

**BAZI OSMİYUM İZOTOPLARINDA  
FOTONÖTRON REAKSİYONU TESİR  
KESİTİ HESAPLANMASI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Kemal TAŞDÖVEN

Danışman

Prof. Dr. Hüseyin Ali YALIM

FİZİK ANABİLİM DALI

Eylül, 2018



Bu tez çalışması 17.FEN.BİL.05 numaralı proje ile BAPK tarafından desteklenmiştir.

**AFYON KOCATEPE ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**BAZI OSMİYUM**  
**İZOTOPLARINDA FOTONÖTRON**  
**REAKSİYONU TESİR KESİTİ**  
**HESAPLANMASI**

**Kemal TAŞDÖVEN**

**Danışman**  
**Prof. Dr. Hüseyin Ali YALIM**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Eylül, 2018**

### TEZ ONAY SAYFASI

Kemal TAŞDÖVEN tarafından hazırlanan “**Bazı Osmiyum İzotoplarında Fotonötron Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplanması**” adlı tez çalışması lisansüstü eğitim ve öğretim yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca 21/09/2018 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından **oy birliği** ile Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

**Danışman** : Prof. Dr. Hüseyin Ali YALIM

**Başkan** : Prof. Dr. Rıdvan ÜNAL  
Uşak Üniversitesi, Sağlık Hizmetleri MYO

**Üye** : Prof. Dr. Hüseyin Ali YALIM  
Afyon Kocatepe Üniv., Fen Edebiyat Fakültesi

**Üye** : Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN  
Akdeniz Üniversitesi, Fen Fakültesi

Afyon Kocatepe Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu’nun  
...../...../..... tarih ve  
..... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

.....  
Prof. Dr. İbrahim EROL  
Enstitü Müdürü

**BİLİMSEL ETİK BİLDİRİM SAYFASI**  
**Afyon Kocatepe Üniversitesi**

**Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;**

- Tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- Atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- Ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

**beyan ederim.**

**01/06/2018**



**Kemal TAŞDÖVEN**

**ÖZET**  
Yüksek Lisans Tezi

**BAZI OSMİYUM İZOTOPLARINDA FOTONÖTRON REAKSİYONU  
TESİR KESİTİ HESAPLANMASI**

**KEMAL TAŞDÖVEN**  
Afyon Kocatepe Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

**Danışman:** Prof. Dr. Hüseyin Ali YALIM

Nükleer reaksiyonlar ve nükleer fiziğin kullanım alanları günümüzde yaygınlaşmış ve çeşitlenmiştir. Özellikle teknolojik gelişmelere paralel ilerleyen nükleer fiziğin uygulamaları bu konudaki çalışmaların sayısını ve önemini artırmaktadır. Nükleer reaktörlerden medikal tıp alanına, astrofizikten zırhlama konularına kadar geniş bir yelpazede söz konusu çalışmalar yapılmaktadır. Bu çalışmada bazı osmiyum izotoplarının fotonötron reaksiyon için tesir kesiti hesaplamaları yapılmıştır; ki bu hesaplamalar medikal tıp, radyasyon zırhlama ve astrofizik için önemlidir. Bu reaksiyonların tesir kesiti hesaplamalarının önceden yapılması ve bilinmesi özellikle uygulama alanları açısından önemlidir. Nadir ve ağır elementlerden olan Osmiyum, medikal tıp cihazı LİNAK'larda kullanılan bir elementtir.

Bu tezde; özellikle medikal fizik, astrofizik ve zırhlama alanlarında önemli bir yeri olan Osmiyum izotoplarının fotonötron ( $\gamma, n$ ) reaksiyonlarının tesir kesitleri TALYS nükleer kod programı ile hesaplanarak elde edilen değerler deneysel sonuçlarla karşılaştırılmış ve yorumlanmıştır.

**2018, ix + 63 sayfa**

**Anahtar Kelimeler:** Fotonötron, Tesir kesiti, Dev dipol rezonans, TALYS 1.8, EXFOR, LİNAK.

**ABSTRACT**  
M.Sc. Thesis

PHOTONEUTRON REACTION CROSS SECTION CALCULATION  
IN SOME OSMIUM ISOTOPES

KEMAL TAŞDÖVEN

Afyon Kocatepe University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

**Supervisor:** Prof. Dr. Hüseyin Ali YALIM

Nuclear reaction and application of nuclear physics widespread recently. Especially the applications of nuclear physics, which progress parallel to technological developments, increase the number and importance of the studies in this subject. From nuclear reactors to medical medicine, astrophysics to shielding, a wide range of studies being conducted. In this thesis photoneutron reaction cross section of some osmium isotopes have been calculated which have important for medical medicine, radiation shielding and astrophysics. The preliminary identification, and identification of these cross section calculation is particularly important in terms of their application. Osmium, which is rare and heavy element, is also used in the medical device Linac.

In this thesis; photoneutron reaction cross sections calculated by TALYS nuclear code of some Osmium isotopes, programme, which have an important role especially in medical physics, astrophysics and radiation shields, are compared with experimental results and interpreted.

**2018, ix + 63 pages**

**Keywords:** Photoneutron, Cross section, Giant dipole resonance, TALYS 1.8, EXFOR, LINAC

## TEŞEKKÜR

Bu tez alıőması 17.FEN.BİL.05 numaralı proje ile Afyon Kocatepe Üniversitesi Bilimsel Araőtırma Projeleri Koordinasyon (BAPK) Birimi tarafından desteklenmiştir.

Bu tez çalıőmasını hazırlamamda, deneysel çalışmaların yönlendirilmesi, sonuçların değerlendirilmesi ve yazımı aőamasında yapmış olduğu büyük katkılarından dolayı tez danıőmanım Sayın Prof. Dr. Hüseyin Ali YALIM' a, özellikle araőtırma ve yazım süresince yardımlarını esirgemeyen, bilgisayar programlarını sağlama ve kullanmada, deneysel verilerin yorumlanmasında her zaman büyük katkılarını ve emeğini gördüğüm hocam Sayın Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN' e, her konuda öneri ve eleőtirileriyle yardımlarını gördüğüm hocalarıma ve arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Bu araőtırma boyunca maddi ve manevi desteklerinden dolayı aileme teşekkür ederim.

Kemal TAŞDÖVEN  
AFYONKARAHİSAR, 2018



## İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	Sayfa
ÖZET .....	iii
ABSTRACT .....	iv
TEŞEKKÜR .....	v
İÇİNDEKİLER DİZİNİ.....	vi
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ .....	<b>Hata! Yer işareti tanımlanmamış.</b>
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	ix
GRAFİKLER DİZİNİ .....	x
TABLolar DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. LİTERATÜR BİLGİLERİ .....	5
2.1 Nükleer Reaksiyonlar .....	9
2.1.1 Tesir Kesiti .....	11
2.1.2 Diferansiyel Tesir Kesiti.....	13
2.2 Nükleer Reaksiyon Türleri .....	15
2.2.1 Saçılmalar .....	16
2.2.1.1 Elastik saçılma.....	16
2.2.1.2 İnelastik saçılmalar .....	16
2.2.2 Transmutasyon Reaksiyonları .....	17
2.2.3 Knockout Reaksiyonları .....	17
2.2.4 Transfer Reaksiyonları .....	17
2.2.5 Bileşik Çekirdek Reaksiyonları .....	18
2.2.6 Direkt Reaksiyonlar .....	24
2.2.7 Direkt ve Bileşik Reaksiyon Farkları .....	26
3. MATERYAL ve METOD.....	28
3.1 TALYS kodu .....	28
3.2 TALYS Örnek Çıktı Dosyası .....	32
3.3 Fotonötron Reaksiyonlar .....	32
3.3.1 Nuclear Resonance fluorescence (NRF): .....	34
3.3.2 Quasi Deuteron Region (QD):.....	34
3.3.3 Dev Dipol Rezonans (Giant Dipole Resonance : GDR): .....	35
3.4 Gama Güç Fonksiyonu (Gamma Strenght Function).....	37
3.4.1 Gama Güç fonksiyonunun Rezonansı .....	38

3.4.2 Gama ışını Güç fonksiyonu için Modeller .....	41
3.4.3 TALYS 1.8 de Kuvvet Fonksiyonu Modelleri .....	42
4. BULGULAR .....	45
4.1. <b>1860s</b> İzotopu İçin Fotonötron Tesir Kesiti .....	45
4.2. <b>1880s</b> İzotopu İçin Fotonötron Tesir Kesiti .....	46
4.3. <b>1890s</b> İzotopu İçin Fotonötron Tesir Kesiti .....	48
4.4. <b>1900s</b> İzotopu İçin Fotonötron Tesir Kesiti .....	50
4.5. <b>1920s İzotopu İçin Fotonötron Tesir Kesiti</b> .....	52
5. TARTIŞMA ve SONUÇ .....	55
6. KAYNAKLAR .....	56
ÖZGEÇMİŞ .....	62

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

### Simgeler

---

A	Çekirdeğin Kütle Numarası
D	Döteron
$dE/dx$	Özgül Enerji Kaybı
$d\sigma/d\Omega$	Açısal Diferansiyel Tesir Kesiti
N	Çekirdeğin nötron sayısı
Z	Çekirdeğin atom numarası
$\alpha$	Alfa
$\gamma$	Gama
$\beta$	Beta
e	Elektron
Q	Reaksiyon Enerjisi

### Kısaltmalar

---

GDR	Giant Dipole Resonance
QD	Quasi-Deuteron
CN	Bileşik Çekirdek
CPAA	Charge particle activation analysis
INC	Intranuclear Cascade
OM	Optik Model
PM	Photo-meson Production
NRF	Nuclear Resonance fluorescence
TALYS	Uyarılma Fonksiyonlarının Çalışıldığı Nuclear Kod Programı
EXFOR	Deneysel verilerin alındığı nükleer data kütüphanesi

---

## ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1 Reaksiyon Kinematığı.....	10
Şekil 2.2 Tesir Kesiti.....	12
Şekil 2.3 Diferansiyel Tesir Kesiti .....	13
Şekil 2.4 $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları .....	19
Şekil 2.5 $^{64}\text{Zn}^*$ Bileşik çekirdeğinin oluşum ve bozunum kanalları için tesir kesitleri .	20
Şekil 2.6 a) Bileşik Çekirdek enerji seviyeleri b) Uyarılmış çekirdeğin parçacık ve gama yayınlamasının gösterimi .....	21
Şekil 2.7 Bileşik çekirdekte sanal ve bağlı enerji seviyeleri ile süreklilik (continuum) gösterimi .....	22
Şekil 2.8 Direkt reaksiyonda, yüzeyde gerçekleşen çarpışma ile momentum aktarımı .	25
Şekil 2.9 Reaksiyon çeşitlerinin reaksiyon zamanına bağlı gösterimi .....	27
Şekil 3.1 TALYS programının reaksiyon mekanizmaları ve nükleer modeller.....	31
Şekil 3.2 Foton saçılım tesir kesiti .....	33
Şekil 3.3 Toplam foto-absorbsiyon tesir kesiti.....	34
Şekil 3.4 GDR bölgesi.....	36
Şekil 3.5 Nükleer Fotonik Alanı .....	37
Şekil 3.6 Ortalama geçiş gücü (a) Yüksek uyarılmış durumlara fotoabsorbsiyon için (b) Aynı $J^\pi$ seviyelerinin grubunun, düşük enerji seviyesi $E_f$ 'e düşmesinden kaynaklanan gama bozunması için .....	38
Şekil 3.7 GDR ve PDR salınım modları .....	40
Şekil 3.8 Pygmy ve scissor rezonans parçacık salınım modları .....	40

## GRAFİKLER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
<b>Grafik 4.1</b> $^{186}\text{Os}$ için fotonötron ( $\gamma,n$ ) tesir kesitleri .....	45
<b>Grafik 4.2</b> $^{188}\text{Os}$ için fotonötron ( $\gamma,n$ ) tesir kesitleri .....	47
<b>Grafik 4.3</b> $^{189}\text{Os}$ için fotonötron ( $\gamma,n$ ) tesir kesitleri .....	49
<b>Grafik 4.4</b> $^{190}\text{Os}$ için fotonötron ( $\gamma,n$ ) tesir kesitleri .....	51
<b>Grafik 4.5</b> $^{192}\text{Os}$ için fotonötron ( $\gamma,n$ ) tesir kesitleri .....	53

## TABLULAR DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
<b>Tablo 3.1</b> TAYLS’de kullanılan Güç Fonksiyonları ( $\gamma$ SF) .....	44
<b>Tablo 4.1</b> $^{186}\text{Os}$ için Özdoğan vd. (2018) istatistiksel yaklaşımı ile hesaplanan kuvvet fonksiyonu değerleri (Özdoğan, et al., 2018) .....	45
<b>Tablo 4.2</b> $^{188}\text{Os}$ için Özdoğan vd. (2018) istatistiksel yaklaşımı ile hesaplanan kuvvet fonksiyonu değerleri (Özdoğan, et al., 2018) .....	47
<b>Tablo 4.3</b> $^{189}\text{Os}$ için Özdoğan vd. (2018) istatistiksel yaklaşımı ile hesaplanan kuvvet fonksiyonu değerleri (Özdoğan, et al., 2018) .....	49
<b>Tablo 4.4</b> $^{190}\text{Os}$ için Özdoğan vd. (2018) istatistiksel yaklaşımı ile hesaplanan kuvvet fonksiyonu değerleri (Özdoğan, et al., 2018) .....	51
<b>Tablo 4.5</b> $^{192}\text{Os}$ için Özdoğan vd. (2018) istatistiksel yaklaşımı ile hesaplanan kuvvet fonksiyonu değerleri (Özdoğan, et al., 2018) .....	53

## 1. GİRİŞ

Rutherford, Geiger ve Marsden tarafından 1911'de Manchester'da  $\alpha$  parçacıkları kullanarak yapılan saçılma deneyi ile atom çekirdeğinin keşfinin yapıldığı deney nükleer reaksiyonların başladığı tarih sayılır. Bu tarihle başlayan ve çekirdekdeki parçacıkların ve bunların birbirleriyle etkileşimleri son yüzyıl fiziğinin en önemli çalışma alanlarından birisi olmuştur. Atomun boyutuna oranla çok küçük bir hacim kaplayan çekirdekdeki parçacıklar; proton, nötron ve bunlar arasında veya dışardan çekirdeğe gelen parçacık veya gama ışınları arasında meydana gelen reaksiyonlar nükleer reaksiyonlar olarak adlandırılırlar. Nükleer reaksiyonları ve reaksiyon süreçlerini tamamını açıklayan tek bir teori geliştirilememiş olsa da deneysel verilerin de yardımıyla geliştirilen çeşitli teoriler kullanılmaya devam edilmektedir. Nükleonlar ve nükleer reaksiyonlar doğada bilinen dört temel kuvvetin üçünde önemli rol oynarlar. Atom çekirdeği nükleonların (hadronların) birçok farklı karmaşık yapısından meydana gelmiştir (Schieck 2014). Doğada bulunan tüm elementleri ve onların etkileşimlerini belirleyen dört temel kuvveti yerçekimi kuvveti (G) cinsinden sıralayacak olursak;

- Kütleler arasında etkili olan kütle çekim kuvveti =G
- Radyoaktif dönüşümleri etkileyen zayıf nükleer kuvvet  $\approx 10^{24} G$
- Elektrik yükleri arasındaki Elektromanyetik kuvvet =  $10^{37} G$
- Sadece çekirdekte nükleonlar arasında meydana gelen güçlü nükleer kuvvet =  $10^{39} G$

Diğer üç kuvvetle kıyaslandığında kütle çekim kuvvetinin etkisi atom ve çekirdek için ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Etki alanı atom çekirdeğiyle sınırlı olan güçlü nükleer kuvvet, protonlardan kaynaklanan Coulomb etkisini yenerek çekirdeği bir arada tutacak kadar kuvvetlidir. Sadece çekirdekte protonlarla nötronlar arasında var olan Güçlü Nükleer Kuvvet nötron ve protonların yüklerinden ve aralarındaki mesafeden bağımsızdır. Pozitif yüklü çekirdekle negatif yüklü elektronlar arasında var olan Elektromanyetik Kuvvet elektronları atomda tutmayı sağladığı gibi yörüngelerini de etkiler (Martin 2013).

Nükleer reaksiyonlar ve nükleer fiziğin kullanım alanları günümüzde yaygınlaşmış ve çeşitlenmiştir. Özellikle teknolojik gelişmelere paralel ilerleyen nükleer fiziğin uygulamaları bu konudaki çalışmaların sayısını ve önemini artırmaktadır. Nükleer

reaktörlerden medikal tıp alanına, astrofizikten zırhlama konularına kadar geniş bir yelpazede söz konusu çalışmalar yapılmaktadır. Ayrıca astrofizikte de fotonötron tesir kesiti hesaplamaları önemli yer tutmaktadır. Bu reaksiyonların tesir kesiti hesaplamalarının önceden yapılması ve bilinmesi özellikle uygulama alanları açısından önemlidir.

LİNAK (Lineer Akseleratör) hastanelerin onkoloji bölümünde bulunan, kanser tedavisinde kullanılan ve hastaya X-ışını göndermek suretiyle bunu gerçekleştiren bir cihazdır. Tıbbi görüntüleme cihazlarından (Manyetik Rezonans Görüntüleme=MRG, Bilgisayarlı Tomografi=BT, vb.) alınan görüntüler vasıtasıyla, çevredeki sağlıklı dokulara zarar vermeden sadece kanserli hücrelere yüksek dozda radyoaktif ışın uygulayan external (dışarıdan) tedavi cihazıdır. Nadir ve ağır elementlerden olan Osmiyum, medikal tıp cihazı LİNAK' larda kullanılan bir elementtir. Osmiyumun metali, zehirli oksit bileşenleri olması nedeniyle, saf olarak kullanılmak yerine farklı metallerle alaşım oluşturarak kullanılmaktadır. Bu alaşımlar birçok alette işe yarayan millerde, dolma kalem uçlarında, fonograf iğnelerde ve buna benzer birçok aletin yapımında kullanılmaktadır. Bunun yanı sıra mikroskop yardımıyla incelemek için yapılan yağlı dokuların boyasında ve parmak izini tespit etmek amacıyla kullanılır. Sağlam oksidan olarak yağları tutabilme özelliği sayesinde biyolojik zarların tamirini sağlamaktadır. Yaklaşık %10 osmiyum ve %90 oranında platin alaşımı ise tıp alanında cerrahi protezlerde tercih edilmektedir.

Nadir ve dolayısıyla masrafları nedeniyle, osmiyum sınırlı sayıda uygulamaya sahiptir. Osmiyum uygulamaları şunlardır:

- Osmiyum, elde edilen metale sertlik kattığı bir alaşım maddesi olarak kullanılabilir. Örnekler platin veya iridyum içerir.
- Özel laboratuvar donanımlarının üretiminde bazı osmiyum ve platin alaşımları kullanılır.
- İnce bölünmüş osmiyum metali, örneğin bir katalizör olarak kullanılabilir. Hidrojen ve nitrojeni birleştirerek amonyak oluşturma sürecinde.
- Sert alaşımlar Osmiyum kullanılarak üretilir. Osmiyum alaşımları tükenmez kalem uçları, dolma kalem uçları, plak çalar iğneleri, pusula iğneleri ve elektrik kontaklarında kullanılır.



- Önceleri ampul filamentlerinde osmiyum kullanılmıştır. Bu daha sonra çalışmak için daha kolay olduğu tespit edilen tungsten ile değiştirildi.
- Asal olması nedeniyle, cerrahi aletler ve kalp pili yapmak için osmiyum-platin kullanılır.
- Osmiyum tetroksit oldukça uçucu ve kuvvetli bir şekilde oksitleyici olup kimyasal önlemler alındığında yeterli önlemler alındığı sürece faydalıdır.
- Osmiyum tetroksit, mikroskopik inceleme ve parmak izi tespiti için biyolojik numunelerin boyanmasında kullanılır (İnt. Kyn.1, İnt. Kyn. 2).

Osmiyum, özel kimyasal özellikleriyle, karşılanmamış klinik gereksinimlere yeni bir potansiyel çözüm sunar. Laboratuvarında geliştirilmiş ve test edilmiş olan yumurtalık ve kolon kanserleri de dâhil olmak üzere birkaç farklı kanser hücresi türünün tedavisinde büyük umut vaat etmektedir. Metalin ayrıca bir avantajı daha vardır, çünkü platine göre daha ucuz bir alternatiftir.

Nükleer fizik, teknolojik yeniliklerin ortaya çıkması ya da çıkarılması anlamında önemli bir bilim alanıdır ve günümüzde geniş bir kullanım alanına sahiptir. Bu alanlardan biri olan nükleer tıp hem teşhis hem de tedavi amaçlı olarak kullanılmaktadır. Nükleer fizik sayesinde yapılan hızlandırıcılarla, vücuttaki dokular, kemikler ve organlar test edilmekte ve teşhislerde yardımcı olmaktadır. Doğrusal bir hızlandırıcı (LINAC), bir tümörün şekline uyum sağlamak ve çevredeki normal dokuyu korurken kanser hücrelerini yok etmek için yüksek enerjili x-ışınları veya elektronlar üretmek için tasarlanmış aygıttır (Iwamoto *et al.* 2012). Gerekenden daha yüksek bir doz vermeyeceğinden ve düzgün çalıştığından emin olmak için tıbbi bir fizikçi kontrolünde kullanılması gerekir.

Nükleer reaksiyonlar açısından bakacak olursak; elde edilen deneysel sonuçlar, temel çekirdek fiziğinin anlaşılabilmesi bakımından önem kazanmaktadır. Nükleer reaksiyonların enerji bağımlılığı detaylı olarak bilinmediği için çok sayıdaki enerji değeri için tesir kesitlerinin ve spektral yayınlanma şekillerinin incelenmesi gerekmektedir. Reaktörlerde üretilen geçici çekirdekler, genellikle kısa yarı ömürlüdür. Bu çekirdeklerin tesir kesitlerin ve yayınlanma spektrumlarının doğrudan ölçülmesi pek mümkün değildir. Bu anlamda, zaman kazanılması açısından yapılacaklar konusunda ilk olarak, bu tesir kesitlerinin teorik olarak önceden hesaplanması gereklidir. Fotonükleer reaksiyon verilerinin atom çekirdeğinin ve nükleer reaksiyon mekanizmalarının yapısı ve

dinamiğinin anlaşılmasında çok önemli yeri vardır. Nükleer teknolojilerin geliştirilmesi ve sürdürülmesi nükleer verilerin varlığına ve elde edilebilirliğine bağlıdır.

Bu tezde; özellikle medikal fizik, astrofizik ve zırhlama alanlarında önemli bir yeri olan Osmiyum izotoplarının fotonötron ( $\gamma, n$ ) reaksiyonlarının tesir kesitleri TALYS nükleer kod programı ile hesaplanarak elde edilen değerler deneysel sonuçlarla karşılaştırılmış ve yorumlanmıştır.

