak tepe noktası değerlerinin deneysel verilerin altında yer aldığı görülmektedir. NSY sonuçlarında 12-16 MeV aralığındaki uyumsuzluğun BAL haricindeki GSF modellerinde düzeldiği dikkat çekmektedir. Bağlı varyans hesaplamalarının sonucuna göre ise KUGL $^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$ reaksiyonu için belirlenen en iyi GSF modelidir (Çizelge 4.2).



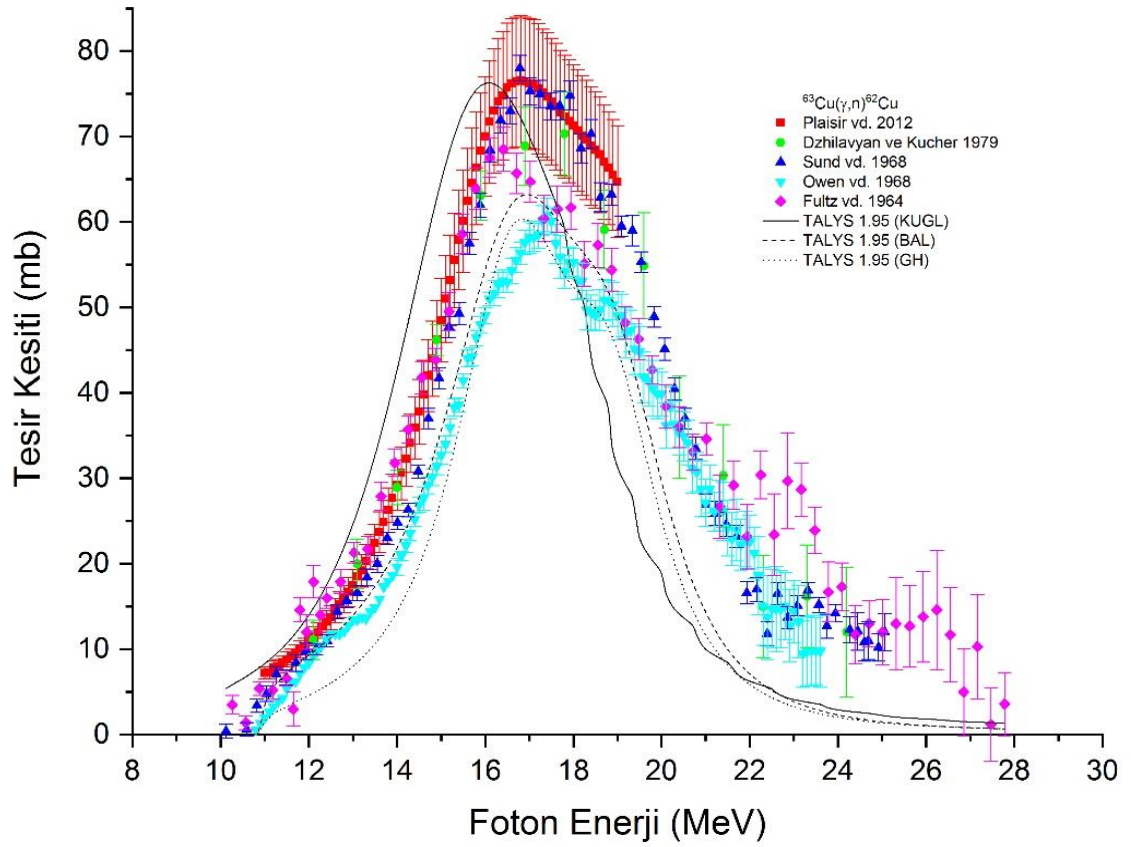
Şekil 4.25. $^{58}\text{Ni}(\gamma,n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.25, GSF modellerinin $^{58}\text{Ni}(\gamma,n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel verilerle bir karşılaştırmasını göstermektedir. 12-16 MeV enerji aralığında NSY modellerinin deneysel verilerle olan uyumsuzluğunun burada KUGL ve GH modellerinde ortadan kalktığı dikkat çekicidir. KUGL modelinin tepe noktası değerinin deneysel verilere daha yakın olduğu, 20 MeV'den sonra ise bütün modellerin deneysel verilerden uzaklaştığı söylenebilir. Bunun nedeni deneysel verinin proton yayınlanması da içerme olasılığı olabilmektedir. GH, bağıl varyans hesaplamalarına göre $^{58}\text{Ni}(\gamma,n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonu için en uygun GSF modeli olmasına karşın KUGL'nin varyans değerine çok yakındır (Çizelge 4.2).



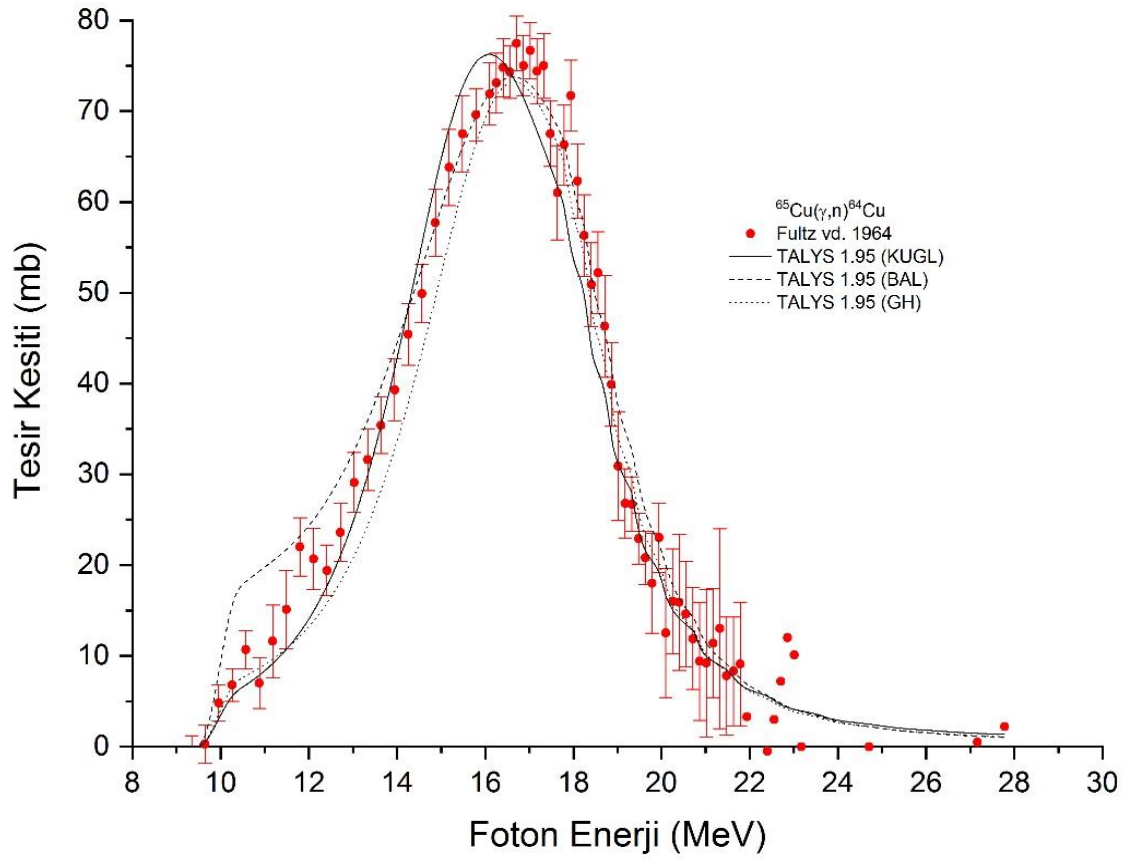
Şekil 4.26. $^{60}\text{Ni}(\gamma,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.26, GSF modellerinin $^{60}\text{Ni}(\gamma,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplama sonuçlarını ve deneysel verileri göstermektedir. Deneysel veriler ve NSY modeli hesaplama sonuçları birbirine yakın Gauss dağılımı sergilemektedir. Bütün model sonuçlarının tepe değerlerinin deneysel verilerin altında kalmasıyla birlikte KUGL'nin ve BAL'nin deneysel verilerle daha uyumlu olduğu görülmektedir. Ayrıca GDR bölgesinde KUGL'nin deneysel verilere daha yakın olduğu dikkat çekmektedir. KUGL'nin bağlı varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{60}\text{Ni}(\gamma,n)^{59}\text{Ni}$ reaksiyonu için en uygun GSF modeli olması da bunu kanıtlar niteliktedir (Çizelge 4.2).



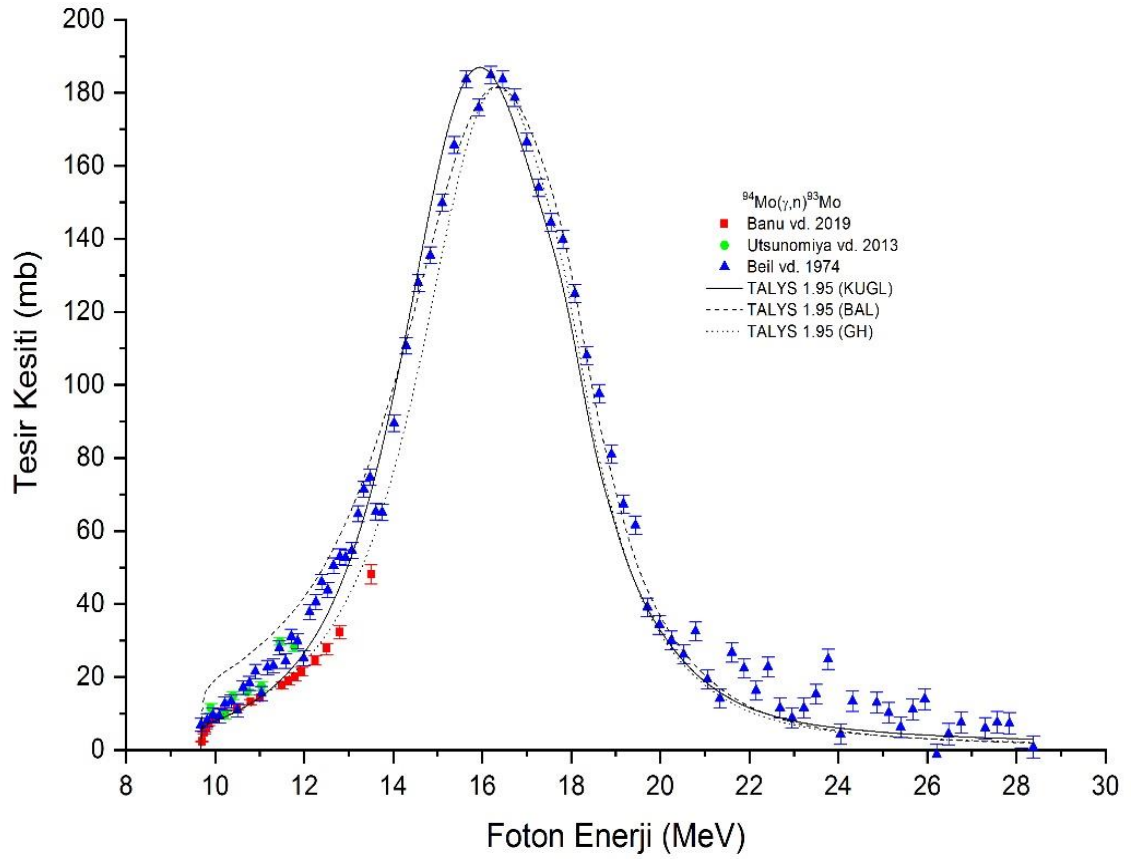
Şekil 4.27. $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.27’de GSF modellerinin $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplama sonuçları EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. GSF modeli hesaplamalarının deneysel verilerle benzer Gauss eğrisi oluşturduğu ancak BAL ve GH modellerinin tepe noktası verilerinin Owen vd.’nin dışındaki deneysel verilerin altında yer aldığı görülmektedir. Ayrıca KUGL modelinde tepe değerlerinin deneysel verileri yakalamasına karşın bir enerji kayması yaşadığı dikkat çekmektedir. Bunun nedeni KUGL modelinin sahip olduğu rezonans eğrisinin genişliğini belirleyen Eşitlik (2.13)’te yer alan Γ_i parametresi olabilir. Bağlı varyans hesaplamalarının sonucunda ise BAL, $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için belirlenen en iyi GSF modelidir (Çizelge 4.2).



