

**NÜKLEER TIP UYGULAMALARINDA KULLANILAN BAZI  
RADYOİZOTOPLARIN NÜKLEER REAKSİYONLARININ TEORİK  
İNCELENMESİ**

**Fatma KILINÇ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**AMASYA  
ÜNİVERSİTESİ**

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Ocak 2017  
AMASYA**



**NÜKLEER TIP UYGULAMALARINDA KULLANILAN BAZI  
RADYOİZOTOPLARIN NÜKLEER REAKSİYONLARININ TEORİK  
İNCELENMESİ**

**Fatma KILINÇ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**AMASYA  
ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Ocak 2017  
AMASYA**

Fatma KILINÇ tarafından hazırlanan “NÜKLEER TIP UYGULAMALARINDA KULLANILAN BAZI RADYOİZOTOPLARIN NÜKLEER REAKSİYONLARININ TEORİK İNCELENMESİ ” adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Betül ÇETİN

.....

Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı,A.Ü.

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Doç. Dr. İbrahim YİĞİTOĞLU

Nükleer Fizik anabilim dalı, G.O.P.Ü

.....

Doç. Dr. Betül ÇETİN

.....

Fizik Anabilim Dalı, A.Ü.

Yrd. Doç. Dr. Nurdan KARPUZ

.....

Fizik Anabilim Dalı, A.Ü.

Tarih: 26/01/2017

Bu tez ile A.Ü.Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onamıştır.

Doç. Dr. Mehmet KARA

.....

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

## **TEZ BİLDİRİMİ**

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlana bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.



**Fatma KILINÇ**

**NÜKLEER TIP UYGULAMALARINDA KULLANILAN BAZI  
RADYOİZOTOPLARIN NÜKLEER REAKSİYONLARININ TEORİK  
İNCELENMESİ  
(Yüksek Lisans Tezi)**

**Fatma KILINÇ**

**AMASYA**

**ÜNİVERSİTESİ**

**FENBİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Ocak 2017**

**ÖZET**

Günümüzde teşhis ve tedavi maksatlı kullanılan radyoizotoplar yapay olarak üretilebilmektedir. İhtiyaç duyulan radyoizotopların üretimi için nükleer reaksiyonlar gereklidir. Çalışmada nükleer tıpta kullanılan bazı radyoizotopların üretim reaksiyonlarının hesaplanması ve ulaşılabilen benzer çalışmalarla kıyaslama yapılması amaçlanmıştır.

Bu çalışmada  $^{11}\text{C}$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  radyoizotoplarının üretimleri için gerekli reaksiyon tesir kesitleri teorik olarak hesaplanmıştır. Tesir kesitleri TALYS 1.6 bilgisayar kod programı kullanılarak hesaplanmıştır. Hesaplamalar 0.5-100 MeV gelme enerjilerine sahip proton,  $^3\text{He}$ , alfa, döteronlar ile gerçekleştirildi. Bu hesaplama sonuçları, Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu'nun EXFOR veri kütüphanesinden alınan deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

**Bilim Kodu** :  
**Anahtar Kelimeler** : Radyoizotop, tesir kesiti, TALYS 1.6 programı, nükleer reaksiyon  
**Sayfa Adedi** : 97  
**Tez Yöneticisi** : Doç. Dr. Betül ÇETİN

**SOME RADIOISOTOPES USED IN NUCLEAR MEDICINE  
APPLICATIONS THEORETICAL INVESTIGATE OF THE  
NUCLEAR REACTIONS**

**(M.Sc.Thesis)**

**Fatma KILINÇ**

**AMASYA  
UNIVERSITY**

**INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

**Ocak 2017**

**ABSTRACT**

Nowadays, radioisotopes are used for diagnosis and treatment purposes that can be produced artificially. For the production of radioisotopes in nuclear reactions is required. Some of the reactions used in nuclear medicine production of radioisotopes in the study of the calculation and in comparison with similar studies is intended to be made accessible.

In This study,  $^{11}\text{C}$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ radioisotopes for production the necessary reaction cross sections was calculated theoretically. The cross sections were calculated by using TALYS 1.6 computer code. Calculations have been studied by 0.5-100 MeV incident energy proton,  $^3\text{He}$ , alpha, deuteron. These calculation results, were compared with the experimental data in Internatinal Atomic Energy Agency (IAEA) data library EXFOR.

**Science Code :**

**Key Words :Radioisotope, cross section, Talys 1.6 programme, nuclear  
reaction**

**Page Number: 97**

**Adviser :Doç. Dr. Betül ÇETİN**

## TEŞEKKÜR

Tez çalıőmam boyunca her türlü desteği sağlayan, konu seğmemde yardımcı olan bilgi ve hoő görüsünü esirgemeyen değerli danıőman hocam sayın Doç Dr. Betül ÇETİN' e sonsuz teőekkürlerimi sunarım.

Bilgi ve deneyimleri ile olumlu katkılar sağlayan her türlü destek ve yardımlarıyla yanımda olan Yrd. Doç. Dr. Nurdan KARPUZ' a teőekkürlerimi sunarım.

Ayrıca beni bu günlere getirip fedakarlıklarını esirgemeyen, çalıőmam sırasında her türlü hoőgörüyü gösterip sabırla beni destekleyen sevgili babam Ahmet KILINÇ ve sevgili annem Nurdan KILINÇ' a sonsuz teşekkür ederim.



**İÇİNDEKİLER****Sayfa**

ÖZET .....	iv
ABSTRACT .....	v
TEŞEKKÜR .....	vi
İÇİNDEKİLER .....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ .....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ .....	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR .....	xiii
1. GİRİŞ .....	1
2. TEMEL BİLGİLER .....	2
2.1. Hızlandırıcılar .....	2
2.2. Hızlandırıcı Tipleri .....	3
2.2.1. Doğru voltaj hızlandırıcıları .....	3
2.2.2. Lineer (doğrusal) hızlandırıcılar .....	4
2.2.3. Dairesel hızlandırıcılar .....	6
2.3. Hızlandırıcıların Kullanım Alanları .....	12
2.4. Radyoizotoplar .....	13
2.4.1. Radyofarmasötikler .....	14
2.4.2. Radyofarmasötiklerin nükleer tıpta kullanımı .....	15
2.4.3. Tedavide kullanılan radyofarmasötikler ve özellikleri .....	17
2.4.4. Radyoizotopların üretimi .....	18
2.5. Nükleer Tıpta Radyoizotop Uygulamaları .....	23
2.5.1. Tek foton emisyon bilgisayarlı tomografi (SPECT) .....	24
2.5.2. Pozitron emisyon tomografi (PET) .....	25
2.6. Radyoizotop Üretim Hızı .....	29
2.7. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesiti .....	31

2.7.1. Tesir kesiti -----	31
2.7.2. Tesir kesiti tipleri -----	32
2.7.3. Saçılma ve reaksiyon için tesir kesit kavramı-----	35
2.7.4. Reaksiyon tesir kesiti formülleri-----	37
2.8. Nükleer Reaksiyon Türleri -----	40
2.8.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları-----	40
2.8.2. Direk reaksiyonlar -----	41
2.9. Nükleer Reaksiyon Hesaplama Modelleri -----	43
2.9.1. Optik model-----	43
2.9.2. Denge ve denge öncesi modeller -----	45
2.9.3. Denge reaksiyon modeli -----	48
2.9.4. Griffin (eksiton) modeli-----	49
2.9.5. Cascade eksiton model (CEM)-----	50
2.9.6. Hibrit ve geometri bağımlı hibrit model-----	51
3. KAYNAK ARAŞTIRMASI -----	53
4. MATERYAL VE YÖNTEM-----	55
4.1. Talys 1.6 Kod Programı -----	55
4.1.1. Örnek TALYS girdi dosyası-----	56
4.1.2. Örnek TALYS çıktı dosyası-----	57
5. TEORİK HESAPLAMALAR, TARTIŞMA VE SONUÇ-----	59
5. 1. $^{14}\text{N}(p,a)\text{C}^{11}$ Reaksiyonu -----	59
5. 2. $^{16}\text{O}(3\text{He},p)\text{F}^{18}$ Reaksiyonu-----	60
5. 3. $^{16}\text{O}(a,np)\text{F}^{18}$ Reaksiyonu-----	61
5. 4. $^{18}\text{O}(p,n)\text{F}^{18}$ Reaksiyonu-----	62
5. 5. $^{20}\text{Ne}(d,a)\text{F}^{18}$ Reaksiyonu-----	63
5. 6. $^{10}\text{B}(a,n)\text{N}^{13}$ Reaksiyonu-----	64
5. 7. $^{12}\text{C}(d,n)\text{N}^{13}$ Reaksiyonu-----	65
5. 8. $^{13}\text{C}(p,n)\text{N}^{13}$ Reaksiyonu-----	66

5. 9. $^{16}\text{O}(p,a)\text{N}^{13}$ Reaksiyonu-----	67
5. 10. $^{100}\text{Mo}(p,2n)\text{Tc}^{99m}$ Reaksiyonu -----	68
6. KAYNAKLAR-----	72
ÖZGEÇMİŞ -----	80



## ÇİZELGELERİN LİSTESİ

<b>Çizelge</b>	<b>Sayfa</b>
Çizelge 2.1. Nükleer Tıpta en çok kullanılan SPECT radyoizotopları .....	25
Çizelge 2.2. Nükleer tıpta en çok kullanılan PET radyoizotopları .....	26
Çizelge 2.3. Nükleer tıpta kullanılan bazı radyoizotoplar ve kullanım alanları.....	27
Çizelge 2.3. (Devam) Nükleer tıpta kullanılan bazı radyoizotoplar ve kullanım alanları.....	28



## ŞEKİLLERİN LİSTESİ

<b>Şekil</b>	<b>Sayfa</b>
Şekil 2. 1. Yüksek gerilim hızlandırıcının genel ilkesi -----	3
Şekil 2. 2. Bir Van de Graff jeneratörü -----	4
Şekil 2. 3. Hızlandırma mekanizması -----	5
Şekil 2. 4. Hızlandırma mekanizması ve elektronların dışarıya sevk edilmesi-----	5
Şekil 2. 5. Lineer hızlandırıcıların genel dizaynı -----	6
Şekil 2. 6. Manyetik alanın parçacıklar üzerine etkisi -----	7
Şekil 2. 7. Siklotron gösterimi A) Yukarıdan bakış B) Karşıdan bakış-----	8
Şekil 2. 8. Betatronun kesit görünümü-----	9
Şekil 2. 9. Mikrotronun şematik yapısı -----	10
Şekil 2. 10. Bir elektron demeti tarafından yayınlanan sinkrotron ışınımı-----	10
Şekil 2. 11. Sinkrotronlarda Dee frekansı değişimi -----	11
Şekil 2. 12. Sinkrotronlarda faz kararlılığı -----	11
Şekil 2. 13. Sinkrotronun temel yapısı -----	12
Şekil 2. 14. Kararsız radyoaktif bir çekirdeğin kararlı duruma geçişi-----	14
Şekil 2. 15. Fisyon -----	19
Şekil 2. 16. Füzyon -----	20
Şekil 2. 17. 30 MeV'lik bir siklotron -----	21
Şekil 2. 18. $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ jeneratörü -----	22
Şekil 2. 19. SPECT cihazı -----	24
Şekil 2. 20. PET cihazı -----	26
Şekil 2. 21. Hedef malzeme atomlarının gelen parçacıklar ile bombardımanı -----	30
Şekil 2. 22. $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi -----	33
Şekil 2. 23. Nükleer reaksiyon öncesi durum-----	35
Şekil 2. 24. $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı çıkış kanalları -----	40
Şekil 2. 25. Bileşik çekirdeğin oluşumu -----	41
Şekil 2. 26. Çekirdek yüzeyinde gerçekleşen doğrudan reaksiyonların geometrik gösterimi -----	42
Şekil 2. 27. Orta enerjideki bir nükleer reaksiyonun oluşma şekli-----	42
Şekil 2. 28. Griffin modeli için bir reaksiyonun ilk evrelerinin gösterimi-----	50