## 1. LİTERATÜR BİLGİLERİ

Atom çekirdeğinin yapısını ve dinamiğini anlamak için fotonükleer reaksiyonlar çok önemlidir. Ayrıca; fotonötron tesir kesitleri fisyon ve füzyon reaktör teknolojisi, koruma dahil aktivasyon analizi, radyasyon taşıma koruyucu analizi, foton radyoterapi sırasında vücutta absorbe edilen doz hesaplamaları, foton ile indüklenen nükleer reaksiyonlar için malzeme analizi çalışmaları ve nükleer atıkların transmutasyonu için ayrıca önemlidir (Kaplan vd. 2015, Demir vd. 2015).

Teknoloji ve bilgisayar bilimlerindeki son gelişmeler bize nükleer fiziğin fenomenlerini araştırmak için kolaylık sağlıyor. Bilim insanları TALYS, ALICE/ASH, CEM95, EMPIRE, GEANT4 ve FLUKA gibi çeşitli reaksiyon kodlarını geliştirdi. Bu programlar bize; reaksiyon tesir kesiti, çıkan parçacıkların enerji spektrumu, durdurma gücü ve hedef malzemedeki girişim mesafesi gibi kritik değerleri hesaplama şansı verir. Seviye yoğunlukları, ayrık (discrete) seviye bilgilerinin eksik olduğu uyarılma enerjilerinde gereklidir. Gama indüklenmiş ( $\gamma, n$ ) reaksiyon tesir kesitleri farklı programlar kullanılarak nükleer seviye yoğunluk modelleri için reaksiyon hesaplanabilir (Kaplan vd. 2015, Akçalan vd. 2015).

Fotonükleer (öncelikle fotonötron) reaksiyonların sistematik çalışmaları 50'li yıllarda başladı. Foton-çekirdek etkileşimi tamamen elektromanyetik olduğundan ve etkin bir şekilde hesaplanıp açıklanabileceğinden, bu tür parçacıklar yüklü parçacıklarla kıyaslandığında etkin bir avantaj sağlar. Ancak çekirdek ile foton etkileşimi üzerine yapılan çalışmalar aynı zamanda bir takım spesifik güçlükler arz eder. Bunların en önemlisi daha yoğun monoenerjik fotonların olmamasıdır. Bu yüzden deneyçiler ilk başta kuasi monoenerjik fotonların kaynaklarını elde etmek için çeşitli teknikler geliştirmeye çalıştılar. Tarihsel olarak ilk deney; elektron hızlandırıcıları tarafından üretilen Bremsstrahlung ışınlarını kullanan deneydi.  $\sigma(E)$  yi saptamak için özel olarak geliştirilen birkaç farklı yöntem geleneksel olarak uygulanmıştır. En yaygın olarak kullanılanlar ters matris metodu regülasyon metodudur. Bu metotla tesir kesitini hesaplamak oldukça karmaşık olduğundan 60larda alternatif yöntem tanıtılmıştır. Uçuşta rölativistik pozitron yokolması olgusunu baz alır ve üç aşamalı bir işleme dayanır. Kuasi mono-enerjik foton ışınları kullanılan bu yöntemde ışınların yoğunluğu çok düşük olduğundan ölçümlerin hassasiyeti istatistiksel olarak zayıftır. Bu yöntemde; çıkan fotonların ve saçılan

elektronların tesadüfi etkileri karmaşık ve düşük yoğunluklu deneylerde birleştirildi. Son zamanlarda farklı laboratuvarlarda nükleon ayırma enerjisine yakın enerjilerde fotonükleer reaksiyonların incelenmesi için daha ileri yöntemler aktif hale gelmiştir.

Technische Universite Darmstadt'ta süper iletken elektron lineer hızlandırıcısı SDALINAC tesisinin yüksek yoğunluklu foton kurulumunda (High Intensive Photon Structure-HIPS) çok sayıda izotopun topraklama reaksiyon hızlarının tam sistemli çalışması incelenmiştir (Richter 2000).

FZ Dresden-Rosendorf'un süper iletken elektron hızlandırıcısı ELBE bremsstrahlung tesisi foton saçılma ve aktivasyon çalışmaları ve ağır çekirdeklerin fotodisintegrasyon oranlarının deneysel ölçümler için yaygın olarak kullanılmıştır. Foton ile indüklenen reaksiyonların araştırılması için uygun olan, 1 mA' e kadar ortalama akımlara sahip 20 MeV' a kadar olan enerjiler mevcuttur. pek çok çekirdek üzerinde  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ , ve  $(\gamma, \alpha)$  çalışmaları fotoaktivasyon tekniği ile gerçekleştirilmiştir.

Son zamanlarda, bir aktif hedef tekniği ile gama ışını lazer-compton geri saçılma (LCS) tekniğinin kombinasyonu olan yeni bir deneysel yöntem, nükleosentez ile ilgili düşük enerjili foton ile indüklenen nükleer reaksiyonların kesin ölçümleri için ümit vaat eden bir araç haline gelmiştir. LCS gama ışınlarının en son gelişimi; gama ışın-kaynaklarının gelişimi, Bremsstrahlung ve uçuşta pozitron yok edilmesini takip eder. Bu yöntem; gama ışını kaynakları kullanarak foto-integrasyon tesir kesitlerinin belirlenmesi, nükleosentez üzerinde yeni bir ışık tutabilir. Japonya University of Hyogo' da yeni SUBARU sinkrotron radyasyon tesisinde 30 MeV'un üzerindeki gama ışını kaynağıyla yapılan çekirdek fotodisintegrasyon tesir kesitlerinin daha önce alınan verilerden ciddi farklılıklar olduğu gözlenmiştir (Schima *et al.* 2009).

Son durumda birçok nötron ile fotonükleer reaksiyonların tesir kesitlerinin belirlenmesi ciddi bir problem oluşturmaktadır. Eğer reaksiyon kararsız beta çekirdekler üretiyorsa farklı çoğaltılmış kanallara ayırma problemi gama-aktivasyon tekniği kullanılarak aşılabilir. Bu türden bir düzenleme Lomonosov Moscow State University' de Skobetlsyn Nükleer Fizik Enstitüsü' nde kuruldu (Shvedunov *et al.* 2005).

Fotonötron verilerinin değerlendirilmesi, nötron fiziği ve nötron koparma çalışmaları gibi diğer alanlarda da zamanla daha önemli hale gelmektedir. Mesela; son zamanlardaki nötron yakalama spektrum ölçümleri, Dev Dipol Rezonansın (Giant Dipole Resonance : GDR) uyarılmış durumdaki gama ışınının taban duruma yakın olan düşük seviyeye bozunmasında önemli rol oynadığını göstermiştir (Elektric Dipole Gamma-ray Strenght). Bu çalışmalarda GDR Lorentzian parametresi gereklidir. Ek olarak diğer alanlarda uygulanabilen fotonötron verilerinden zengin bir bilgi elde edilebilir. Örnek olarak uyarma enerjisinin bir fonksiyonu olarak GDR nin genişliğinin incelenmesi, GDR sönüm genişliğinin çekirdeğin sıcaklığıyla arttığını ortaya çıkarır. Bu nedenle fotonötron verilerinin değerlendirilmesi çok önemlidir. Temel olarak iki değerlendirme yöntemi vardır:

- a. Model hesaplamaları ile desteklenmiş mevcut deneysel veriler.
- b. Ölçümler mevcut olmadığında makroskobik veya mikroskobik model hesaplamaları.

Her iki yöntemde de sistematlere dayanan dev dipol rezonansının parametreleri çok değerlidir (Danos 1958). Bu noktaya işaret eden iki ilginç örnek sunulabilir.

- 1) Danos'un hidrodinamik modeli ile tahmin edilen GDR nin konumu.
- 2) Fotonötron verisinden elde edilen nükleer seviye yoğunluk parametreleri.

İkisinin toplam fotonötron tesir kesitine oranından ve Weisskopf istatistik teorisi yardımıyla, nükleer seviye yoğunluğu elde edilebilir (Mughabhab 1998).

Çekirdek içindeki parçacıklardan kaynaklanan kolektif modlar üzerinde teorik ve deneysel çalışmalar bize nükleer sistem hakkında önemli bilgiler vermektedir. Son zamanlarda özellikle nötron bakımından zengin ( $N > Z$ ) çekirdeklerin çalışılmasına özel bir ilgi gösterilmiştir. Bu kolektif hareketler zayıf bir dış-alan ile uyarılan çekirdeklerin geçiş yoğunluğunda oluşan rezonans pikleri olarak tanımlanmışlardır. 1944 yılında Migdal'ın teorik çalıştığı Nükleer dev rezonanslar ilk kez Baldwin ve Klaiber'in 1947 yılında yaptıkları fotonükleer reaksiyon deneylerinde gözlemlendi (Goldhaber and Teller 1948). Sonraları 1972 de Dev Kuadrapol rezonans, 1977 de ise dev monopol rezonanslar orta ve ağır çekirdeklere keşfedildi. Yüksek enerjilerde oluşan büyük foton emilim tesir kesiti ise GDR için işaret olarak kabul edildi. Kuantum mekanik açısından rezonans temel durum ile uyarılmış durum arasında geçiş demektir ve dağılım fonksiyonunun şiddetinin

temel özelliklerine ve sistemin büyüklüğüne bağlıdır. Dev rezonans piklerin genişliği ve boyları tipik piklerden büyüktür.

Berman'ın 1979' da  $^{188}\text{Os}$ ,  $^{189}\text{Os}$ ,  $^{190}\text{Os}$ ,  $^{192}\text{Os}$  için 7 MeV den 30 MeV e,  $^{186}\text{Os}$  için 11 MeV den 20 MeV e kadar yaklaşık 300 keV lik foton enerji aralığıyla, hızlı pozitronların uçuşunda imha edilen monoenerjitik foton ışınıyla yaptığı deneyde  $[\sigma(\gamma,n) + [\sigma(\gamma,np) + \sigma(\gamma,2n) + \sigma(\gamma,p2n)] + \sigma(\gamma,3n)]$  değerleri ölçüldü. Kısmi fotonötron tesir kesitlerini nötron çoğaltma sayımı ile, eş zamanlı halka oranı tekniği (ring-ratio) ile hesaplayan Berman; verilerden elde edilen nükleer bilgilerin dev dipol ve dev Kuadrapol rezonanslarının, toplam (integrated) tesir kesitlerinin ve momentlerinin, nükleer simetri enerjilerinin ve nükleer deformasyon parametrelerinin ve Saf Kuadrapol Momentlerinin parametrelerini içerdiğini belirtmiştir. Sekiz türden daha az kanıtın  $^{189}\text{Os}$  ile  $^{190}\text{Os}$  arasındaki ani bir davranış değişikliğine işaret ettiğini ve bu durumun statik olarak deforme olmuş prolate çekirdekten kararsız- $\gamma$  ya, genel olarak (ama ayrıntılı değil) bir dinamik-kolektif-model hesaplanın öngörmesi ile bir anlaşma olarak faz geçişi olarak yorumlanabileceğini belirtmiştir (Berman *et al.* 1979).

Varlamov osmiyum izotoplarıyla yaptığı çeşitli deneylerde (g,xn) ve kısmi fotonötron reaksiyonları  $[(\gamma, in)=(\gamma, n), (\gamma, 2n), (\gamma, 3n)]$  için çeşitli analizler yapmış ve veriler arasındaki sistematik anlaşmazlıklar için yeni yaklaşım önermiştir. Yeni yaklaşım, özel olarak önerilen geçiş çokluğu fonksiyonları olan yeni sistematik belirsizlik kıstasları temelinde önerilmiştir.

$$Fi - theor = \frac{\sigma(\gamma, in)}{\sigma(\gamma, xn)}$$

Bileşik fotonükleer reaksiyon modeli çerçevesinde hesaplanan bu fonksiyonların kullanılması güvenilir ve nötron çoğalmasına ait problemler içermez. Fotonötron reaksiyon kısmi tesir kesitleri  $\sigma - eval(\gamma, in) = Fi - theor * \sigma(\gamma, xn)$  deneysel nötron verimi kullanarak değerlendirildi  $\sigma - exp(\gamma, xn)$ . Kısmi tepkimelerin deneysel kesitlerindeki önemli sistematik hataların, fotonötronların çokluğu ve kinetik enerji arasındaki ilişkinin belirsizliğine atfedilebileceği gösterilmiştir (Varlamov *et al.* 2014).

## 2.1 Nükleer Reaksiyonlar

Radyoaktivitede olduğu gibi nükleer reaksiyonlar da kendiliğinden veya yapay olarak ışın veya parçacık bombardımanı yapılarak oluşturulabilir. Kimyasal reaksiyonlardan daha enerjik olan nükleer reaksiyonlar momentum, enerji, parçacık sayısı ve yükün korunumu gibi bazı yasalara uymak zorundadırlar. Yaklaşık 2000 bilinen izotop vardır ve fotonlar, elektronlar, nötronlar, protonlar, alfa parçacıkları, döteronlar ve yüklü ağır parçacıklar reaksiyonda hem mermi hem ürün olabildiğinden mevcut olası reaksiyon sayısı oldukça fazladır (Murray and Holbert 2015). Nükleer reaksiyonlar;



şeklinde genel denklemlerle ifade edilebilirler. Nükleer reaksiyonlar dört temel yasaya uymalıdır.

- 1) Nükleonların korunumu:  $A_1 + A_2 = A_3 + A_4$
- 2) Yükün korunumu :  $Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4$
- 3) Momentumun korunumu
- 4) Toplam enerjinin korunumu

Nükleer reaksiyonlar  $a$  mermi,  $X$  hedef çekirdek,  $b$  yayımlanan parçacık ve  $Y$  ürün çekirdek olmak üzere basit bir gösterimle;



reaksiyonuyla gösterilir. Bu reaksiyon  $X(a,b)Y$  şeklinde kısaca ifade edilir. Buradaki  $a$  ve  $b$  nötron(n), alfa parçacığı ( $\alpha$ ), gama ışını ( $\gamma$ ), proton (p), döteron (d) ve benzer parçacıkları temsil eder (Martin 2013)

Enerjinin korunumu yasasından faydalanarak göreceli enerjinin korunumunu yazabiliriz.  $X(a,b)Y$  reaksiyonu için;

$$m_X c^2 + K_X + m_a c^2 + K_a = m_Y c^2 + K_Y + m_b c^2 + K_b \quad (2.3)$$

yazılır. Burada  $K$  düşük enerjilerde  $\frac{1}{2}mv^2$  yi kullanacağımız kinetik enerji ve  $m$  durgun kütedir. Reaksiyonun enerjisini başlangıçtaki kütle enerjisinden son kütle enerjisini çıkararak bulabiliriz.

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

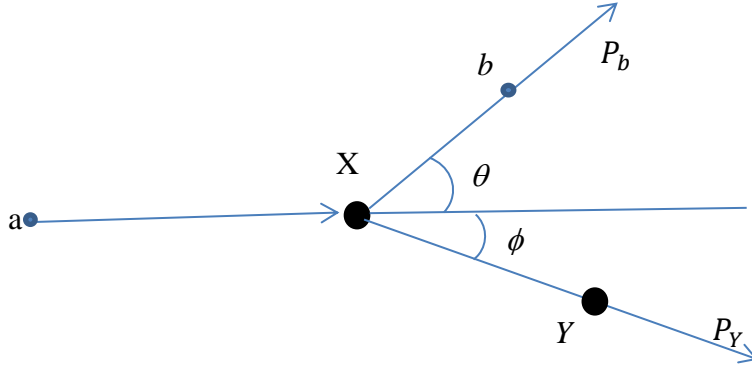
$$Q = (m_X + m_a - m_Y - m_b)c^2 \quad (2.4)$$

Aynı zamanda  $Q$  ürün parçacıkların kinetik enerjisi artışına eşittir.

$$Q = K_{son} - K_{ilk}$$

$$Q = K_Y + K_b - K_X - K_a \quad (2.5)$$

Hedef çekirdeğin durgun kabul edildiği laboratuvar sisteminde nükleer reaksiyon Şekil 2.1'deki gibi şematik olarak gösterilebilir.



Şekil 1.1 Reaksiyon Kinematığı

Nükleer reaksiyonlarda çizgisel momentum korunacağından, momentumun korunumunun x ve y bileşenleri aşağıdaki gibi yazılır.

$$P_a = P_b \cos\theta + P_Y \cos\phi \quad (2.6)$$

$$0 = P_b \sin\theta - P_Y \sin\phi \quad (2.7)$$

Genellikle Y parçacığını gözlemleyemediğimizden  $K_b$  ile  $\theta$  arasındaki bağıntıyı bulmak için (2.7), (2.6), (2.5) denklemlerini kullanarak  $\theta$  ve  $K_Y$  yi elimine edebiliriz



$$K_b^{1/2} = \frac{(m_a m_b K_a)^{1/2} \cos \theta \pm \{m_a m_b K_a \cos^2 \theta + (m_Y + m_b)[m_Y Q + (m_Y - m_a) K_a]\}^{1/2}}{m_Y + m_b} \quad (2.8)$$

Reaksiyonun mümkün olmadığı gelen parçacık için bir minimum kinetik enerji değeri vardır. Bu minimum değer sadece  $Q < 0$  için meydana gelir ve buna eşik enerjisi denir;

$$K_{eşik} = (-Q) \frac{m_Y + m_b}{m_Y + m_b - m_a} \quad (2.9)$$

Eşik şartı her zaman  $\theta = 0$  ve  $\phi = 0$  için meydana gelir. Y ile b aynı doğrultuda fakat ayrı çekirdekler olarak hareket ederler. Eğer  $Q > 0$  ise coulomb engeli olmasına rağmen eşik şartı yoktur ve küçük enerjilerde de reaksiyon meydana gelebilir (Krane 2002).

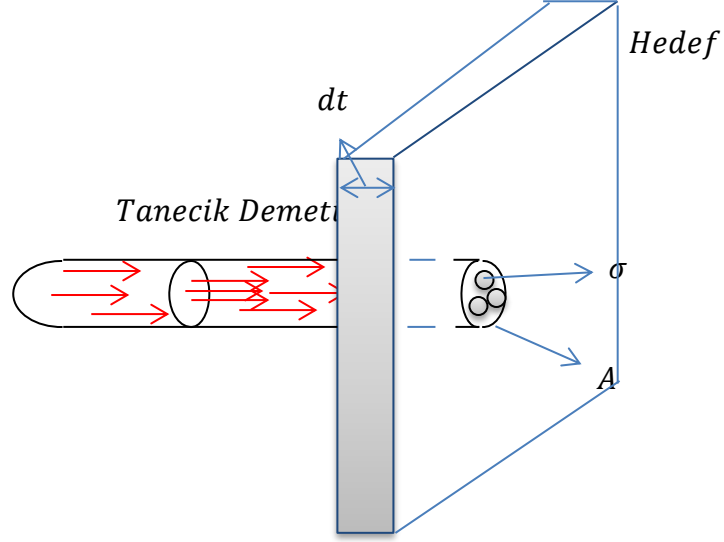
### 2.1.1 Tesir Kesiti

Tesir kesiti nükleer reaksiyonlar için önemli bir kavramdır. “ $\sigma$ ” simgesiyle gösterilen tesir kesiti reaksiyon sırasında hedefe gelen parçacık veya ışın demetindeki azalmayı veya başka bir ifade ile reaksiyonun meydana gelme olasılığını ifade eder. Reaksiyonun meydana gelme olasılığı oluşan parçacıkların saçılma yönleriyle bağlantılıdır. Şiddeti “I” olan bir ışık demetinin şekildeki gibi “dt” kalınlığında ve “A” yüzeyine sahip ince bir levhaya parçacık demetinin geldiğini ve etkileştiğini düşünelim (Şekil 2.2). “ $\sigma$ ” nın bir atomu çevreleyen etkin alan olduğunu varsayalım. Öyleki gelen parçacık bu alana düşerse reaksiyon olacaktır. Bu durumda aşağıdaki tanımlamalar yapılabilir:

$ndt$  = Birim yüzeye düşen parçacık sayısı

$Andt$  = A alanındaki toplam parçacık sayısı

$\sigma$  = Her bir çekirdek için etkin alan olmak üzere ;



Şekil 1.2 Tesir Kesiti

Reaksiyon için toplam etkin alan;

$$A n \sigma dt = \text{Toplam etkin alan}$$

Etkin alan kesri  $f$  ise;

$$f = \frac{\text{Toplam etki alanı}}{\text{Toplam yüzey alanı}} = \frac{\sigma A n dt}{A} = n \sigma dt \quad (2.10)$$

Etkin alan kesri ( $f$ ); demetin levhadan geçerken  $I$  şiddetinde meydana gelen değişiklik kesrini temsil eder. Şiddetteki  $dI$  değişimi;

$$dI = -fI \quad (2.11)$$

olur.  $\sigma$ ; nükleer reaksiyonun olma olasılığı ile orantılıdır.

$$- \frac{dI}{I} = n \sigma dt \quad (2.12)$$

Buradaki eksi (-) işareti  $t$  kalınlığı arttıkça  $I$  şiddetinin azalacağı anlamına gelir.

$t=0$  anında  $I = I_0$  kabul ederek integral alırsak;

$$I = I_0 e^{-n \sigma t} \quad (2.13)$$

Aynı zamanda  $N$  parçacık sayısı demetin şiddetiyle orantılı olduğundan;

$$N = N_0 e^{-n\sigma t} \quad (2.14)$$

burada;

$N = \text{Gelen parçacık sayısı}$

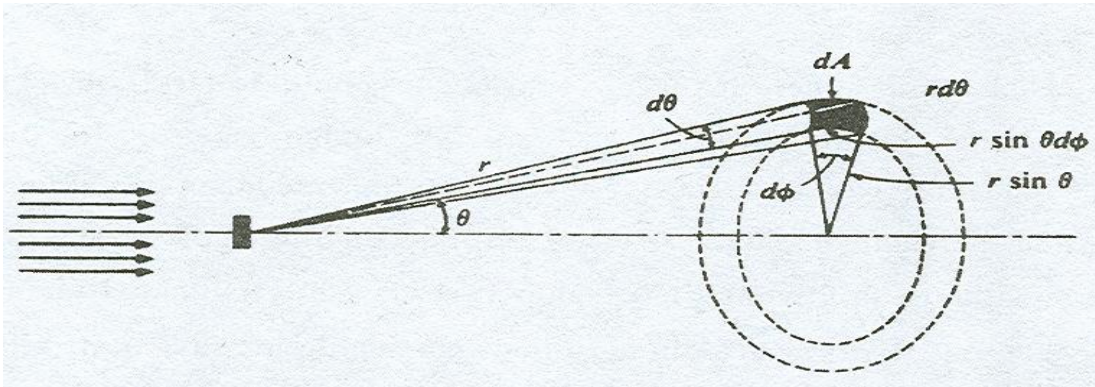
$N_0 = \text{Levhanın kalınlığını geçen parçacık sayısı}$

Sigma ( $\sigma$ ) sembolüyle gösterdiğimiz tesir kesitinin birimi barn (b)'dir (Arya 1999).

$$1b = 10^{-24} \text{cm}^2$$

### 2.1.2 Diferansiyel Tesir Kesiti

Hedef çekirdeğe gelen parçacık etkileştiğinde her zaman tek çeşit reaksiyon meydana gelmeyebilir. Birden fazla reaksiyon meydana gelmişse her bir reaksiyon için tesir kesiti farklı olacaktır. Bu tesir kesitlerine *kısmi-tesir kesitleri* denir ve toplam tesir kesiti bunların toplamı olacaktır. Nükleer reaksiyonlarda saçılan ürün parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler. Yani saçıldıkları yöne ve açığa bağlı olarak enerjileri değişir. Geliş doğrultusuyla  $\theta$  açısı yaparak birim zamanda  $d\Omega$  katı açısının içine giren parçacıkların sayısını hesaplamak bize faydalı olacaktır. Bunun için *birim katı açı başına düşen tesir kesiti* olarak tarif edebileceğimiz yeni bir tesir kesiti tanımlarız. Şekil 2.3'te şematik olarak gösterilen bir reaksiyon göz önünde bulundurularak diferansiyel tesir kesiti tanımı yapılabilir.