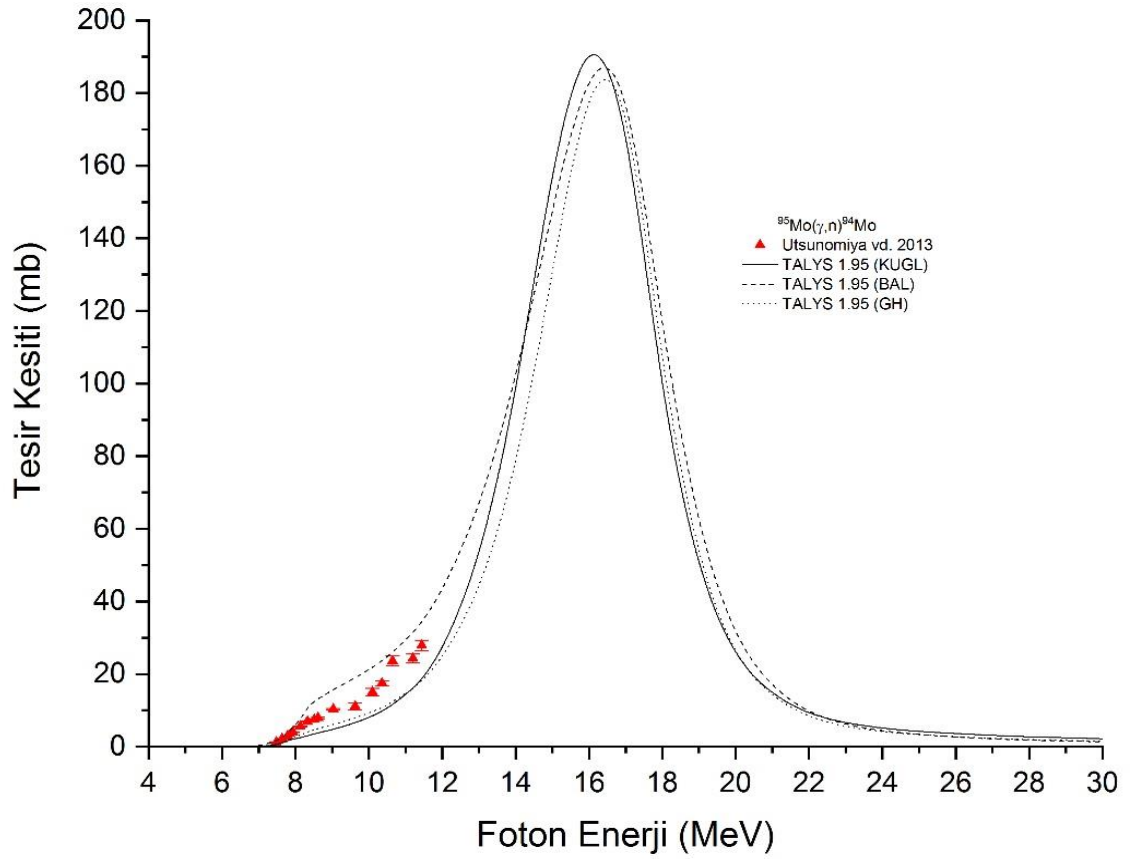
Şekil 4.28. $^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.28, GSF modellerinin $^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel verilerle bir karşılaştırmasını göstermektedir. GSF modellerinin sonuçları ile deneysel verinin sonuçlarının iyi bir uyum yakaladığı görülmektedir. Sadece 10-14 MeV enerji aralıklarında BAL'nin daha yüksek tesir kesiti değerlerine sahip olduğu göze çarpmaktadır. Ayrıca KUGL'nin GDR bölgesinde enerji kayması yaşadığı görülmektedir. $^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için GSF modelleri arasında yapılan bağlı varyans analizine göre ise en ideal model GH olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.2).



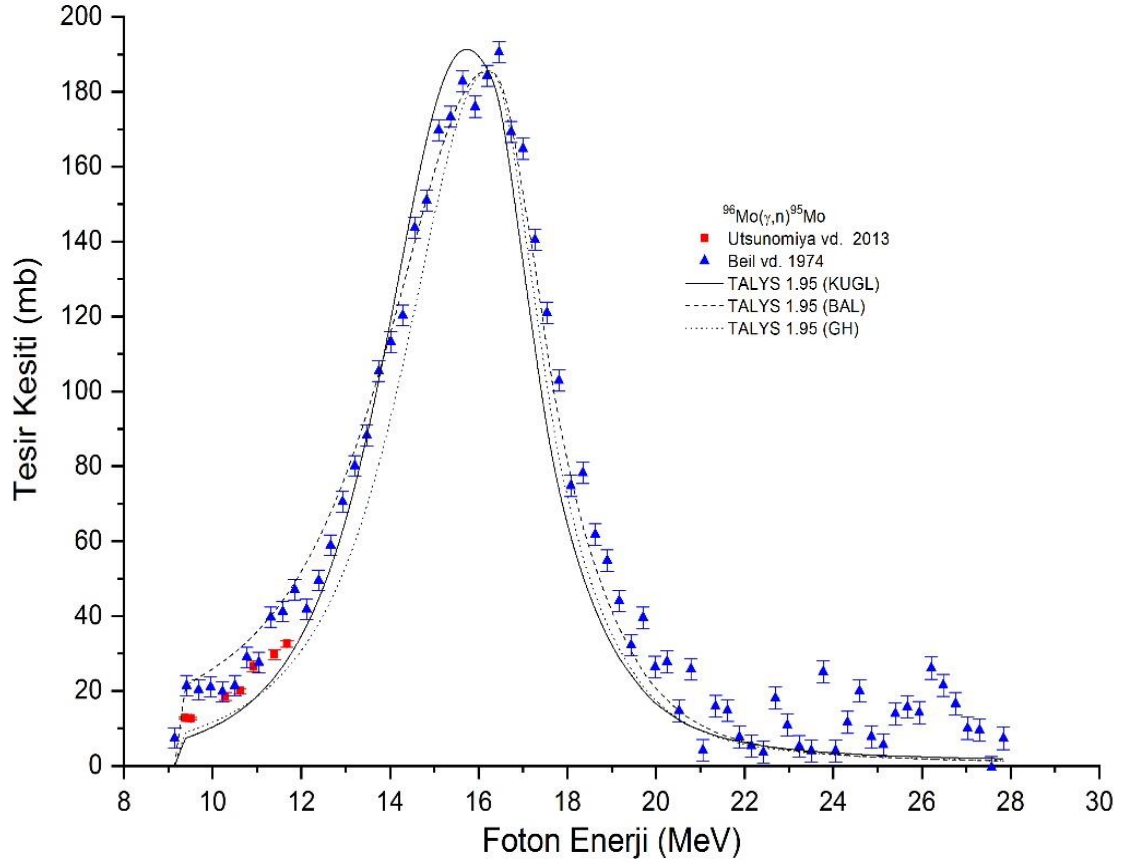
Şekil 4.29. $^{94}\text{Mo}(\gamma,n)^{93}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

BSFGM sabit tutularak belirlenen GSF modelleri için $^{94}\text{Mo}(\gamma,n)^{93}\text{Mo}$ reaksiyonu tesis kesiti hesaplamaları tekrarlanmıştır ve Şekil 4.29'da sonuçlar grafiksel olarak gösterilmektedir. Deneysel veriler ve GSF modeli hesaplama sonuçları benzer bir Gauss dağılımına sahiptir. KUGL, tepe bölgesi için EXFOR verileriyle iyi bir uyum içindedir. 20 MeV'lik gelen foton enerjisinden sonra, model hesaplamalarının hiçbirisi EXFOR verilerinin aksine herhangi bir salınım veya küçük tepe noktası göstermedi. Bu durum proton yayınlanmasıyla ilişkilendirilebilir. KUGL, bağıl varyans hesaplamalarına göre $^{94}\text{Mo}(\gamma,n)^{93}\text{Mo}$ reaksiyonu için en uygun GSF modelidir (Çizelge 4.2).



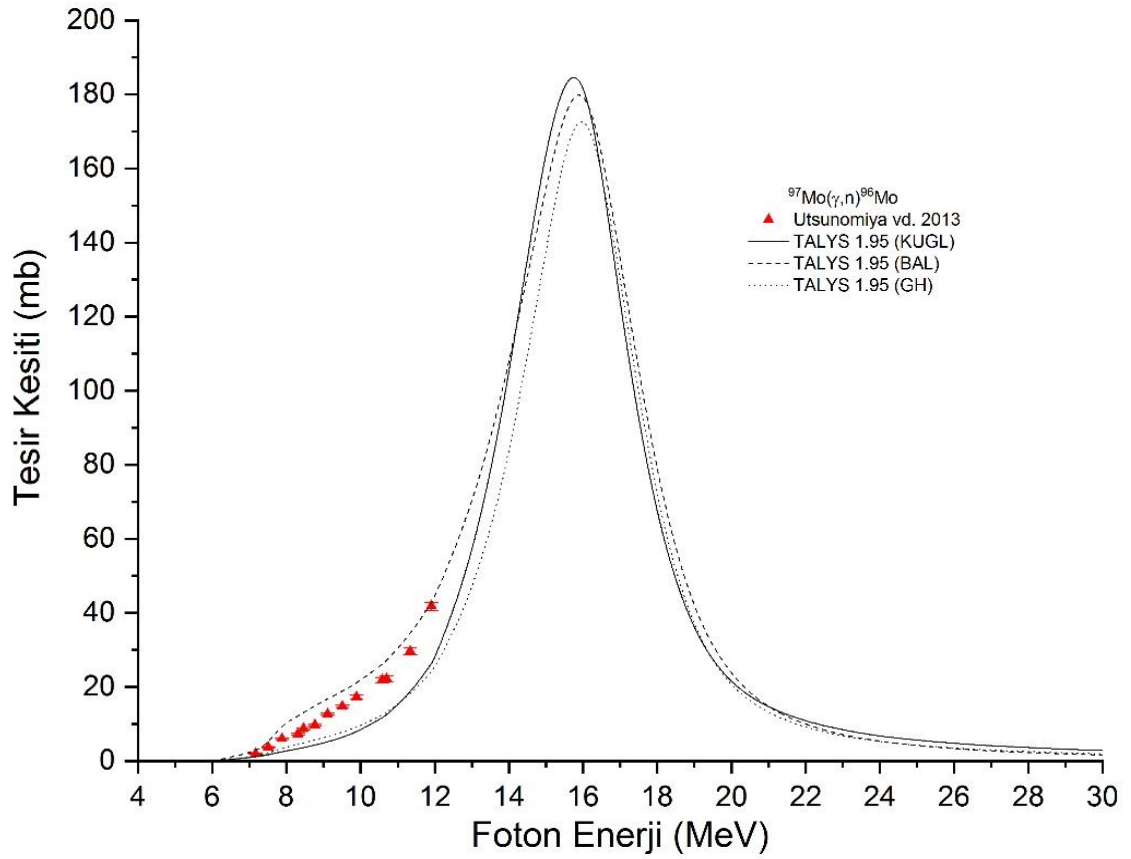
Şekil 4.30. $^{95}\text{Mo}(\gamma,n)^{94}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.30, GSF modellerinin $^{95}\text{Mo}(\gamma,n)^{94}\text{Mo}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplama sonuçlarını göstermektedir. GSF modellerinin sonuçları, 7-12 MeV foton enerji aralığındaki deneysel verilerle uyumludur. 12-30 MeV enerji aralığında ise EXFOR veri tabanında deneysel veriye rastlanmamıştır. GSF sonuçları benzer dağılıma sahip olmasına rağmen, eğrinin başlangıcı ile GDR bölgesi arasında belirgin bir fark olduğu görülmektedir. Bağlı varyans hesaplamalarına göre GH, $^{95}\text{Mo}(\gamma,n)^{94}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri arasında en uygun olanıdır (Çizelge 4.2).



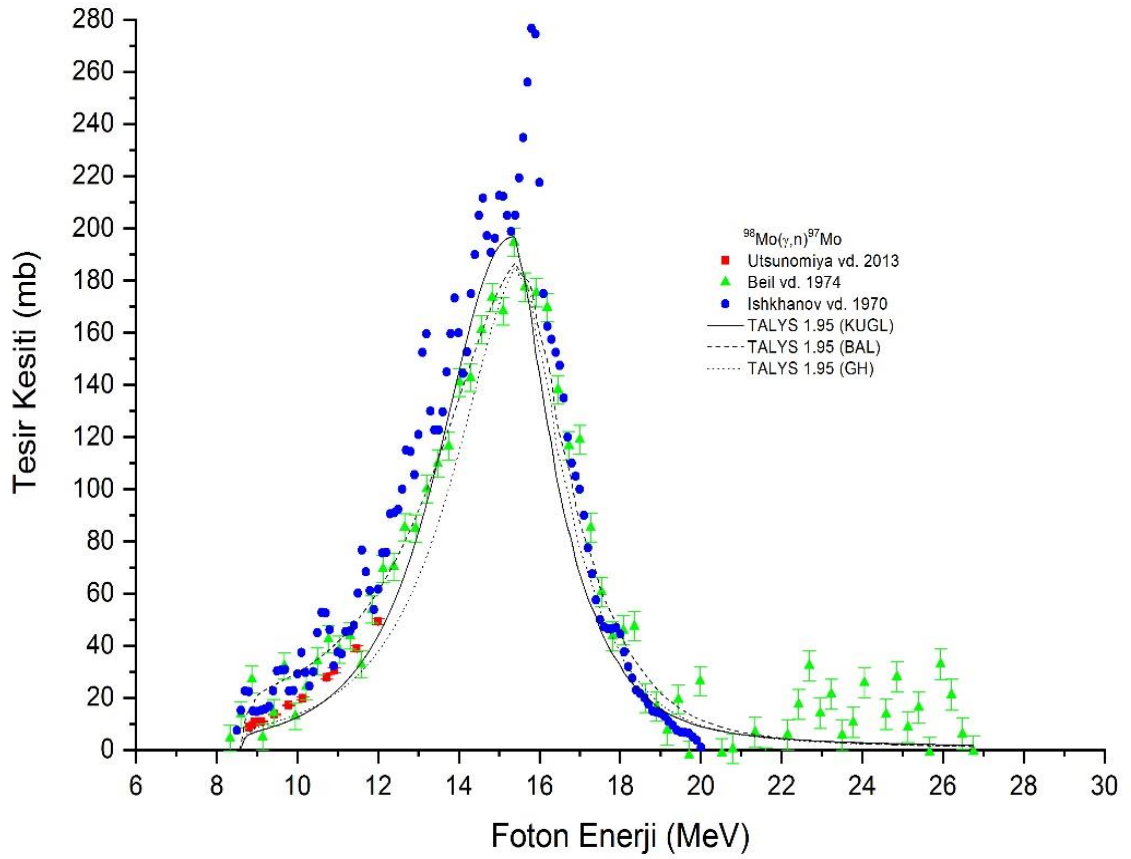
Şekil 4.31. $^{96}\text{Mo}(\gamma,n)^{95}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Tesir kesiti hesaplamaları GSM sabit bir faktör olarak kullanılarak belirlenen GSF modelleri ile $^{96}\text{Mo}(\gamma,n)^{95}\text{Mo}$ reaksiyonu için tekrarlanmıştır. Tüm GSF model hesaplamaları, Şekil 4.31'de gösterildiği gibi, deneysel verilerle benzer sonuçlar vermiştir. BAL eğrisinin deneysel verileri diğerlerinden daha yakından takip ettiği görülmektedir. Bağlı varyans analizine göre $^{96}\text{Mo}(\gamma,n)^{95}\text{Mo}$ reaksiyonu için BAL, EXFOR verileriyle en uyumlu modeldir (Çizelge 4.2).