Şekil 4. 1. Örnek çıktı dosyası.....	58
Şekil 5. 1. $^{14}\text{N}(\text{p},\text{a})\text{C}^{11}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması.....	59
Şekil 5. 2. $^{16}\text{O}(3\text{He},\text{p})\text{F}^{18}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması.....	60
Şekil 5. 3. $^{16}\text{O}(\text{a},\text{np})\text{F}^{18}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması.....	61
Şekil 5. 4. $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})\text{F}^{18}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması.....	62
Şekil 5. 5. $^{20}\text{Ne}(\text{d},\text{a})\text{F}^{18}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması.....	63
Şekil 5. 6. $^{10}\text{B}(\text{a},\text{n})\text{N}^{13}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması.....	64
Şekil 5. 7. $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})\text{N}^{13}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması.....	65
Şekil 5. 8. $^{13}\text{C}(\text{p},\text{n})\text{N}^{13}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması.....	66
Şekil 5. 9. $^{16}\text{O}(\text{p},\text{a})\text{N}^{13}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması.....	67
Şekil 5. 10. $^{100}\text{Mo}(\text{p},2\text{n})^{99\text{m}}\text{Tc}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması.....	68

## SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

<b>Simgeler</b>	<b>Açıklama</b>
<b>A</b>	Hedefin kütle numarası
<b><math>\alpha</math></b>	Alfa
<b>B</b>	Manyetik Alan
<b>b</b>	Barn
<b><math>\beta</math></b>	Beta
<b>d</b>	Döteron
<b><math>d\Omega</math></b>	Katı Açısı
<b>E</b>	Elektrik Alan
<b>e,</b>	Birim Elektrik Yükü
<b>h</b>	Hedef Çekirdeğin İzotopik Bolluğu
<b><math>I_p</math></b>	Gelen Proton Veya Döteron Akımı
<b>mb</b>	Milibarn
<b>N</b>	Avagadro sayısı
<b>n</b>	Birim Hacim Başına Düşen Hedef Atom Sayısı
<b><math>n_x</math></b>	Alan yoğunluğu (atom/cm <sup>2</sup> )
<b>p</b>	Proton
<b>t</b>	Trityum
<b>Z</b>	Atom Numarası
<b><math>\gamma</math></b>	Gama
<b><math>\Gamma_b</math></b>	b Parçacığının Bileşik Çekirdekten Birim Zamanda Yayınlanma Olasılığı
<b><math>\omega_c</math></b>	(E), Bileşik Çekirdeğin E Uyarılma Enerjisi İçin Durum Yoğunluğu
<b><math>\lambda</math></b>	Parçacığın Dalga boyu
<b><math>\rho_x</math></b>	Hedefin alansal yoğunluğu (g/cm <sup>2</sup> )
<b><math>\rho</math></b>	Hedefin kütle yoğunluğu (g/cm <sup>3</sup> )

$\sigma$	Tesir kesiti
$\sigma_T$	Toplam Tesir Kesiti
$\sigma_{in}$	İnelastik Saçılma Tesir Kesiti

**Kısaltmalar****Açıklama**

(CEM)	Cascade Eksiton Model
Dee	Yüklü Parçacık Demetleri
EM	Elektro Manyetik
EXFOR	Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi
(GDH)	Geometri Bağımlı Hibrid Modelde
keV	kilo elektron volt
LINAC	Linear particle accelerator
MeV	Mega elektron volt
MHz	Megahertz
PET	Pozitron Emisyon Tomografisi
RF	Radyo Frekans
SPECT	Tek Foton Salımlı Bilgisayar Tomografisi



## 1.GİRİŞ

Nükleer fizik, yakın geçmişiyle genç bir anabilim dalıdır. Rutherford'un çekirdeğin varlığını ileri sürmesine ve Becquerel'in radyoaktifliği keşfetmesine dayanır. Çekirdeğin temel parçacıklarının anlaşılmasıyla bu alanda yapılan çalışmalar hızlanmıştır [Aktaş, 2014].

Radyoaktivitenin ve X-ışınlarının keşfinden bu yana radyoaktif maddelerin yapay bir şekilde elde edilmesinin yolları aranmıştır. 1895 yılında X-ışınlarının keşfedilmesinin ardından radyoaktif maddeler ilk kez tıpta teşhis için kullanılmıştır [Bakar, 2012].

E. Lawrence' nin siklotronu icat etmesinden sonra yüklü parçacıklar hızlandırılabilirdi. Daha sonraki senelerde yapay radyoizotoplar üretilmeye başlandı. Medikal görüntüleme yaygın bir şekilde kullanılan<sup>99m</sup>Tc radyoizotopu bulunduğundan sonra ticari maksatla üretilerek ABD 'de tıbbi görüntüleme için kullanıldı [Savaş, 2013].

Tıp alanında görüntüleme tekniklerinde kullanılan elemanların bazıları; tıbbi radyoizotopları üretebilmek amacı ile kullanılan özel hızlandırıcılar,  $\gamma$ -ışını kameraları ve insan vücudunda belirli katmanlardaki görüntülere ulaşmak amacı ile kullanılan radyofarmasötiklerin vücuda verilme yöntemleridir. Bu inceleme alanı nükleer tıp olarak bilinmektedir [Savaş, 2013].

Tıp alanında radyoizotop vasıtası ile görüntüleme ve iyileştirme yapılmasının önemi teknolojik gelişmelerle günden güne artmaktadır.

Görüntüleme ve iyileştirme için kullanılan radyoizotoplar günümüzde yapay olarak üretilmektedir. Radyoizotoplar reaktörlerde, parçacık hızlandırıcılarında, jeneratörlerde ve nükleer reaksiyonlarla yapay olarak üretilmektedir [Ulu, 2008].

## 2. TEMEL BİLGİLER

### 2.1. Hızlandırıcılar

Ömürleri çok kısa olan atomaltı parçacıklar normal şartlar altında gözlemlenemezler. Söz konusu bu parçacıkların büyüklüğü  $10^{-15}$  mertebesinde olduğu için görünür ışık bu durum için yeterli olmayacak ve dolayısıyla gözle görülemeyeceklerdir.

Yüklü temel parçacıklardan oluşan (pozitron, elektron, döteryum, proton, trityum vb.) demetleri üretilip hızlandıran düzenekler yüklü parçacık hızlandırıcıları olarak bilinmektedir. Yüklü parçacık hızlandırıcıları, yüklü parçacıkları yüksek hızlara çıkarmak ve demet halinde bir arada tutmak için elektromanyetik (EM) alanları kullanır.

Hızlandırıcı içinde bulunan parçacıklara EM dalga gönderildiği zaman, hızlandırıcı içinde bulunan parçacık üzerine iki bileşen etkili olur. Bu bileşenlerden birincisi elektrik alan bileşeni ikincisi ise manyetik alan bileşenidir. Elektromanyetik dalganın elektrik alan bileşeni, alacağı yol üzerindeki parçacıklara itme kuvveti uygular ve bu sayede hız kazanan parçacıklar, eksi yük ile yüklenmişse elektrik alanın yönü ile uygulanan kuvvetin yönü ters, hız kazanan bu parçacıklar artı yük ile yüklüyse elektrik alanın yönüyle uygulanan kuvvetin yönü aynı olur. Yüklü parçacıklar elektromanyetik dalga ile aynı tarafta hareket etme eğilimindedir. EM dalganın manyetik alan bileşeni ise parçacıkların hareket doğrultularına dik yönde bir kuvvet uyguladığından parçacığın enerjisine etkisi olmaz. Neticede parçacıklar dalga ile birlikte hareket etme eğilimindedirler.

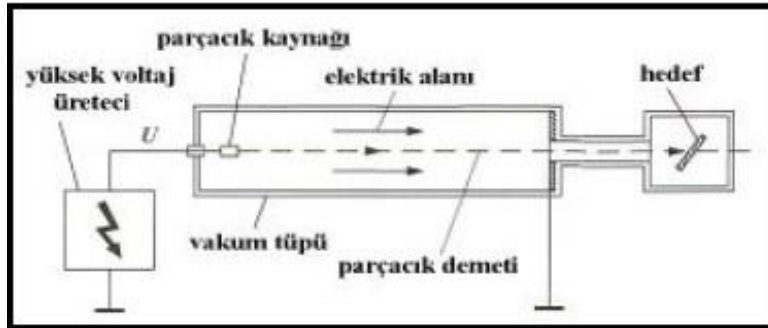
Yüklü parçacık hızlandırıcıları ile çoğunlukla iki çeşit çarpıştırma yapılır. Bunlar sabit hedef çarpıştırması ve demet çarpıştırma deneyidir. Sabit hedef çarpıştırması deneyinde, hızlandırıcı içinde sabit bir hedef elektrik alanla hızlandırılmış yüklü bir parçacık ile çarpıştırılır. Parçacıklar hızlandırılıp sabit bir hedef materyal ile çarpıştıktan sonra, ışınım yapar ve sahip olduğu enerjisinin bir kısmını kaybeder. Parçacığın sabit bir materyal ile çarpışmasının ardından, hedef materyalin ve parçacığın enerjisinde değişim olur ve yeni parçacık/parçacıklar üretilir.

Diğer çarpıştırma deneyi olan demet çarpıştırmada ise, yüksek enerjilere sahip iki parçacık demeti birbiri içinden geçirilir. Yüksek enerjili bu iki demetin birbiri ile çarpışmaları neticesinde çok daha yüksek kütleye sahip parçacıklar oluşur. Sabit hedef deneyinden ziyade demet çarpıştırmanın meydana gelme olasılığı daha yüksektir [Ulu, 2008].

## 2.2. Hızlandırıcı Tipleri

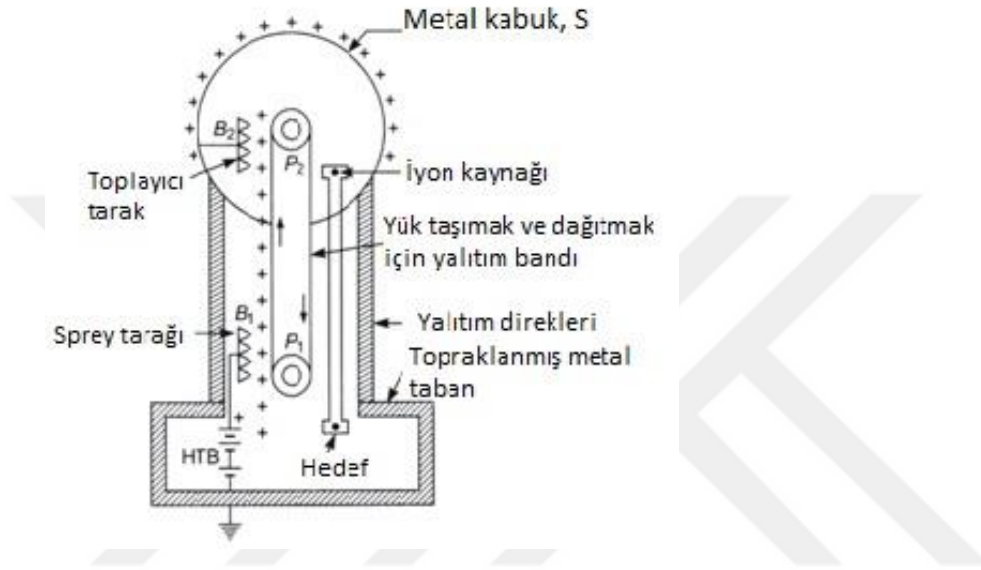
### 2.2.1. Doğru voltaj hızlandırıcıları

Yüksek voltaj hızlandırıcılarında gerekli olan gerilim seviyesine ulaşabilmek için topraklama ucundan negatif yükler, hızlandırıcının birinci elektrotuna doğru hızlandırılır. Elektrotlar arasında, yüksek gerilim üretici vasıtasıyla üretilen durağan bir elektrik alan kullanılmaktadır. Bu elektrotların birisinde parçacık kaynağı mevcuttur. Bundan dolayı buradaki gerilim yüksek bir değere sahiptir. Bu voltaj değerine ulaşan parçacıklar elektrik alanla hızlandırılmaktadır. Bu parçacıklar hızlandırılırken çarpışmalar sonucunda enerjilerinde azalma olmaması ve başka parçacıklar meydana gelmemesi için hızlandırmanın yapıldığı bölge vakumlanır. Böylece parçacık ikinci elektroda doğru enerjisini kaybetmeden hızlanır. Daha sonra bu parçacıklar elektrik alanın olmadığı bölgeden geçer ve sabit hızla hedef ile çarpışır (Şekil 2.1). Parçacığın hızlandırılması ile elde edilen enerji, uygulanan gerilimin değeri ile sınırlıdır, belli limit aralıklarla çalışır.