Şekil 1.3 Diferansiyel Tesir Kesiti

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \rightarrow \sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (\text{Toplam tesir kesit alanı})$$

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

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (\text{Toplam katı açı})$$

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (\text{Katı açı kesri})$$

İki bağıntıyı birleştirirsek toplam tesir kesiti;

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi \quad (\text{Toplam tesir kesiti})$$

Eğer diferansiyel tesir kesiti  $\phi$  den bağımsız ise  $\phi$  üzerinden integral alırsak;

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \implies \frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{(\theta)} \rightarrow \text{Diferansiyel tesir kesitidir}$$

Diferansiyel tesir kesiti sadece enerjiye bağlı olmayıp, yöne bağımlılığı da reaksiyonun cinsine bağlıdır. Bir nükleer kuvvet tipi seçerek farklı reaksiyonların açısal dağılımı belirlenebilir. Deney ile teori arasındaki uyum, kabul edilen nükleer kuvvet tipinin doğruluk derecesini verecektir (Deconnick 1978).

### Ortalama Serbest Yol

Ortalama serbest yol; parçacığın reaksiyona girmeden önce yani soğurulma veya saçılmaya uğramadan önce alabileceği ortalama  $d$  mesafesine denir. Nükleer fizikte birçok reaksiyon verisini özetlemek için oldukça kullanışlı olan bir kavram olup  $\lambda$  ile gösterilir. Bir parçacığın nükleer maddedeki ortalama serbest yolu, maddenin en temel özelliklerinden biridir. Ortalama serbest yol;

$$\Lambda = \frac{\int_0^{N_0} \Lambda dN}{\int_0^{N_0} dN} = \frac{\int_0^{N_0} \Lambda dN}{N_0} \quad (2.15)$$

$$\bar{\Lambda} = \frac{\int_0^{N_0} \Lambda dN}{\int_0^{N_0} dN} = \frac{\int_0^{N_0} \Lambda dN}{N_0} \quad (2.16)$$

ile verilir. Bir maddeye gelen  $N$  tane parçacıktan  $\Lambda$  mesafesini yol alan parçacık sayısı;

$$dN = -\rho\sigma N_0 e^{-\rho\sigma\Lambda} \quad (2.17)$$

Denklem (2.20) da yerine koyup integral alırsak, ortalama serbest yol;

$$\bar{\Lambda} = l = \frac{1}{\rho\sigma} \quad (2.18)$$

olur. Burada;  $\rho$  maddenin yoğunluğu ve  $\sigma$  ise gelen parçacığın girdiği maddenin çekirdeği ile etkileşme tesir kesitidir (Beiser 2006).

Gelen parçacığın enerjisini ne kadar arttırsak, ortalama serbest yolu da o kadar uzun olur ve De Broglie dalga boyu kısalmır. Bu durumda; ortalama serbest yol, nükleer boyuta göre büyük ve dalga boyu da çekirdekteki iki nükleon arasındaki mesafeden kısadır. Optik model ile ortalama serbest yol,

$$\bar{\Lambda} = \left[ \frac{\hbar^2}{2m} \right]^{1/2} \frac{(E+V)^{1/2}}{W} \quad (2.19)$$

ile verilir. Burada  $V$  ve  $W$  optik potansiyelin reel ve sanal kısımlarıdır (Glendenning 2004).

## 2.2 Nükleer Reaksiyon Türleri

Bir parçacık mermisinin hedef çekirdekle etkileşimini bir dizi ardışık iki parçacık çarpışması olarak değerlendirebiliriz:

- Mermi parçacık genellikle tek bir çarpışmada çok fazla enerji kaybetmez.

- Bir parçacık-parçacık çarpışmasından sonra hedef çekirdek yüksek uyarılmış seviyede kalmayacaktır.
- Bir çarpışmadan sonra:
  - Mermi parçacık kaçarsa: Direkt inelastik saçılma (Direct inelastic scattering).
  - Eğer mermi ve çarptığı parçacık kaçarsa: direkt yarı elastik saçılma (Direct quasi-elastic scattering)
  - Eğer mermi ve çarptığı parçacık tek olarak ortaya çıkarsa: Direkt transfer reaksiyonu (Direct transfer reaksiyonu).
- Eğer mermi parçacık daha fazla çarpışmaya uğrarsa kaçmaya çalışmak için çok fazla enerji kaybeder. Kaybedilen bu enerji birçok nükleon tarafından paylaşılır ve bileşik çekirdek oluşur (Compound nucleus reaction).

## 2.2.1 Saçılmalar

### 2.2.1.1 Elastik saçılma

Eğer gelen mermi parçacık pozitif yüklü ise çekirdek parçacığı geri itecektir. Dolayısıyla;

$$E_c = \frac{(1.2MeV)Z_a Z_A}{A_a^{1/3} A_A^{1/3}} \quad (2.20)$$

ile verilen Coulomb eşiği aşılmalıdır. Enerjisi Coulomb engelini aşmaya yetemeyecek kadar küçükse elastik saçılma yapar. Gelen parçacık hedef parçacıkla reaksiyona girmeden bir açıyla saçılır.

$$a + A = b + B \quad (2.21)$$

Reaksiyonu için; a=A ve b=B olur. Ayrıca kinetik enerjiler arasında;

$$K_a + K_A = K_b + K_B \quad (2.22)$$

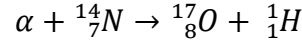
İlişkisi olur. Bu tür saçılmalara *elastik saçılmalar* denir.

### 2.2.1.2 İnelastik saçılmalar

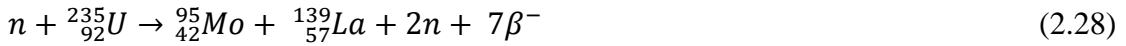
Eğer mermi parçacık enerjisinin bir kısmını hedef çekirdeğe transfer edip uyarılmasını sağlıyorsa bu tür saçılmalara da *inelastik saçılmalar* denir.

### 2.2.2 Transmutasyon Reaksiyonları

Hedef çekirdeğin bütünüyle farklı bir ürüne dönüştüğü bu reaksiyonların ilk örneğini 1919'da Rutherford gerçekleştirmiştir.



Coulomb engelinden dolayı; bu reaksiyonların oluşabilmesi için  $\alpha$ 'ların birkaç MeV enerjiye sahip olmaları gerekmektedir. Mermi parçacık olarak nötronları kullandığımız durumlarda ise yüksüz olan nötronlar coulomb engeliyle karşılaşmayacaklarından dolayı hedef çekirdekle kolayca etkileşime girerler. Örnek reaksiyonlar vermek gerekirse;



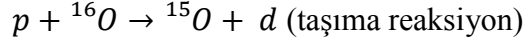
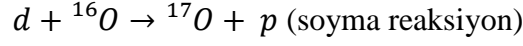
### 2.2.3 Knockout Reaksiyonları

Hedefe gelen mermi parçacığın tek bir nükleonla etkileşerek, etkileştiği nükleonun başka nükleonla etkileşmeden çekirdek dışına çıkmasını sağladığı reaksiyon türüdür (Park 1963).



### 2.2.4 Transfer Reaksiyonları

Bir veya iki nükleonun hedef çekirdek ve mermi arasında transfer edildiği reaksiyonlardır. Eğer nükleon transferi hedef çekirdekten mermiye ise taşıma (pick-up), mermiden hedef çekirdeğe ise soyma (stripping) olarak isimlendiririz. Soyma (stripping) ve taşıma (pick-up) reaksiyonlarına örnekler aşağıda sırayla verilmiştir.



Yukarıda verilen reaksiyon türlerinde doğrudan sonuç karşımıza çıkmakta fakat hangi reaksiyonun olduğu dair ipucu barındırmamaktadır. Nükleer reaksiyonların sınıflandırılması için kullanılan bir diğer yaklaşım da; reaksiyonun oluş mekanizmasına göre sınıflandırmadır.

Reaksiyonun oluşma süresi ile ilişki kurulabilecek üç farklı reaksiyon türü tanımlanabilir. Birincisi; mermi ile hedef arasındaki tek bir etkileşimin  $10^{-22}$  sn civarında bir zamanda gerçekleştiği kabul edilen **Direk Reaksiyonlardır**. İkinci olarak; merminin önce hedef çekirdek tarafından soğurularak istatistiksel dengeye ulaştıktan sonra yaklaşık olarak  $10^{-14}$  ile  $10^{-18}$  sn civarında oluşan **Bileşik Çekirdek Reaksiyonlarıdır**. Üçüncü olarak ise; istatistiksel dengeye ulaşmadan parçacık yayınlanan hızlı ve yavaş reaksiyon süreçleri arasında yer alan **Denge Öncesi Reaksiyonlardır** (Özdemir 2016).

### 2.2.5 Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Mermi parçacığın hedefle istatistiksel olarak denge durumuna gelene kadar bir arada kaldığı ve bileşik çekirdek oluşturduğu, çoklu basamakla gerçekleşen reaksiyonlardır. Bileşik Çekirdek Reaksiyonlarında 20-25 MeV arasında kinetik enerjisi olan nükleonların hareketi, sıvı moleküllerin termal hareketliliğine özdeş kabul edilir (Liverhant, 1966). Bu yaklaşımda mermi parçacıkla hedef çekirdeğe aktarılan enerji tüm nükleonlar arasında istatistiksel olarak paylaşılır. Yeterli enerjiyi elde eden nükleonlar, moleküllerin sıcak sıvıdan kaçmasına benzer şekilde çekirdekten “**buharlaşır**”lar (Weisskopf 1937).

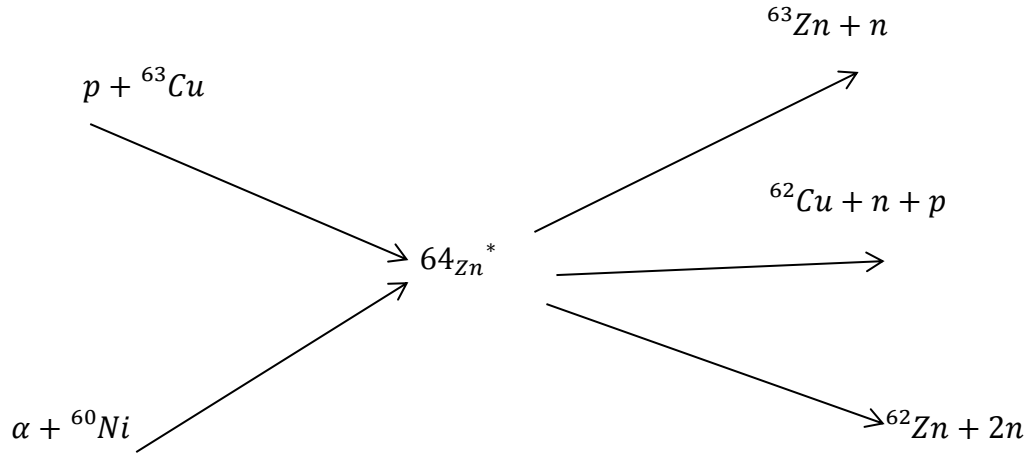
Sıvı damlası modeli benzetiminin kullanıldığı bu yaklaşım reaksiyonların iki bağımsız evrede oluştuğunu varsayar. İlk aşamada; mermi tanecik ile hedef çekirdeğin istatistiksel olarak dengeye ulaştığı bileşik çekirdek oluşumu. İkinci aşama ise; bileşik çekirdeğin bozunmasıdır (Bohr 1936). Bu reaksiyonun denklemi;





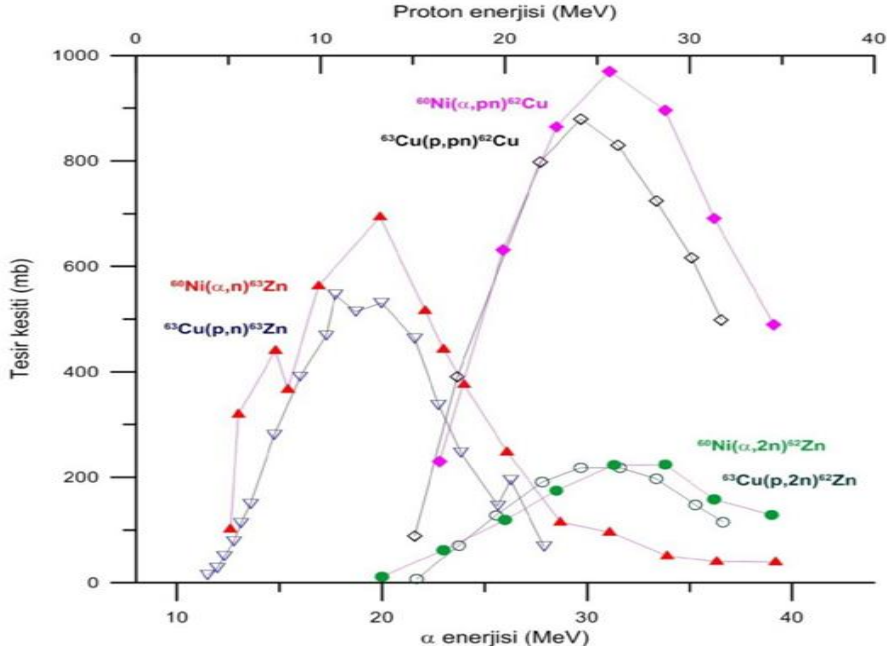
şeklinde gösterilir. Birinci aşamada; hedef çekirdek içine giren mermi parçacık nükleer kuvvetlerin etkisiyle çekirdek içindeki nükleonlarla çarpışmalar yaparak hızlıca enerjisini aktarır ve istatistiksel dengeye ulaşılır. Bu Bileşik çekirdek durumunun toplam enerji paylaşılincaya kadar ( $10^{-14}$  ile  $10^{-18}$  sn) devam ettiği varsayılır. Bu varsayım bileşik çekirdeğin bozunmasının giriş kanalından bağımsız olduğu anlamına gelir (Krane 2002).

Giriş kanalından bağımsız olan bileşik çekirdek birden fazla bozunum moduna sahip olabilir. Bohr'un teorik olarak belirttiği bağımsız iki aşama tarafından  $^{64}\text{Zn}^*$  bileşik çekirdek (Şekil 2.4) için yaptığı deney ile doğrulanmıştır (Ghoshal 1950).



**Şekil 1.4**  $^{64}\text{Zn}^*$  bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları

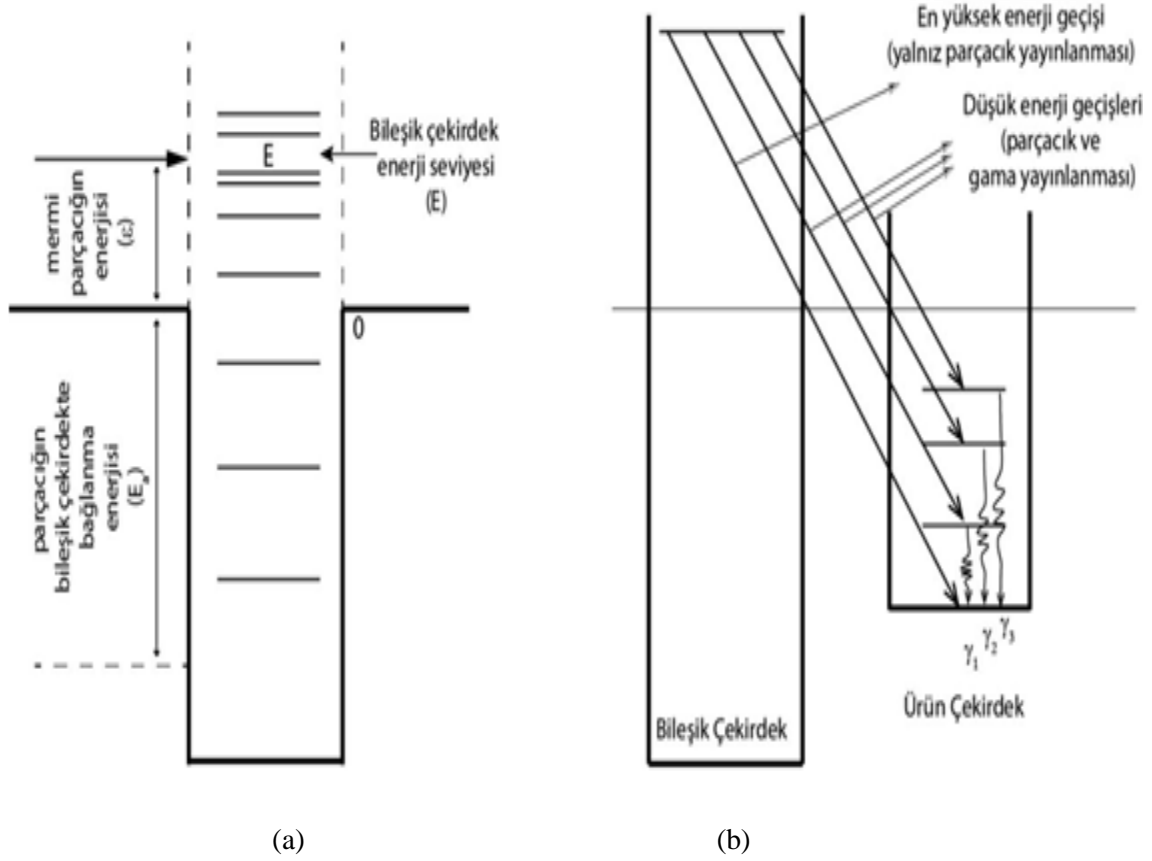
Çıkış kanalındaki her bir reaksiyonun bileşik çekirdeğin oluşma şeklinden bağımsız olduğu görülmektedir (Şekil 2.5).



**Şekil 1.5**  $^{64}\text{Zn}^*$  Bileşik çekirdeğinin oluşum ve bozunum kanalları için tesir kesitleri (Gloshal 1950)

Mermi tanecik hedef çekirdek tarafından soğurulduğu zaman, bileşik çekirdeğin enerji seviyesi; merminin bileşik çekirdeğe bağlanma enerjisi ve kinetik enerjisi toplamına eşit olur (Şekil 2.6.a). Uyarılma enerjisinin bağlanma enerjisinden büyük olduğu duruma karşılık gelen seviyeler sanal enerji seviyeleridir ve çekirdeğin yarı-kararlı halleri olarak isimlendirilir. Bağlanma enerjisinden düşük uyarılma enerjilerine karşılık gelen enerji seviyeleri ise bağlı enerji seviyeleri olarak adlandırılır (Weisskopf 1937).

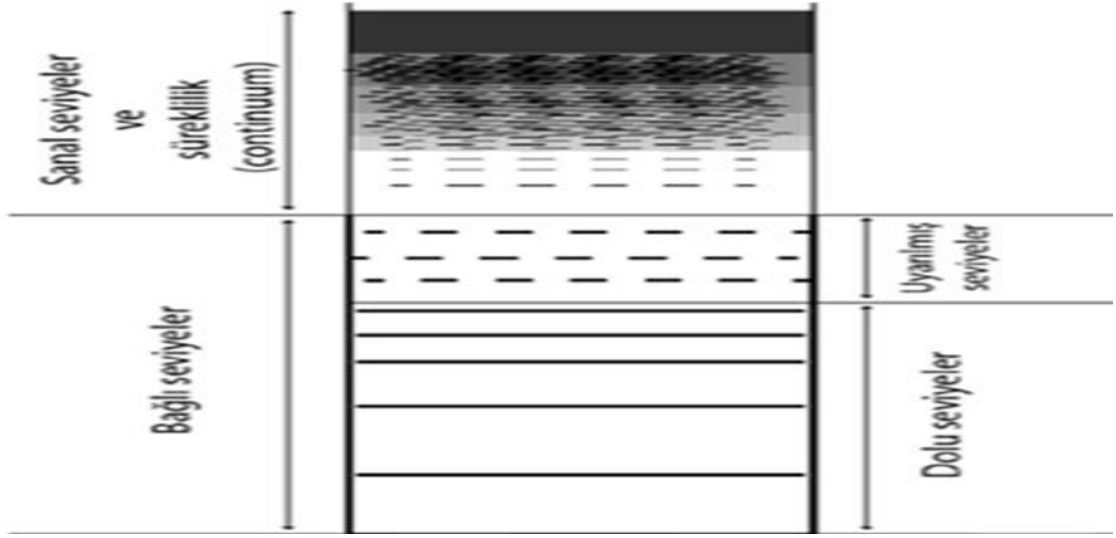
Enerji seviyelerinin her biri bileşik çekirdeğin bir kuantum durumuna karşılık gelen rezonans enerjileridir ve sonlu ömürleri vardır. Uyarılmış halde bulunan çekirdek; belli bir zaman sonunda parçacık, gama veya parçacık ardından gama yayınlamaya taban durumuna döner (Şekil 2.6.b).



Şekil 1.6 a) Bileşik Çekirdek enerji seviyeleri b) Uyarılmış çekirdeğin parçacık ve gama yayınlamasının gösterimi (Liverhant 1960)

Düşük uyarılma enerjileri için geniş aralıklarla dizilen enerji seviyeleri, yüksek enerjilere gidildikçe dar aralıklı ve sık olarak yerleşir. Çekirdek nükleonları ve uyarılmış durum nükleonları bağlı enerji seviyelerini doldurur (Şekil 2.7). Bağlı enerji seviyelerinden geçişler (bozunumlar) yalnızca gama ışını yayınlanmasıyla oluşur. Yüksek enerji bölgesinde ki; bu bölgede sanal enerji seviyeleri yer alır; belli bir enerji değerinden sonra seviye bantları üst üste binmeye yani kesikli durumdan sürekli duruma geçiş başlar. Yüksek uyarılma enerjilerinde birden fazla nükleonun yayınlanması bir diğer ifadeyle buharlaşması ihtimali vardır.

Bileşik Çekirdek hesaplamaları için başlıca iki model önerilmiştir. Birincisi hesaplama; enerji, yük, kütle korunumu vb. katan fakat mermi parçacığın açısız momentum ve parite değişimini ihmal eden Weisskopf-Ewing Model (WE) 'dir (Weisskopf , et al., 1940). İkincisi ise; hesaplama açısız momentum ve parite korunumunu da katan Hauser-Feshbach Model'dir (Hauser and Feshbach 1952).