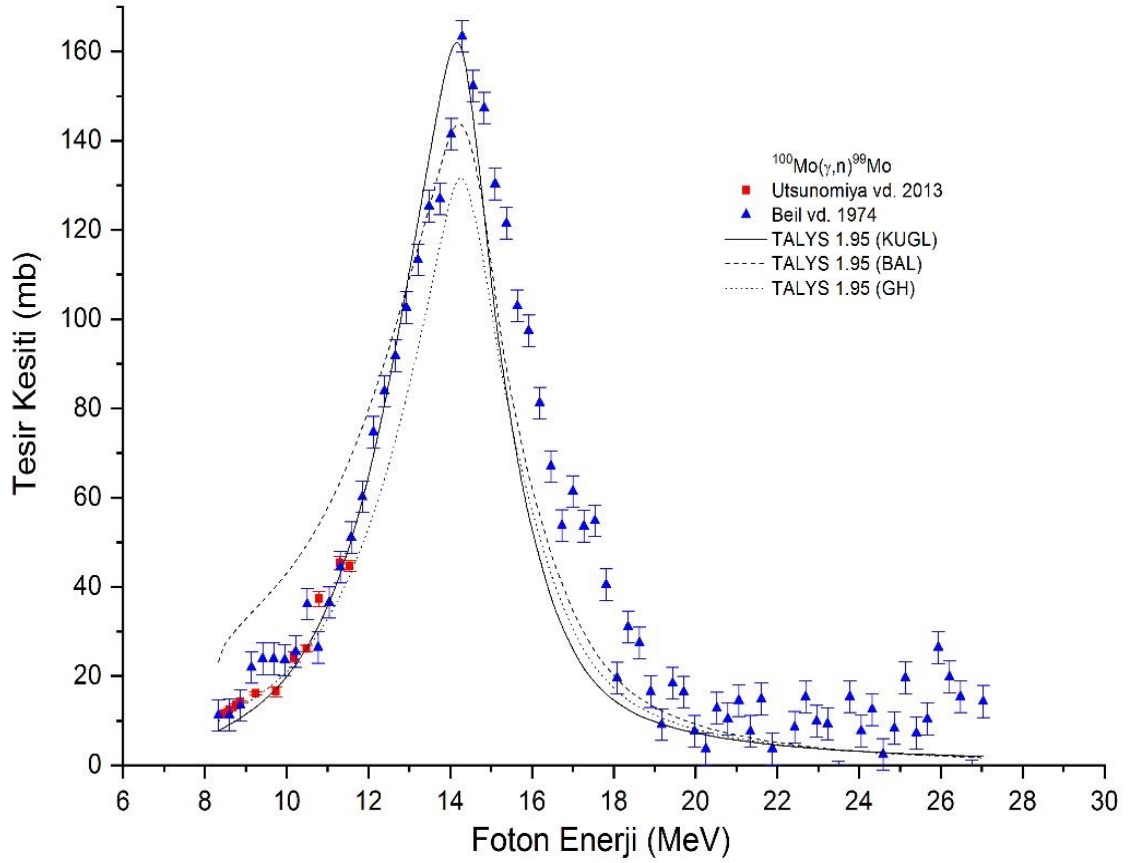
Şekil 4.32. $^{97}\text{Mo}(\gamma,n)^{96}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

Şekil 4.32, GSF modellerinin $^{97}\text{Mo}(\gamma,n)^{96}\text{Mo}$ reaksiyonu için tesis kesiti hesaplama sonuçlarını göstermektedir. GSF modellerinin sonuçları, 7-11 MeV foton enerji aralığındaki deneylerin sonuçlarıyla uyumludur. Bu reaksiyon için GSF modellerinin hesaplama sonuçları birbiriyle uyumludur, ancak Gauss dağılımının ilk yarısında gözle görülür değişiklikler görülmektedir. Bağlı varyans hesaplamalarına göre $^{97}\text{Mo}(\gamma,n)^{96}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri arasında en uygun model BAL olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.2).



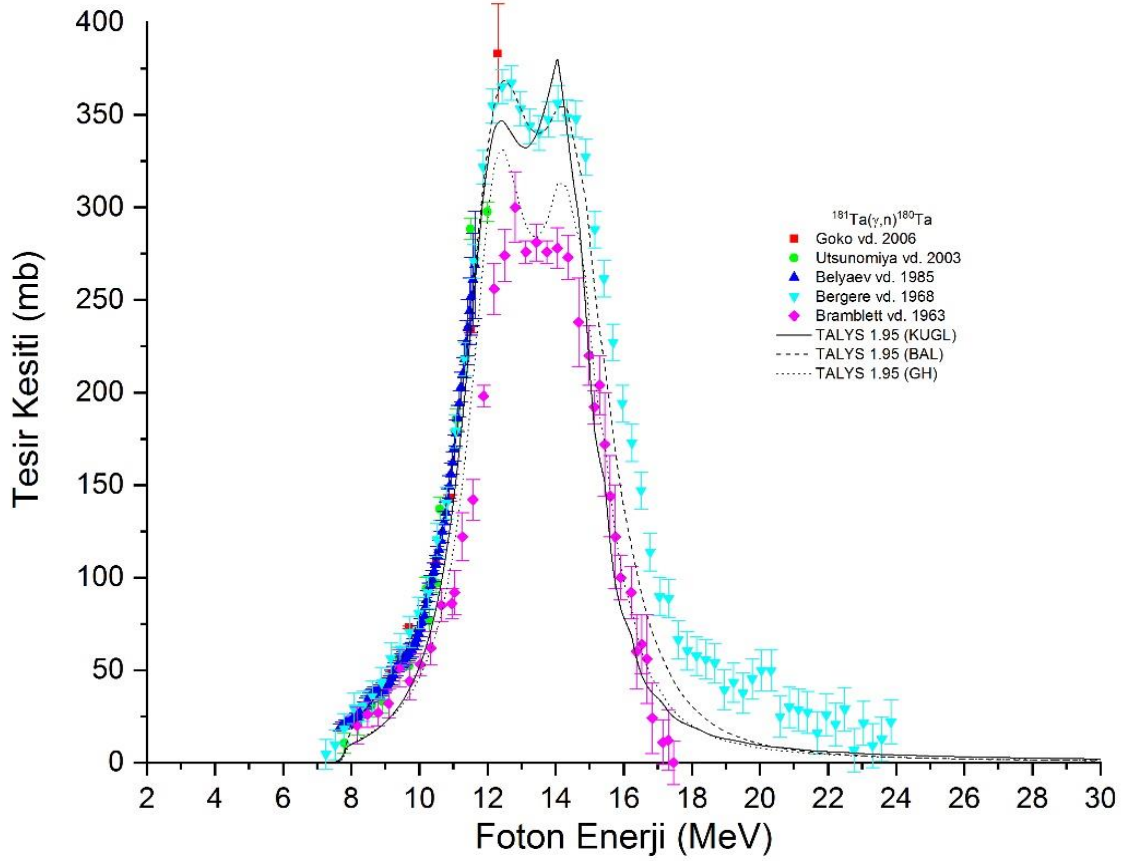
Şekil 4.33. $^{98}\text{Mo}(\gamma, n)^{97}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 4.33, $^{98}\text{Mo}(\gamma, n)^{97}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile tesis kesiti hesaplamalarının ve EXFOR verilerinin değerlendirmesini göstermektedir. Tüm modellerin deneysel verilerle aynı yapıda olması dışında, KUGL'nin GDR bölgesinde diğerlerinden daha iyi sonuç gösterdiği açıktır. Bağıl varyans hesaplamalarına göre KUGL'nin $^{98}\text{Mo}(\gamma, n)^{97}\text{Mo}$ reaksiyonu için en uygun GSF modeli olması da bunu destekler niteliktedir (Çizelge 4.2).



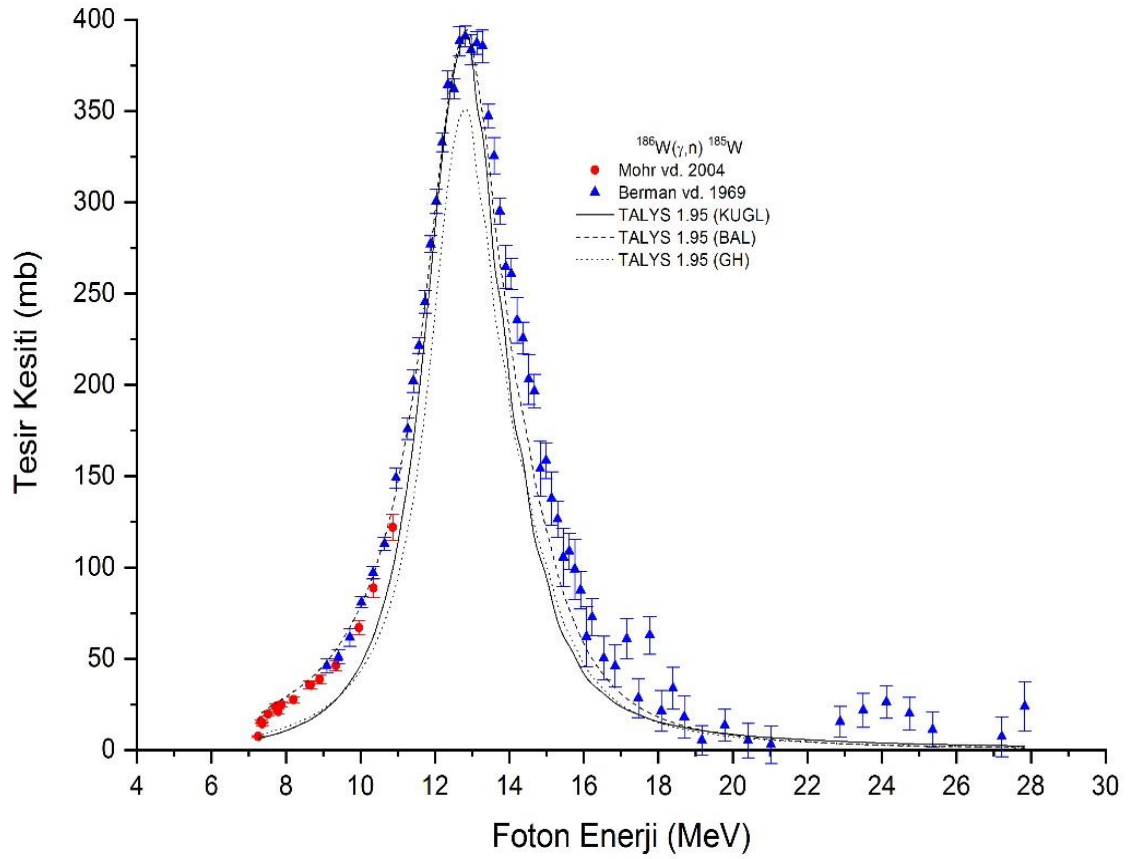
Şekil 4.34. $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

BSFGM sabit tutularak belirlenen GSF modelleri için $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları tekrarlanmıştır ve sonuçlar Şekil 4.34'te gösterilmektedir. KUGL sonucu, eğrinin başından sonuna kadar deneysel verilerle iyi bir uyum içindedir ve tepe verilerini yakalayabilen tek modeldir. Ek olarak, GH sonuçlarının EXFOR verilerini aşağıdan takip ettiği görülmektedir. Bağlı varyans hesaplamalarına dayalı olarak $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaksiyonu için en tutarlı model GH olmasına rağmen KUGL ile aralarında anlamlı bir fark yoktur (Çizelge 4.2).