Şekil 2.1. Yüksek gerilim hızlandırıcının genel ilkesi

Şekil 2.2’ de görülen Tandem Van de Graff hızlandırıcıları günümüzde yaygın bir şekilde kullanılmakta ve 25 MeV’ lik gerilim kullanılmaktadır [Ertürk ve Boztosun, 2004]. Klinik uygulamalarda daha çok 2 MeV’ e kadar x- ışını üretebilen elektronları hızlandırabilmekle beraber 10MeV’ e kadar x-ışını üretebilecek kapasiteye sahiptir [Öztürk, 2010].

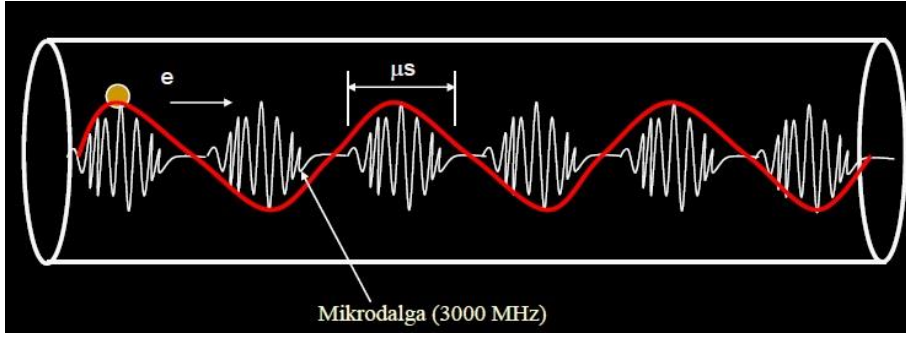


Şekil 2.2. Bir Van de Graff jeneratörü

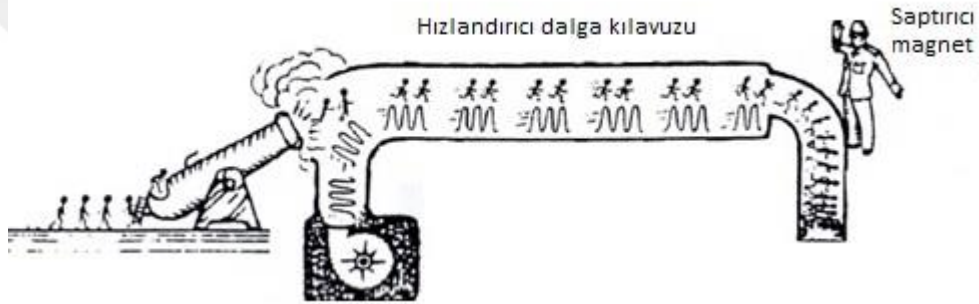
### 2.2.2. Linear (doğrusal) hızlandırıcılar

Doğrusal hızlandırıcı, temelde parçacığı düz bir şekilde hızlandırmayı amaçlar. Bu hızlandırıcı sistemleri, parçacık demetinin ilerleyeceği doğrultu boyunca hizalanmış bir takım RF (radyo frekans) kaynağına bağlı sürüklenme tüplerinden oluşmaktadır [Savaş, 2013].

Şekil 2.3 ve Şekil 2.4’de görüldüğü üzere doğrusal hızlandırıcılarda elektronlar, yüksek frekansa sahip olan EM dalgaların üzerlerine bindirilerek hızlandırılır. Özel tüplerden (Klystron gibi) takribi 3000 MHz frekanslı elektromanyetik dalgalar üretilir. Bu tüpler vasıtasıyla üretilen dalgalar hızlandırıcı tüpün içine doğru gönderilir. Bu sırada elektron tabancası ile oluşturulan elektronlar 50 keV’ lik enerjiyle hızlandırıcı tüp mekanizmasının içine doğru gönderilir [Seyrek, 2007].



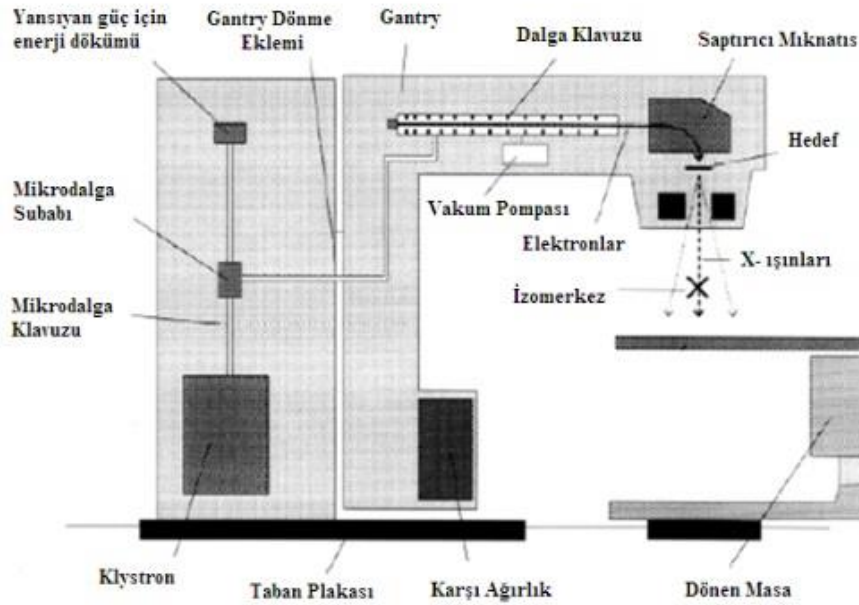
Şekil 2.3. Hızlandırma mekanizması [Öztürk,2010]



Şekil 2.4. Hızlandırma mekanizması ve elektronların dışarıya sevk edilmesi

Hızlandırılan elektronlar 90 – 270 derece saptırıcı magnetler ile saptırılıp hedef malzeme üzerine gönderilerek daha yüksek enerjili ışınlar elde edilebilir. Elektron demeti hedef materyale çarptırılır ve yüksek enerjili foton demetleri oluşturulur [Seyrek, 2007].

Lineer hızlandırıcılar tıpta yüksek enerjili elektron ışınları doğrudan yüzeysel yerleşimli tümörlerin tedavisinde ya da hedefe çarptırılarak üretilen x ışınları ile derin yerleşimli tümörlerin tedavisinde kullanılmaktadır (Şekil 2.5).

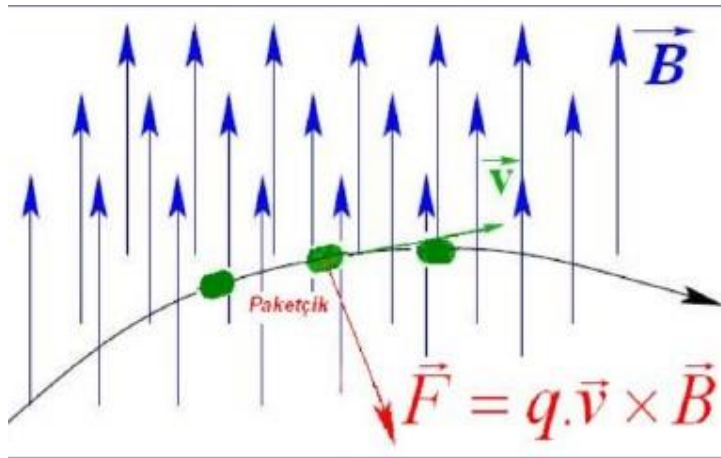


Şekil 2.5. Lineer hızlandırıcıların genel dizaynı

### 2.2.3. Dairesel hızlandırıcılar

Dairesel hızlandırıcılar, parçacıkları radyo frekans kaviteleer vasıtasıyla hızlandırıp sürekliliğini sağlayan ve manyetik alanlar aracılığı ile onları daireseel yörüngelerde tutan hızlandırıcılardır. Burada parçacıkları hızlandırmak elektrik alan ile gerçekleşirken manyetik alan parçacığın yörüngesini istenilen yönde bükerek merkezci kuvveti sağlar. Manyetik alan parçacığın enerjisi üzerinde etkide bulunmaz. Sadece parçacıkların hızlandırıcı kavite boyunca bükülmesini sağlar [Yavaş, 2007].

Manyetik alana giren parçacıklere hareket ettikleri doğruya dik bir kuvvet uygulandığı zaman, parçacıklar hareket ettikleri yörüngelerinden saparlar ve daireseel yörüngede hareket ederler (Şekil 2.6). Uygulanan manyetik alan şiddetinin daireseel hareketin doğrultusuyla doğru orantılı olduğunu söyleyebiliriz. Yani manyetik alan şiddetinin yörünge yarıçaplarını belirlediğini söyleyebiliriz.



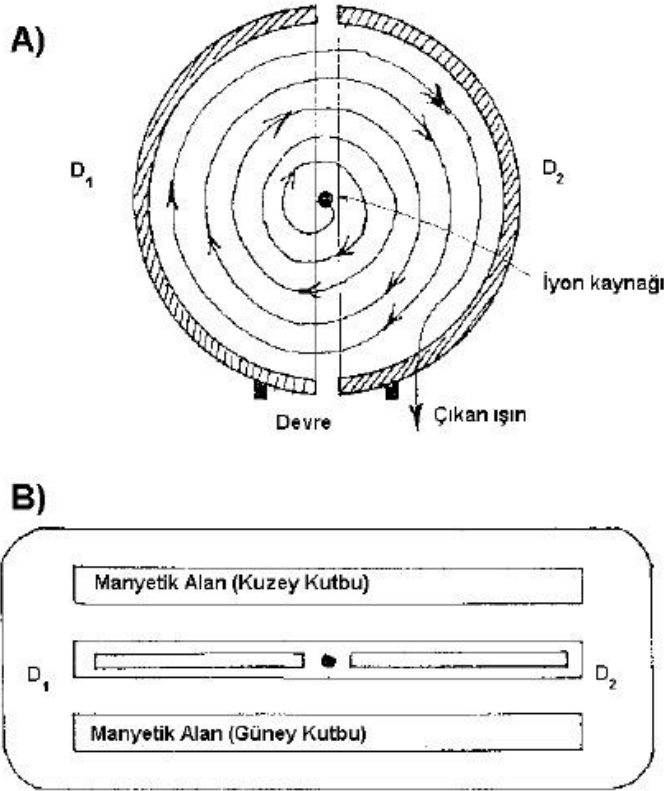
Şekil 2.6. Manyetik alanın parçacıklar üzerine etkisi [Yavaş,2007]

Parçacıklar ihtiyaç duyulan enerji düzeyine hızlandırılmasının ardından manyetik alan şiddetinden faydalanılarak istenilen tarafa doğru fırlatılır ve sistemin dışında çarpışma meydana getirilir. Çarpışmadan sonra oluşan parçacıkların kimliklerinin belirlenmesi, dairesel hızlandırıcılar ile belirlenmiş olur [Savaş, 2013].

Dairesel Hızlandırıcılar temelde 4 çeşittir. Bunlar Siklotron, Mikrotron, Betatron ve Sinkrotron' dur.