**Şekil 1.7** Bileşik çekirdekte sanal ve bağlı enerji seviyeleri ile süreklilik (continuum) gösterimi (Liverhant 1960)

### 2.2.5.1 Weisskopf-Ewing (WE) Model

Bu modele göre; bileşik reaksiyon tesir kesiti,

$$\sigma(a, b) = \sigma_a(\varepsilon)\eta_0(E) \quad (2.27)$$

şeklinde verilir (Weiskopf ve Ewing,1940). Burada  $\sigma_a(\varepsilon)$ :  $\varepsilon$  enerjili  $a$  parçacıkları ile bombardıman edilen hedef çekirdeğin bileşik çekirdek oluşturma tesir kesiti,  $\eta_0(E)$  ise  $E$  uyarılma enerjisine sahip bileşik çekirdeğin  $b$  parçacığı yayınlama olasılığıdır.  $E$  uyarılma enerjisi; mermi parçacığın  $\varepsilon$  kinetik enerjisi ile bileşik çekirdeğe bağlı olduğu en düşük bağlanma enerjisinin ( $E_a$ ) toplamıdır.

Bileşik çekirdek oluşturma tesir kesiti  $\sigma_a$ ; parçacığın yüzey ile etkileşim ve enerji paylaşımı terimlerine ayrılabilir:

$$\sigma_a(\varepsilon) = S_a(\varepsilon) \zeta_a(E) \quad (2.28)$$

Yüzey etkileşim tesir kesiti  $S_a(\varepsilon)$  yüksek enerjili nötronlar için geometrik tesir kesiti  $\pi R^2$  ye eşit olur. Yüklü parçacıklar içinse Coulomb engeli etkisiyle daha küçüktür.  $\zeta_a(E)$

enerji paylaşım olasılığı ise WE teorisinde yalnızca  $\varepsilon$  kinetik enerjisine bağlı bir büyüklüktür. Kısmi parçacık yayınlama olasılığı  $\eta_b$  ise;

$$\eta_b = \frac{\Gamma_b}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}} \quad (2.29)$$

şeklinde verilir. Burada  $\Gamma_b$  bileşik çekirdeğin birim zamanda  $b$  parçacığı yayınlama olasılığıdır ve  $E$  uyarılma enerjisinin ölçülmesindeki belirsizliğin bir ölçüsüdür.  $\tau_b$ ,  $b$  parçacığının yayınlanma süresi olmak üzere;

$$\Gamma_b \tau_b = \hbar \quad (2.30)$$

belirsizliğinden  $\Gamma/\hbar$  bozunma olasılığı olarak tanımlanır. Bileşik çekirdeğin bozunma olasılığı, reaksiyon giriş kanalı unutulduğundan, sadece  $E$  uyarılma enerjisine bağlı bir büyüklük kabul edilir ve;

$$\Gamma_b = \frac{f_b(E-E_b)}{w_c(E)} \quad (2.31)$$

şeklinde yazılır.  $w_c(E)$ ;  $E$  uyarılma enerjisine sahip bileşik çekirdeğin yoğunluk seviyesi,  $f_b(E-E_b)$  ise  $E-E_b$ ,  $b$  parçacığının kazanabileceği en büyük enerji olmak üzere boyutsuz bir fonksiyondur. Denklem (2.31), (2.29) te kullanılarak;

$$\eta_b = \frac{f_b(E-E_b)}{\sum_{b'} f_{b'}(E-E_{b'})} \quad (2.32)$$

elde edilir. (2.28) ve (2.32) denklemleri ile  $E = \varepsilon + E_a$  eşitliği (2.27)'de kullanılarak reaksiyon tesir kesiti için,

$$\sigma(a, b) = S_a(\varepsilon) \zeta_a \frac{f_b(\varepsilon-T(a,b))}{\sum_{b'} f_{b'}(\varepsilon-T(a,b'))} \quad (2.33)$$

elde edilir. Burada  $T(a, b) = E_b - E_a$  reaksiyon eşik enerjisidir.

## 2.2.6 Direkt Reaksiyonlar

Gelen mermi parçacığın enerjisi yüksek olduğunda hedef çekirdeğin yüzeyindeki bir veya birkaç nükleonla etkileşme ihtimali fazladır. Direkt reaksiyonlar olarak adlandırdığımız bu reaksiyon türünde; gelen mermi parçacığın enerjisi arttıkça dalga boyu çekirdek içindeki nükleonlarla birebir etkileşebilecek kadar küçülür. Mermi parçacığın enerjisi 1 MeV iken dalga boyu yaklaşık 4 *fm* dir ve çekirdekteki tek nükleonla etkileşemez. Enerjisi 20 MeV olduğunda ise dalga boyu 1 *fm* civarındadır ve direk reaksiyon oluşabilir. Direkt reaksiyonların oluşma süresi, parçacığın çekirdek içerisinden etkileşmeden geçeceği süre mertebesinde, yaklaşık olarak  $10^{-22}$  sn dir ve yayınlanan parçacıkların açısal dağılımı keskin piklere sahiptir.(Krane 2002).

Direkt reaksiyonların en temel örneklerinden birisi tek basamakta gerçekleşen inelastik saçılmadır (bu bir nükleonun kabuk modeline göre başka seviyeye uyarılmasıdır). Transfer edilen enerji, çekirdeği uyarılmış duruma getirir ve  $\gamma$  olarak yayınlanabilir. Dönme ve titreşim band yapısında bu yöntem kullanılır.

Transfer reaksiyonları da Direkt reaksiyonlara örnektir. Kabuk modeline göre nükleon koparma veya ekleme söz konusu olduğu için kabuk modeli yapısının incelenmesinde kullanılır. Buna ilaveten; çekirdeğin farklı uyarılmış durumlarının elde edilmesinde kullanışlı bir reaksiyon mekanizmasıdır.

Direkt reaksiyonlarda ilk ve son durumdaki açısal momentumun korunması, açısal momentum transferini gerektirir. Bu aktarım çarpışma anında gerçekleştiğinden yayınlanan parçacıkların açısal dağılımını etkiler (Lilley 2001). Şekil 2.8'de verilen klasik yaklaşımla momentum aktarımı üzerinden, açısal dağılımın nelere bağlı olduğu görülür.

$r$  yarıçapındaki çekirdeğin yüzeyinde etkileşen parçacığın ilk momentumu  $\vec{p}_i$ , çarpışmadan sonra  $\theta$  açısı ile saçıldıktan sonraki momentumu  $\vec{p}_s$  olmak üzere, aktarılan momentum;

$$\vec{p}_a = \vec{p}_i - \vec{p}_s \quad (2.34)$$

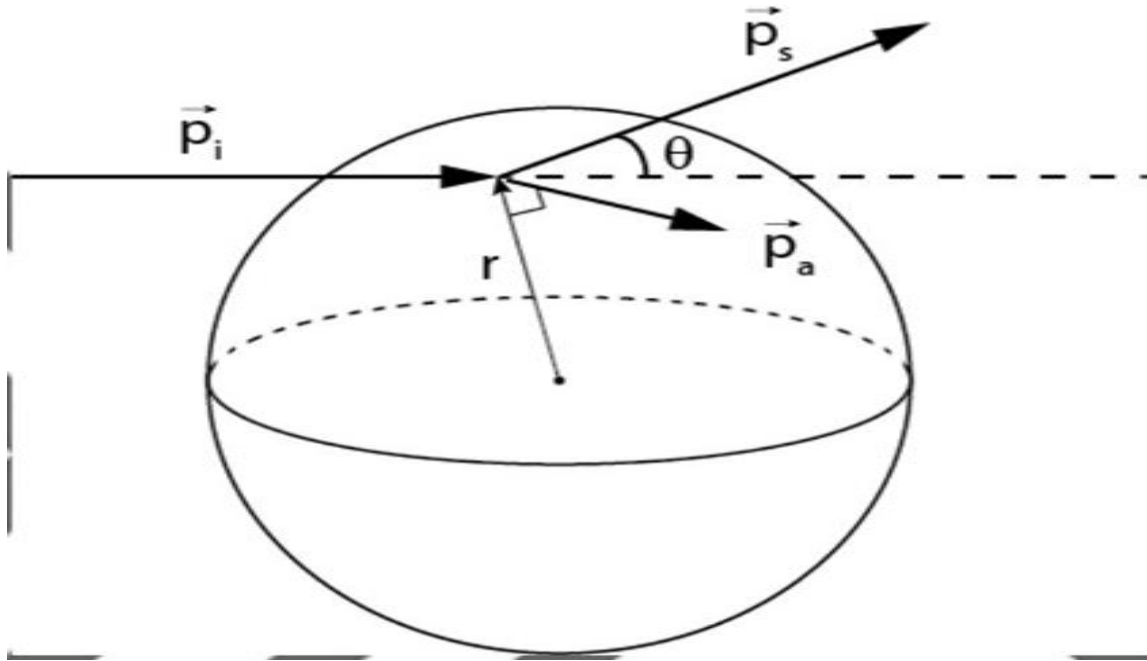
şeklinde verilir. Aktarılan açısal momentum ise;

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar \leq p_a r \quad (2.35)$$

bağıntısı ile bulunur. Yayınlanma açısı  $\theta$ ; transfer edilen momentum değerine bağlı olduğundan, transfer edilen momentum değerine de bağlıdır. Mermi parçacığın enerjisinin transfer edilen enerjiye nazaran çok büyük olduğu bir inelastik saçılma için  $p_i \approx p_s = p$  olarak kabul edilirse (2.34) ve (2.35) denklemlerinin çözümünden;

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{p_a}{2p} \geq \frac{\sqrt{l(l+1)}\hbar c}{2pcr} \quad (2.36)$$

elde edilir (Lilley 2001).



**Şekil 1.8** Direkt reaksiyonda, yüzeyde gerçekleşen çarpışma ile momentum aktarımı (Lilley 2001)

Direkt reaksiyon hesaplamalarında; gelen parçacığa ait dalga fonksiyonlarının çekirdek tarafından değiştirilmesi nedeniyle, **bozulmuş-dalga Born yaklaşımı** (DWBA: distorted-wave Born approximation) kullanılır.

### 2.2.7 Direkt ve Bileşik Reaksiyon Farkları

Bunun için birkaç farklı özelliğe bakabiliriz.

- Eğer mermi parçacığın De Broglie dalga boyu hedef çekirdeğin dalga boyundan büyükse bileşik çekirdek reaksiyonu beklenir.
- Eğer De Broglie dalga boyu hedef çekirdekten küçük sadece parçacık boyutundaysa Direkt reaksiyon beklenir.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2mK}} \quad \rightarrow \text{De Broglie dalga boyu}$$

Örnek olarak;  $m_p=1000 \text{ MeV}$

$K=10 \text{ MeV}$  olan bir protonun yapacağı reaksiyonu tahmin edelim.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2mK}}$$

pay ve paydayı  $c$  ışık hızıyla çarparsak;

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{\sqrt{2mc^2K}}$$

olur.

Değerleri yerine yazarsak;

$$\lambda \approx 8 \text{ fm}$$

bulunur.

Bu dalga boyu yaklaşık olarak orta ağırlıktaki bir çekirdeğin boyutu kadardır. Dalga boyu bütün çekirdeği kapladığından bileşik çekirdek reaksiyonu daha olasıdır. Reaksiyonun direkt veya bileşik çekirdek reaksiyonu olduğunu belirleyen ölçüler;

- İlk ölçü olarak gelen parçacığın enerjisi  $10 \text{ MeV} - 15 \text{ MeV}$  civarında ise bileşik çekirdek reaksiyonu beklenir.



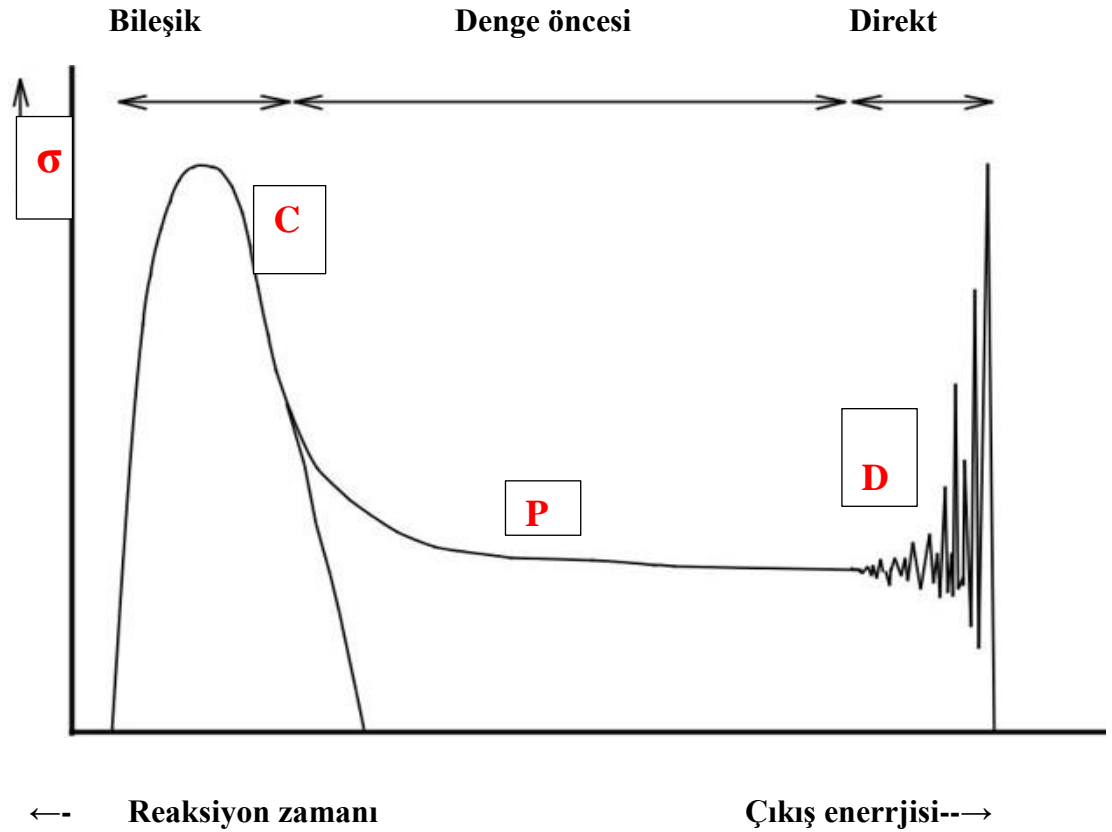
Enerji arttıkça  $\lambda$  dalga boyu kısalmacağından  $>25$  MeV enerjilerinde Direkt Reaksiyon meydana gelir.

- Bir diğer ölçü Zaman Ölçüsü' dür. Direkt reaksiyonda bir parçacıkla etkileşim olduğundan gelen parçacık hemen etkileşir ve gider. Reaksiyon çok hızlı olur ( $\approx 10^{-22} sn$ ).

Enerji düşükse De Broglie dalga boyu büyük olacağından bütün parçacıklarla etkileşim olur, enerji bütün parçacıklar tarafından paylaşılır. Reaksiyon direkt reaksiyona göre daha yavaş olur ( $\approx 10^{-16} sn$ ).

- Bir diğer ölçü açısal dağılımdır. Direkt reaksiyonda tek etkileşim ve hemen saçılma olduğundan saçılan parçacıklar sanki bir yere toplanmış gibi pik noktaları oluştururlar.

Bileşik çekirdek reaksiyonunda ise; çekirdeğin tamamı tarafından etkileşime giren parçacık kararlı olmayan yeni bir çekirdek oluşumuna katıldıktan sonra yeni çekirdek kararlı hale geçmek için parçacık yayınlar. Yeni durumda yayılan parçacıklar sanki izotropik gibi her yöne yayılırlar. Tek bir yönde pik oluşturmazlar.



Şekil 1.9 Reaksiyon çeşitlerinin reaksiyon zamanına bağlı gösterimi (Koning *et al.* 2015)

### 3. MATERYAL ve METOD

#### 3.1 TALYS kodu

TALYS, nükleer reaksiyonların analizi ve tahmini için bir bilgisayar kod sistemidir. Yapımının ardındaki temel amaç, 1 keV- 200 MeV enerji aralığında, kütlesi 12 ve daha ağır olan hedef çekirdekleri için, nötronlar, fotonlar, protonlar, döteryumlar, tritonlar,  $^3\text{He}$  ve alfa parçacıklarıyla reaksiyonlarını içeren nükleer reaksiyonların simülasyonudur. Bunu başarmak için tek bir kod sistemine bir dizi nükleer reaksiyon modeli uygulanan TALYS çözülmemiş rezonans aralığından orta enerjilere kadar değerlendirmemizi sağlar.

TALYS in birbiriyle sıkı bir şekilde bağlı iki temel amacı vardır. İlk olarak, nükleer reaksiyon deneylerinin analizi için kullanılacak bir nükleer fizik aracıdır. Deney ve teori arasındaki etkileşim, parçacıklar ve çekirdekler arasındaki temel etkileşim konusunda bize öngörü kazandırır ve kesin ölçümler, modellerimizi kısıtlamamızı sağlar. Sonuç olarak, ortaya çıkan nükleer modellerin yeterli öngörü gücüne sahip oldukları düşünüldüğünde, ölçümlerin güvenilirliğinin bir göstergesi olabilirler.

Nükleer fizik sahnesinden sonra TALYS in ikinci fonksiyonu gelir; ki o da nükleer veri (data) aracı olmasıdır. Ya varsayılan modda hiçbir ölçüm, değer mevcut olmadığında veya mevcut deneysel verileri kullanarak çeşitli reaksiyon modellerinin ayarlanabilir parametrelerine ince ayar yaptıktan sonra; TALYS, rezonans bölgesinin ötesinde, kullanıcı tarafından tanımlanan bir enerji ve açı değeri üzerindeki tüm açık reaksiyon kanalları için nükleer veriler üretebilir. Bu hesaplanmış ve deneysel sonuçlarla temin edilmiş nükleer veri kütüphaneleri, mevcut ve yeni nükleer teknolojiler için gerekli bilgileri sağlar. TALYS gibi nükleer reaksiyon benzetim kodları ile elde edilen verilere doğrudan veya dolaylı olarak dayanan önemli uygulamalar şunlardır: konvansiyonel ve yenilikçi nükleer güç reaktörleri (GEN-IV), radyoaktif atıkların dönüştürülmesi, füzyon reaktörleri, hızlandırıcı uygulamaları, medikal izotop üretimi, radyoterapi, jeofizik ve astrofizik.

Sadece bir veya birkaç reaksiyon kanalının çok ayrıntılı açıklaması yerine, birçok nükleer reaksiyon kanalının eş zamanlı bir tahminini veren bilgisayar programı oluşturma fikri yeni değildir. Geçtiğimiz on yıldaki hepsi bir arada kodların iyi bilinen örnekleri;

GNASH [2], ALICE [3], STAPRE [4], ve EMPIRE [5]'dir. Onlar sadece akademik amaçlar için değil, aynı zamanda dünya çapında var olan nükleer veri kütüphanelerinin yaratılması için de yaygın olarak kullanıldılar ve hala kullanılıyorlar. GNASH ve EMPIRE, orijinal yazarlar tarafından sürdürülmekte ve genişletilmekte olup, ALICE ve STAPRE'nin çeşitli uzantıları ve geliştirmeleri ile dünya çapında çeşitli yerel versiyonları bulunmaktadır. TALYS, tutarlı bir programlama prosedürleri seti kullanarak, son zamanlarda tamamen sıfırdan yazılan (birleşik-kanal kodu=coupled channels) hariç anlamında yenidir.

Bahsettiğimiz TALYS in spesifik özellikleri;

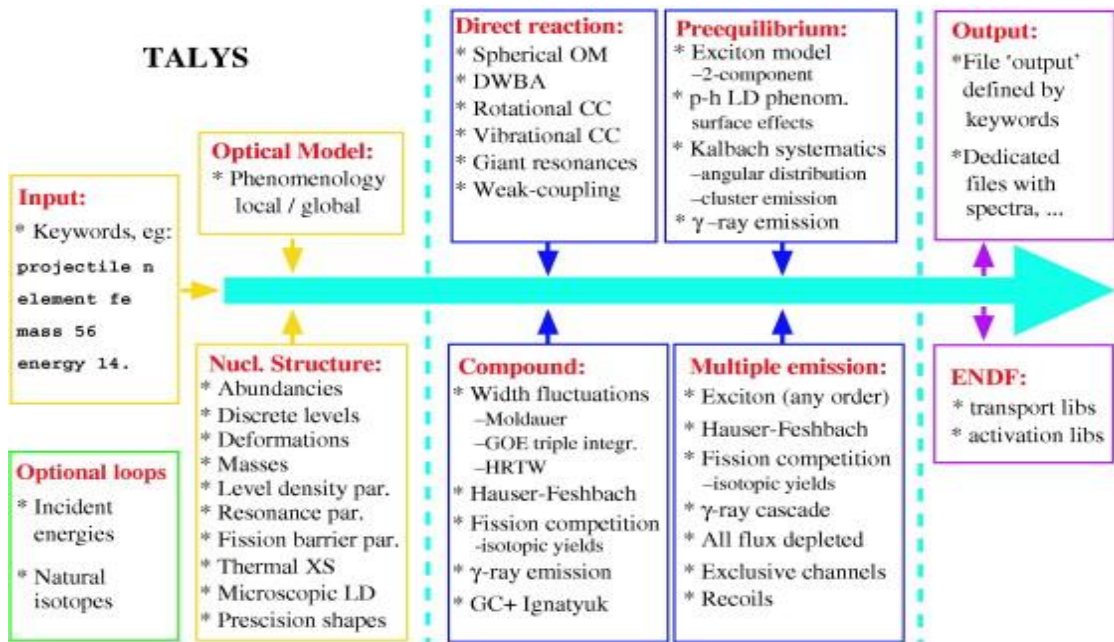
- Genel olarak en son nükleer modellerin çoğunun; direkt, bileşik, denge öncesi ve fisyon; kesin bir uygulaması.
- Geniş bir enerji aralığı (0.001-200 MeV) ve ( $12 < A < 339$ ) kütle aralığı boyunca reaksiyon mekanizmalarının sürekli ve düzgün bir tanımı.
- ECIS-06 koduyla tamamen bileşik optik model ve çift kanal hesaplamaları.
- Birçok çekirdek için son optik model parametrelerinin dahil edilmesi; hem fenomenolojik (isteğe bağlı olarak dağılım ilişkileri dahil) ve mikroskobik.
- Toplam ve kısmi tesir kesitleri, enerji spektrumları, açısal dağılımlar, çift diferansiyel spektrum ve geri çağırma .
- Kesikli ve sürekli foton üretim tesir kesitleri.
- İzomerik tesir kesiti de dâhil olmak üzere artık çekirdek üretimi için uyarım fonksiyonları.
- Özel kanal tesir kesitlerinin tam bir modellemesi, ( $n,2np$ ), spektrum ve geri çağırma gibi.
- Genel olarak UAEA Referans Girdi Parametre Kütüphanesinden gelen kütle, seviye yarılmalari, rezonans, seviye yoğunluk parametreleri, deformasyon parametreleri, fisyon bariyeri ve gama ışını parametreleri gibi nükleer yapı parametrelerine otomatik referans.
- Tüm reaksiyon kanalları kapanana kadar, ikili bileşik reaksiyonları ve yüksek enerjilerde, çoklu Hauser-Feshbach emisyonları için çeşitli genişlik dalgalanma modelleri.
- Çeşitli fenomenolojik ve mikroskobik seviye yoğunluk modelleri.