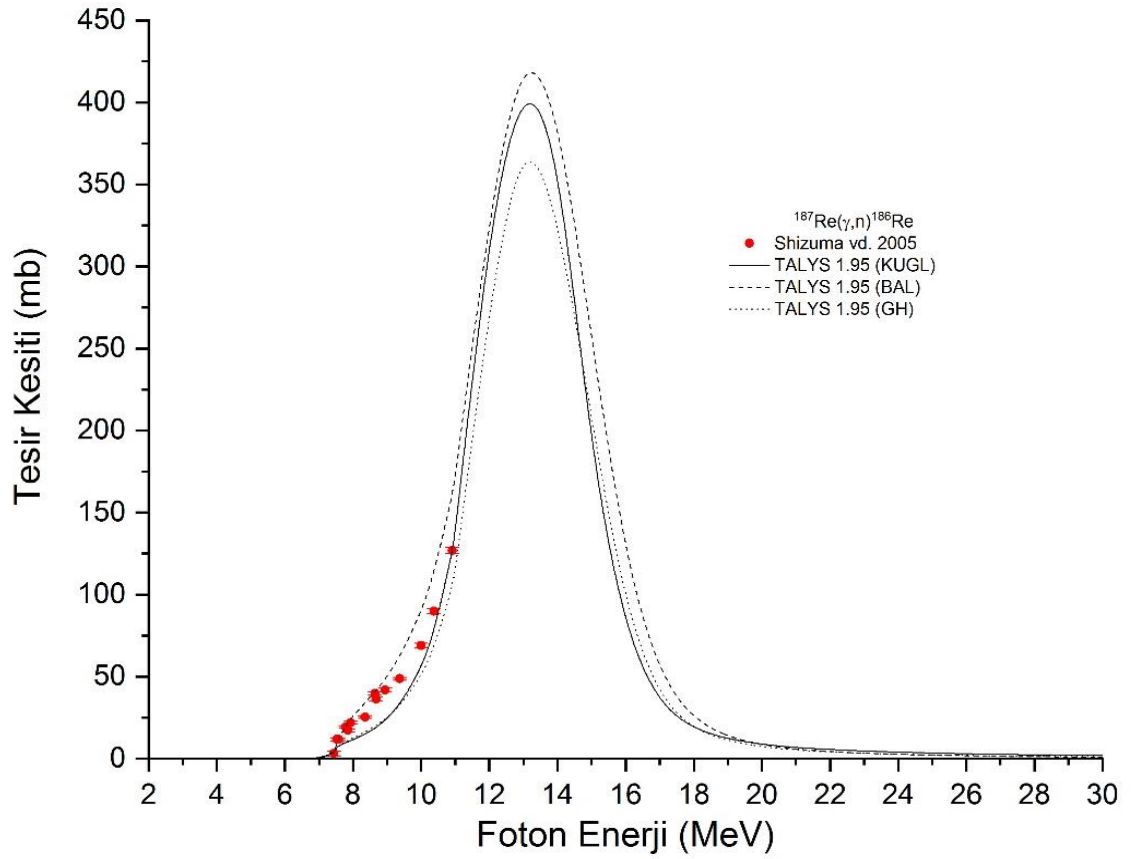
Şekil 4.35. $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

$^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonunda sabit faktör olarak CTFGM kullanılarak GSF modelleri için tesis kesiti hesaplamaları tekrarlanmıştır. Şekil 4.35, GSF hesaplama sonuçlarının grafiksel analizini göstermektedir. Bu karşılaştırma, GSF model sonuçlarının EXFOR verileriyle tutarlı sonuçlar verdiğini göstermektedir. Ancak, GDR bölgesinde, özellikle KUGL modeli için deneysel verilerden bir sapma görülmektedir. Ek olarak, GH modelinin sonuçları Bergere vd.'nin verilerinin altında yer almaktadır. Bağlı varyans hesaplamalarına göre BAL, $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonu için GSF modelleri arasında en uygun model olarak belirlenmiştir (Çizelge 4.2).



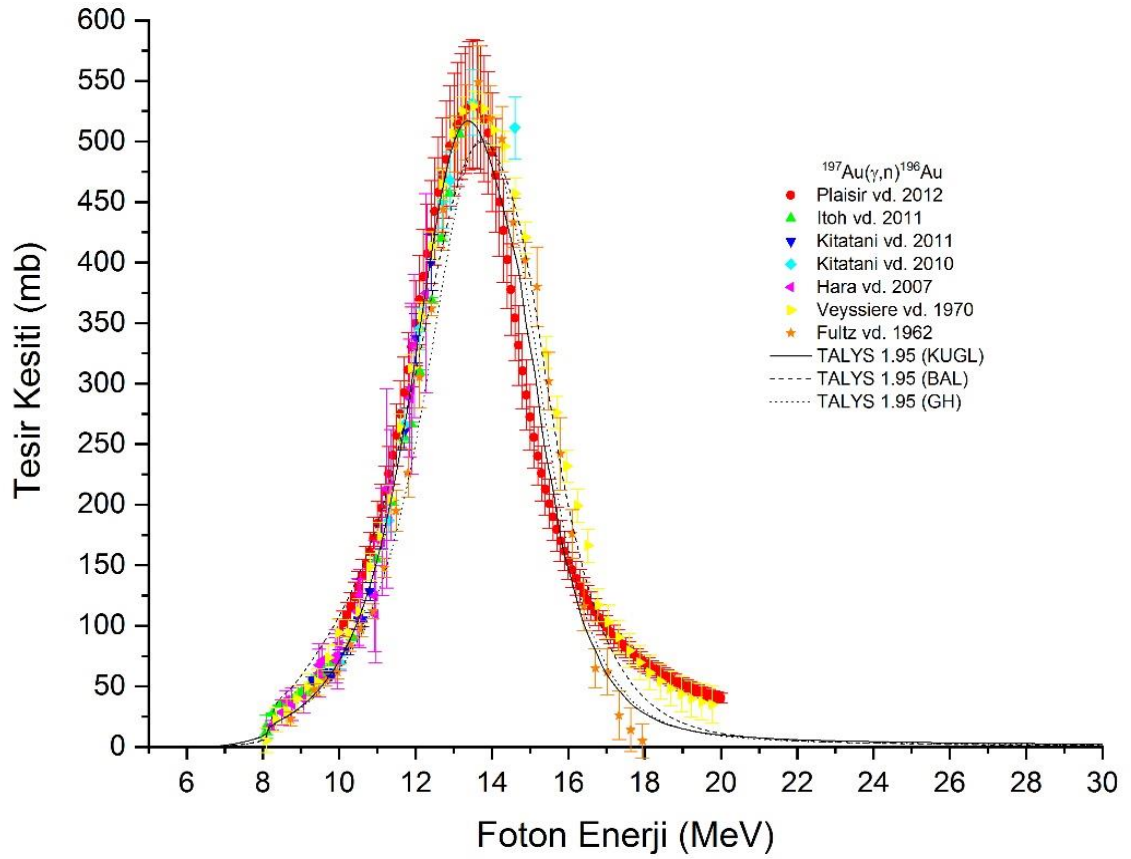
Şekil 4.36. $^{186}\text{W}(\gamma, n)^{185}\text{W}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

GSM sabit tutularak $^{186}\text{W}(\gamma, n)^{185}\text{W}$ reaksiyonu için farklı GSF modelleri ile hesaplamalar tekrarlanmıştır. Şekil 4.36, GSF modellerinin hesaplamalarının sonuçlarını göstermektedir. Tüm GSF modeli hesaplamalarının deneysel verilerle benzer sonuçları verdiği, ancak Gauss dağılımının giriş ve son kısımlarında KUGL ve BAL modelleri için deneysel verilerden bir miktar sapma olduğu görülmektedir. Ayrıca GH modelinin tepe bölgesi diğer modellerden farklı olarak deneysel verilerin altında yer almıştır. Bağlı varyans hesaplamalarına göre $^{186}\text{W}(\gamma, n)^{185}\text{W}$ reaksiyonu için GSF modelleri arasında BAL en iyi modeldir (Çizelge 4.2).



Şekil 4.37. $^{187}\text{Re}(\gamma,n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel veriyle karşılaştırılması

$^{187}\text{Re}(\gamma,n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu için tesis kesiti hesaplamaları en uygun NSY modeli olan BSFGM sabit tutularak GSF modelleri ile tekrarlanmıştır. Şekil 4.37, GSF modellerinin hesaplamalarının sonuçlarını göstermektedir. GSF sonuçları benzer bir Gauss dağılımı gösterse de eğrinin GDR bölgesindeki fark açıkça görülmektedir. Ayrıca GH Modelinin tepe bölgesi diğer modellerin altında yer almaktadır. BAL bağıl varyans hesaplamalarına göre $^{187}\text{Re}(\gamma,n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu için GSF modelleri arasında en uygun modeldir (Çizelge 4.2).



Şekil 4.38. $^{197}\text{Au}(\gamma,n)^{196}\text{Au}$ reaksiyonu için GSF modelleri ile yapılan tesis kesiti hesaplamalarının deneysel verilerle karşılaştırılması

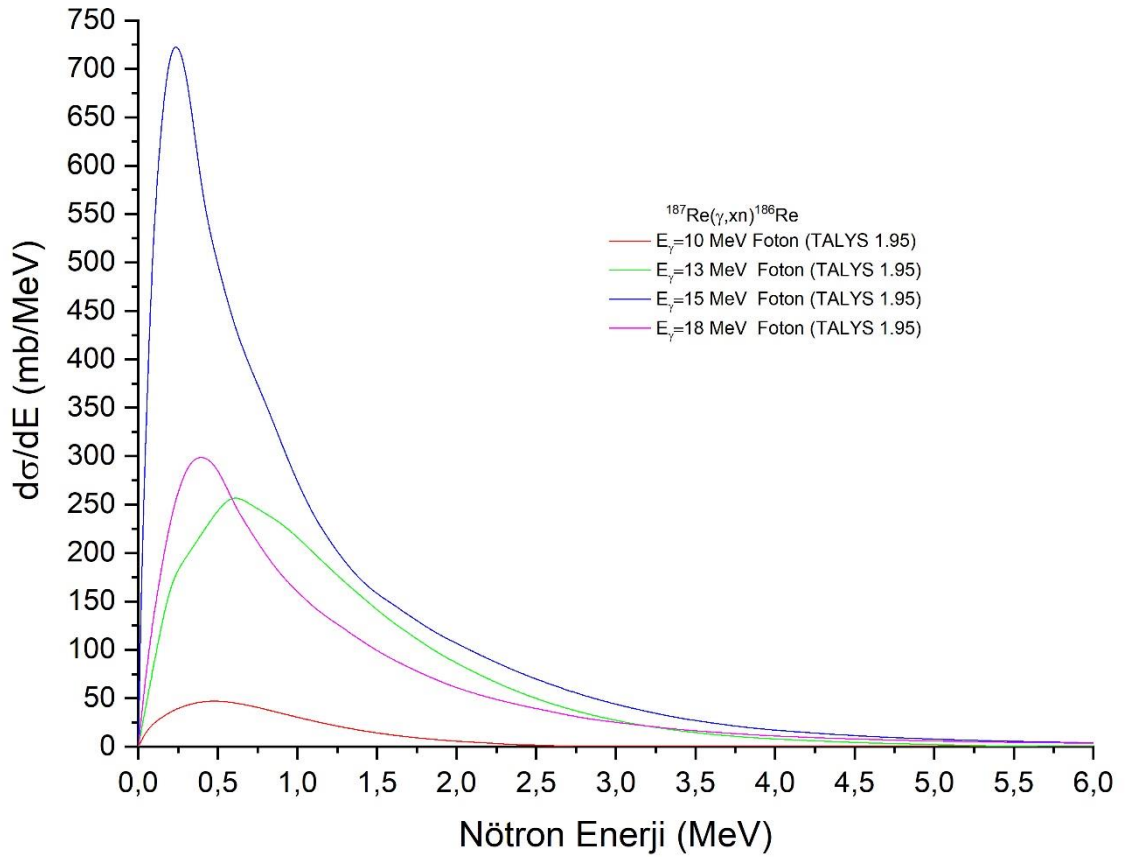
GSF modelleri için tesis kesiti hesaplamaları $^{197}\text{Au}(\gamma,n)^{196}\text{Au}$ reaksiyonu için en uygun NSY modeli olan BSFGM sabit tutularak tekrarlanmıştır. Şekil 4.38'de GSF modelleri ile EXFOR verilerinin karşılaştırılması yer almaktadır. Grafikten anlaşıldığı gibi tüm GSF modelleri EXFOR verileriyle uyumludur. Çizelge 4.2'de verilen bağıl varyans hesaplamaları dikkate alındığında KUGL bu reaksiyon için en uygun GSF modelidir. Ayrıca NSY model hesaplamalarında meydana gelen tepe bölgesindeki enerji kayması ve deneysel verilerin altında yer alma sorununun $^{197}\text{Au}(\gamma,n)^{196}\text{Au}$ reaksiyonu için KUGL modeli ile çözüldüğü görülmektedir.

4.3. Nötron Yayınlanma Spektrumları Hesaplamaları

Belirlenen izotoplar için mono-enerjili fotonların oluşturduğu (γ, xn) reaksiyonu nötron spektrumları grafiksel analizleri Şekil 4.39 - 4.42’de gösterilmektedir. İzotopların nötron yayınlanma spektrumu hesaplamalarından elde edilen bazı önemli sonuçlara Çizelge 4.3’de yer verilmiştir.