#### 2.2.3.1. Siklotron

Düzgün bir manyetik alanın kutup noktaları arasında bulunan bir çift içleri boş yarım daire şeklindeki (D şeklinde) elektrottan oluşur. Bu yüklü parçacık demetleri 'Dee' olarak adlandırılır. İki yarım daire ince bir aralıkla birbirinden ayrılmıştır. Aralığın orta kısmında bulunan bir iyon kaynağından yüklü parçacıklar elde edilir (Şekil 2.7). Bu yarım dairelere alternatif gerilim uygulanır. Uygulanan bu alternatif akımın oluşturduğu elektrik alanın tesiri ile her dönüşte belirli miktarda enerji kazanırlar. İnce aralıktan her geçişinde enerji kazanır ve giderek hızlanırlar [Seyrek, 2007; Yüksel, 2008].



Şekil 2.7. Siklotron gösterimi A) Yukarıdan bakış B) Karşıdan bakış [Seyrek, 2007]

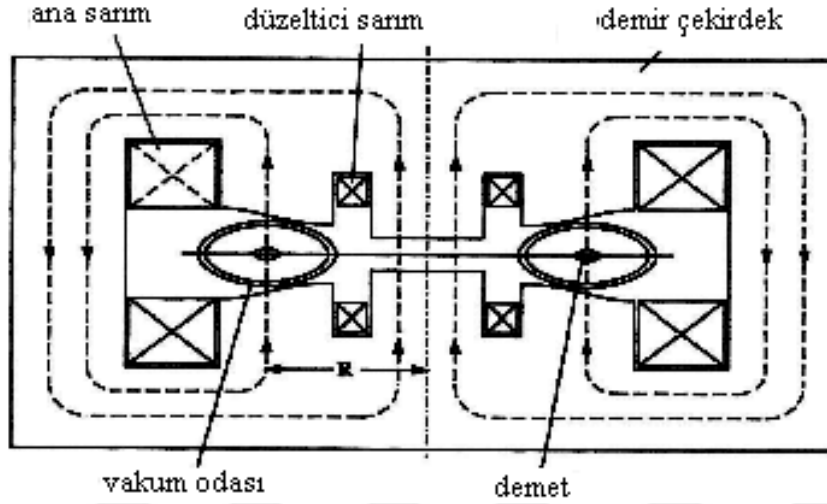
Siklotron işlemlerinde yüklü parçacıklara pozitif yük ilave edilir, bundan dolayı oluşan ürünler pozitron yayılımı ya da elektron yakalaması ile bozunurlar. Çekirdeğe pozitif yük yüklenmesi proton sayısını değiştirir. Bundan dolayı siklotronda oluşan ürünler çoğunlukla taşıyıcısızdır (carrier-free). Fakat nükleer reaktörlere nispeten daha az miktarda ürün oluşur. Bu nedendir ki siklotronda oluşan ürünler daha pahalıya mal olur.

#### 2.2.3.2. Betatron

Yüksek enerji seviyelerine ulaşan elektronlar Beta ( $\beta$ ) olarak isimlendirildikleri için dairesel bir hızlandırıcı türü olan betatronların ismi, beta ışınması ve elektrondan gelmektedir. Betatronlar aslında siklotron türünden hızlandırıcılardır (Şekil 2.8). Siklotronlardan ayrılan yönü, betatronlarda parçacık demetinin hareket ettiği yörünge yarıçapın sabit kalırken bu uzaklık siklotronlarda sürekli değişmektedir [Yavaş, 2007].



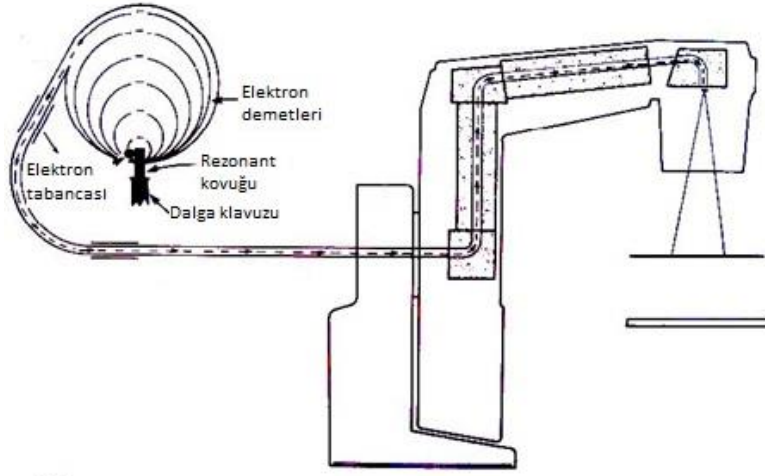
Çevresi manyetik alanla çevrili olmasından ötürü betatronlar içerisinde özel bir alanın varlığına ihtiyaç duyulmamaktadır. Betatronlarda manyetik alan vasıtası ile parçacıkları hızlandırmayı yarayan elektrik alan oluşturulur. Betatronlar, ağır parçacıklar için örneğin protonlar için uygun bir hızlandırıcı değildir [Ulu, 2008].



Şekil 2.8. Betatronun kesit görünümü [Ulu, 2008]

### 2.2.3.3. Mikrotron

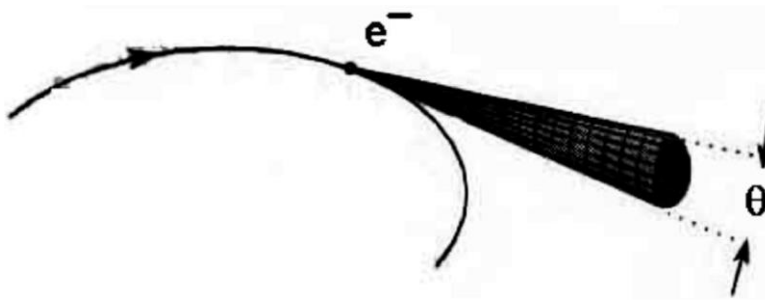
Mikrotronlar elektron hızlandırıcısı olup tıp alanında çoğunlukla tedavi amaçlı kullanılır. Mikrotronlar siklotron ve lineer hızlandırıcı karışımı bir sistemdir (Şekil 2.9). Mikrotronların enerji seçimleri oldukça kolaydır ve yapıları basittir. Diğer lineer hızlandırıcılara oranla daha küçük hacimli sistemlerdir. Mikrotronlarda elektronlar tek mikrodalga kavitesi içinde osilasyon elektrik alanı aracılığı ile hızlandırılırlar. Bir müddet sonra kaviteden uzaklaşır, sonrasında ise manyetik alanın içinde bulunan elektronlar, tekrar kaviteye yönlendiren dairesel hareketlerini yaparlar. Elektronların kavitenin içerisinde geçişleri sırasında enerjileri ve yarıçapları artmaktadır.



Şekil 2.9. Mikrotronun şematik yapısı [Öztürk, 2010]

#### 2.2.3.4. Sinkrotron

Temel parçacıklar yüksek hızlarda manyetik alan etkisiyle dairesel yörüngede hareket etmeye zorlanırlar. İlk defa bu teknik 1947 yılında kullanılmış ve elektronun ivmeli hareketinden kaynaklanan bir ışınım elde edilmiştir. Yüklü parçacıklar (elektronlar ya da pozitronlar) eğrisel yörüngede manyetik alan etkisi ile rölativistik hızlardaki hareketinden dar bir demet şeklinde elektromanyetik ışınım yapar. Elde edilen bu ışınımın sinkrotron ışınımı denir (Şekil 2.10).

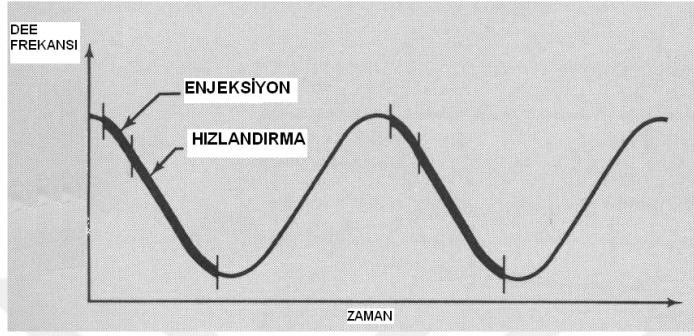


Şekil 2.10. Bir elektron demeti tarafından yayınlanan sinkrotron ışınımı [İş, 2007]

Parçacık demetinin bir ya da birden fazla RF alanlar ile hızlandırılıp mıknatıslar ile sabit yarıçaplı bir yörüngede tutulduğu dairesel hızlandırıcı sistemleridir.

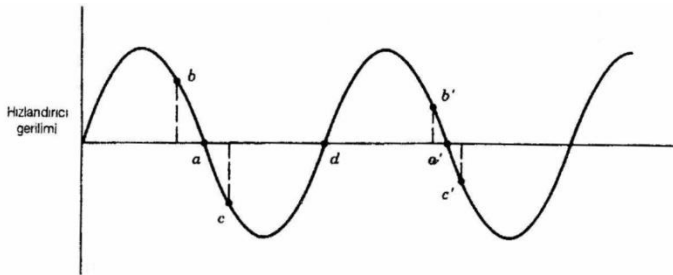
Değişken frekanslar kullanılarak klasik siklotronlarda rastlanılan sınırlamaların getirdiği sorunlar aşılmıştır (Şekil 2.11). Müon, nötron ve pionların keşfedilmesiyle

deneysel çalışmalar için çok yüksek enerjilerin kullanılması ihtiyacı çıkmıştır. Bu ihtiyacın giderilmesi amacıyla sinkro-siklotron olarak da isimlendirilen frekans ayarlı siklotronlar üretilmiştir [Yüksel, 2008].



Şekil 2.11. Sinkrotronlarda Dee frekansı değişimi [Yüksel, 2008]

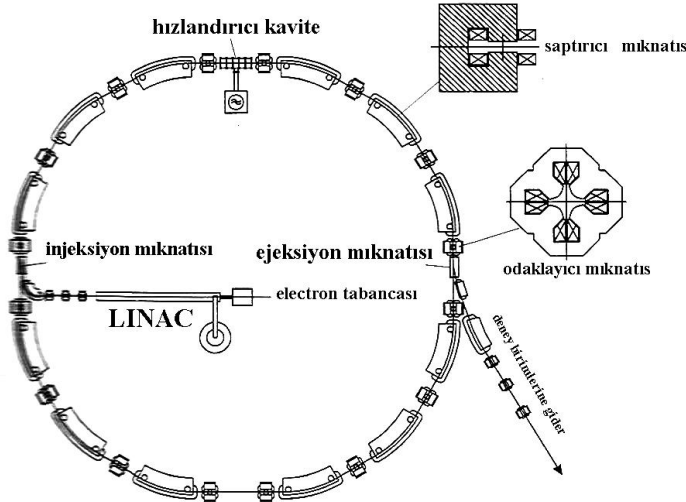
Sinkro-siklotronların çalışmasında faz kararlılığı oldukça önemlidir (Şekil 2.12). Sinkrotronlarda sürekli bir demet elde edilme olanağı yoktur. Bu hızlandırıcılar değişken frekanslı olduğundan yarım dairesel yörüngeyi aşmak için ihtiyaç duyulan süre sabit bir yarım periyoda eşit olmaz. Faz kararlılığı bir çeşit zaman odaklaması tesiri oluşturur. Grupta bulunan parçacıklar güçlü parçacık demetleri (Dee) arasındaki boşluğa aynı anda ulaşmazlar; boşluğa erken gelen parçacıklar bir süre geciktirilir ve sonraki dönüş süresinde grup merkezine yaklaştırılır, geç ulaşan parçacıklara ise hız kazandırılır ve grup merkezine doğru itilirler [Yüksel, 2008].