- Tesir kesitleri ve fisyon parçalarını, ürün verimlerini ve nötron çokluğunu tahmin etmek için çeşitli füzyon modelleri.
- Denge öncesi reaksiyonlar için modeller ve herhangi bir komut girene kadar çoklu denge öncesi reaksiyonlar.
- Çözülmemiş rezonans aralığı için parametrelerin üretilmesi.
- Tablolanmış rezonans parametrelerini kullanarak rezonans aralığının noktasal tesir kesitlere doğru yeniden yapılandırılması.
- Maxwellian ortalama kullanarak astrofizik reaksiyon oranları.
- Medikal izotop üretimi, hızlandırıcı enerji ve ışın akımının bir fonksiyonu olarak ortaya çıkar.
- Bir mermi-hedef kombinasyonu yerine bir uyarma enerji dağılımı ile başlama seçeneği, TALYS'in intranükleer kaskad kodları veya fisyon bölümleri çalışmaları ile birleştirilmesi için faydalıdır.
- Belirli bir reaksiyon mekanizması için yeterli bir teori henüz mevcut değilse, veya uygulanmıyorsa veya daha fazla fiziksel nükleer model için öngörülen bir alternatif olarak sistematığın kullanımı.
- ENDF-6 formatında (ücretsiz sürümde yer almayan) nükleer verilerin otomatik oluşturulması.
- Deneysel verilere otomatik optimizasyon ve kovaryans verilerinin üretilmesi (serbest sürümde yer almayan).
- Şeffaf bir kaynak programı.
- Kullanımı ve anlaşılması kolay input / output iletişimi.
- Kapsamlı bir kullanım kılavuzu.
- Örnek olayların geniş bir koleksiyonu.

Buradaki temel mesaj, nükleer reaksiyonun; her zaman açık kanalları ve ilişkili tüm tesir kesitleri, spektrumlar ve açısal dağılımları için tam bir cevap seti sağlamasıdır. Nükleer reaksiyon teorisinin şu anki durumuna ve bu teorileri uygulama yeteneğimize, bu cevapların karmaşık fiziksel yöntemlerle mi yoksa basit bir ampirik anlayışla mı oluşturulduğuna bağlıdır. TALYS ile tesir kesitlerinin eksiksiz bir takımı, aşağıdaki dört satırlık bir giriş dosyası aracılığıyla, minimum çaba ile zaten elde edilebilir:

projectile n  
element Fe  
mass 56  
energy 14.

Sadece en önemli veriler için makul derecede iyi cevaplarla ilgileniyorsanız size ihtiyacınız olan şeyi verecektir. Nükleer modellerde, parametrelerinde ve çıktı seviyesinde daha spesifik olmak istiyorsanız, TALYS de belirtilebilecek 340'dan fazla anahtar kelimedenden bazılarını eklemeniz yeterlidir. Bu nedenle, tüm bu anahtar kelimelerin kesin anlamını bilmek gerekmez. Giriş dosyasını istediğimiz kadar basit veya karmaşık yapabiliriz (Koning *et al.* 2015). TALYS programının çalışma sistematığı Şekil 3.1'deki gibidir.



Şekil 3.1 TALYS programının reaksiyon mekanizmaları ve nükleer modeller (Koning *et al.* 2015)

Bu tez çalışmasında Osmiyum izotopu için gama strength fonksiyonu hesapladığımız bu işlemde enerji aralığı için ayrı bir input dosyası oluşturarak onun üzerinden çalıştırdık.

Enerji dosyasına girdiğimiz değerleri deneysel verilerden alarak aynı noktalar için hesaplama yapmasını sağladık. Böylece daha istediğimiz noktalar için hesaplama yaptığımız gibi TALYS verileriyle deneysel veriler arasında da kıyaslama yapma imkânı bulduk.

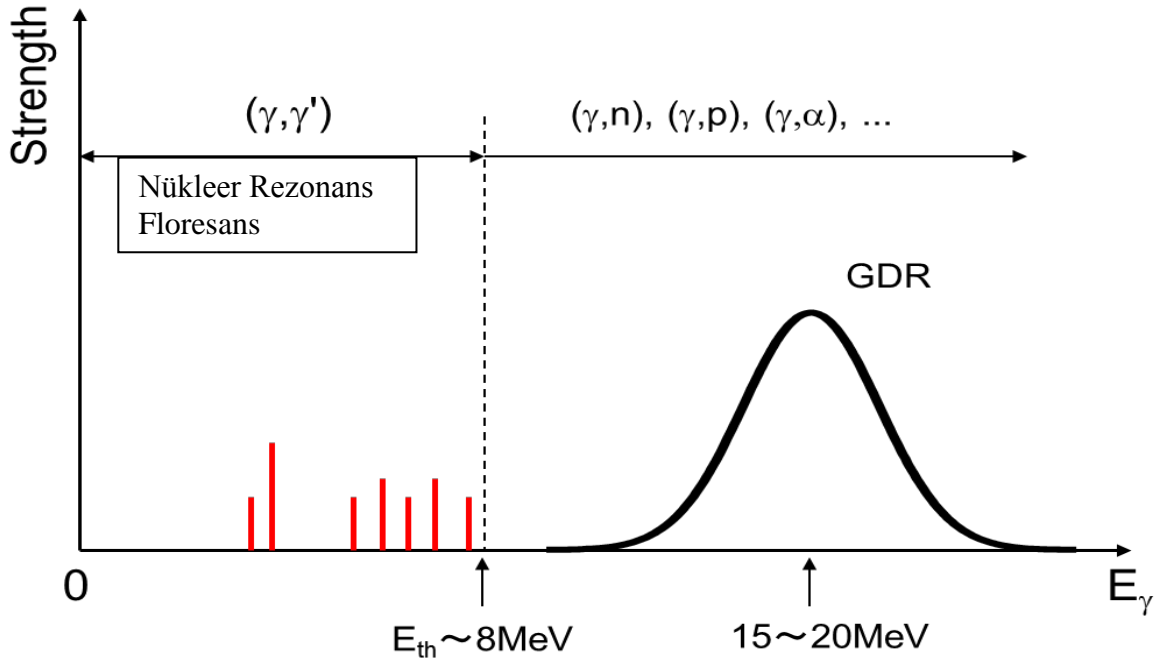
## 2.2. TALYS Örnek Çıktı Dosyası

TALYS programının çıktı dosyası çok geniş kapsamlıdır. Farklı dosya isimleri ve dosya uzantıları ile kaydedilen bu çıktı dosyaları; parçacıkların oluşma tesir kesitleri, elastik saçılma açısal dağılımları, klasik seviyelerde açısal dağılımlar, çoklu kanalların tesir kesitleri, reaksiyon türlerinin tesir kesitleri, ürün çekirdeklerin oluşum tesir kesitleri gibi birçok hesaplama verisini barındırır.

## 2.3. Fotonötron Reaksiyonlar

Fotonükleer reaksiyon verilerinin atom çekirdeğinin ve nükleer reaksiyon mekanizmalarının yapısı ve dinamiği üzerine yapılan araştırmalar gibi temel araştırmalar için çok önemli olduğu iyi bilinmektedir. Ayrıca birçok fotonükleer reaksiyon verisi, çeşitli uygulamalar (radyasyon zırh tasarımı, radyasyon transport analizi, aktivasyon analizi, astrofiziksel nükleosentez, radyasyondan korunma ve kontrol teknolojileri, insan vücudu radyoterapisi, doz hesaplamaları vb.) için yaygın olarak kullanılmaktadır. Fotonükleer reaksiyonların çeşitli özelliklerine ihtiyaç vardır, ama reaksiyonun enerji bağımlı tesir kesiti (uyarılma fonksiyonu-tanımlı enerjiye sahip fotonun çekirdek ile reaksiyona girme olasılığı) en önemlisidir (Ishkhanov *et al.* 2004).

Fotonların ( $\gamma$ ) çekirdek tarafından absorpsiyonu sonucu fotonların ( $\gamma'$ ), protonların, nötronların veya ağır parçacıkların çekirdekten fırlamasına neden olur. Her parçacığın farklı ayrılma eşik enerjisi vardır. Parçacık ayrılma enerjisinin altında elastik ( $\gamma, \gamma$ ) ve elastik olmayan ( $\gamma, \gamma'$ ) saçılma gerçekleşir (düşük seviye yoğunluğu  $\rightarrow$  keskin rezonans). Gelen fotonun enerjisinin artmasıyla çekirdeğin nötron ve/veya proton yayınlama tesir kesiti hızlı biçimde artar (Shizuma 2014).



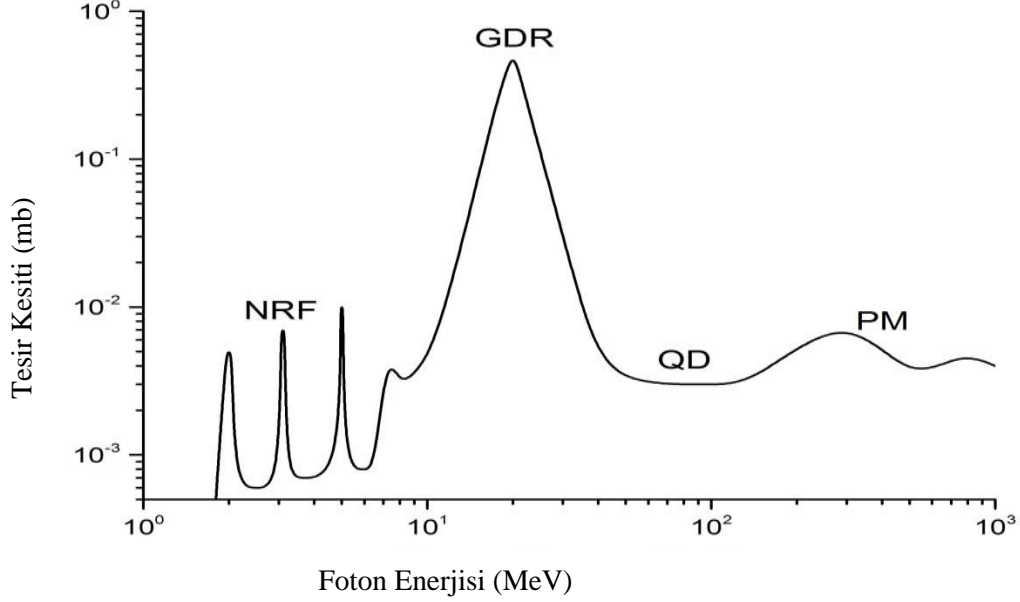
Şekil 3.2 Foton saçılım tesir kesiti (Shizuma 2014).

Geçmiş fotonükleer reaksiyon ölçümlerinde, özellikle Dev Dipol Rezonans için yapılan ölçümlerde birkaç çeşit foton kaynağı kullanılmıştır. Bunlar; termal nötron yakalama ile üretilen ayırık gama ışınları, Bremsstrahlung radyasyonu (Schwengner *et al.* 2005), uçuşta pozitron yok olması [Lawrence Livermore National Laboratory=LLNL, USA and Saclay Nuclear Research Centre, Saclay, France], Bremsstrahlung etiketli fotondur [The Nuclear Physics Laboratory=NPL, University of Illinois, USA].

Yüksüz gama ışınlarının ve fotonların eğer yeterli enerjiye sahipseler çekirdeğin Coulomb alanından etkilenmeden çekirdekle ve nükleonlarla etkileşime girdiğini biliyoruz. Bu nedenle fotonükleer reaksiyon verilerinin atom çekirdeğinin ve nükleer reaksiyon mekanizmalarının yapısı ve dinamiğinin anlaşılmasında çok önemli yeri vardır. Bu uygulamaların çoğu tesir kesiti ve yayımlama spektrumlarına ihtiyaç duyar. Reaksiyon enerjileri açısından 30 MeV un altındaki GDR bölgesi çoğu uygulama için gereklidir.

Yüksek enerjili fotonların hedef materyalle etkileşimleri gelen fotonun enerjisine bağlı olarak nükleon veya nükleonlar fırlamasına neden olabilir. Bu reaksiyon fotonükleer reaksiyon olarak adlandırılır. Çekirdekten nükleon fırlaması için gelen fotonlar

çekirdeğin bağlanma enerjisinin üzerinde enerjiye sahip olmalıdırlar. Nükleer bağlanma enerjileri birçok izotop için 6 MeV un üzerinde olduğundan fotonlar bu eşik enerjisine sahip olmalıdırlar. Burada 3 temel mekanizma vardır fotonükleer reaksiyon için.



Şekil 3.3 Toplam foto-absorbsiyon tesir kesiti (Mamtimin 2014)

### 3.3.1 Nükleer Rezonans Floresans (NRF):

Bu enerji bölgesinde, uyarılmalar genellikle bireysel nükleer seviyelerde gerçekleşir ve tek-seviyeli uyarılmalar gözlemlenir. Öncelikli yayımlanan genelde  $\gamma$ s nanobarndan (nb) mikrobarna ( $\mu b$ ) değişen küçük tesir kesitine sahiptir.

### 3.3.2 Yarı Döteron Bölgesi (Quasi Deuteron Region:QD):

30 MeV un üzerinde fotonötron üretimi temel olarak QD etkisinden kaynaklanmaktadır. Bu mekanizmada foton bütün olarak çekirdekle etkileşmek yerine bir proton-nötron çiftinin dipol momentiyile etkileşir.

Bu enerji bölgesinde fotonun dalgaboyu çekirdeğin boyutundan küçüktür. Dolayısıyla tüm çekirdeği uyaramaz ama tek nötron veya protonlarla etkileşir. Tesir kesiti 1-10 milibarn arasındadır (Mamtimin 2014).



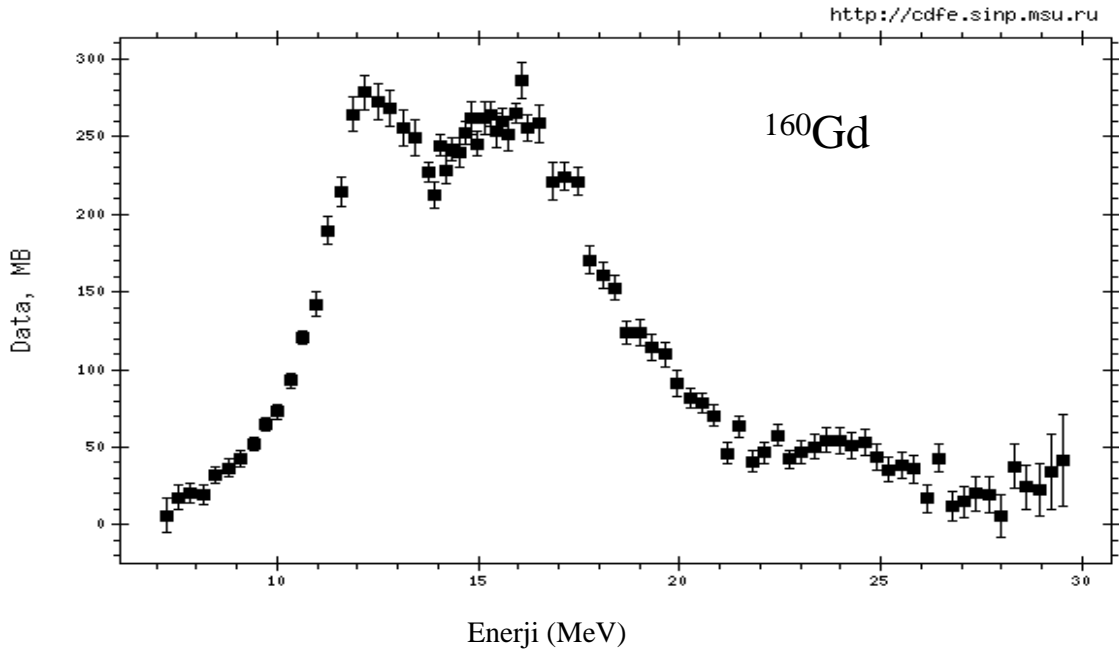
### 3.3.3 Dev Dipol Rezonans (Giant Dipole Resonance : GDR):

Eğer gelen foton 30 MeV un altında enerjiye sahipse GDR mekanizmasını takip eder. Bu süreçte fotonun enerjisi, çekirdek içindeki nükleonlar arasındaki salınımları indükleyen fotonun salınımlı elektrik alanı tarafından çekirdeğe aktarılır. Proton salınımı Coulomb bariyerini aşması gerektiğinden fotonötron üretimi daha olasıdır. Belirli enerjide farklı izotoplar için  $(\gamma, n)$  reaksiyonunda bir fotonötron üretim piki vardır. Buna GDR pik enerjisi denir. Atom numarası 60'ın üzerinde ( $Z>60$ ) olan izotoplar için bu zirve enerjisi 10-18 MeV arasındadır.

Bu enerji bölgesinde foton çekirdekten nötron veya proton koparmaya yetecek kadar enerjiye sahiptir. Tesir kesiti on milibarnlardan yüz milibarnlara değişir. Birincil yayılım; proton, nötron,  $\alpha$  parçacıkları,  $\gamma$ s, ve fizyon parçalarıdır.

Bu enerji bölgesinde (10-30 MeV) foton, çekirdek salınımlarının doğal frekansıyla kıyaslanabilir frekansa sahiptir ve çekirdek ile rezonansa girer. GDR denilen bu rezonans çekirdek içindeki protonların nötronlara karşı kolektif titreşim hareketi ile karakterize edilir. En önemli katkısı dipol modundan geliyor ve bundan dolayı Dev Dipol Rezonans (GDR) deniliyor (Mamtimin 2014).

GDR'nin varlığı 1944'te yani; GDR nin deneysel keşfinden 3 yıl önce kuramcı Migdal (SSCB) tarafından toplam kural analizi kullanılarak öngörülmüştür. GDR ilk olarak 1947'de gözlenmiştir (Goldhaber and Teller 1948). Diğer Dev Rezonanslar yaklaşık bundan 30-40 yıl sonra bulunmuştur. Şimdi çeşitli Elektrik Manyetik Dev Rezonansları ve özelliklerini biliyoruz (Harakeh and Woude 2001). GDR, hafif çekirdekler için 20-25 MeV'de, ağır çekirdekler için 15 MeV civarında sistematik olarak gözlemlenir. Protonların kütesinin nötronların kütesine karşı hareket ettiği kolektif titreşim, fotonların elektrik dipol alanını oluşturur. Düşük seviyeli yoğunluk nedeniyle, hafif çekirdekler için geniş bir enerji aralığına yayılmıştır. Ağır çekirdekler için bir veya iki tepe noktası olması çekirdeğin genel özelliğini yansıtır.



Şekil 3.4 GDR bölgesi (Shizuma 2014).

Güç dağılımı deforme çekirdekler için iki bileşene ayrılmıştır. Düşük ve yüksek rezonanslar sırasıyla, uzun eksen ve kısa eksen boyunca proton salınımlarına karşı nötron salınımlarına karşılık gelir (Shizuma 2014).

Fotonükleer reaksiyon için GDR tesir kesiti piki yarı-klasik teoriyle açıklanabilir.

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma_0 \frac{E_\gamma^2 (\Gamma/2)^2}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + E_\gamma^2 (\Gamma/2)^2} \quad (3.1)$$

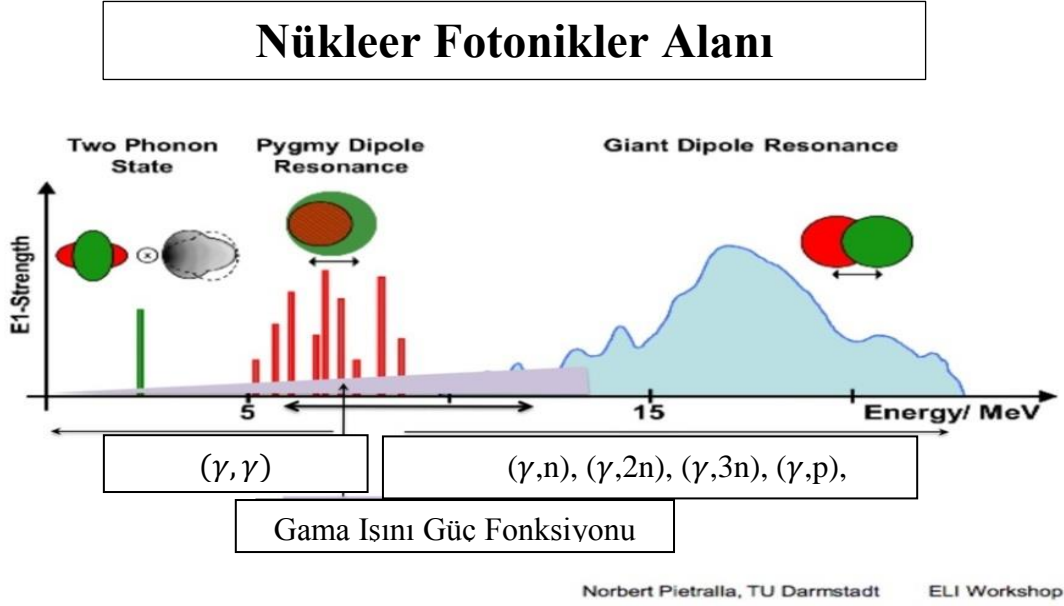
Burada  $\sigma_0$  pik tesir kesiti,  $E_0$  pik rezonans enerjisi ve  $\Gamma$  ise GDR piki için tam genişlik yarı-maksimumdur (FWHM).  $\Gamma$  nın genişliği orta (medium) ve ağır çekirdekler için 4 MeV ile 8 MeV arasında değişir. Pik tesir kesiti artan kütle numarasıyla kuvvetli şekilde artar.

Yarı-klasik elektromanyetik radyasyon teorisi toplam foto-absorbsiyon tesir kesitinin deneysel ifadesini de ortaya koymaktadır. (Iskhanov *et al.* 2014).

$$\int \sigma(E_\gamma) dE = 60 \left( \frac{NZ}{A} \right) [MeV \cdot \text{Milibarn}] \quad (3.2)$$

Burada  $N$  nötron sayısı,  $Z$  proton sayısı,  $A$  ise kütle numarasıdır ( $A=N+Z$ ).