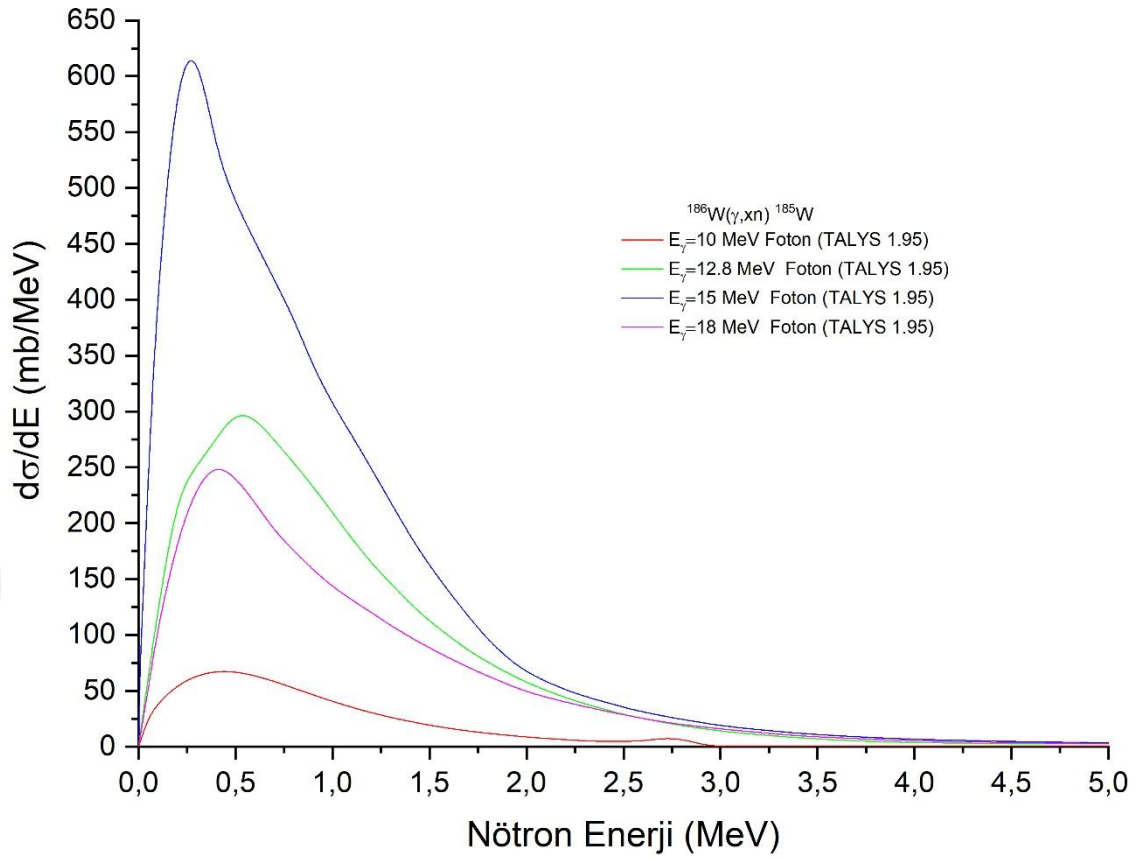
Çizelge 4.3. Nötron yayınlanma spektrumları hesaplama sonuçlarına ait veriler. E_{nort} 1 mb/MeV ve üzeri tesir kesitine sahip nötronların ortalama enerjisini, E_{nmak} maksimum tesir kesitine karşılık gelen nötron enerjisini, $P_{0,5}$ 0,5 MeV nötron enerjisinin diferansiyel tesir kesitini, P_1 1MeV nötron enerjisinin diferansiyel tesir kesitini, $P_{1,5}$ 1,5 MeV nötron enerjisinin diferansiyel tesir kesitini, P_2 ise 2 MeV nötron enerjisinin diferansiyel tesir kesitini temsil etmektedir

İzotop	E_γ (MeV)	E_{nort} (MeV)	E_{nmak} (MeV)	$P_{0,5}$ (mb/MeV)	P_1 (mb/MeV)	$P_{1,5}$ (mb/MeV)	P_2 (mb/MeV)
^{187}Re	10,00	1,17	0,50	47,32	30,45	14,31	5,72
	13,00	2,19	0,60	244,77	216,33	141,41	86,29
	15,00	2,66	0,20	496,91	272,96	157,95	106,70
	18,00	2,60	0,40	288,86	160,03	99,11	60,62
^{186}W	10,00	1,28	0,40	67,19	40,59	19,28	8,71
	12,80	2,48	0,50	299,60	209,61	112,33	57,36
	15,00	3,12	0,30	486,66	306,92	162,20	66,42
	18,00	2,32	0,40	241,26	143,40	88,27	48,95
^{65}Cu	15,00	2,57	1,10	15,22	19,16	17,24	13,82
	16,60	3,24	1,10	18,63	24,02	22,65	18,82
	18,00	3,67	0,05	13,74	18,64	17,93	15,16
^{63}Cu	15,00	2,07	2,20	7,85	10,19	9,59	12,86
	17,00	3,03	1,10	14,05	18,56	17,87	15,16
	18,00	3,52	1,30	12,25	16,57	16,03	13,77



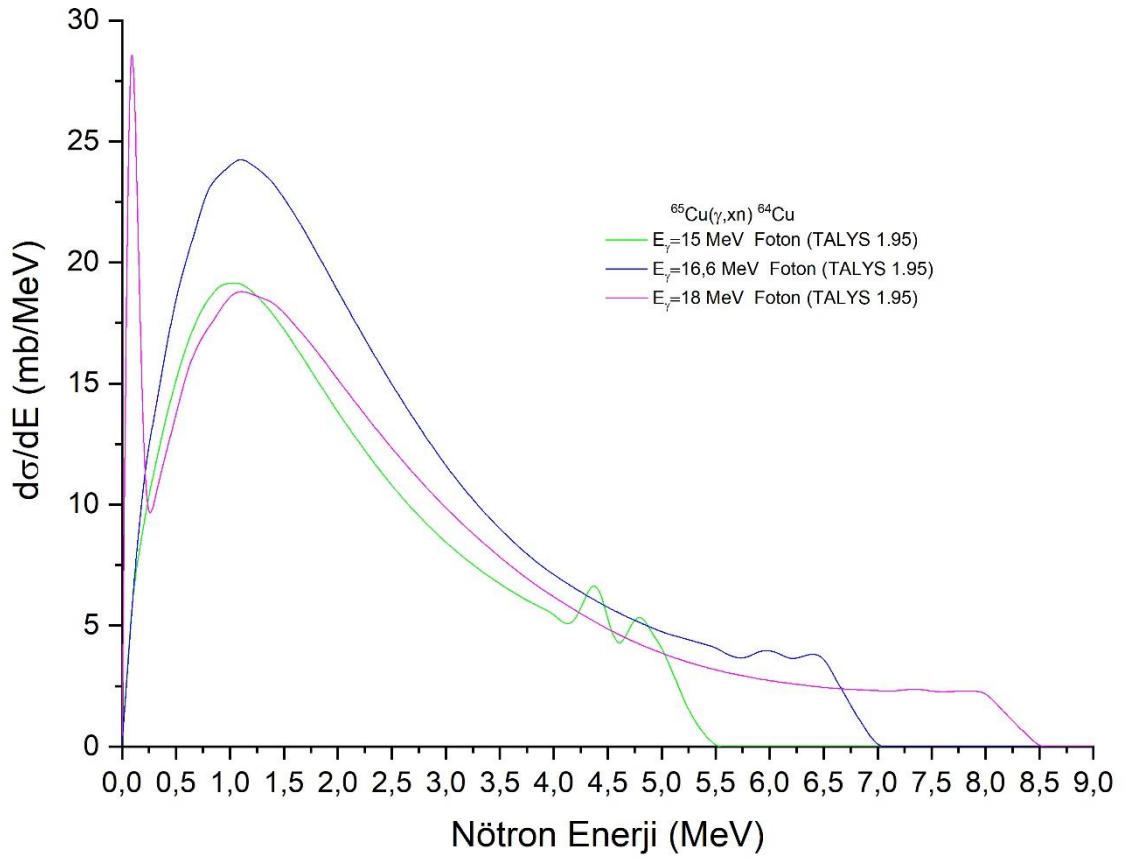
Şekil 4.39. ^{187}Re izotopunda $E_\gamma = 10, 13, 15$ ve 18 MeV mono-enerjili fotonların meydana getirdiği (γ, xn) reaksiyonu nötron yayınlanma spektrumları

Şekil 4.39'da ^{187}Re izotopunda $E_\gamma = 10, 13, 15$ ve 18 MeV mono enerjili fotonların oluşturduğu (γ, xn) reaksiyonu için hesaplanan nötron yayınlanma spektrumları görülmektedir. Burada $E_\gamma = 13$ MeV, NSY ve GSF modelleri ile yapılan $^{187}\text{Re}(\gamma, n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamalarında en yüksek tesir kesiti değerine karşılık gelen foton enerjisidir. 10 MeV en düşük nötron yayınlanma olasılıklarına sahip olurken, 13 MeV gelen foton enerjisinin ise 15 MeV ve 18 MeV'in altında yer aldığı görülmektedir. 15 MeV gelen foton enerjisi için nötron yayınlanma olasılıklarının 18 MeV'den yüksek olması nötron ayrışma enerjisinden dolayı reaksiyonun bir nötron yerine iki nötronu koparacak enerjiyi harcayarak nötronların kinetik enerjisinin düşük olmasını sağlamasından dolayı olduğu düşünülmektedir. ^{187}Re izotopu için belirlenen mono enerjili fotonların oluşturduğu maksimum olasılıklı nötronların enerjilerinin $0,2-0,6$ MeV aralığında olduğu görülmektedir (Çizelge 4.3). Ayrıca, sonuçlara göre ≥ 1 mb/MeV tesir kesitine sahip nötronların ortalama enerjileri 10 MeV, 13 MeV, 15 MeV ve 18 MeV gelen foton enerjileri için sırasıyla $1,17$ MeV, $2,19$ MeV, $2,66$ MeV ve $2,60$ MeV olarak bulunmuştur.



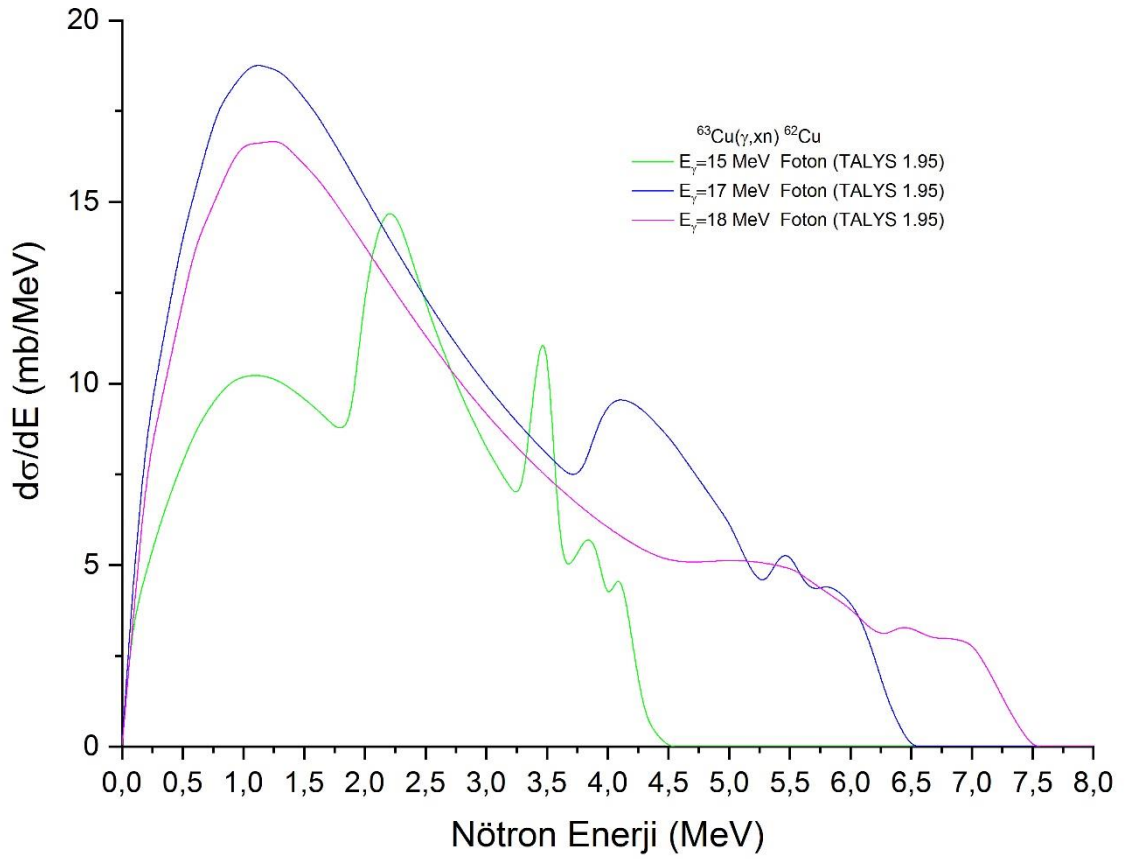
Şekil 4.40. ^{186}W izotopunda $E_\gamma = 10, 12,8, 15$ ve 18 MeV mono-enerjili fotonların meydana getirdiği (γ, xn) reaksiyonu nötron yayınlanma spektrumları

Şekil 4.40'da $E_\gamma = 10, 12,8, 15$ ve 18 MeV mono-enerjili fotonlarla (γ, xn) reaksiyonuna giren ^{186}W izotopu için elde edilen nötron yayınlanma spektrumları görülmektedir. Burada $E_\gamma = 12,8$ MeV, NSY ve GSF modelleri ile yapılan $^{186}\text{W}(\gamma, n)^{185}\text{W}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamalarında en yüksek tesir kesiti değerine sahip olan foton enerjisidir. $12,8$ MeV, 15 MeV ve 18 MeV gelen foton enerjilerinin nötron yayınlanma olasılıkları, nötron yayınlanma spektrum grafiğinde görüldüğü gibi 10 MeV gelen foton enerjisinden daha yüksektir. $12,8$ MeV enerjili gelen foton için en yüksek olasılıkla yayılan nötronların enerjisi $0,5$ MeV olmasına rağmen, 15 MeV enerjili gelen foton için aynı nötron yayınlanma enerjisinin olasılığı yaklaşık $1,6$ kat artmaktadır (Çizelge 4.3). ^{186}W izotopu için belirlenen mono enerjili fotonların oluşturduğu maksimum olasılıklı nötronların enerjilerinin $0,3-0,5$ MeV aralığında olduğu görülmektedir (Çizelge 4.3). Ayrıca, sonuçlara göre ≥ 1 mb/MeV tesir kesitine sahip nötronların ortalama enerjileri 10 MeV, $12,8$ MeV, 15 MeV ve 18 MeV gelen foton enerjileri için sırasıyla $1,28$ MeV, $2,48$ MeV, $3,12$ MeV ve $2,32$ MeV olarak bulunmuştur.