Şekil 2.12. Sinkrotronlarda faz kararlılığı [Yüksel, 2008]

Sinkrotronlarda frekans azalırken eşzamanlı olarak enerji ile birlikte yörüngeyi yarıçapı da artar. Aralıktan her geçişlerinde, frekansın azalması ile birlikte

parçacıkların eş zamanlı olacak şekilde yörüngeye göre önde bir durumda olmalarını sağlar. Bu parçacıklar faz kararlığı tesiri ile hızlandırılırken bir grup (paketçik) haline getirilir [Yüksel, 2008]. Parçacıklar aynı yörüngelerde defalarca devir yaptıklarından dolayı ister istemez birbirlerinden uzaklaşmaktadırlar. Buna engel olmak için yakınsak (odaklayıcı) mıknatıslar kullanılır. Parçacık eğer elektron ise kendiliğinden EM bir ışınım yayınlanmaktadır. Parçacığın enerjisi ne kadar artarsa yayınlanan radyasyonda o kadar artar. Sinkrotronlar da, parçacıklar  $E=0$ 'dan başlayacak bir enerji ile hızlandırılmamaktadır. Bunun sebebi, tam olarak  $B=0$ 'dan çalışmaya başlayacak ve doğrusal şekilde artan bir mıknatısın üretilmemesidir. Bu problem, parçacığın ideal yörüngesinden ayrılmasına ve demetin kaybolmasına sebep olur. Bundan dolayı, Şekil 2.13' de görüldüğü gibi parçacıklar önce lineer bir hızlandırıcıda belli bir enerjiye ulaşır sonra sinkrotrona gelirler [İş, 2007].



Şekil 2.13. Sinkrotronun temel yapısı

### 2.3. Hızlandırıcıların Kullanım Alanları

Yüksek Enerji Fiziğinde: Depolama halkalarında çarpışan demetlerde, lineer çarpıştırıcılarda ve sabit hedef deneylerinde.

Sinkrotron Işınımı: Yoğun madde fiziğinde, yer fiziğinde, Temel atomik ve moleküler fizikte, yüzey/ara yüzey fiziğinde ve moleküler ve hücre biyolojisinde.

Nükleer Fizik Biliminde: Sabit hedef deneylerinde, iyon hızlandırıcıları/ çarpıştırıcılarında, sürekli demet yapılarında, parçacık (elektron veya proton) hızlandırıcılarında.

Tıp Biliminde: Sağlık fiziğinde, mikro cerrahide, anjiyografide ve radyoterapide kullanılır.

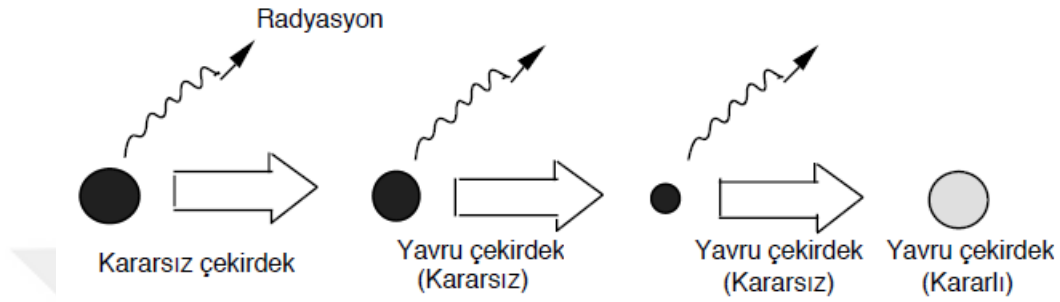
Güç Üretiminde: Seyrek yakıt cihazlarında ve durgun füzyonda.

Endüstri Alanında: İyon aşılmasında, malzeme testlerinde ve gıda sterilizasyonunda, izotop üretimi/ayırışımında ve X-ışınları ile radyografide.

#### **2.4. Radyoizotoplar**

En basit çekirdek olan hidrojen dışındaki tüm çekirdeklerin, temel yapıtaşları olan ve nükleon adı verilen, proton (p) ve nötronları (n) vardır. Periyodik çizelgenin sonuna doğru gidildikçe nötron/proton oranı artarken, bu değer hafif izotoplarda 1'dir. Nötron/proton oranı arttığı zaman nüklidin kararlı olmadığı bir yere gelinir. Bir maddenin çekirdeğinde bulunan nötronlar protonlardan fazla ise, bu madde kararsızlık göstermekte olup bu durumda "kararsız çekirdek veya radyoaktif çekirdek" ortaya çıkmaktadır. Kararlı en ağır çekirdek için N/Z oranı yaklaşık olarak 1,5'dur. Bu orandan daha büyük olan diğer çekirdekler ise kararsızdırlar. Bunlara radyoizotop denilmektedir. Radyoizotopların enerji fazlalıklarını vardır ve bu fazla enerjiden radyasyon yayınlamaya kurtulurlar. Bu olaya radyoaktif parçalanmaya da radyoaktivite denir. Radyoaktif çekirdekler nötron/proton oranları kararlı hale gelene kadar bozunurlar. İlk bozunan radyoaktif çekirdek "ana çekirdek" olarak adlandırılır. Ana çekirdeğin bozunuma uğraması ile ortaya çıkan çekirdeğe ise "yavru çekirdek" denir (Şekil 2.14). Bozunma süreci içindeki radyoaktif çekirdekler, beta ( $\beta$ ), alfa ( $\alpha$ ), gamma ( $\gamma$ ) radyasyonlarından birini ya da birkaçını yayınlamaya kararlı hale

geçerler. Kontrol edilemeyen radyoaktif parçalanma süreci yavaşlatılamaz ya da durdurulamaz. Ancak radyoaktif maddenin tükenmesiyle biter. Atom çekirdeklerinin tamamı için kararsız olma durumu olmadığından atom çekirdekleri için radyoaktivite ayırt edici bir özelliktir.



Şekil 2.14. Kararsız radyoaktif bir çekirdeğin kararlı duruma geçişi

Radyoaktif seriler radyoaktif bir ana çekirdeğin alfa ( $\alpha$ ), beta ( $\beta$ ) ve gamma ( $\gamma$ ) bozunmalarından sonra yavru çekirdekler oluşturan serilerdir. Radyoaktif seriler toryum, uranyum, aktinyum ve neptünyum serileridir. Bu seriler, bozunma zincirlerini tamamlamalarının ardından kararlı bir çekirdeğe dönüşürler.

#### 2.4.1. Radyofarmasötikler

Radyoizotopların insanlar üzerinde teşhis ve tedavi maksadıyla uygulanmasını sağlayan kimyasal şekilleri olan radyofarmasötiklerin yani radyoaktif ilaçların insanlar üzerinde tatbik edilmesi 1940 yılından da eskilere dayanmasına karşın, radyofarmasötik terimi ancak 1960 yılının ardından kullanılmaya başlanmıştır. Bunun sebebi olarak ise radyoizotopların bu tarihlerde tıp alanında uygulanmaya başlanması olarak gösterilebilir [Özyurt, 2009].

Radyofarmasötikler, nükleer tıpta hastalıkların tanı ve tedavisi için kullanılan, yapısında radyoizotop bulduran ilaçlardır. Bir radyofarmasötik, işaretlenmiş bileşik (Tc-99m DMSA), radyoizotop tuzu (Talyum-201 klorür), veya radyoaktif element (Xe-133) şeklinde olabilir. İşaretlenmiş bileşik şeklinde olan bir radyoaktif ilaç, 2 birimden oluşur bunlar radyoizotop ve biyoaktif bileşendir. Hazırlanması için, toksik olmayan, güvenilir, organın fizyolojik fonksiyonuna katılan ya da bir organda

lokalize olan bir biyoaktif bileşen seçilir. Bu seçilen biyoaktif bileşen için yayınladığı radyasyondan faydalanılarak vücut içinde bulunduğu dokuyu tahrip eden, öldüren ve vücut dışından izlenebilen uygun bir radyoizotop seçilerek bağlanır. Bu bağlama işlemine işaretleme denir. Farmakolojik etkiye sahip olmayan radyofarmasötikler teşhis amacı ile çok az miktarda kullanılan radyofarmasötiklerdir. Bu radyofarmasötikler, ilaçlardan iki temel özellik ile ayrılır. Bu özelliklerden birincisi radyoaktif olması ikincisi ise ilaçlardan farklı olarak hastaya tetkik amacı ile yaşamı süresince bir ya da birkaç defa uygulanmasıdır.

#### **2.4.2. Radyofarmasötiklerin nükleer tıpta kullanımı**

Radyofarmasötiklerin nükleer tıpta kullanım alanları şu şekilde sıralanabilir;

- Solunum sistemi sintigrafileri olarak da bilinen akciğer perfüzyon sintigrafisi  
Solunum sistemi uygulamaları ise;  
Akciğer perfüzyon sintigrafisi  
Akciğer perfüzyon SPECT  
Kantitatif akciğer sintigrafisi  
Akciğer ventilasyon sintigrafisi (Tc-99m aerosol karışım ile) şeklindedir.
- Miyokard perfüzyon görüntülenmesi (Kalp damar sistemi)  
Kardiyovasküler sistem uygulamaları ise;  
Miyokard perfüzyon sintigrafisi (Gated PEET) Tl-201 ile Tc-99m karışımları  
I-123 MIBG sempatik innervasyon sintigrafisi  
MUGA (istirahat-Stres)  
MUGA SPECT  
Miyokard infarkt sintigrafisi  
Miyokard PET  
Radyoizotop anjiyografi ve sant analizi şeklindedir.
- Kemik Sintigrafisi  
İskelet sistemi uygulamaları ise;  
Atrosintigrafisi

Üç fazlı bölgesel kemik sintigrafisi

Tüm vücut kemik sintigrafisi

Kemik SPECT

Kemik PET şeklindedir.

➤ Tiroit sintigrafisi

➤ Tükürük bezi sintigrafisi

➤ Böbrek sintigrafileri

➤ Enfeksiyon görüntüleme

➤ Nükleer hematoloji (Kan hastalıkları)

➤ Nükleer onkoloji (Kanser tespiti ve takibi)

Radyoizotop tedavisi (Radyoaktif maddeler ile tedavi)

Radyoizotop sinovektomisi (Eklem için)

$^{131}\text{I}$  ile tiroid kanseri tedavisi

$^{131}\text{I}$  ile hipertiroidi tedavisi

$^{32}\text{P}$  tedavisi

$^{186}\text{Re}$  tedavisi

$^{153}\text{Sm}$  tedavisi

$^{89}\text{Sr}$  tedavisi

Radyoimmün tedavisi

Somatostatin reseptör tedavisi

Radyoizotop tedavi radyasyon monitorizasyonu

İntraarteriyel radyoizotop tedavi şeklindedir.

➤ Osteodansitometri (Kemik yoğunluğu ölçümü-Osteoporoz tanısı)



- Dakriosintigrafi (Göz yaşı sintigrafisi)
- Penil kan akımı çalışması
- Radyoizotop histerosalphingografi
- Organ kan akımı çalışması [Bakar, 2012].

### 2.4.3. Tedavide kullanılan radyofarmasötikler ve özellikleri

Tedavide kullanılan bazı radyofarmasötiklerin özelliklerini şu şekilde sıralayabiliriz;  $^{99m}\text{Tc}$  MAA (makroagregat albümin); Bu radyofarmasötüğün büyüklüğü 20-40  $\mu\text{m}$ 'dir. Biyolojik yarı ömrü 2-9 saattir. Erişkinlerde  $^{99m}\text{Tc}$  MAA IV olarak 74-185 MBq/kg (20-80  $\mu\text{Ci/kg}$ ), minimum 7-8 MBq (~200 mCi) dozda verilir. Çocuk hastalarda ise 0.5-2.0 MBq/kg (20-80  $\mu\text{Ci/kg}$ ), en düşük 7-8 MBq (~200 mCi) verilir.  $^{99m}\text{Tc}$  MAA IV olarak, enjeksiyon esnasında, pıhtı oluşmaması için enjeksiyona kan kaçırlmamasına dikkat edilir [MEB, 2011].