GDR toplam foto-absorbsiyon tesir kesitine birincil derecede katkıda bulunur; diğer tüm titreşim modu katkıları genellikle ihmal edilebilir. Eşitlikten de görüldüğü üzere toplam tesir kesitinin hedef çekirdeğin  $Z$  atom numarasıyla arttığını görebiliriz. Diğer taraftan pik rezonans enerjisi  $E_0$  artan  $A$  kütle numarasıyla yavaşça azalır (Berman and Fultz 1975).



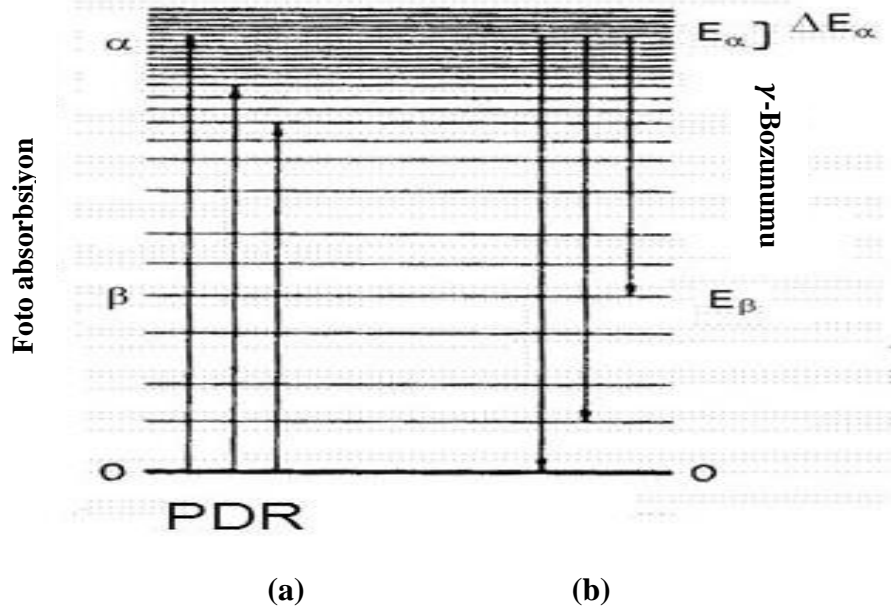
Şekil 3.5 Nükleer Fotonik Alanı (Utsunomiya 2003).

### 3.4 Gama Güç Fonksiyonu (Gamma Strenght Function)

Genellikle GDR; güç fonksiyonları terimlerine göre hesaplanır. Dev Rezonans; fonksiyonel parametreleri nükleer dinamikleri test etmek için kullanılır. Dolayısıyla GDR; modern nükleer teori için son derece önemlidir. GDR yoğunluk fonksiyonlarına (Yoğunluk Fonksiyonel Teorisi) dayanan, modern, kendi kendine tutarlı ortalama alan yaklaşımları için (Skyrme, Gogni, Relativistik, ...) sağlam bir test olarak kullanılır (Nesterenko 2017).

Gama güç fonksiyonu;  $f_{XL}(E_\gamma)$ ;  $\gamma$  ışınıyla uyarılmış çekirdeklerin ortalama elektromanyetik özelliklerinin bir ölçüsüdür.  $f_{XL}(E_\gamma)$ ;  $\gamma$  ışını enerjisi  $E_\gamma$  daki,  $\gamma$  ışını bozunmasının ortalama geçiş enerjisi olarak tanımlanır.  $X$  elektromanyetik karakter ve  $L$  çok kutupluluk, bozunma temel enerji seviyesi  $E_i$  den son enerji seviyesi  $E_f$  e dir.

$f_{XL}(E_\gamma)$ ; “aşağı (downward)”  $\gamma SF$  ve “yukarı (upward)”  $\gamma SF$  olarak ayrılabilir. Şekilde görülmektedir.



**Şekil 3.6** Ortalama geçiş gücü (a) Yüksek uyarılmış durumlara fotoabsorbsiyon için (b) Aynı  $J^\pi$  seviyelerinin grubunun, düşük enerji seviyesi  $E_f$ 'e düşmesinden kaynaklanan gama bozunması için (Mamtimin 2014)

M. Baranger et al. (1973)'a göre; geçiş için  $\gamma SF$ ; spin ve parite  $J^\pi$  nin uyarılmış enerji seviyesi  $E_i$  ile düşük enerji seviyesi  $E_f$  arasındadır ve;

$$f_{XL}(E_\gamma) = \frac{\rho(E_f)\langle\overline{\Gamma_{\gamma XL}}\rangle}{E_\gamma^{(2l+1)}} \quad (3.3)$$

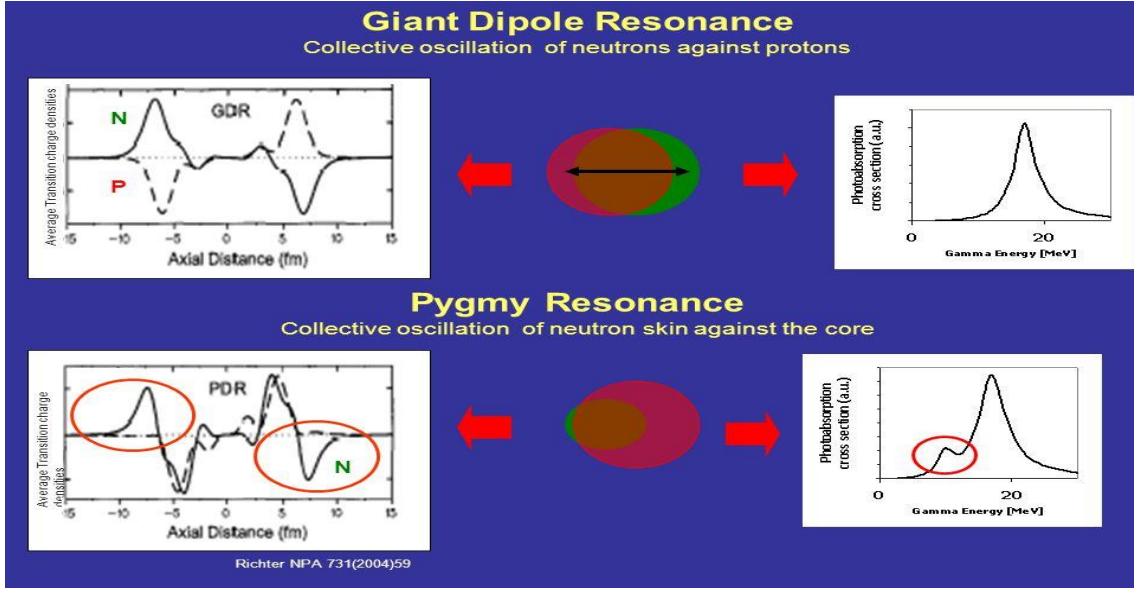
Burada;  $\langle\overline{\Gamma_{\gamma XL}}\rangle$  ortalama ışınım genişliğini ki genellikle nötron yakalama deneylerinden elde edilen -s veya -p dalga rezonanslarından belirlenir.  $\rho(E_f)$  ise; son seviyelerin ( $E_f$ ) seviye yoğunluğudur. Farklı uyarım modları ve çok kutuplu tiplerin (multiple types) in  $\gamma SF$  ini yorumlamak için farklı teorik modeller vardır.

### 3.4.1 Gama Güç fonksiyonunun Rezonansı

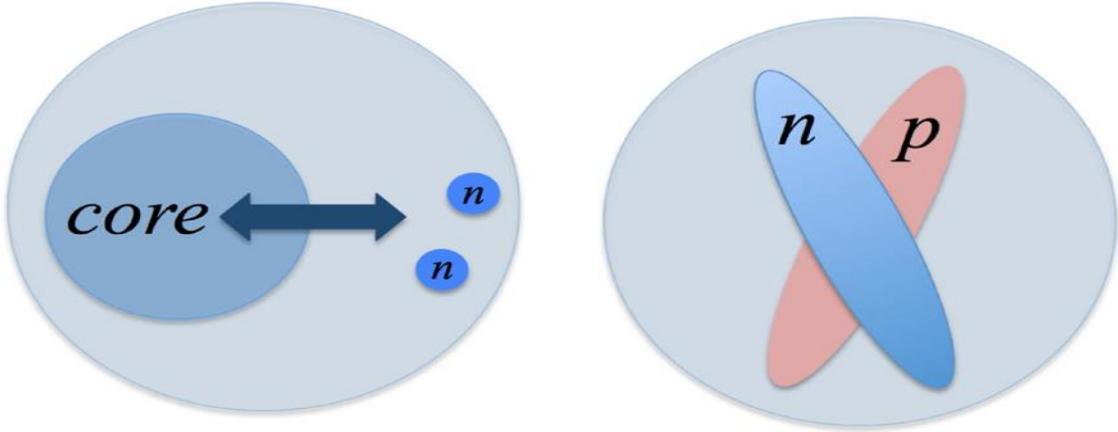
Enerjiden bağımsız  $\gamma SF$  ile sonuçlanan tekli parçacık modeli nükleer uyarılmaların kolektif modunu hesaba katmaz. Çalışılan tüm çekirdekler için;  $\gamma SF$ 'in 8-20  $\approx$  MeV uyarılma enerjisi bölgesinde Dev Elektrik Dipol Rezonans (GEDR) olarak adlandırılan yarıлма benzeri rezonans sergilediği bulunmuştur. GEDR eşvektörden kaynaklanır,  $\Delta T = 1$ ; çekirdeğin kolektif uyarım modu ve çekirdekdeki nötronlara karşı protonların salınımlarından kaynaklanır. Çekirdeğin kütlesine bağlı olarak 14-22  $\approx$  MeV aralığında, tipik olarak 2-7  $\approx$  MeV genişliğinde bir bölge olarak bulunur.

Başka bir Dev Dipol Rezonans ta gözlenmiştir. Manyetik Dev Dipol Rezonans (GMDR) olarak ta bilinen bu rezonans; manyetik spin-flip uyarılmaların sonucudur. Bu spin $\uparrow$  nükleonların, spin $\downarrow$  nükleonlara karşı salınım yaptığı izoskaler uyarım modu üzerine inşa edilmiştir. Ek olarak; GMDR protonların spin $\uparrow$  ile spin $\downarrow$  li nötronlara (tersi durumda olabilir) karşı salındığı eşvektör uyarım modundan kaynaklanabilir. Bundan başka; E1 cüce rezonans (Pygmy Dipole Resonance : PDR) ve makas rezonans (Scissor) denilen diğer nükleer uyarım moduyla ilgili deneysel kanıtlar mevcuttur. E1 cüce rezonans (PDR) enerji olarak GEDR nin altında bulunur ve sadece nötron sayısı aşırı fazla olan çekirdeklerde gözlenir. Simetrik ( $T=0$ ) eşspin proton-nötron çekirdeğine karşı fazla nötronların kolektif titreşimlerinden kaynaklandığına inanılmaktadır. Bu düşük enerjili rezonansa dair deneysel kanıtlar rezonansın tekrar gözden geçirilmesini sağlamıştır. Makas rezonans olarak bilinen ve oldukça düşük enerjilerde  $\approx 3$  MeV de bulunan rezonansın sadece deforme çekirdeklerde var olduğuna inanılmaktadır. Bu tip bir rezonans nötron ve proton bulutlarının birbirine karşı salındığı, bir makas gibi birbirine göz kırptığı M1 kolektif uyarımlarından kaynaklanır. Ayrıca; ek özellikler olarak hafif çekirdeklerden, orta kütleli çekirdeklere kadar bazı çekirdeklerde  $\gamma SF$ 'in özellikleri gözlenmiştir ( $^{44,45}Sc$ ,  $^{50,51}V$ ,  $^{44,45,46}Ti$ ,  $^{56,57}Fe$ ,  $^{93-98}Mo$ ,  $^{405,106}Cd$ ). Ayrıca  $^{95}Mo$  de Oslo metodu kullanarak ve bağımsız olarak onaylanmıştır. Bu özelliğin varlığı yakın zamanda ağır kütleli bir çekirdek olan  $^{138}La$  de gösterilmiştir ve bu özellik tipik enerji aralığı olan  $E_\gamma \leq 3$  MeV da gözlenmiştir. Aynı zamanda yukarı bükülme (up-bend) olarak bilinen düşük enerji artırımını olarak adlandırılır. Bununla birlikte bu artışın fiziksel sebebi bilinmemektedir ve şu sıralar hem teorik hem de deneysel nükleer fizikte büyük bir ilgi konusudur. Bu düşük enerjili artışı M1 Güç olarak tahmin edilirken; bunun aksine up-bend in E1 geçişlerinden kaynaklandığı tahmin edilmektedir. Yaklaşımlar

arasındaki farklılıklara rağmen, hepsi artırımın dipol tipinde olduğunu söylüyor. Son zamanlarda doğada birincil dipol olduğu deneysel olarak doğrulanmıştır.



Şekil 3.7 GDR ve PDR salınım modları (Utsunomiya 2003)



Şekil 3.8 Pygmy ve scissor rezonans parçacık salınım modları (Kqashne 2016)

Çekirdekdeki Dev Rezonansların çeşitleri ve özellikleri;

- Çekirdekdeki en önemli Elektriksel GDR: E1 (T=1), E0 (T=0), E2 (T=0).
- En önemli manyetik rezonans GDR: Spin-flip M1, Makas M1.
- Egzotik E1 (T=0) GDR: Toroidal ve sıkıştırma.

- Ortalama alan ve kuantum kabuklarıyla ilişki.
- Deformasyon etkisi (E0 vs E2, Makas M1) ( Nesterenko 2017).

### 3.4.2 Gama ışını Güç fonksiyonu için Modeller

Brink hipotezinin tuttuğu varsayımıyla; GEDR aşağıda verilen Standart Lorentz Fonksiyonu (SLO) kullanılarak tanımlanabilir;

$$f_{E1}^{SLO} = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} \frac{\sigma_0 E_\gamma \Gamma_0^2}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_0^2} [MeV^{-3}] \quad (3.4)$$

Burada;  $\sigma_0$  (mb),  $\Gamma_0^2$  (MeV),  $E_0^2$  (MeV) birimlerinde ve sırasıyla zirve (peak) tesir kesiti, GEDR genişliği ve rezonansın merkezi enerjisidir.

Sabit  $\frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} = 8.67410^{-8} mb^{-1} MeV^{-2}$  dir. SLO orta ve ağır kütleli çekirdekler için rezonans merkeze yakın GEDR' yi doğru bir şekilde tanımlasa da, sıklıkla  $S_n$  altındaki  $\gamma$ SF i tahmin edemez. Kopecky ve Chiren tarafından önerilen; GEDR nin tanımında yer alan enerji ve sıcaklık bağımlı genişliğe sahip olan Lorentzian fonksiyonu;

$$f_{E1}^{GLO} = \frac{1}{3\pi^2\hbar^2c^2} \sigma_0 \Gamma_0 \left[ \frac{E_\gamma \Gamma(E_\gamma, T_f)}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_0^2} + 0.7 \frac{\Gamma(E_\gamma=0, T_f)}{E_0^3} \right] [MeV^{-3}] \quad (3.5)$$

GEDR nin enerji ve sıcaklık-bağımlı genişliği;

$$\Gamma(E_\gamma, T_f) = \frac{\Gamma_0(E_\gamma^2 - 4\pi^2 T_f^2)}{E_0^2} \quad (3.6)$$

ile verilir.

GEDR nin oluşturulduğu son seviyelerin nükleer sıcaklığı  $T_f$ ;

$$T_f = \sqrt{\frac{S_n - E_\gamma}{a}} \quad (3.7)$$

ile tanımlanır. Burada  $S_n$  ve  $a$  parametreleri sırasıyla nötron ayrıştırma enerjisi ve BSFG seviye yoğunluk parametresi ile tanımlanır. GLO modeli düşük enerjili bölgeyi iyi türetir

ve  $E_\gamma \rightarrow 0$  için sıfırdan farklı bir strength verir. Ayrıca GLO model gözlemlenen  $f(E_\gamma)$  ile iyi bir uyum sağlar en azından küresel çekirdekler için, ancak kütle numarası  $A \sim 150-175$  olan yüksek derecede deforme olmuş çekirdekler için gözlenen  $f(E_\gamma)$  değerini tahmin edemez, 4 faktöre kadar. Bu nedenle  $A \sim 150-175$  kütleindeki deforme olmuş çekirdeklerin GEDR'sini açıklamak için Geliştirilmiş Genelleştirilmiş Lorentzian (EGLO) fonksiyonu önerilmiştir. EGLO nun sıcaklık bağımlı genişliği aşağıdaki gibi genelleştirilmiştir.

$$\Gamma(E_\gamma, T_f) = k_0 + (1 - k_0) \left( \frac{E_\gamma - \epsilon_0}{E_0 - \epsilon_0} \right) \frac{\Gamma_0}{E_0^2} (E_\gamma^2 - 4\pi^2 T_f^2) \quad (3.8)$$

Burada artış faktörü  $k_0$  hedef çekirdeğin külesine bağlıdır. Her iki sabit de  $k_0 > 1$  ve  $\epsilon_0$  ortalama rezonans yakalama verilerini çoğaltmak için ayarlanabilir. Manyetik spin-flip dev rezonansını tanımlamak için SLO  $f_{E1}^{SLO}$  (bkz denklem 3.3); sıcaklık ve enerjiden bağımsız genişlik ile (M1 Güç gibi) kullanılması tavsiye edilir. M1 rezonans sistematikten elde edilmiştir. Burada  $E_0 = 41A^{-\frac{1}{3}}$ ,  $\Gamma_0 = 4 \text{ MeV}$ , ve pik tesir kesiti  $\sigma_0$  aşağıdaki ilişki kullanılarak ayarlanabilir. (Kogashne 2016).

$$\frac{f_{E1}}{f_{M1}} = 0.0588A^{0.878} \quad (3.9)$$

### 3.4.3 TALYS 1.8 de Kuvvet Fonksiyonu Modelleri

Talys 1.8 de gama mukavemet fonksiyonu için 4 model kullanılmaktadır. Birincisi Lorentzian formunun GDR şeklini açıkladığı **Brink-Axel** seçeneği;

$$f_{XL}(E_\gamma) = K_{XL} \frac{\sigma_{XL} E_\gamma \Gamma_{XL}^2}{(E_\gamma^2 - E_{XL}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{XL}^2} \quad (3.10)$$

Burada  $\sigma_{XL}$ ,  $E_{XL}$ ,  $\Gamma_{XL}$  sırasıyla; güç, enerji ve dev rezonansın genişliği ve;

$$K_{XL} = \frac{1}{(2l+1)\pi^2 \hbar^2 c^2} \quad (3.11)$$

Şu anda E1 dışındaki tüm geçiş tipleri için **Brink-Axel (strength2)** seçeneğini kullanıyoruz. E1 radyasyonu için Talys de kullanılan varsayılan seçenek Kopecky ve Uhl in genelleştirilmiş **Lorentzian (strength1)** formudur.



$$f_{XL}(E_\gamma, T) = K_{XL} \left[ \frac{E_\gamma \Gamma_{E1}(E_\gamma)}{(E_\gamma^2 - E_{E1}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{E1}(E_\gamma)^2} + \frac{0.7 \Gamma_{E1} 4\pi^2 T^2}{E_{E1}^3} \right] \sigma_{E1} \Gamma_{E1} \quad (3.12)$$

Burada enerji bağımlı sönüm genliği  $\Gamma(E_\gamma)$ ;

$$\Gamma_{E1}(E_\gamma) = \Gamma_{E1} \frac{E_\gamma^2 + 4\pi^2 T^2}{E_{E1}^2} \quad (3.13)$$

ile verilir.

$E_1$  geçişleri için ayrıca iki tane mikroskobik seçenek vardır. Goriely Hartree-Fock BCS (**strenght 3**) ve Hartree-Fock-Bogolyubov model (**strenght 4**) modellerine göre gama ışını kuvvet fonksiyonlarını hesapladı.  $f_{HFM}$  diye adlandıracağımız bu mikroskobik kuvvet fonksiyonları deneysel verilere ayarlanmadığından, bir ölçekleme fonksiyonu aracılığıyla ayarlama esnekliğini ekliyoruz, yani;

$$f_{E1}(E_\gamma) = f^{nor} f_{HFM}(E_\gamma + E_{shift}) \quad (3.14)$$

Burada varsayılan olarak  $f^{nor} = 1$  ve  $E_{shift} = 0$  dır (yani, tablolardan değiştirilmemiş değerler).  $E_{shift}$ , basitçe farklı bir enerjide tablodan seviye yoğunluğunun elde edilmesini ima eder.  $f^{nor}$  ve  $E_{shift}$  birlikte ayarlamak, yeterli ayarlama esnekliğini sağlar (Koning *et al.* 2015). Bu tez çalışması kapsamında kullanılan kuvvet fonksiyonu modelleri Tablo 3.1'de belirtilmiştir.

**Tablo 3.1** TAYLS’de kullanılan Güç Fonksiyonları ( $\gamma$ SF)

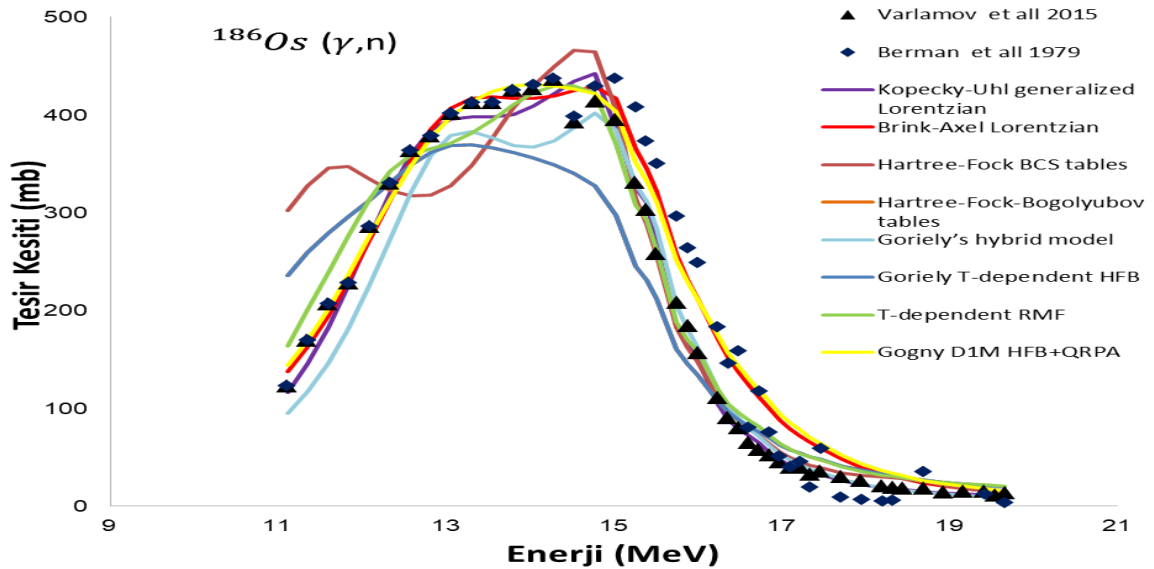
<b>Notasyon</b>	<b>Model / Parametre</b>	<b>TALYS anahtar kelime</b>
$\gamma$ SF1	Kopecky-Uhl	strenght 1
$\gamma$ SF2	Brink-Axel / Dietrich-Berman	strenght 2
$\gamma$ SF3	Hartree-Focks-BCS	strenght 3
$\gamma$ SF4	Hartree-Focks-Bogolyubov	strenght 4
$\gamma$ SF5	Goriely’s hybrid model	strenght 5
$\gamma$ SF6	Goriely T-dependent HFB	strenght 6
$\gamma$ SF7	T-dependent RMF	strenght 7
$\gamma$ SF8	Gogny D1M HFB+QRPA	strenght 8

## 4. BULGULAR

Osmiyum izotoplarının ( $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$ ) fotonötron tesir kesitleri 0-30 MeV foton enerjisi aralığında TALYS 1.8 nükleer kod programı kullanarak hesaplanmış ve elde edilen veriler ilgili izotop için EXFOR deneysel veri kütüphanesinde bulunan deneysel sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Sonuçlar Grafik 4.1-4.5'te verilmiştir.