Şekil 4.41. ^{65}Cu izotopunda $E_\gamma = 15, 16,6$ ve 18 MeV mono-enerjili fotonların meydana getirdiği (γ, xn) reaksiyonu nötron yayınlanma spektrumları

Şekil 4.41’de $E_\gamma = 15, 16,6$ ve 18 MeV mono enerjili fotonların ^{65}Cu izotopunda oluşturduğu (γ, xn) reaksiyonu için hesaplanan nötron yayınlanma spektrumlarının karşılaştırması görülmektedir. Burada $E_\gamma = 16,6$ MeV, NSY ve GSF modelleri ile $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için yapılan tesir kesiti hesaplamalarında en yüksek tesir kesiti değerine karşılık gelen foton enerjisidir. 15 MeV ve 18 MeV gelen foton enerjilerine ait spektrum eğrilerinin birbirine yakın olduğu görülmektedir. $16,6$ MeV enerjili gelen foton $0,5-2$ MeV aralığında en yüksek tesir kesiti değerlerine sahipken 15 MeV’in ve 18 MeV’in tesir kesiti değerleri birbirine yakındır (Çizelge 4.3). 10 MeV gelen foton enerjisi için ise TALYS 1.95 programında spektrum elde edilememiştir. ^{65}Cu izotopu için belirlenen mono enerjili fotonların oluşturduğu maksimum olasılıklı nötronların enerjilerinin $0,05-1,1$ MeV aralığında olduğu görülmektedir (Çizelge 4.3). Ayrıca, sonuçlara göre ≥ 1 mb/MeV tesir kesitine sahip nötronların ortalama enerjileri 15 MeV, $16,6$ MeV ve 18 MeV gelen foton enerjileri için sırasıyla $2,57$ MeV, $3,24$ MeV ve $3,67$ MeV olarak bulunmuştur.



Şekil 4.42. ^{63}Cu izotopunda $E_\gamma = 15, 17$ ve 18 MeV mono-enerjili fotonların meydana getirdiği (γ, xn) reaksiyonu nötron yayınlanma spektrumları

Şekil 4.42’de $E_\gamma = 15$ MeV, 17 MeV ve 18 MeV mono-enerjili fotonlarla (γ, xn) reaksiyonuna giren ^{63}Cu izotopu için elde edilen nötron yayınlanma spektrumları görülmektedir. Burada $E_\gamma = 17$ MeV, NSY ve GSF modelleri ile yapılan $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için tesir kesiti hesaplamalarında en yüksek tesir kesiti değerine karşılık gelen foton enerjisidir. En yüksek tesir kesitine sahip eğrinin 17 MeV gelen foton enerjilerinin oluşturduğu ve sırasıyla 18 MeV ve 15 MeV grafiklerinin onun altında yer aldıkları görülmektedir. 17 MeV ve 18 MeV fotonların nötron oluşturma olasılıkları birbirine yakın çıkmıştır. 15 MeV fotonların $2-3,5$ MeV enerjili aralığında nötron yayınlama olasılıklarında 17 MeV’e ve 18 MeV’e yaklaştığı fakat $4,5$ MeV üzerinde nötron çıkış olasılığı bulunmadığı dikkat çekmektedir (Çizelge 4.3). 10 MeV gelen foton enerjisi için ise TALYS 1.95 programında spektrum elde edilememiştir. ^{63}Cu izotopu için belirlenen mono enerjili fotonların oluşturduğu maksimum olasılıklı nötronların enerjilerinin $1,1-2,2$ MeV aralığında olduğu görülmektedir (Çizelge 4.3). Ayrıca, sonuçlara göre ≥ 1 mb/MeV tesir kesitine sahip nötronların ortalama enerjileri 15 MeV, 17 MeV ve 18 MeV gelen foton enerjileri için sırasıyla $2,07$ MeV, $3,03$ MeV ve $3,52$ MeV olarak bulunmuştur.

5. TARTIŞMA

SSF GM, GKFGM ve GSM NSY modelleri kullanılarak medikal linak'ların kafa yapısında yaygın olarak bulunan ^{50}Ti , ^{51}V , ^{54}Fe , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{94}Mo , ^{95}Mo , ^{96}Mo , ^{97}Mo , ^{98}Mo , ^{100}Mo , ^{181}Ta , ^{186}W , ^{187}Re , ^{197}Au izotopları için TALYS 1.95 kodu ile yapılan (γ, n) reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları ve EXFOR'dan alınan verilerle yapılan karşılaştırmalı analizi Bölüm 4.1'de verilmiştir.

NSY modelleri analizlerinin dikkat çeken sonuçları şu şekilde sıralanabilir:

- TALYS 1.95 kodunda belirlenen NSY modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarında deneysel verilerle genel olarak iyi bir uyum yakalanmıştır.
- Yapılan grafiksel analizler ve bağıl varyans analizleri sonucunda NSY modelleri arasında deneysel verilerle en uyumlu olan modeller GKFGM ve GSM'dir.
- ^{181}Ta , ^{54}Fe ve ^{60}Ni izotopları için SSFGM varyans analizine göre en uyumlu model olmasına karşın diğer modeller de deneysel verilere yakın bir dağılım sergilemiştir.
- NSY modellerinin grafiğin tepe noktasında ve GDR bölgesi enerji genişliğinde deneysel verilerle olan uyumsuzlukların modellerin bu bölgeleri oluşturan GDR parametrelerinden kaynaklandığını söylemek mümkündür. Bu parametrelerde yapılacak olan iyileştirmelerle modellerin deneysel verilerle daha uyumlu olması sağlanabilir. Özdoğan vd. (2020) yapmış oldukları çalışmada yeni GDR parametreleri uygulayarak deneysel verilere daha yakın sonuçlar elde etmişlerdir (Özdoğan vd. 2020).

Kaplan vd. (2013)'nin çalışmasında $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$, $^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$, $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ ve $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonları için TALYS 1.2 kodu NSY varsayılan modeli SSFGM ile yapılan hesaplama sonuçlarına ait grafiklerin de bu çalışmadaki SSFGM sonuçlarıyla tutarlı olduğu görülmüştür (Kaplan vd. 2013).

Kaplan vd. (2017)'nin TALYS 1.6 kodu ile SSFGM, GKFGM ve GSM NSY modellerini kullanarak yapmış olduğu çalışmada ^{54}Fe ve ^{56}Fe izotopları için bu çalışmayla benzer sonuçlar elde edilmiştir (Kaplan vd. 2017). Ancak bu çalışmadaki $^{54}\text{Fe}(\gamma, n)^{53}\text{Fe}$ reaksiyonu için tesir kesiti değerlerinin Kaplan vd. (2017)'nin değerlerinden oldukça düşük olduğu görülmüştür.

Özdoğan vd. (2019)'nin TALYS 1.8 kodu ile NSY modellerinden SSFGM, GKFGM ve GSM kullanarak yapmış oldukları çalışmada $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ ve $^{58}\text{Ni}(\gamma, n+p)^{56}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplama sonuçları bu çalışmadaki sonuçlarla uyumludur (Özdoğan vd. 2019). Ancak bu çalışmada 12-16 MeV aralığında deneysel verilerle oluşan uyumsuzluk Özdoğan vd. (2019)'nin sonuçlarında yer almamaktadır. Bu çalışmada sadece $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ reaksiyonu ele alındığı için grafiğin sonunda Fultz vd.'nin deneysel verileriyle olan uyumsuzluk Özdoğan vd. (2019)'nin sonuçlarında tam uyumlu olarak görülmektedir. Ayrıca aynı çalışmada $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$ ve $^{51}\text{V}(\gamma, n+p)^{49}\text{Ti}$ ve $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonları için aynı NSY modelleriyle yapılan hesaplama sonuçlarına ait grafiklerin de bu çalışmadakilerle uyumlu olduğu anlaşılmaktadır.

$^{186}\text{W}(\gamma, n)^{185}\text{W}$ reaksiyonu için Karaman vd. (2020) aynı NSY modellerini kullanarak tesir kesiti hesaplamasını incelemiş ve bu çalışmadakilerle benzer sonuçlar bildirmişlerdir (Karaman vd. 2020).

KUGL, BAL ve GH üç farklı gama şiddet fonksiyonu modelleri kullanılarak ^{50}Ti , ^{51}V , ^{54}Fe , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{94}Mo , ^{95}Mo , ^{96}Mo , ^{97}Mo , ^{98}Mo , ^{100}Mo , ^{181}Ta , ^{186}W , ^{187}Re ve ^{197}Au izotopları için TALYS 1.95 kodu ile yapılan (γ, n) reaksiyonu tesir kesiti hesaplamaları ve EXFOR'dan alınan verilerle yapılan karşılaştırmalı analizi Bölüm 4.2'de verilmiştir.

GSF modelleri analizlerinin önemli sonuçları şu şekilde özetlenebilir:

- Belirlenen GSF modelleri kullanılarak TALYS 1.95 kodunda yapılan tesir kesiti hesaplamaları EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel verilere yakın sonuçlar oluşturmuştur.
- Bağlı varyans analizleri dikkate alındığında toplam 19 izotopun 8'inde BAL, 6'sında KUGL ve 5'inde GH modelleri en ideal olarak belirlenmiştir. Bu nedenle GSF modellerinin kendi aralarında bir üstünlük oluşturduğu söylenemez.
- $^{50}\text{Ti}(\gamma, n)^{49}\text{Ti}$, $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$, $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$, $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)^{93}\text{Mo}$, $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ ve $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ reaksiyonları GSF hesaplama sonuçlarında Gaussien eğrinin giriş kısmının BAL haricinde KUGL'nin ve GH'nin deneysel verilere yaklaştığı ve NSY modellerine göre daha uyumlu sonuçlar oluşturdukları anlaşılmıştır.
- $^{50}\text{Ti}(\gamma, n)^{49}\text{Ti}$, $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$, $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)^{93}\text{Mo}$, $^{96}\text{Mo}(\gamma, n)^{95}\text{Mo}$, $^{98}\text{Mo}(\gamma, n)^{97}\text{Mo}$, $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ ve $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ reaksiyonları GSF hesaplama sonuçlarında KUGL modelinde tepe tesir kesiti değerlerinin diğer GSF modellerine ve NSY modellerine göre daha yüksek olduğu ancak tepe bölgesinde bir miktar enerji kayması yaşandığı anlaşılmıştır. Enerji kayması problemi rezonans eğrisinin genişliğini belirleyen Γ_i parametresinde iyileştirme yapılarak giderilebilir.
- Grafikselsel değerlendirmelere göre $^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$, $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ ve $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ reaksiyonları tesir kesiti hesaplamalarında NSY modelleri GSF modellerine göre deneysel verilerle daha uyumlu sonuçlar ortaya koymuşlardır.

Özdoğan vd. (2019)'nin TALYS 1.8 kodu ile GSF modellerinden KUGL, BAL ve GH kullanarak yapmış oldukları çalışmada $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}(\gamma, n+p)^{56}\text{Cu}$ reaksiyonu tesir kesiti hesaplama sonuçlarının bu çalışmadaki sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür (Özdoğan vd. 2019). Ayrıca aynı çalışmada $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50} + ^{51}\text{V}(\gamma, n+p)^{49}\text{Ti}$ ve $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonları için aynı GSF modelleriyle yapılan hesaplama sonuçlarına ait grafikler de bu çalışmadakilerle uyumludur fakat $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için KUGL modelinde bu çalışmada yaşanan enerji kayması onların çalışmasında oluşmamıştır.

Hovhannisyan vd. (2020)'nin TALYS 1.95 kodu ile yapmış oldukları çalışmada $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$, $^{60}\text{Ni}(\gamma, n)^{59}\text{Ni}$ ve $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonları için GSF modellerinden KUGL, BAL ve GH tesir kesiti sonuçlarının bu çalışmadakilerle uyumlu olduğu görülmüştür (Hovhannisyan vd. 2020). Ancak bu çalışmada $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu

için KUGL modelinde yaşanan enerji kayması Özdoğan vd. (2019)'nin çalışmasında olduğu gibi Hovhannisyan vd. (2020)'nin çalışmasında da oluşmamıştır.

Medikal linak'ların kafa yapısında yer alan izotoplardan daha büyük yüzdeye sahip olan ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{186}W , ^{187}Re izotopları için bağlı varyans analizi tekniği ile belirlen en ideal GSF modeli ve en ideal NSY modeli sabit tutularak belirli mono enerjili fotonların oluşturduğu (γ, xn) reaksiyonu için hesaplanan nötron spektrumları ve analizleri Bölüm 4.3'te yer almaktadır.

Nötron spektrumları analizlerinin önemli noktaları şu şekilde sıralanabilir:

- ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{186}W , ^{187}Re izotoplarının 10 MeV üzeri foton gelme enerjilerinde kayda değer olasılıklarla 0,5-2 MeV enerji aralığında termal nötronlar oluşturabildikleri anlaşılmıştır.
- Daha yüksek atom numarasına sahip ^{186}W ve ^{187}Re izotoplarında ^{63}Cu ve ^{65}Cu izotoplarına göre beklenildiği gibi daha yüksek diferansiyel tesir kesitine sahip nötronlar elde edilmiştir.
- Belirli foton gelme enerjileri için ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{186}W , ^{187}Re izotoplarından yayınlanan maksimum olasılıklı nötronların enerjileri genel olarak 0,2-1,5 MeV aralığında yer almıştır.
- En ideal NSY ve GSF modelleri ile yapılan tesir kesiti hesaplamalarında en yüksek tesir kesiti değerine sahip olan mono enerjili fotonların oluşturduğu (γ, xn) reaksiyonu nötron spektrumları ^{186}W ve ^{187}Re izotoplarında diğer foton enerjilerine üstünlük sağlayamazken ^{63}Cu ve ^{65}Cu izotoplarında diğer foton enerjilerinden daha yüksek diferansiyel tesir kesitli nötronlar oluşturmuşlardır.