$^{99m}\text{Tc}$ -DTPA (diethylenetriamin pentaacetic acid); Tamamına yakını glomerüler filtrasyona uğrayarak glomerüllerden süzülür. Glomerüler fonksiyonların değerlendirilmesi bu özelliği sayesinde kullanılır. Vücuttan atılımı intravenöz olarak verildikten sonra hızlı bir şekilde gerçekleşir, bundan dolayı tetkik maksadıyla hastaya verilen radyasyon dozu oldukça azdır. Dozu 5/10 mCi arasında ve  $^{99m}\text{Tc}$ -DTPA glomerüler ajan olarak adlandırılır.

$^{201}\text{Tl}$ ,  $^{99m}\text{Tc}$ -MIBI ve  $^{99m}\text{Tc}$  tetrasomin radyofarmasötikleri; Miyokard perfüzyon sintigrafisinde kullanılır. 111-120 MBq (3-3,5mCi),  $^{201}\text{Tl}$  klorit IV olarak verilir.

$^{99m}\text{Tc}$  radyofarmasotiği; Miyokard perfüzyon (MIBI) sintigrafisinde kullanılır.  $^{99m}\text{Tc}$  yarılanma süresi 6 saattir. Tl-201'e göre (74 saat) kısmen daha kısa yarılanma süresine sahiptir. Bu özelliğiyle Tl-201'e göre çok daha yüksek miktarda doz güvenle uygulanmaktadır. Ayrıca enerjisi 140 keV olup Tl-201'e göre daha yüksektir.

$^{131}\text{I}$  radyofarmasötüğü; İyot-131 ile tümör sintigrafisinde kullanılır. 74-185 MBq (2-5 mCi) hastaya ağız yolu ile uygulanır.

$^{67}\text{Ga}$  radyofarmasötüğü; Ga-67 ile tümör sintigrafî görüntülemesinde kullanılır. Erişkin hastada enfeksiyon odağının aranması amacı ile 185 MBq (5 mCi), tümör görüntüleme amacı ile 370 MBq (10 mCi) dozda  $^{67}\text{Ga}$  radyofarmasötik uygulanır. Çocuk hastalarda ise 4.2 MBq (0.110 mCi/kg) olup, en az uygulama dozu 18.5 MBq (0.5 mCi) dir. SPECT uygulamada 8-10 mCi radyofarmasötik verilir [MEB, 2011].

#### **2.4.4. Radyoizotopların üretimi**

Tıpta tanı koymak ve tedavi edebilmek amacıyla faydalanılan radyoizotoplar kullanım amacına göre görüntüleme ve tedavi edici özellikleri değişiklik gösterir. Radyoizotopların tedavinin amacına göre doğal yollarla ihtiyaç duyulan fiziksel özelliklere sahip olması bazen mümkün olmayabilir. Teşhis ve tedavi için istenilen özelliklerdeki radyoizotoplar nükleer reaksiyonlarla üretilebilir.

Bir hızlandırıcı ile doğal bir radyoizotop kaynağından fırlatılan ya da hızlandırılan parçacık hedef materyale çarpmasıyla nükleer reaksiyon oluşturulabilir. Reaksiyonun sonucunda ise yapay radyoizotoplar oluşturulan sistemler vasıtası ile üç farklı şekilde üretilebilmektedir [Savaş, 2013].

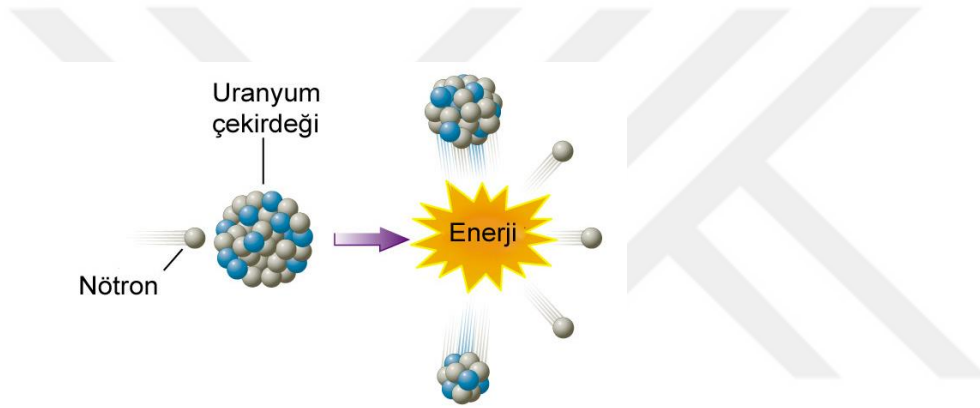
1. Nükleer reaktör sistemlerinde radyoizotop üretimi
2. Hızlandırıcı sistemlerinde radyoizotop üretimi
3. Jeneratör sistemlerinde radyoizotop üretimi

##### **2.4.4.1. Nükleer Reaktörlerde Radyoizotop Üretimi**

Nükleer reaktörlerde radyoizotop üretimi nötron yakalanması veya aktivasyonu, transmutasyon, fisyon(bölünme) veya füzyon(birleşme) yöntemleri ile üretilir.

*Fisyon (Bölünme):*

Kütle numarası büyük olan bir atomun iki ya da daha fazla parçaya bölünmesi olayıdır (Şekil 2.15). Ortaya çıkan ufak parçalar fisyon ürünü atomlar olarak adlandırılır. Fisyon olayı kendiliğinden ya da nötron bombardımanı sırasında gerçekleşebilir. Çoğunlukla gama ışını şeklinde enerji salınımı ile olur. Plütonyum ve Uranyum gibi ağır çekirdekli atomlar bu yol ile parçalanır ve bazı radyoizotoplar bu yol ile elde edilirler. Örneğin Uranyum–235'in parçalanması ile tıpta kullanılan Stronsiyum–90, Molibden–99, İyot–131, Xenon–133 gibi izotoplar elde edilir.



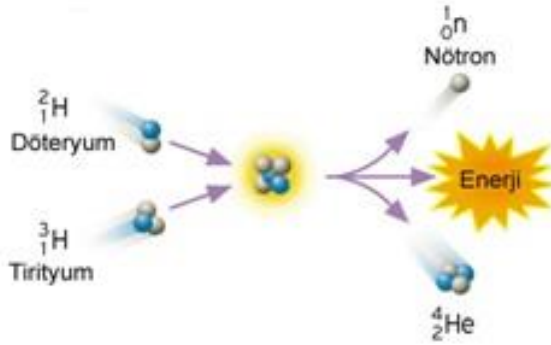
Şekil 2.15. Fisyon

*Füzyon (Birleşme):*

Füzyon olayı parçalanmanın aksine hafif iki elementi birleştirip ağır bir elementin oluşması ve tepkime sonucunda açığa çıkan bağ enerjisini kullanmaktır " Eş. 2.1 ". Diğer bir adıyla nükleer kaynaşma olarak bilinmektedir.



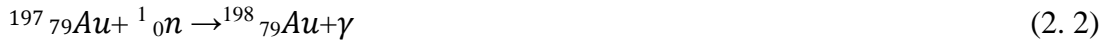
Füzyon reaksiyonu çok yüksek sıcaklıklarda döteryum çekirdeklerinin aşırı hızlandırılmaları ile gerçekleşir. Nükleer tıp alanında birleşme reaksiyonu için uygulama alanı mevcut değildir daha çok termonükleer silah teknolojisinde kullanılmaktadır [Seyrek, 2007].



Şekil 2. 16. Füzyon

*Nötron Yakalanması veya Aktivasyonu:*

Radyoizotoplar reaktörlerde en sık bu yöntemle elde edilir. Nükleer reaktörde bulunan çekirdeğe nötronun gönderilmesi ve bu nötronun çekirdek tarafından yakalanarak bir gama ışını yayınlanmasıyla gerçekleşir. Hedef çekirdeğin proton sayısı değişmezken kütle numarası artmaktadır. Elde edilen radyoizotop ana çekirdeğin bir izotopu olur " Eş. 2.2 ve Eş. 2.3 ". Hedef çekirdeğe fırlatıldığı zaman proton gibi aşması gereken bir potansiyel engeli ile karşılaşmayan nötron için bu reaksiyon yavaş nötronlarla gerçekleştirilir.



Başka bir durumda ise çekirdeğe bir nötron gönderilir. Hedef çekirdekten bir proton yayınlanır. Bu durumda kütle numarası değişmez, proton sayısı azalır. Atom numarası farklı bir element oluşur.

*Transmutasyon:*

Nükleer bir reaksiyonda kararlı çekirdeğin nötronlarla bombardımanı sonrasında kararsız bir çekirdeğin oluşmasıdır. Bu reaksiyon genellikle hızlı nötronlarla gerçekleşir " Eş. 2.4 ".



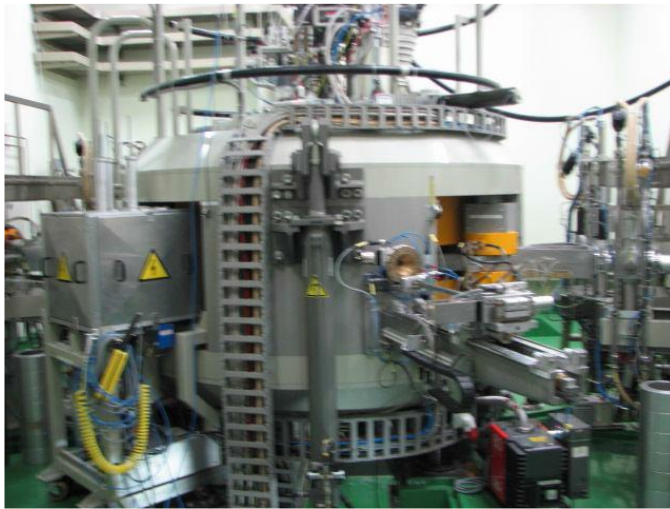
#### 2.4.4.2 Siklotron radyoizotop üretimi

Siklotronlar; proton, döteron ve  $\alpha$ -parçacığı gibi yüklü parçacıkları hedef malzemelerle etkileşime girebilecek kadar yüksek enerjilere ulaştıran aygıtlardır. Siklotronlarda yüklü parçacıklar hızlandırılabilir. Radyoizotopları yüklü parçacık bombardımanıyla elde etmenin önemli bir avantajı, ortaya çıkan radyoizotopun atom numarasının çoğunlukla hedef malzemenin atom numarasından farklı olmasıdır. Bu sayede yüksek spesifik aktiviteli ve (hedefin yüksek saflıkta olması şartıyla) yüksek radyonüklidik saflıktaki örnekler elde edilir (Şekil 2.17).

Siklotrondaki parçacık akısı, reaktördeki göre daha düşüktür. Dolayısıyla, üretilen radyoaktivitenin miktarı reaktörde üretilen radyoaktivite miktarından daha azdır. Bu nedenle, siklotron ürünleri reaktör ürünlerinden daha pahalıdır.

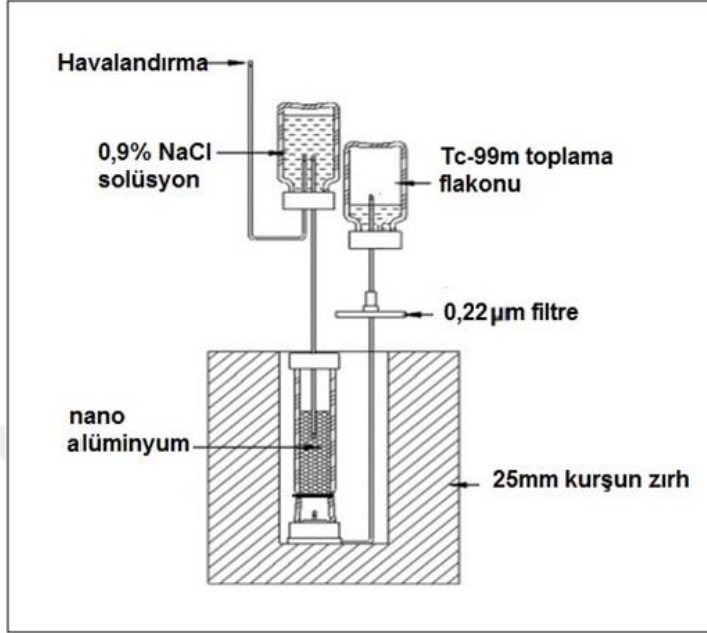
Çekirdeğe pozitif yük eklendiğinden atom numarası değişir. Hedef ve ürün çekirdekler birbirlerinden farklıdır. Böylece, siklotron aktivasyonu sürecinde genellikle taşıyıcısız ürünler elde edilir.