### 4.1. $^{186}\text{Os}$ İzotopu İçin Fotonötron Tesir Kesiti

$^{186}\text{Os}$  izotopu için TALYS 1.8 nükleer kod programı kullanarak hesaplanan tesir kesitleri ile EXFOR deneysel veri kütüphanesinden alınan (Berman, et al., 1979) ve Varlamov et al., 2015 (Varlamov, et al., 2015) tarafından elde edilen ölçüm sonuçlarının karşılaştırılması Grafik 4.1'de görülmektedir. Aynı izotop için elde edilen kuvvet fonksiyonu değerleri Tablo 4.1'de verilmiştir.



**Grafik 4.1**  $^{186}\text{Os}$  için fotonötron ( $\gamma,n$ ) tesir kesitleri

**Tablo 4.1**  $^{186}\text{Os}$  için istatistiksel yaklaşımı ile hesaplanan kuvvet fonksiyonu değerleri (Özdoğan vd 2018).

		Gstrt1	Gstrt2	Gstrt3	Gstrt4	Gstrt5	Gstr6	Gstr7	Gstr8
$^{186}\text{Os}$	Berman	30,81	<b>19,57</b>	51,86	57,22	38,90	57,21	34,91	21,86
	Varlamov	<b>9,14</b>	23,60	30,33	34,33	19,12	34,37	16,55	23,83

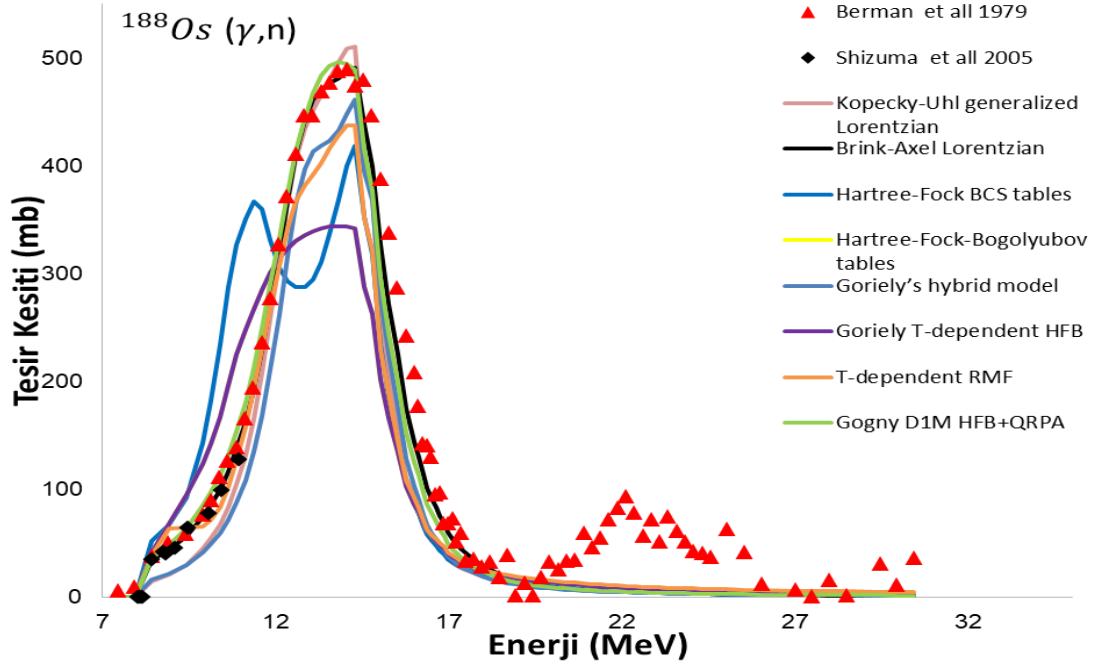
Grafik 4.1’de görüldüğü gibi, TALYS kodu ile yapılan fotonötron tesir kesiti hesabına göre 10 MeV gama enerjisi değerinden başlayarak çekirdekten nötron koparıldığını söylenebilir. Ancak mevcut deneysel veriler ise nötron koparılma foton eşik enerjisinin 11 MeV civarında olduğunu göstermektedir. Fotonötron tesir kesiti 13 MeV civarında bir pik noktasına ulaşır 15 MeV’e kadar yaklaşık olarak sabit değerde kalmıştır. Bu enerji aralığında çekirdek daha kararlı hale gelmiş, gelen gama ışınının enerjisini depolayıp tekrar nötron yayınlamaya başlamıştır. 15 MeV’den itibaren artan foton enerjisi ile fotonötron tesir kesiti değeri azalmaya başlamıştır. Bu sonuca göre, 13-15 MeV aralığında,  $^{186}\text{Os}$  için fotonötron tesir kesiti maksimum seviyede ve çift pik değerine sahiptir.  $A > 60$  kütle numarasına sahip çekirdekler için  $E < 30$  MeV gelme enerjili gama ışınları için fotonötron tesir kesitleri 10-18 MeV aralığında maksimum olmakta ve buna da dev dipol rezonans (Giant Dipole Resonance- GDR) adı verilmektedir. Bu izotop için GDR bölgesi 15 MeV civarındadır.

Tablo 4.1’de verilen kuvvet fonksiyonu değerleri incelendiğinde, Strenght2 (Brink-Axel) modeli kullanılarak hesaplanan sonuçların Berman vd. (1979) deneysel sonuçlarıyla uyumlu iken, Varlamov vd. (2015) deneysel sonuçlarının Strenght1 (Lorentzian) modeli ile hesaplanan sonuçlarla uyumlu olduğu görünmektedir.

Deneysel çalışmada kullanılan Osmiyum örneği; %78.2 ( $^{186}\text{Os}$ ), %5.1 ( $^{188}\text{Os}$ ), %4.1 ( $^{189}\text{Os}$ ), %5.2 ( $^{190}\text{Os}$ ), %5.7 ( $^{192}\text{Os}$ ) izotoplarından oluştuğundan, elde edilen değerler sadece  $^{186}\text{Os}$ ’ya ait değildir. Grafikte iki pik oluşmasının nedeni  $^{189}\text{Os}$  ile  $^{190}\text{Os}$  arasında meydana gelen prolate deforme çekirdekten dengesiz gama çekirdeğine ani davranış değişikliği olabilir (Berman *et al.* 1979).

#### 4.2. $^{188}\text{Os}$ İzotopu İçin Fotonötron Tesir Kesiti

$^{188}\text{Os}$  izotopu için TALYS 1.8 nükleer kod programı kullanarak hesaplanan tesir kesitleri ile EXFOR deneysel veri kütüphanesinden alınan Berman *et al.* (1979) ve Schizuma (2005) tarafından elde edilen ölçüm sonuçlarının karşılaştırılması Grafik 4.2’de görülmektedir. Aynı izotop için elde edilen kuvvet fonksiyonu değerleri Tablo 4.2’de verilmiştir.



**Grafik 4.2**  $^{188}\text{Os}$  için fotonötron ( $\gamma,n$ ) tesir kesitleri

**Tablo 4.2**  $^{188}\text{Os}$  için istatistiksel yaklaşım ile hesaplanan kuvvet fonksiyonu değerleri (Özdoğan vd. 2018)

		Gstr1	Gstr2	Gstr3	Gstr4	Gstr5	Gstr6	Gstr7	Gstr8
$^{188}\text{Os}$	Berman	39,55	<b>25,69</b>	64,84	57,01	45,17	56,70	40,97	30,34
	Shizuma	17,94	<b>5,88</b>	60,80	36,13	20,17	36,13	11,54	11,46

Grafik 4.2’de görüldüğü ve deneysel verilerin analizinden kaydedilen ilk nötron koparma tesir kesiti 7,48 MeV’tur. TALYS kodu ile yapılan fotonötron tesir kesiti hesabına göre 7,4 MeV gama enerjisi değerinden başlayarak çekirdekten nötron koparıldığını söylenebilir. Burada deneysel verilerle TALYS kodu kullanılarak hesaplanan değerler arasında uyum görülmektedir. Fotonötron tesir kesiti 15 MeV civarında bir pik noktasına ulaşmıştır. Pik değerine ulaştığı 15 MeV civarındaki değerden sonra foton enerjisi ile fotonötron tesir kesiti değeri azalmaya başlamıştır. Bu sonuca göre, 14-15 MeV aralığında,  $^{188}\text{Os}$  için fotonötron tesir kesiti maksimum seviyede ve tek pik değerine sahiptir.  $A > 60$  kütle numarasına sahip çekirdekler için  $E < 30$  MeV gelme enerjili gama ışınları için fotonötron tesir kesitleri 10-18 MeV aralığında maksimum olmakta ve buna da dev dipol rezonans (Giant Dipole Resonance- GDR) adı verilmektedir. Bu izotop için GDR bölgesi 15 MeV civarındadır. 15 MeV dan sonra düşen tesir kesiti deneysel

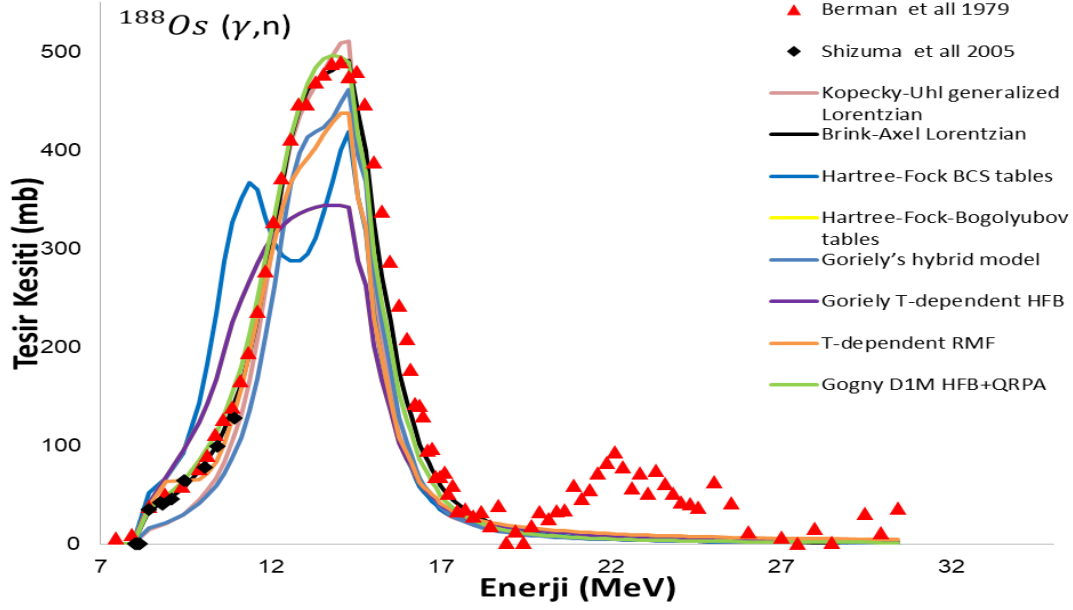
verilerde 22 MeV civarında tekrar bir parçacık boşalması olduğunu gösteriyor. Teorik tesir kesiti bu noktada sabit olarak azalmış ve deneysel veri ile bu noktada uyumsuz çıkmıştır. Bunu nedeni TALYS verilerinin sadece nötron üretiminin tesir kesitini dikkate almasıdır. Fakat deneyle ilgili bilgileri incelediğimizde nötron üretimine ek olarak proton da üretildiğini görüyoruz. Protonların çekirdekten kopartılması coulomb bariyerinden dolayı daha çok enerji gerektirdiğinden 20-25 MeV civarında protonların tesir kesitine katkıda bulunduğunu söyleyebiliriz.

Tablo 4.2’de verilen kuvvet fonksiyonu değerleri incelendiğinde, Strenght2 (Brink-Axel) modeli kullanılarak hesaplanan sonuçların Berman vd. (1979) ve Schizuma (2005) deneysel sonuçlarıyla uyumlu olduğu görünmektedir.

Deneysel çalışmada kullanılan 22,49 gr toz metal Osmiyum örneği; %94,5 ( $^{188}\text{Os}$ ), ( $^{189}\text{Os}$ ), %2,8 izotoplarından oluştuğundan, elde edilen değerler sadece  $^{188}\text{Os}$ ’ya ait değildir. Grafikte  $^{189}\text{Os}$  ile  $^{190}\text{Os}$  arasında meydana gelen prolate deforme çekirdekten dengesiz gama çekirdeğine ani davranış değişikliğinin etkisi olabilir (Berman *et al.* 1979).

#### **4.3. $^{189}\text{Os}$ İzotopu İçin Fotonötron Tesir Kesiti**

$^{189}\text{Os}$  izotopu için TALYS 1.8 nükleer kod programı kullanarak hesaplanan tesir kesitleri ile EXFOR deneysel veri kütüphanesinden alınan Berman vd. (1979) ve Varlamov vd. (2014) tarafından elde edilen ölçüm sonuçlarının karşılaştırılması Grafik 4.3’de görülmektedir. Aynı izotop için elde edilen kuvvet fonksiyonu değerleri Tablo 4.3’de verilmiştir.



**Grafik 4.3**  $^{189}\text{Os}$  için fotonötron ( $\gamma,n$ ) tesir kesitleri

**Tablo 4.3**  $^{189}\text{Os}$  için istatistiksel yaklaşım ile hesaplanan kuvvet fonksiyonu değerleri (Özdoğan vd. 2018)

		Gstrt1	Gstrt2	Gstrt3	Gstrt4	Gstrt5	Gstr6	Gstr7	Gstr8
$^{189}\text{Os}$	Berman	27,73	<b>16,89</b>	57,95	54,44	36,06	54,42	31,00	21,91
	Varlamov	17,62	<b>11,24</b>	39,56	35,97	23,39	35,93	15,27	

Grafik 4.3'de görüldüğü ve deneysel verilerin analizinden kaydedilen ilk nötron koparma tesir kesiti 7,44 MeV'tur. TALYS kodu ile yapılan fotonötron tesir kesiti hesabına göre 7 MeV civarındaki gama enerjisi değerinden başlayarak çekirdekten nötron koparıldığını söylenebilir. Burada deneysel verilerle TALYS kodu kullanılarak hesaplanan değerler arasında uyum görülmektedir. Fotonötron tesir kesiti 14 MeV civarında bir pik noktasına ulaşmıştır. Pik değerine ulaştığı 13-14 MeV civarındaki değerden sonra foton enerjisi ile fotonötron tesir kesiti değeri azalmaya başlamıştır. Bu sonuca göre, 13-14 MeV aralığında,  $^{189}\text{Os}$  için fotonötron tesir kesiti maksimum seviyede ve tek pik değerine sahiptir.  $A > 60$  kütle numarasına sahip çekirdekler için  $E < 30$  MeV gelme enerjili gama ışınları için fotonötron tesir kesitleri 10-18 MeV aralığında maksimum olmakta ve buna da dev dipol rezonans (Giant Dipole Resonance- GDR) adı verilmektedir. Bu izotop için GDR bölgesi 14 MeV civarındadır. 14 MeV dan sonra düşen tesir kesiti deneysel verilerde 21 MeV civarında tekrar bir parçacık boşalması olduğunu gösteriyor. Teorik tesir kesiti bu noktada sabit olarak azalmış ve deneysel veri ile bu noktada uyumsuz

çıkıştır. Bunu nedeni TALYS verilerinin sadece nötron üretiminin tesir kesitini dikkate almasıdır. Fakat deneyle ilgili bilgileri incelediğimizde nötron üretimine ek olarak proton da üretildiğini görüyoruz. Protonların çekirdekten kopartılması coulomb bariyerinden dolayı daha çok enerji gerektirdiğinden 21-25 MeV civarında protonların tesir kesitine katkıda bulunduğunu söyleyebiliriz.

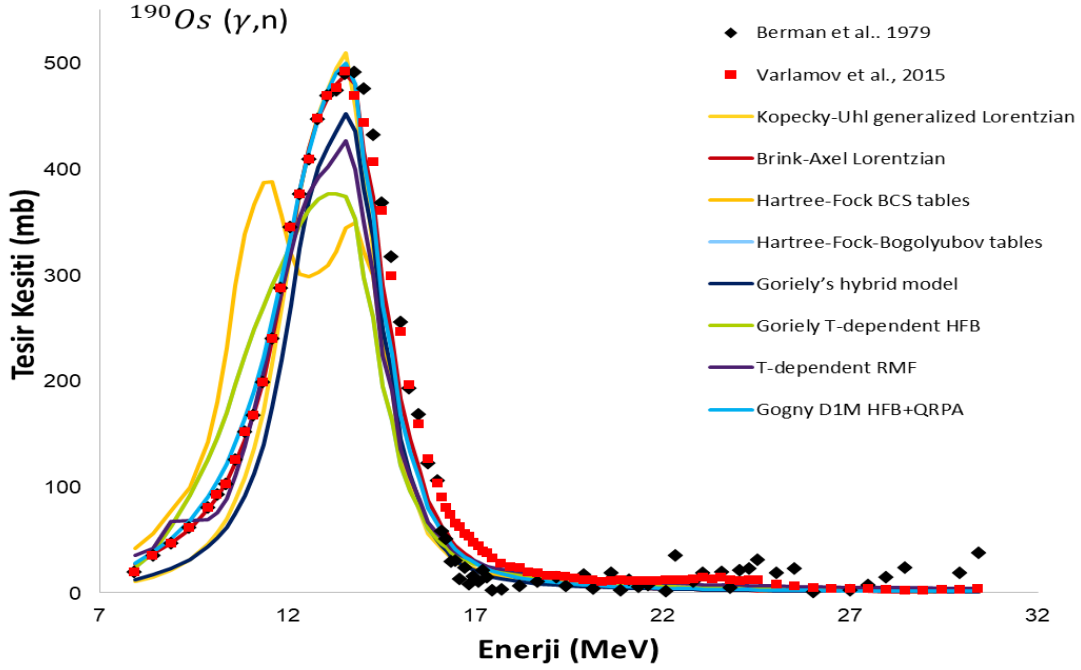
Tablo 4.3’de verilen kuvvet fonksiyonu değerleri incelendiğinde, Strenght2 (Brink-Axel) modeli kullanılarak hesaplanan sonuçların Berman vd. (1979) ve Varlamov vd. (2014) deneysel sonuçlarıyla uyumlu olduğu görünmektedir.

Deneysel çalışmada kullanılan 30.94 gr toz metal Osmiyum örneği; %94,5 ( $^{189}\text{Os}$ ), ( $^{190}\text{Os}$ ), %3,3 izotoplarından oluştuğundan, elde edilen değerler sadece  $^{189}\text{Os}$ ’ya ait değildir. Grafikte  $^{189}\text{Os}$  ile  $^{190}\text{Os}$  arasında meydana gelen prolate deforme çekirdekten dengesiz gama çekirdeğine ani davranış değişikliğinin etkisi olabilir (Berman *et al.* 1979).

#### **4.4. $^{190}\text{Os}$ İzotopu İçin Fotonötron Tesir Kesiti**

$^{190}\text{Os}$  izotopu için TALYS 1.8 nükleer kod programı kullanarak hesaplanan tesir kesitleri ile EXFOR deneysel veri kütüphanesinden alınan Berman vd. (1979) ve Varlamov vd. (2015) tarafından elde edilen ölçüm sonuçlarının karşılaştırılması Grafik 4.4’de görülmektedir. Aynı izotop için elde edilen kuvvet fonksiyonu değerleri Tablo 4.4’de verilmiştir.





**Grafik 4.4**  $^{190}\text{Os}$  için fotonötron ( $\gamma,n$ ) tesir kesitleri

**Tablo 4.4**  $^{190}\text{Os}$  için istatistiksel yaklaşım ile hesaplanan kuvvet fonksiyonu değerleri (Özdoğan vd. 2018)

		Gstrt1	Gstrt2	Gstrt3	Gstrt4	Gstrt5	Gstr6	Gstr7	Gstr8
$^{190}\text{Os}$	Berman	24.81	<b>15.67</b>	51.55	38.82	30.41	38.82	27.17	18.62
	Varlamov	22.14	<b>11.88</b>	44.83	32.02	27.67	32.00	20.77	14.88

Grafik 4.4'de görüldüğü ve deneysel verilerin analizinden kaydedilen ilk nötron koparma tesir kesiti 8 MeV civarındadır. TALYS kodu ile yapılan fotonötron tesir kesiti hesabına göre 8 MeV civarındaki gama enerjisi değerinden başlayarak çekirdekten nötron koparıldığını söylenebilir. Burda deneysel verilerle TALYS kodu kullanılarak hesaplanan değerler arasında uyum görülmektedir. Fotonötron tesir kesiti 13 MeV civarında bir pik noktasına ulaşmıştır. Pik değerine ulaştığı 13-14 MeV civarındaki değerden sonra foton enerjisi ile fotonötron tesir kesiti değeri azalmaya başlamıştır. Bu sonuca göre, 14-15 MeV aralığında,  $^{189}\text{Os}$  için fotonötron tesir kesiti maksimum seviyede ve tek pik değerine sahiptir.  $A > 60$  kütle numarasına sahip çekirdekler için  $E < 30$  MeV gelme enerjili gama ışınları için fotonötron tesir kesitleri 10-18 MeV aralığında maksimum olmakta ve buna da dev dipol rezonans (Giant Dipole Resonance- GDR) adı verilmektedir. Bu izotop için GDR bölgesi 13-14 MeV civarındadır. 16 MeV dan sonra

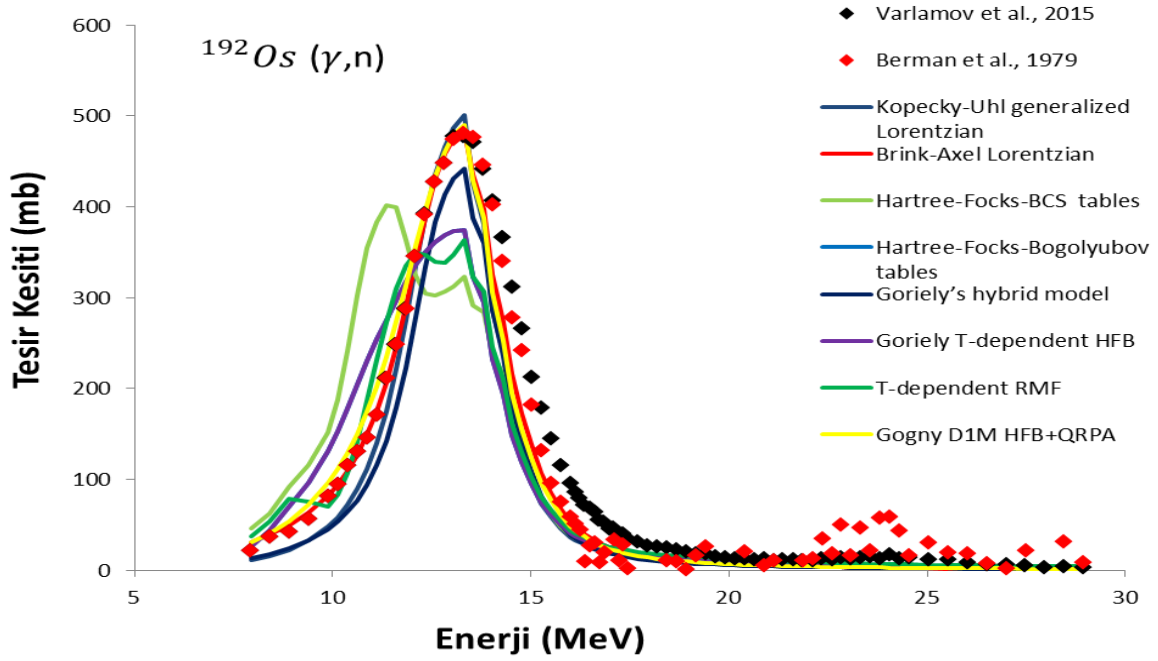
düşen tesir kesiti deneysel verilerde 22-27 MeV civarında tekrar bir parçacık boşalması olduğunu gösteriyor. Teorik tesir kesiti bu noktada sabit olarak azalmış ve deneysel veri ile bu noktada uyumsuz çıkmıştır. Bunu nedeni TALYS verilerinin sadece nötron üretiminin tesir kesitini dikkate almasıdır. Fakat deneyle ilgili bilgileri incelediğimizde nötron üretimine ek olarak proton da üretildiğini görüyoruz. Protonların çekirdekten koparılması coulomb bariyerinden dolayı daha çok enerji gerektirdiğinden 22-27 MeV civarında protonların tesir kesitine katkıda bulunduğunu söyleyebiliriz.