Medikal linak'ların kafa yapılarında başta W olmak üzere Re ve Cu elementleri diğer elementlere göre daha büyük oranlarla yer almaktadırlar. W elementi hedef, birincil kolimatör, çene ve ÇYK yapıları için hemen hemen bütün medikal linak'larda tercih edilmektedir (Çizelge 2.3). Re elementi bazı medikal linak'larda hedef alaşımında yer alırken Cu elementi hedef kaplama malzemesi olarak ve düzleştirici filtre alaşımında yer almaktadır. Ma vd. (2008)'nin yapmış oldukları Monte Carlo çalışmasında toplam fotonnötron üretiminin %4,8'inin hedef (W), %5,4'ünün hedef kaplaması (Cu), %56'sının birincil kolimatörler, %30'unun çeneler ve %0,01'inin ÇYK tarafından oluşturulduğu sonucunu paylaşmışlardır (Ma vd. 2008). Bu belirtilen yapıların sahip oldukları W elementi miktarlarının yanı sıra cihaz kafasında bulundukları konum sıralamasının da önemine değinmişlerdir. Ma vd. (2008)'nin paylaştığı sonuçlara göre hedefte oluşan Bremsstrahlung fotonlarına ilk maruz kalan yapı birincil kolimatörler en yüksek fotonnötron oranına sahipken çıkışa yakın konumda yer alan ÇYK ise en düşük orana sahiptir.

Montgomery vd. (2018)'nin yapmış oldukları dozimetrik çalışmada düzleştirici filtre olan ve olmayan 10 MV fotonlar için linak'tan farklı mesafelerdeki nötron spektrumları incelenmiştir (Montgomery vd. 2018). Düzleştirici filtre kullanılmayan fotonlarda nötron akısının %34-%42 oranlarında azaldığı, düzleştirici filtreli fotonlarda alan boyutu arttıkça nötron akısının azaldığı sonuçları paylaşmıştır. Bu da bize

düzleştirici filtrenin varlığı ve radyasyon alanı açıklığı gibi faktörlerin fotonötron üretimini doğrudan etkilediğini göstermektedir.

Maglieri vd. (2015)'in linak cihazından farklı mesafelerde gerçekleştirdikleri dozimetrik çalışmadan elde edilen nötron spektrumlarında 40 cm ve 140 cm mesafelerde ortalama nötron enerjilerinin sırasıyla 0,30 MeV ve 0,23 MeV olduğunu paylaşmışlardır (Maglieri vd. 2015). Bu sonuç tedavi masasındaki hastaya hızlı nötronların ikincil radyasyon olarak ulaşabildiğini göstermektedir. Bu tez çalışmasında da muhtemel nötron kaynaklarının belirli mono enerjili fotonlara maruziyetiyle elde edilen spektrum sonuçlarında ortalama 1-3 MeV enerjili nötronların varlığı gösterilmiştir. Belirli bir medikal linak'ın sahip olduğu foton spektrumuna karşılık oluşturulan bir nötron spektrumu çalışması bu tez çalışmasına önemli bir katkı sağlayacaktır.

Bazı gama spektroskopi analiz çalışmaları ^{187}W ve ^{196}Au izotoplarını tanımlamış ve medikal linak kafalarında fotonötronların oluşumunu desteklemişlerdir (Fujibuchi vd. 2012; Konefal vd. 2016; Wang vd. 2021). Konefal vd. (2012, 2016, 2021) yaptıkları çalışmalarda (n, γ) reaksiyonları sonucu oluşan radyoizotopların yarı ömürlerinin dakikalardan saatlere kadar değişebileceğini, bu olayın medikal linak kafasında radyoaktivite birikimine neden olacağını ve ortamda oluşan ikincil radyasyonun personele ve hastaya istenmeyen ekstra bir doz sağlayacağını savunmuşlardır (Konefal vd. 2012, 2016, 2021).

6. SONUÇLAR

Bu çalışmada, ^{50}Ti , ^{51}V , ^{54}Fe , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{94}Mo , ^{95}Mo , ^{96}Mo , ^{97}Mo , ^{98}Mo , ^{100}Mo , ^{181}Ta , ^{186}W , ^{187}Re , ^{197}Au izotoplarının fotonötron reaksiyon tesir kesitleri, TALYS 1.95 nükleer reaksiyon kodunda farklı NSY ve GSF modelleri kullanılarak incelenmiştir. Sonuçlarda belirtildiği gibi bazı izotoplar için belirli NSY ve GSF modelleri deneysel verilerle daha uyumlu olsa da tüm NSY ve GSF modellerinin benzer tesir kesiti değerlerini ürettiğini göstermiştir. Foto-kaynaklı reaksiyonların en önemli girdi parametreleri GDR parametreleri olduğu için bu beklenen bir sonuçtur. Deneysel verilerle yaşanan pik genişliği ve pik yüksekliği uyumsuzluklarının da GDR parametrelerinde düzeltme yapılarak giderilmesi mümkündür. Ayrıca medikal linak'ların kafa yapısında büyük bir yüzdeyle bulunan ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{186}W , ^{187}Re izotopları için hesaplanan nötron spektrumları oluşabilecek nötronların nötron kaynağından çıktıkları anda sahip oldukları enerjiler ve olasılıkları konusunda önemli bilgiler sunmuştur. Bir medikal linak'ın sahip olduğu foton spektrumu kullanılarak elde edilecek bir nötron spektrumu çalışmasının bu tez çalışmasının devamında gerçekleştirilmesi literatüre önemli bir katkı sağlayacaktır.

Medikal linak kafasından saçılan nötronların hastalarda ikincil kanser riskini ve tedavi odalarında çalışan radyasyon çalışanları için kanser riskini artırması muhtemeldir. Ancak cihazın yüksek enerjilerdeki ışınlama sürelerinin yanı sıra tedavi odalarında hastanın ve personelin bulunma sürelerinin de göz ardı edilmemesi gerekmektedir. Ek olarak medikal linak kafalarında üretilen nötronlar, karşılaştıkları elementlerle bir nötron yakalama reaksiyonu gerçekleştirebilmektedir. Bu sebeple oluşan radyoizotopların yarı ömürleri dakikalardan saatlere kadar değişebilmektedir. Sonuç olarak medikal linak kafasında meydana gelen radyoaktivite birikimi ile ortamda oluşan ikincil radyasyonun personele ve hastaya istenmeyen ekstra bir doz sağlayabileceği olasılıklar dahilindedir.

Deney imkanlarının sınırlı olduğu veya mümkün olmadığı durumlarda bilgisayar kodları ile yapılan simülasyon çalışmaları merak edilen konular hakkında ön bilgi sağlamaktadır. Bu çalışmanın da konusu olan medikal linak'larda fotonötron oluşumunu azaltacak, foton verimini arttıracak, radyasyondan korunma prensiplerine katkı sağlayacak materyallerin seçimi açısından bu tarz tesir kesiti çalışmaları bilimsel veri tabanına önemli katkılar sağlayacaktır. Uygun malzemelerin seçimi konusunda uygulamaya geçmeden bu tez çalışmasında olduğu gibi yapılacak bir ön simülasyon çalışması üretim maliyetlerini azaltarak ekonomik katkı da sağlayacaktır.

Teknoloji ve malzeme bilgilerinin sürekli gelişimi, linak kafalarında yeni malzemelerin kullanılması, linak tasarımlarında yapılan değişiklikler, fotonötron reaksiyonlarının araştırılmasını devamlı kılmaktadır. Bu tez çalışması gibi çalışmalar insan sağlığı açısından değerlendirildiğinde radyasyon güvenliği bakımından literatüre önemli katkılar sağlayabilir. Medikal linak'ların kafa yapılarında yer alan izotopların bütünüyle ele alınarak fotonötron oluşumuna olan katkılarının incelenmesi ile bu çalışma radyasyon güvenliği bakımından literatüre önemli katkılar sağlayabilir. Bu çalışmadan sağlanan en önemli kazanımlar; medikal linak'larda kullanılmakta olan izotopların fotonötron oluşturma olasılıkları hakkında geniş bilgilere ulaşılmış olması, farklı NSY ve GSF modellerinin bu bilgilere ulaşmadaki etkilerinin incelenmesi ve gelecek çalışmalar için bir altyapının oluşmasıdır.

7. KAYNAKLAR

- Almen, A., Ahlgren, L. and Mattsson, S. 1991. Absorbed dose to technicians due to induced activity in linear accelerators for radiation therapy. *Physics in Medicine and Biology*, 36 (6): 815–822.
- Aydin, A., Yalim, H.A., Tel, E., Şarer, B., Ünal, R., Sarpün, I.H., Kaplan, A. and Dağ, M. 2009. Level density parameter dependence of the fission cross sections of some subactinide nuclei induced by protons with the incident energy up to 250 MeV. *Annals of Nuclear Energy*, 36 (9): 1307–1312.
- Baba, H. 1970. A shell-model nuclear level density. *Nuclear Physics, Section A*, 159 (2): 625–641.
- Basdevant, J.L., Rich, J. and Spiro, M. 2005. *Fundamentals In Nuclear Physics*. Springer-Verlag, New York.
- Biltekin, F., Yeginer, M. and Ozyigit, G. 2015. Investigating in-field and out-of-field neutron contamination in high-energy medical linear accelerators based on the treatment factors of field size, depth, beam modifiers, and beam type. *Physica Medica*, 31 (5): 517–523.
- Blann, M. and Vonach, H.K. 1983. Global test of modified precompound decay models. *Physical Review C*, 28 (4): 1475–1492.
- Brady, L. and Yaeger, T. 2013. *Encyclopedia of Radiation Oncology*. In Brady, L.W. and Yaeger, T.E. (eds.) Vol. 3. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- Brink D. M. 1955. Some aspects of the interaction of light with matter. Ph.D. thesis, Oxford University, Oxford, 115p.
- Canton, L. and Fontana, A. 2020. Nuclear physics applied to the production of innovative radiopharmaceuticals. *European Physical Journal Plus*, 135 (9): 1–21.
- Capote, R., Herman, M., Obložinský, P., Young, P.G., Goriely, S., Belgya, T., Ignatyuk, A. V, Koning, A.J., Hilaire, S., Plujko, V.A., Avrigeanu, M., Bersillon, O., Chadwick, M.B., Fukahori, T., Ge, Z., Han, Y., Kailas, S., Kopecky, J., Maslov, V.M., Reffo, G., Sin, M., Soukhovitskii, E.S. and Talou, P. 2009. RIPL - Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations. *Nuclear Data Sheets*, 110 (12): 3107–3214.
- Cember, H. and Johnson, T.E. 2009. *Introduction to Health Physics*. The McGraw-Hill Companies.
- Chadwick, M., Reffo, G., Dunford, C.L. and Obložinský, P. 1998. *Nuclear models to 200 mev for high- energy data evaluations. A report by the Working Party on International Evaluation Co-operation of the NEA Nuclear Science Committee*.
- Chibani, O. and Ma, C.M.C. 2003. Photonuclear dose calculations for high-energy photon beams from Siemens and Varian linacs. *Medical Physics*, 30 (8): 1990–2000.
- Crespo Campo, L., Guttormsen, M., Bello Garrote, F.L., Eriksen, T.K., Giaccoppo, F., Görgen, A., Hadynska-Klek, K., Klintefjord, M., Larsen, A.C., Renstrøm, T., Sahin, E., Siem, S., Springer, A., Tornyi, T.G. and Tveten, G.M. 2018. Test of the generalized Brink-Axel hypothesis in Ni 64,65. *Physical Review C*, 98 (5): 1–10.

- Demetriou, P. and Goriely, S. 2001. Microscopic nuclear level densities for practical applications. *Nuclear Physics A*, 695 (1–4): 95–108.
- Demir, B., Kaplan, A., Çapalı, V., Özdoğan, H., Sarpün, 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. *Journal of Fusion Energy*, 34 (3): 636–641.
- Dilg, W., Schantl, W., Vonach, H. and Uhl, M. 1973. Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$. *Nuclear Physics A*, 217: 269–298.
- Dowlatabadi, H., Mowlavi, A.A., Ghorbani, M., Mo-Hammadi, S. and Knaup, C. 2020. Study of photoneutron production for the 18 mv photon beam of the siemens medical linac by monte carlo simulation. *Journal of Biomedical Physics and Engineering*, 10 (6): 679–690.
- Ericson, T. 1960. The statistical model and nuclear level densities. *Advances in Physics*, 9 (36): 425–511.
- Findlay, D.J.S. 1990. Applications of photonuclear reactions. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B*, 50 (1–4): 314–320.
- Followill, D.S., Stovall, M.S., Kry, S.F. and Ibbott, G.S. 2003. Neutron source strength measurements for Varian, Siemens, Elekta, and General Electric linear accelerators. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, 4 (3): 189.
- Fujibuchi, T., Obara, S., Yamaguchi, I., Oyama, M., Watanabe, H., Sakae, T. and Katoh, K. 2012. Induced radioactive nuclides of 10-MeV radiotherapy accelerators detected by using a portable HP-Ge survey meter. *Radiation Protection Dosimetry*, 148 (2): 168–173.
- Georg, D., Knöös, T. and McClean, B. 2011. Current status and future perspective of flattening filter free photon beams. *Medical Physics*, 38 (3): 1280–1293.
- Gilbert, A. and Cameron, A.G.W. 1965. A Composite Nuclear-Level Density Formula with Shell Corrections. *Canadian Journal of Physics*, 43: 1446–1496.
- Goriely, S. 1998. Radiative neutron captures by neutron-rich nuclei and the r-process nucleosynthesis. *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, 436 (1–2): 10–18.
- Grossjean, M.K. and Feldmeier, H. 1985. Level density of a Fermi gas with pairing interactions. *Nuclear Physics, Section A*, 444 (1): 113–132.
- Gruppelaar, H., Nagel, P. and Hodgson, P.E. 1986. Pre-equilibrium processes in nuclear reaction theory: the state of the art and beyond. *La Rivista Del Nuovo Cimento Series 3*, 9 (7): 1–46.
- Guttormsen, M., Larsen, A.C., Gørgen, A., Renstrøm, T., Siem, S., Tornø, T.G. and Tveten, G.M. 2016. Validity of the Generalized Brink-Axel Hypothesis in Np 238. *Physical Review Letters*, 116 (1): 1–5.
- Herman, M., Capote, R., Sin, M., Trkov, A., Carlson, B. V., Obložinský, P.O., Mattoon, C.M., Wienke, H., Hoblit, S., Cho, Y.-S., Nobre, G.P.A., Plujko, V.A. and Zerkín, V. 2015. EMPIRE-3.2 Malta (rev.1) modular system for nuclear reaction

calculations and nuclear data evaluation User's Manual.