Siklotronda üretilen ve nükleer tıpta kullanılan radyoizotoplara örnek olarak C-11, O-15, N-13, F-18, Ga-67, In-111, I-123 ve Tl-201 verilebilir [Büyükkaya, 2011].



Şekil 2.17. 30 MeV'lik bir siklotron

### 2.4.4.3 Radyoizotop jeneratörleri



Şekil 2.18.  $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$  jeneratörü [Savaş, 2013]

Tıpta kullanılan bazı radyoizotopların üretimleri, taşınması ve depolanması gibi bir takım sıkıntılar nedeni ile doğrudan üretilmeleri hızlandırıcılarda ya da reaktörlerde gerçekleşmez.

Bir nükleer tıp departmanı ihtiyacı olan radyofarmasötiklerini günlük olarak başka bir yerden almadığı sürece, radyofarmasötikleri depolamaya ve kendi Tc-99m'ni kullanmaya ihtiyaç duyacaktır [Atak, 2004]. Yarılanma ömrü kısa radyoizotopları sürekli temin etmekte güçlük çekeceklerinden dolayı yarılanma ömrü kısa olan radyoizotopları daha az masraflı ana radyoizotop üretilerek Şekil 2.18'deki sistem oluşturulur. Sağımı yapılan yavru nüklid bu sistem ile birkaç defa kendini yenileyebilir. Radyoizotop jeneratörleri bozunuma uğrayan ana radyoizotop ve oluşan yavru nüklid çiftinden oluşur. İyon değişimine imkan sağlayan alüminyum sütun ile ana nüklid tutulurken uzun yarı ömre sahip olan ana nüklidin bozunmasıyla yavru nüklid yenilenir. Yavru nüklidin alınması işlemi sağım olarak adlandırılır. Sağımı yapılan yavru nüklid sütunun alt kısmında birikir. Şekil 2.18'de bulunan sistem Tc-99m üretimi için kullanılan 99-Mo/Tc-99m jeneratörüdür. Yapılan

sağında çoğunlukla bir önceki gün sağılan radyoaktivite miktarının % 75-80'i  $^{99m}\text{Tc}$  aktivitesi sağılmaktadır. Yavru nüklid üretimi sağımın ardından tekrar yenilenir ve 24 saat sonra en yüksek seviyeye ulaşır. Bir hafta kadar bir zaman maksimum miktarda radyoizotop üretimi sağlanabilmektedir [Savaş, 2013].

Tıp alanındaki diğer jeneratör sistemleri:

- Kalay-113 / İndiyum-113m
- Germanyum-68 / Galyum-68
- Rubidyum-81 / Kripton-81m
- Stronsiyum-82 / Rubidyum-82

## 2.5. Nükleer Tıpta Radyoizotop Uygulamaları

Nükleer Tıp uygulamaları, yapay radyoizotoplar vasıtasıyla insan organizmasını araştırmak, hastalıkları teşhis edebilmek ve tedavi etmek amacıyla hastalara hizmet eder. Bu fonksiyondaki en önemli bileşen şüphesiz yapay radyoizotop'dur [Bayhan, 2001].

Nükleer tıp alanında radyoaktif elementlerin tedavi amaçlı kullanılmasındaki temel prensip, bir doku ya da organ içerisine metabolik taşıyıcılar aracılığı ile hedef dokuya yönlendirilen veya lokal olarak verilen radyoaktif elementlerin, etrafında yaydığı ışımlar yoluyla hedef hücrelerde oluşturduğu yıkıcı etkiden faydalanmaktır. Bu amaçla onkolojik amaçlı ve onkoloji uygulamaları haricinde, etkinliği ve güvenilirliği kanıtlanmış birçok radyoizotop tedavi uygulaması bulunmaktadır. Genel olarak nükleer tıp, kanser tedavisinde hedefe yönlendirilmiş sistemik tedavi yaklaşımını kullanmaktadır. Nükleer tıp tedavilerinde hedef hücrelerde radyasyon etkisine bağlı hücre ölümü (stokastik etki) oluşturulurken, hedef hücreleri çevreleyen dokularda ve organlarda hücre hasarını en az seviyede tutmak ve vücudun geri kalan kısımlarını radyasyonun zararlı etkilerinden korumak bu tedavilerin genel amacıdır [Türkmen ve ark., 2004]. Nükleer tıpta kullanılan radyoizotoplar oluşma reaksiyonu ve kullanım alanları ile birlikte Çizelge 2.3' de verilmiştir.

Nükleer tıpta iki tomografik işlem vardır. Bunlar, Pozitron Emisyon Tomografisi (PET) ve Tek Foton Salımlı Bilgisayar Tomografisi (SPECT).

### 2.5.1. Tek foton emisyon bilgisayarlı tomografi (SPECT)

Tek Foton Salımlı Bilgisayarlı Tomografisi (Single Photon Emission Computerized Tomography) gama kamera ile alınan çok sayıda farklı kesitlerdeki iki boyutlu görüntüleri tomografik çözümlene için bilgisayar ortamında üç boyutlu görüntüye çevrilmesini sağlayan bir yöntemdir (Şekil 2.19). SPECT görüntüleme hastalara verilen radyofarmasötüğün üç boyutlu dağılımının görüntüsü alınır. Bu dağılım bilgileri vücuttaki herhangi bir kesitin görüntüsünü elde etmek için kullanılabilir [Ünak, 2009].

Günümüzde en çok  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ,  $^{111}\text{In}$ ,  $^{123}\text{I}$ ,  $^{201}\text{Tl}$  radyoizotopları kullanılırken  $^{57}\text{Co}$  radyoizotopu da SPECT (tek foton emisyon tomografisi) sistemleri için kalibrasyon kaynağı olarak ve gama spektrometrelerinde kullanılabilir. Nükleer Tıpta en çok kullanılan SPECT radyoizotoplarına ait bozunma şekilleri yarı ömürleri ve foton enerjileri Çizelge 2.1'de verilmiştir.



Şekil 2.19. SPECT cihazı



Çizelge 2.1. Nükleer Tıpta en çok kullanılan SPECT radyoizotopları

Radyonüklid	Bozunma Şekli	Yarıömür	Foton Enerjisi(KeV)
$^{67}\text{Ga}$	EC	78.3 hrs	93,185
$^{99\text{m}}\text{Tc}$	IT	6.01 hrs	141
$^{111}\text{In}$	EC	67.9 hrs	171,245
$^{123}\text{I}$	EC	13.2 hrs	159
$^{201}\text{Tl}$	EC	72.9 hrs	135,167 (Hg-Kal)

### 2.5.2. Pozitron emisyon tomografi (PET)

Pozitron Emisyon Tomografisi(PET), bir nükleer tıp yöntemidir. İnsan vücuduna verilen düşük dozdaki pozitron yayan radyofarmasötiklerden yayılan gama ışınlarını tespit ederek vücut içerisindeki dağılımlarını belirleyen ve 3 boyutlu görüntüleme çeviren sistemlerdir [Ünal, 2008]. PET, günümüzde onkolojik görüntüleme yöntemlerinin en önemlilerinden biri haline gelmiştir [Yapar ve ark., 2011]. Pet cihazının diğer görüntüleme tekniklerine göre kendine özgü avantajları bulunmaktadır. Vücudun belirli bir bölgesinin anatomik yapısı yerine fizyolojisi hakkında bilgi verir. PET cihazında pozitron yayan radyoizotoplar kullanılır. Vücuttaki metabolik değişiklikler çoğunlukla gözle görülebilir değişimlerden önce meydana gelir. Oluşan lezyon hakkında PET çalışmaları, diğer görüntüleme yöntemlerine göre metabolik değişiklikleri gösterdiği için daha erken bilgi vermektedir. Kanser dokularının gösterilmesinde halen mevcut en duyarlı yöntem olduğu bilinmektedir (Şekil 2.20). Nükleer tıpta en çok kullanılan PET radyoizotoplarına ait yarıömür, pozitron enerjisi ve üretim şekilleri Çizelge 2.2'de verilmiştir.

Günümüzde PET uygulamaları için yaygın olarak  $^{18}\text{F}$ ,  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$  pozitron yayan radyoizotoplar üretilmektedir. Fakat son zamanlarda ise  $^{55}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Cu}$ ,  $^{61}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Cu}$  ve  $^{67}\text{Cu}$  gibi kısa yarı ömürlü olan radyoizotopların sarf edilmesine ilişkin çalışmalar artarak devam etmektedir. Bu radyoizotoplardan  $^{55}\text{Co}$  PET görüntüleme ile kalp ve

beynin incelenmesinde;  $^{60}\text{Cu}$  ve  $^{61}\text{Cu}$  radyoizotopları beyin ve kalbin görüntülenmesi ile tümörün yapısında bulunan hipoksik dokuların görüntülenmesinde ayrıca peptit ve proteinlerin etiketlenmesinde;  $^{64}\text{Cu}$  kalp ve beyin perfüzyon çalışmalarında PET tekniği ile görüntüleme ve  $^{67}\text{Cu}$ 'nun ise endoterapi maksatlı kullanılmasına ilişkin çalışmalar devam etmektedir [Yıldız, 2010].



Şekil 2.20. PET cihazı

Çizelge 2.2. Nükleer tıpta en çok kullanılan PET radyoizotopları

Radyonüklid	Yarıömür (dk)	Pozitron Enerjisi (KeV)	Üretim Şekli
$^{11}\text{C}$	20.5	960	Siklotron
$^{13}\text{N}$	10.0	1198	Siklotron
$^{15}\text{O}$	2.0	1732	Siklotron
$^{18}\text{F}$	110	634	Siklotron
$^{82}\text{Rb}$	1.2	3356	$^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$