Tablo 4.4’de verilen kuvvet fonksiyonu değerleri incelendiğinde, Strengh2 (Brink-Axel) modeli kullanılarak hesaplanan sonuçların Berman vd. (1979) ve Varlamov vd. (2015) deneysel sonuçlarıyla uyumlu olduğu görülmektedir.

Deneysel çalışmada kullanılan 49,70 gr toz metal Osmiyum örneğinin %97,8’i ( $^{190}\text{Os}$ ) izotopundan oluştuğundan, elde edilen değerler sadece  $^{190}\text{Os}$ ’ya ait değildir. Grafikte  $^{189}\text{Os}$  ile  $^{190}\text{Os}$  arasında meydana gelen prolate deforme çekirdekten dengesiz gama çekirdeğine ani davranış değişikliğinin etkisi olabilir (Berman *et al.* 1979).

#### **4.5. $^{192}\text{Os}$ İzotopu İçin Fotonötron Tesir Kesiti**

$^{192}\text{Os}$  izotopu için TALYS 1.8 nükleer kod programı kullanarak hesaplanan tesir kesitleri ile EXFOR deneysel veri kütüphanesinden alınan Berman vd. (1979) ve Varlamov vd. (2015) tarafından elde edilen ölçüm sonuçlarının karşılaştırılması Grafik 4.5’de görülmektedir. Aynı izotop için elde edilen kuvvet fonksiyonu değerleri Tablo 4.5’de verilmiştir.



**Grafik 4.5**  $^{192}\text{Os}$  için fotonötron ( $\gamma,n$ ) tesir kesitleri

**Tablo 4.5**  $^{192}\text{Os}$  için istatistiksel yaklaşım ile hesaplanan kuvvet fonksiyonu değerleri (Özdoğan vd. 2018)

		Gstr1	Gstr2	Gstr3	Gstr4	Gstr5	Gstr6	Gstr7	Gstr8
$^{192}\text{Os}$	Berman	26,92	<b>17,32</b>	56,12	40,04	33,13	40,03	35,93	22,29
	Varlamov	27,83	<b>18,35</b>	52,66	37,57	33,54	37,55	33,22	22,80

Grafik 4.5’de görüldüğü ve deneysel verilerin analizinden kaydedilen ilk nötron koparma tesir kesiti 8 MeV civarındadır. TALYS kodu ile yapılan fotonötron tesir kesiti hesabına göre 8 MeV civarındaki gama enerjisi değerinden başlayarak çekirdekten nötron koparıldığını söylenebilir. Burda deneysel verilerle TALYS kodu kullanılarak hesaplanan değerler arasında uyum görülmektedir. Fotonötron tesir kesiti 13 MeV civarında bir pik noktasına ulaşmıştır. Pik değerine ulaştığı 13 MeV civarındaki değerden sonra foton enerjisi ile fotonötron tesir kesiti değeri azalmaya başlamıştır. Bu sonuca göre, 14-15 MeV aralığında,  $^{192}\text{Os}$  için fotonötron tesir kesiti maksimum seviyede ve tek pik değerine sahiptir.  $A > 60$  kütle numarasına sahip çekirdekler için  $E < 30$  MeV gelme enerjili gama ışınları için fotonötron tesir kesitleri 10-18 MeV aralığında maksimum olmakta ve buna da Dev Dipol Rezonans (Giant Dipole Resonance- GDR) adı verilmektedir. Bu izotop için GDR bölgesi 13 MeV civarındadır. 15 MeV dan sonra düşen

tesir kesiti deneysel verilerde 22-27 MeV civarında tekrar bir parçacık boşalması olduğunu gösteriyor. Teorik tesir kesiti bu noktada sabit olarak azalmış ve deneysel veri ile bu noktada uyumsuz çıkmıştır. Bunu nedeni TALYS verilerinin sadece nötron üretiminin tesir kesitini dikkate almasıdır. Fakat deneyle ilgili bilgileri incelediğimizde nötron üretimine ek olarak proton da üretildiğini görüyoruz. Protonların çekirdekten koparılması coulomb bariyerinden dolayı daha çok enerji gerektirdiğinden 22-27 MeV civarında protonların tesir kesitine katkıda bulunduğunu söyleyebiliriz.

Fotonötron reaksiyonların diğer nükleer reaksiyonlardan en önemli avantajı daha düşük enerjiyle reaksiyonun başlatılabilmesidir. Zaten bu özelliği nedeniyle de bir çok kullanım alanı vardır

Tablo 4.4’de verilen kuvvet fonksiyonu değerleri incelendiğinde, Strenght2 (Brink-Axel) modeli kullanılarak hesaplanan Berman vd. (1979) ve Varlamov vd. (2015) deneysel sonuçlarıyla uyumlu olduğu görünmektedir.

Deneysel çalışmada kullanılan 83,51 gr toz metal Osmiyum örneğinin %99,1’i ( $^{192}\text{Os}$ ) izotopundan oluştuğundan, elde edilen değerler sadece  $^{192}\text{Os}$ ’ya ait değildir. Grafikte  $^{189}\text{Os}$  ile  $^{190}\text{Os}$  arasında meydana gelen prolate deforme çekirdekten dengesiz gama çekirdeğine ani davranış değişikliğinin etkisi olabilir (Berman *et al.* 1979).

## 5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada nadir ve ağır elementlerden olan Osmiyum izotoplarının gama gelme enerjisine karşılık nötron yayınlama tesir kesitlerini incelendi. Osmiyum aşırı toksik ve uçucu bir element olduğu için saf olarak değil alaşımları yüksek aşınma direnci istenen alanlarda kullanılmaktadır. Yine osmiyum alaşımları tıp ve cerrahi tıp alanında kullanılmaktadır. Ayrıca radyoterapide tedavi amaçlı kullanılan LINAK lar da kullanılan Osmiyumun fotonötron tesir kesitin hesaplanması ve dikkate alınması önemlidir. Burada yaptığımız tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması uygulama sırasında bu değerlerin dikkate alınmasını ve zamandan tasarruf edilmesini sağlar.

Fotonötron reaksiyonlar hem fizikçiler hem de nükleer fizikle herhangi bir şekilde alakalı olan kişiler ve meslekler için önemli bir yere sahiptir. Fizik açısından bir önemi yüksüz bu ışınların çekirdekle ve nükleonlarla kolaylıkla etkileşime girmesinden ve çekirdeğin elektriksel alanından etkilenmemesinden dolayı hesaplamalarda ve çekirdek içi olayları ve fiziği anlamamızda önemli yere sahiptir. Ayrıca nükleer reaktörlerde özellikle zırlama konusundaki çalışmalarda önemli yere sahiptir. Özellikle son zamanlarda nükleer fiziğin ve bileşenlerinin tıpta kullanılmaya başlamasıyla bu reaksiyonların tesir kesitlerinin hesaplanması insan sağlığını doğrudan ilgilendiren bir konu haline gelmiştir. Radyoterapi alanında gama ışınlarının tedavi alanında kullanılması özellikle fotonötron reaksiyonlarla ilgilenmemiz için ayrı bir önem taşımaktadır.

Osmiyumun tıpta Linak cihazlarında, uzay mekiklerinin dış yalıtımı ve astrofizikte yıldız oluşumlarını anlamak için kullanılıyor olması nedeniyle, bu çalışmanın literatüre katkı yapacağına inanılmaktadır.

Teorik hesaplamalar tesir kesiti hesaplamalarında başarılı sonuçlar veren TALYS nükleer kod programı kullanılmış ve elde edilen veriler EXFOR deneysel veri kütüphanesinden alınan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

Bu çalışmada incelenen izotoplar için TALYS 1.8 nükleer kod programıyla hesaplanan değerler ile deneylerden elde edilen verilerin büyük oranda uyumlu oldukları görülmüştür. Özellikle 10-18 MeV arasındaki rezonans bölgesinde deneysel verilerden çok küçük sapmalarla tesir kesitlerini belirlememizi sağlamıştır. Yine de 22-25 MeV

arasındaki tesir kesitindeki küçük te olsa sıçrama bölgesindeki verilerde deneysel verilerle uyumu bozulmuştur. Bu bölgede nötron üretimine ek olarak protonların üretilmesinin böyle bir etkiye sebep olduğu düşünülmektedir.

Ayrıca, kuvvet fonksiyon modelleri ile yapılan hesaplama sonuçları Berman vd. (1979) ile Varlamov vd. (2015) tarafından rapor edilen deneysel sonuçlarıyla  $^{186}\text{Os}$  izotopu hariç Strenght2 (Brink-Axel) modeli uyumlu iken, sadece bu izotop için Varlamov vd. (2015) tarafından rapor edilen deneysel sonuçlar Strenght1 (Lorentzian) modeli ile hesaplanan sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür.

## 6. KAYNAKLAR

- Akçalan, U., Ünal, R., Sarpün, İ., Yalım, H., & Oruncak, B. (2015). Calculations of  $(\gamma,n)$  Reaction Cross Sections using Different Level Density Models for Some Lanthanide Nuclei. *Acta Physica Polonica*, **128** (2-B).
- Arya, A. (1999). Çekirdek Fiziğinin Esasları. İstanbul: Aktif Yayınevi.
- Beiser, A. (2006). Modern Fiziğin Kavramları. (G. Önengüt, Dü.) Ankara: Akademi Yayınevi.
- Berman, B., Fultz, S. (1975). Measurements of The Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons. *Reviews of Modern Physics*, **47** (713).
- Berman, B., Alvarez, R. F., Meyer, P., & Olson, D. (1979, April 1). Giant resonance in transitional nuclei: Photoneutron cross sections for osmium isotopes. *Physical Review C*, **19** (1205).
- Bohr, N. (1936). Neutron Capture and nuclear constitution. *Nature* (**137**), s. 344-348.
- Capote, R., Herman, M., Oblozinsky, P. and Young, P. (2009). Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations. *Nuclear Data Sheets*, **110** (12), s. 3107-3214.
- Danos, M. (1958). On the long-range correlation model of the photonuclear effect. *Nuclear Physics*, **5**, s. 23-32.
- Deconnick, G. (1978). Nuclear Methods Monographs No.1, Introduction to Radioanalytical Physics. Amsterdam: Elsevier Scientific Publishing Co. .
- Demir, B., Kaplan, A., Çapalı, V., Özdoğan, H., Sarpün, İ., Aydın, A. (2015). Production cross-section calculations of medical  $(^{32}\text{P})$ ,  $(^{117}\text{Sn})$ ,  $(^{153}\text{Sm})$  and  $(^{186,188}\text{Re})$  radionuclides used in bone pain palliation treatment. *Kerntechnik*, **80** (1), s. 58-65.
- Djalali, C., Marty, N., Morlet, M., Willis, A., Jourdain, J., Anantaraman, N. (1982). Systematics of the excitation of M1 resonances in medium heavy nuclei by 200 MeV proton inelastic scattering. *Nuclear Physics A*, **388**(1), s. 1-18.
- E.Martin, J. (2013). Radyasyon ve Radyasyondan Korunma Fiziği. Ankara: Palme yayıncılık.
- Ghoshal, S. (1950, December 15). An Experimental Verification of the Theory of Compound Nucleus. *Physical Review Journals Archive*, **80** (939).
- Glendenning, N. (2004). Direct Nuclear Reactions (Cilt ISBN 981-238-945—8, 378p.). Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.

- Goldhaber, M., Teller, E. (1948, November 1). On Nuclear Dipole Vibrations. *Physical Review Journals Archive*, **74** (1046).
- Harakeh, M., Woude, A. (2001). Giant Resonances: Fundamental High-frequency Modes of Nuclear Excitation. Oxford Science Publications.
- Hauser, W., Feshbach, H. (1952, July 15). The Inelastic Scattering of Neutrons. *Physical Review*, **87** (366).
- Ishkhanov, B., Varlomov, V. (2004, September). Photonuclear reactions: Modern status of the data. *Physics of Atomic Nuclei*, **67(9)**, s. 1664–1673.
- Ishkhanov, B., Kapitonov, I. and Varlomov, V. (tarih yok). Giant Dipole Resonance: What Is Known About? Lomonosov Moscow State University 119992 Moscow,,: Sobeltsyn Institute of Nuclear Physics Faculty.
- Iskhanov, B., Orlin, V., Stopani, K., and Varlomov, V. (2014, March 7). Photonuclear Reactions and Astrophysics. M. 1. Lomonosov Moscow State University. Vol. 77. Russian Federation: Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics.
- Iwamoto, Y., Takagi, H., Hashinoguchi, S., Fujiwara, H., Tamura, M. and Rachi, T., (2012). Investigation Of Physical Characteristic For High Definition Multileaf Collimator. (H. E. Organization, Dü.) *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, **12 (3)**, s. 3475.
- Kaplan, A., Sarpün, İ., Aydın, A., Tel, E., Çapalı, V. and Özdoğan, H. (2015). Neutron Production Cross-Section and Geant4 Calculations of The Structural Fusion Material (59)Co for ( $\alpha$ ,xn) and ( $\gamma$ ,xn) Reactions. *Journal of Fusion Energy*, **34 (3)**, s. 636-641.
- Kgashne, L. (2016). Nuclear Level Density and Gamma-Ray Strength Functions Ta isotopes and Nucleo-synthesis of (180)Ta. Güney Afrika: University of The Westwern Cape.
- Koning, A., Hilaire, S. and Goriely, S. (2013). *TALYS-1.6 A nuclear reaction program User Manual*. Petten, The Netherlands: Nuclear Research and Consultancy Group (NRG).
- Koning, A., Hilaire, S. and Goriely, S. (2015). *TALYS-1.8 A Nuclear Reaction Program, User Manual*. NRG, The Netherlands.
- Krane, K. S. (2002). *Nükleer Fizik*. Palme Yayıncılık, Ankara.
- Lilley, J. S. (2001). *Nuclear Physics, Principles and Applications*, John Wiley and Sons, New York.



- Liverhant, S. E. (1966). Elementary Introduction to Nuclear Reactor Physics (Cilt ISBN:978-1124145884). John Wiley and Sons, New York.
- Mamtimin, M. (2014). A Study of electron accelerator based photon-neutron production and application to nuclear transmutation technology. Phd thesis. Idaho State University, Idaho, USA.
- Martin, J. E. (2013), Radyasyon ve Radyasyondan Korunma Fiziği, Palme yayıncılık, Ankara.
- Mughabhab, S. (1998), Some Comments On photoneutron Evaluation, New York, 1973.
- Murray, R. L., Holbert, K. E. (2015), Nükleer Enerji: Nükleer Süreçlerin Kavramları, Sistemleri ve Uygulamalarına Giriş, Nobel Akademik Yayıncılık, Ankara.
- Nesterenko, V. (2017). Joint Institute for Nuclear Research. H. I. School, Nuclear Theory and Astrophysical Applications, (s. 2). Dubna, Moscow Region, Russia.
- Özdemir, Ö. (2016). Van Yüzüncü yıl üniversitesi, Doktora Tezi. Reaktörlerde Kullanılan ve kullanılması önerilen çeşitli Blanket ve zırhların nötron yakalama ve gama üretim tesir kesitlerinin hesaplanması, Van.
- Özdoğan, H., Şekerci, M., Sarpün, İ., & Kaplan, A. (2018). Investigation of level density parameter effects on (p,n) and (p,2n) reaction cross-sections for the fusion structural materials (48)Ti , (63)Cu and (90)Zr. *Applied Radiation and Isotopes*, **140**, s. 29-34.
- Park, J. Y. (1963). The Theory of Direct Nuclear Knock-out Reactions, *Progress of Theoretical Physics* (Cilt **30** (1)).
- Plujko, V., Gorbachenko, O., Capote, R. and Dimitriou, P. (2018, September–November). Giant Dipole Resonance Parameters of Ground-State , Photoabsorption: Experimental Values with Uncertainties. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **123–124**(2018), s. 1-85.
- Raskinyte, I., Dupont, E. and Ridikas, D. (2006). Photonuclear data evaluation of <sup>239</sup>Pu. *CEA Saclay, Dept. d'Astrophysique, de Physique des Particules, de Physique Nucleaire et de l'Instrumentation Associee*, **38(40)**, s. 33.
- Richter, A. (2000). Giant Resonances in the Doubly Magic Nucleus. *Phys. Rev. Lett.* , **85** (2913).
- Savran, D., Aumann, T., & Zilges, A. (2013, May). Experimental studies of the Pygmy Dipole Resonance. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **70**, s. 210-245.
- Schieck, H. P. (2014), Nuclear Reactions An Introduction. London, Springer.

- Schwengner, R., Beyer, R., Döna, F., Grosse, E., Hartmann, A., Junghans, A., et al. (2005, December 15). The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator ELBE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **555(1-2)**, s. 211-219.
- Shima, T., Nagai, Y., Miyamoto, S., Amano, S., Horikawa, K. and Mochizuki, T. (2009). New Results on Photodisintegration of  $^4\text{He}$ . P. o. Science, Dynamics, 6th International Workshop on Chiral. Bern, Switzerland.
- Shizuma, T. (2014). Photonuclear reaction data measurements and interpretation. J. A. Agency
- Shvedunov, V., Ermakov, A., Gribov, I., Knapp, E. and Novikov, G. (2005). A 70 MeV racetrack microtron. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **550(1-2)**, s. 39-53.
- Tatari, M., Ranjbar, A. (2014). Design of a photoneutron source based on 10 MeV electrons of radiotherapy linac. *Annals of Nuclear Energy*, **63**, s. 69-74.
- Utsunomiya, H. (2003). Astrophysics and Photonuclear Data. Symposium on Nuclear Data. Kobe, Hyogo: Konan University.
- Varlamov, V., Makarov, M., Peskov, N. and Stepanov, M. (2015). Photodesintegration of the isotopes  $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$ : similarities and distinctions. (M. R. Moscow State Univ., Dü.) *Jour: Physics of Atomic Nuclei*, **78(6)**, s. 746.
- Varlamov, V., Nakarov, M., Peskov, N. and Stepan, M. (2014). Reliable cross sections of partial photoneutron reactions on  $(^{188,189}\text{Os})$  isotopes free of neutron mu. *Bulletin of the Russian Academy of Science:Physics*, **78(5)**, s. 412-420.
- Weisskopf, V. and Ewing, D. (1940). On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements. *Physical Review Journals Archive*, **57(472)**.
- Weisskopf, V. (1937). Statistic and Nuclear Reactions. *Physical Review*, **52(4)**, s. 295.
- Yegin, R. (2016). Zayıf bağlı çekirdeklerin elastik saçılmasının optik model yaklaşımıyla incelenmesi, Yüksek lisans tezi, Yozgat, TC Bozok Üniversitesi.

## **İnternet Kaynakları**

- 1) <http://www.mta.gov.tr>, 03.09.2018
- 2) <https://www.makaleler.com>, 20.07.2018

## ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Kemal TAŞDÖVEN  
Doğum Yeri ve Tarihi : Gaziantep 1978  
Yabancı Dili : İngilizce  
İletişim (Telefon/e-posta) : 05065604487 / budha2716@gmail.com

### Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Şahinbey Şehit Şahin Lisesi /Gaziantep (1993-1996)  
Yüksekokul : Uludağ Üniversitesi SHMYO Radyoloji Bölümü (2001-2003)  
Lisans : Afyon Kocatepe Üniversitesi, Harita Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, (2001-2008)  
Tezsiz Yüksek Lisans: Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Öğretmenliği Bölümü (2008-2016)

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl : Aybastı Devlet Hastanesi Röntgen Bölümü (2004-2005)  
Afyon Kocatepe Üniversitesi Ahmet Necdet Sezer Tıp Fakültesi Hastanesi Radyoloji Bölümü (2005- ...)

### Yayımları (SCI ve diğer) :

- Yalım, H.A., Ünal, R., Taşdöven, K. (2017). Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Technology, Photoneutron production calculations in some osmium isotopes, poster sunum, Adana.
- Taşdöven, K., Sarpün, İ.H., Yalım, H.A. (2017). Türk Fizik Derneği 33. Uluslararası Fizik Kongresi, Photoneutron cross section calculations in 193-Ir, 159-Tb Nuclei, poster sunum, Bodrum, Muğla.
- Taşdöven, K., Yalım, H.A., Sarpün, İ.H. (2017). X. International Conference on Nuclear Structure Properties, Photoneutron Reactions in 186-W and 152-Sm, poster sunum, Karabük.

- Yalım, H.A., Taşdöven, K., Sarpün, İ.H. (2018). Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Technology, *Gamma Ray Strenght Function Calculation in Some Osmium İsootopes*, poster sunum, Alanya.