- Horst, F., Czarnecki, D. and Zink, K. 2015. The influence of neutron contamination on dosimetry in external photon beam radiotherapy. *Medical Physics*, 42 (11): 6529–6536.
- Hovhannisyan, G.H., Bakhshian, T.M., Danagulyan, A.S. and Dallakyan, R.K. 2020. The comparison of theoretical model calculations and experimental data of $^{58,60,61,64}\text{Ni}$, $^{64,66,68}\text{Zn}$, and $^{63,65}\text{Cu}$ photo-nuclear reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 482 (August): 25–30.
- Howell, R.M., Ferenci, M.S., Hertel, N.E. and Fullerton, G.D. 2005. Investigation of secondary neutron dose for 18 MV dynamic MLC IMRT delivery. *Medical Physics*, 32 (3): 786–793.
- Huang, W.L., Li, Q.F. and Lin, Y.Z. 2005. Calculation of photoneutrons produced in the targets of electron linear accelerators for radiography and radiotherapy applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 229 (3–4): 339–347.
- IAEA. 2006. *Safety Reports Series No. 47, Radiation Protection in the Design of Radiotherapy Facilities*. Vienna.
- Ignatyuk, A. V., Weil, J.L., Raman, S. and Kahane, S. 1993. Density of discrete levels in ^{116}Sn . *Physical Review C*, 47 (4): 1504–1513.
- Kamal, A. 2014. *Nuclear Physics. In Graduate Texts in Physics*. Vol. 272. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- Kaplan, A., Şekerci, M., Çapalı, V. and Özdoğan, H. 2017. Photon Induced Reaction Cross-Section Calculations of Several Structural Fusion Materials. *Journal of Fusion Energy*, 36 (6): 213–217.
- Kaplan, A., Özdoğan, H., Aydın, A. and Tel, E. 2013. Photo-neutron cross section calculations of several structural fusion materials. *Journal of Fusion Energy*, 32 (3): 344–349.
- Karaman, O., Ozdogan, H., Üncü, Y.A., Üncü, Y.A., Karaman, C. and Tanir, A.G. 2020. Investigation of the effects of different composite materials on neutron contamination caused by medical LINAC. *Kerntechnik*, 85 (5): 401–407.
- Kim, Y.S., Khazaei, Z., Ko, J., Afarideh, H. and Ghergherehchi, M. 2016. Estimation of photoneutron yield in linear accelerator with different collimation systems by Geant4 and MCNPX simulation codes. *Physics in Medicine and Biology*, 61 (7): 2762–2779.
- Konefał, A., Orlef, A. and Bieniasiewicz, M. 2016. Measurements of neutron radiation and induced radioactivity for the new medical linear accelerator, the Varian TrueBeam. *Radiation Measurements*, 86: 8–15.
- Konefał, A., Orlef, A., Łaciak, M., Ciba, A. and Szewczuk, M. 2012. Thermal and resonance neutrons generated by various electron and X-ray therapeutic beams from medical linacs installed in polish oncological centers. *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy*, 17 (6): 339–346.

- Konefał, A., Bieniasiewicz, M., Wendykier, J., Adamczyk, S. and Wrońska, A. 2021. Additional radiation sources in a treatment and control room of medical linear accelerators. *Radiation Physics and Chemistry*, 185.
- Koning, A., Hilaire, S. and Goriely, S. 2019. Talys 1.95 User Manual. : 549.
- Koning, A.J. and Duijvestijn, M.C. 2004. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential. *Nuclear Physics A*, 744: 15–76.
- Koning, A.J., Hilaire, S. and Goriely, S. 2008. Global and local level density models. *Nuclear Physics A*, 810 (1–4): 13–76.
- Kopecky, J. 1998. *IAEA-TECDOC-1034, Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data Reference Input Parameter Library*. Vienna.
- Kopecky, J. and Uhl, M. 1990. Test of gamma-ray strength function in nuclear reaction model calculations. *Phys.Rev. C*, 41 (5): 1941–1955.
- Ma, A., Awotwi-Pratt, J., Alghamdi, A., Alfuraih, A. and Spyrou, N.M. 2008. Monte Carlo study of photoneutron production in the Varian Clinac 2100C linac. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 276 (1): 119–123.
- Maglieri, R., Licea, A., Evans, M., Seuntjens, J. and Kildea, J. 2015. Measuring neutron spectra in radiotherapy using the nested neutron spectrometer. *Medical Physics*, 42 (11): 6162–6169.
- Martínez-Ovalle, S.. A., Barquero, R., Gómez-Ros, J.M. and Lallena, A.M. 2011. Neutron dose equivalent and neutron spectra in tissue for clinical linacs operating at 15, 18 and 20 MV. *Radiation Protection Dosimetry*, 147 (4): 498–511.
- Mesbahi, A., Keshtkar, A., Mohammadi, E. and Mohammadzadeh, M. 2010. Effect of wedge filter and field size on photoneutron dose equivalent for an 18 MV photon beam of a medical linear accelerator. *Applied Radiation and Isotopes*, 68 (1): 84–89.
- Miljanić, S., Bordy, J.M., D’Errico, F., Harrison, R. and Olko, P. 2014. Out-of-field dose measurements in radiotherapy - An overview of activity of EURADOS working group 9: Radiation protection in medicine. *Radiation Measurements*, 71: 270–275.
- Montgomery, L., Evans, M., Liang, L., Maglieri, R. and Kildea, J. 2018. The effect of the flattening filter on photoneutron production at 10 MV in the Varian TrueBeam linear accelerator. *Medical Physics*, 45 (10): 4711–4719.
- Mustafa, M.G., Gul, K., Obložinský, P., Shubin, Y.N. and Zhuang, Y. 2001. *Charged particle cross-section database for medical radioisotope production: diagnostic radioisotopes and monitor reactions, Chapter 3 Theoretical Evaluations*. Vienna.
- Naseri, A. and Mesbahi, A. 2010. A review on photoneutrons characteristics in radiation therapy with high-energy photon beams. *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy*, 15 (5): 138–144.
- Nedaie, H., Darestani, H., Banaee, N., Shagholi, N., Mohammadi, K., Shahvar, A. and Bayat, E. 2014. Neutron dose measurements of Varian and Elekta linacs by TLD600 and TLD700 dosimeters and comparison with MCNP calculations. *Journal of Medical Physics*, 39 (1): 10–17.

- Özdoğan, H., Şekerci, M. and Kaplan, A. 2019. Investigation of gamma strength functions and level density models effects on photon induced reaction cross-section calculations for the fusion structural materials 46,50Ti, 51V, 58Ni and 63Cu. *Applied Radiation and Isotopes*, 143: 6–10.
- Özdoğan, H., Şekerci, M. and Kaplan, A. 2020. Photo-neutron cross-section calculations of 54,56Fe, 90,91,92,94Zr, 93Nb and 107Ag Isotopes with newly obtained Giant Dipole Resonance parameters. *Applied Radiation and Isotopes*, 165.
- Podgorsak, E.B. 2005. *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. International Atomic Energy Agency.
- Podgoršak, E.B. 2016. *M-Graduate Texts in Physics: Radiation Physics for Medical Physicists*.
- Rangacharyulu, C. 2013. *Physics of Nuclear Radiations Concepts, Techniques and Applications*. Vol. 53.
- S.Krane, K. 2012. *Intro. Nuclear Physics (libro rojo)*. Vol. 91.
- Sarpün, I.H., Özdoğan, H., Taşdöven, K., Yalim, H.A. and Kaplan, A. 2019. Theoretical photoneutron cross-section calculations on Osmium isotopes by Talys and Empire codes. *Modern Physics Letters A*, 34 (26).
- Sarpün, I.H., Yalim, H.A., Ünal, R., Oruncak, B., Aydin, A., Kaplan, A. and Tel, E. 2010. Determination of (n,2n) reaction cross sections for some nuclei with asymmetry parameter. *Journal of Fusion Energy*, 29 (4): 387–394.
- Segebade, C. and Berger, A. 2008. Photon Activation Analysis. *Encyclopedia of Analytical Chemistry*.
- Segebade, C., Weise, H.-P. and Lutz, G.J. 1988. *Photon Activation Analysis*. Wolter de Gruyter, Berlin.
- Smith, F.A. 2000. *A Primer in Applied Radiation Physics*. World Scientific Publishing Co. Pte Ltd, London.
- Starovoitova, V. and Segebade, C. 2016. High intensity photon sources for activation analysis. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 310 (1): 13–26.
- Tel, E., Akca, S., Kara, A., Yiğit, M. and Aydin, A. 2013. (p,α) reaction cross sections calculations of fe and ni target nuclei using new developed semi-empirical formula. *Journal of Fusion Energy*, 32 (5): 531–535.
- Thwaites, D.I. and Tuohy, J.B. 2006. Back to the future: the history and development of the clinical linear accelerator. *Physics in Medicine and Biology*, 51 (13): R343–R362.
- Toossi, M.T.B., B.Khajetash and M.Ghorbani. 2018. Assessment of Neutron Contamination Originating from the presence of wedge and block in photon beam radiotherapy. *J Biomed Phys Eng*, 8 (1): 3–12.
- Turner, J.E. 2007. *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*. In Third (ed.) WILEY-VCH Verlag GmbH & Co.
- Uhl, M. and Kopecky, J. 1995. Gamma-ray strength function models and their parameterization. *INDC (NDS)-335 (May 1995)*, (October): 157.

- Varlamov, A. V, Varlamov, V. V, Rudenko, D.S. and Stepanov, M.E. 1999. Atlas of Giant Dipole Resonances Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections. *International Atomic Energy Agency*.
- Wang, H., Chen, K., Shi, Y., Huang, X., Sun, W., Hou, K., Jin, Y., Jiang, X., Yang, D. and Dong, L. 2021. Technical Note: Induced radioactivity in stereotactic body radiation therapy with a flattening-filter-free 10 MV beam model. *Medical Physics*, 48 (4): 2010–2017.
- Weber, P., Vuilleumier, J.-L., Guibert, G. and Tamburella, C. 2017. Linac activation of radioisotopes and underground gammaspectrometric analyses. *European Journal of Medical Physics*, 44 (1): 1–46.
- Yani, S., Budiansah, I., Lestari, F.P., Tursinah, R., Rhani, M.F. and Haryanto, F. 2020. Investigation of neutron contamination of flattening filter and flattening filter-free 10-MV photon beams in Elekta InfinityTM accelerator. *Iranian Journal of Medical Physics*, 17 (2): 126–132.
- Zilges, A., Balabanski, D.L., Isaak, J. and Pietralla, N. 2022. Photonuclear reactions—From basic research to applications. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 122: 103903.
- Valentin, J. 2007. The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP publication 103. *The International Commission on Radiological Protection*, 5 (2): 40–51.

ÖZGEÇMİŞ

UĞUR OFLAZ

ÖĞRENİM BİLGİLERİ

Doktora	Akdeniz Üniversitesi
2012-2022	Fen Fakültesi, Fizik ABD., Antalya
Yüksek Lisans	Akdeniz Üniversitesi
2014-2017	Tıp Fakültesi, Radyasyon Onkolojisi ABD., Antalya
Yüksek Lisans	Ege Üniversitesi
2010-2012	Nükleer Bilimler Enstitüsü, Nükleer Uygulamalar ABD., İzmir
Lisans	Ege Üniversitesi
2006-2010	Fen Fakültesi, Fizik ABD., İzmir

MESLEKİ VE İDARİ GÖREVLER

Öğretim Görevlisi	Fırat Üniversitesi
2018-Devam Ediyor	Tıp Fakültesi, Radyasyon Onkolojisi ABD., Elazığ
Medikal Fizik Uzmanı	Gammaray Özel Sağlık Hizm. TİC. ve SAN. LTD. ŞTİ
2015-2018	Fırat Üniversitesi Tıp Fakültesi, Radyasyon Onkolojisi ABD., Elazığ
Medikal Fizik Uzmanı	Antalya Eğitim ve Araştırma Hastanesi
2014-2015	Radyasyon Onkolojisi Bölümü, Antalya
Medikal Fizik Uzmanı	Akdeniz Üniversitesi
2012-2014	Tıp Fakültesi, Radyasyon Onkolojisi ABD., Antalya

ESERLER

Uluslararası hakemli dergilerde yayımlanan makaleler

1- Oflaz, U., Yurt Lambrecht, F., Yilmaz, O., Pekçetin, Ç. (2013). Effect of adenine on bacterial translocation using technetium-99m labeled E. coli in an intestinal obstruction model in rats. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 295(2), 959-964. Doi: 10.1007/s10967-012-2223-y.

2- Oflaz, U., Sarpün, İ. H., Özdoğan, H. (2022). Investigation of level density and Gama strength function for photoneutron reaction in medical linacs in Beamline. *Applied Radiation and Isotopes*, 110286. Doi:10.1016/j.apradiso.2022.110286.

Ulusal bilimsel toplantılarda sunulan ve bildiri kitaplarında basılan bildiriler

1- Oflaz, U., Sarpün, İ. H., Özdoğan, H. (2021). Medikal Lineer Hızlandırıcı Kafasında Yer Alan Düzleştirici Filtredeki Elementlerin Foto-Nötron Tesir Kesitinin İncelenmesi. 18. Ulusal Medikal Fizik Kongresi. (Özet Bildiri/Poster Sunumu)