Çizelge 2.3. Nükleer tıpta kullanılan bazı radyoizotoplar ve kullanım alanları

İzotop	Oluşma Reaksiyonu/Yarı Ömrü	Kullanım Alanları
$^{11}\text{C}$	$^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$	Beyin fonksiyonlarını görüntüleme ve PET görüntüleme; göğüs, kronik lenfositik, karaciğer, çoklu miyelom, prostat, idrar yolu kanserlerini görüntüleme kullanılır.
$^{13}\text{N}$	$^{13}\text{C}(p, n)^{13}\text{N}^{**}$ $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}^{**}$ $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$ $^{11}\text{B}(\alpha, 2n)^{13}\text{N}$ $^{14}\text{N}(p, pn)^{13}\text{N}$	Çok kısa ömürlü PET izleyici olarak beyin fizyoloji ve patolojisinde, ayrıca nörofarmakolojik, psikiyatri, akıl hastalıklarıyla ilgili çalışmalarda, miyokard görüntüleme azot etikeli amonyakla görüntüleme kullanılır.
$^{57}\text{Co}$	$^{56}\text{Mn}(\alpha, 2n)^{57}\text{Co}$ $^{58}\text{Fe}(p, 2n)^{57}\text{Co}^{**}$ $^{58}\text{Ni}(p, p+n)^{57}\text{Co}$ $^{58}\text{Ni}(p, 2p)^{57}\text{Co}$ $^{60}\text{Ni}(p, \alpha)^{57}\text{Co}$ $^{61}\text{Ni}(p, n + \alpha)^{57}\text{Co}$ $^{65}\text{Ni}(p, 2n + \alpha)^{57}\text{Co}$ $^{64}\text{Ni}(p, 4n + \alpha)^{57}\text{Co}$ $^{58}\text{Ni}(p, d)^{57}\text{Ni} \rightarrow ^{57}\text{Co}$ $^{58}\text{Ni}(p, n+p)^{57}\text{Ni} \rightarrow ^{57}\text{Co}$ $^{64}\text{Ni}(p, 2n)^{64}\text{Cu} \rightarrow ^{57}\text{Ni} \rightarrow ^{57}\text{Co}$	Mesane, karaciğer, böbrekler, kemik iliği görüntüleme, nükleer tıpta radyoizotop doz kalibratörleri, gama kamera ve ölçüm sistemlerinde kaynak olarak, kalite kontrol detektörü ve $\gamma$ -ışını detektörlerinin kalibrasyonunda kullanılır.
$^{15}\text{O}$	$^{15}\text{N}(p, n)^{15}\text{O}$ $^{16}\text{O}(p, pn)^{15}\text{O}$ $^{15}\text{Nd}(n, n)^{15}\text{O}$ $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{15}\text{O}$	PET görüntüleme kullanılır.
$^{18}\text{F}$	$^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$ $^{18}\text{O}(\text{He}, p)^{18}\text{F}$ $^{16}\text{O}(\text{He}, n)^{18}\text{Ne} \rightarrow ^{18}\text{F}$ $^{18}\text{O}(\alpha, np)^{18}\text{F}$ $^{20}\text{Ne}(d, \alpha)^{18}\text{F}$ $^{20}\text{Ne}(p, 2pn)^{18}\text{F}$ $^{20}\text{Ne}(\text{He}, \alpha p)^{18}\text{F}$	Beyin üzerine yapılan araştırmalarda radyoizleyici ve şekerle kolaylıkla bağlanması nedeniyle PET görüntüleme kullanılır. Bir tür beyin ve kanser hücreleri gibi glikoz yüksek kullanıcıları kanser hücreleri tarafından alınır.
$^{67}\text{Ga}$	$^{68}\text{Zn}(p, 2n)^{67}\text{Ga}^{**}$ $^{66}\text{Zn}(d, n)^{67}\text{Ga}$ $^{67}\text{Zn}(d, 2n)^{67}\text{Ga}$ $^{68}\text{Zn}(d, 3n)^{67}\text{Ga}$ $^{67}\text{Zn}(p, n)^{67}\text{Ga}$ $^{68}\text{Zn}(p, 2n)^{67}\text{Ga}$ $^{64}\text{Zn}(\alpha, p)^{67}\text{Ga}$ $^{66}\text{Zn}(d, n)^{67}\text{Ga}$	Abdominal enfeksiyonların tespiti, Hodgkins/non-hodgkins lenf kanseri (lenfoma) tespiti, $^{111}\text{In}$ ile birlikte kullanıldığında yumuşak doku enfeksiyonlarının ve tehdidinin tespiti, akciğerlerdeki partikül etkili hastalıkların tespiti, yumuşak doku, baş boyun, akciğer, karaciğer tümörleri, melanom ve nöroblastom da galyum tutuluşu gösteren tümörlerdir. Spect te diagnostik görüntüleme amacıyla kullanılır.

Çizelge 2.4. (Devam) Nükleer tıpta kullanılan bazı radyoizotoplar ve kullanım alanları

$^{103}\text{Pd}$	$^{103}\text{Rh}(p,n) \ ^{103}\text{Pd} \text{ ***}$ $^{103}\text{Rh}(d,2n) \ ^{103}\text{Pd}$	Prostat kanseri tedavisi (brakiterapi), yeni gelişmekte bir alan olan meme kanserinde potansiyel olarak kanserli tümörlerin tedavisi için kullanılmaktadır
$^{123}\text{I}$	$^{124}\text{Xe}(p,2n) \ ^{123}\text{Cs} \rightarrow \ ^{123}\text{I}$ $^{123}\text{Sb}(^3\text{He},3n) \ ^{123}\text{I}$ $^{121}\text{Sb}(\alpha,2n) \ ^{123}\text{I}$ $^{124}\text{Xe}(d,2pn) \ ^{123}\text{I}$ $^{126}\text{Xe}(d,2p3n) \ ^{123}\text{I}$ $^{128}\text{Xe}(d,2p5n) \ ^{123}\text{I}$ $^{129}\text{Xe}(d,2p6n) \ ^{123}\text{I}$ $^{122}\text{Te}(d,n) \ ^{123}\text{I}$ $^{123}\text{Te}(d,2n) \ ^{123}\text{I}$ $^{124}\text{Te}(d,2n) \ ^{123}\text{I}$ $^{124}\text{Te}(d,3n) \ ^{123}\text{I}$ $^{124}\text{Te}(d,3n) \ ^{123}\text{I}$ $^{123}\text{Te}(p,n) \ ^{123}\text{I}$ $^{124}\text{Te}(p,2n) \ ^{123}\text{I}^*$	Beyin, tiroid, böbrek ve myokardial görüntüleme, beyindeki kan akışının görüntülenmesi ile bazı nörolojik hastalıkların teşhisinde (Alzheimer vb.) kullanılır.
$^{201}\text{Tl}$	$^{203}\text{Tl}(p,3n) \ ^{201}\text{Pb} \rightarrow \ ^{201}\text{Tl}$	Klinik kardiyoloji, SPECT görüntüleme, myokardial perfüzyon ve hücre dozimetrisi karaciğer,kalp ve kas dokusunda normal fizyolojik tutulumu nedeniyle bu dokulara yakın yerleşimli lezyonların tespitini sağlar.
$^{111}\text{In}$	$^{111}\text{Cd}(p,n) \ ^{111}\text{In}^*$ $^{112}\text{Cd}(p,2n) \ ^{111}\text{In}^{**}$ $^{113}\text{Cd}(p,3n) \ ^{111}\text{In}$ $^{114}\text{Cd}(p,4n) \ ^{111}\text{In}$ $^{112}\text{Sn}(d,2pn) \ ^{111}\text{In}$ $^{114}\text{Sn}(d,2p3n) \ ^{111}\text{In}$ $^{115}\text{Sn}(d,2p4n) \ ^{111}\text{In}$ $^{116}\text{Sn}(d,2p5n) \ ^{111}\text{In}$ $^{117}\text{Sn}(d,2p6n) \ ^{111}\text{In}$ $^{118}\text{Sn}(d,2p7n) \ ^{111}\text{In}$ $^{119}\text{Sn}(d,2p8n) \ ^{111}\text{In}$ $^{120}\text{Sn}(d,2p9n) \ ^{111}\text{In}$ $^{122}\text{Sn}(d,2p11n) \ ^{111}\text{In}$ $^{124}\text{Sn}(d,2p13n) \ ^{111}\text{In}$	Organ nakli kabulünün tespiti, abdominal (mideye ait) enfeksiyonların tespiti, antikör etiketleme ve vücudun bağışıklık sisteminin takibi, kemik iliği iltihaplarının (osteomyelitis) tespiti, karaciğerde ve böbreklerdeki organ konsantrasyonunun takibi, beyaz kan hücrelerinin takibi, myokardial taramalar, lösemi tehdidinin tespiti ;nöroendokrin hücrelerden kaynaklanan tümörlerde ve meme, beyin, kolon,akciğer gibi organ kanserlerinde: primer odağın belirlenmesi; tümörün evrelendirilmesi; tedavi protokolünün oluşturulması; tedavi etkinliğinin değerlendirilmesi ve sinir endokrin kanser hücrelerinin tanısında kullanılır.

## 2.6. Radyoizotop Üretim Hızı

Bir nükleer reaksiyonun oluşması için nükleer reaksiyonun enerjisinin Q değerini ve Coulomb engeli aşabilmek için gerekli olan enerjiden büyük olması gerekir (tünelleme olayı hariç). Engelin altında kalan enerjilerde reaksiyon oluşma olasılığı düşüktür. Hedef malzemenin atom numarası arttıkça nükleer reaksiyon için ihtiyaç duyulan enerji artar. Atom numarası küçük olan hedef materyaller için küçük enerjili hızlandırıcılar kullanılabilir de atom numarası yüksek olan materyaller için parçacık enerjisi yüksek olmalıdır [Yıldız, 2010].

Radyoizotop üretimi sırasında hedef materyal üzerine gönderilen parçacıkların bir kısmı çekirdek tepkimesi yapmaz. Bu iyonlar ya da yüklü parçacıklar hedef atomun elektronları ile etkileşime girerek onları uyarır ya da iyonlaştırarak enerjilerini kaybederler. Parçacıkların bu şekilde enerji kaybetmesi durumu, hedefin durdurma gücü olarak tanımlanır.

$$S(E) = - \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (2.5)$$

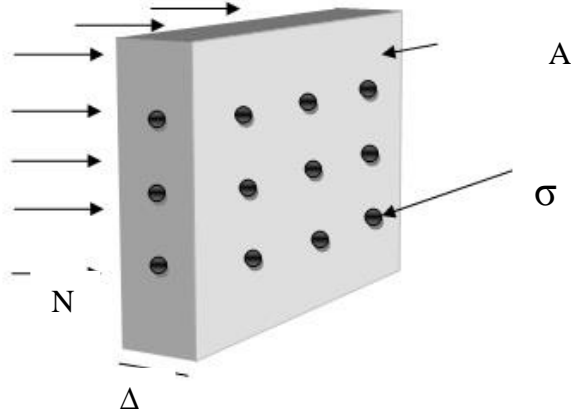
Durdurma gücü yukarıdaki ifade ile verilir. Burada;  $\rho$  hedef malzemenin yoğunluğu,  $\frac{dE}{dx}$  özgül enerji kaybıdır.

Parçacıkların hedef malzeme içerisinde aldığı yol " Eş. 2. 6 " örneğinde görülen;

$$d = \frac{1}{\rho} \int_{E_1}^{E_2} \frac{dE}{s(E)} \quad (2.6)$$

formülü ile bulunur.

Hedefin kalın veya ince olması d kalınlığına göre bulunur. Kalın hedef durumu için hedef kalınlığı d' den büyük, ince hedef durumu için hedef kalınlığı d' den küçüktür.



Şekil 2.21. Hedef malzeme atomlarının gelen parçacıklar ile bombardımanı

Birim zamanda meydana gelen nükleer reaksiyonların sayısı reaksiyonun hızını verir. Bir çekirdek tepkimesinin meydana gelme hızı " Eş. 2. 7 " örneğinde görülen,

$$R = n \bar{\sigma} \varphi = m \frac{N}{A} h \bar{\sigma} \frac{I_p}{eF} \quad (2. 7)$$

eşitliği ile bulunur. Burada:  $I_p$ ; gelen proton veya döteron akımı ( $\mu A$ ),  $m$ ; ışınlanan hedef örneğin kütlesi (g),  $m=d S \rho$  bağıntısı ile hesaplanır.  $N$ ; Avagadro sayısı ( $6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ),  $A$ ; hedef elementin atom kütlesi ( $\text{g mol}^{-1}$ ),  $h$ ; hedef çekirdeğin izotopik bolluğu (% 100),  $e$ ; birim elektrik yükü ( $1,602 \cdot 10^{-19}$ ),  $F$ ; hedef yüzeyine eşit kabul edilen gelen parçacığın spot yüzeyi ( $\text{cm}^2$ )'dir. Buradaki hedefin yüzey alanı olan  $S$  değeri 30 MeV p enerjili siklotronda proton demeti kesiti elips şeklinde ( $F=\pi YG/4$ ) yaklaşık  $1 \text{ cm}^2$  lik yüzeyi ışınlar.

Işınlama süresi  $t_i$  ve bekleme süresi  $t_w$  olmak üzere elde edilen aktivite,

$$A(t_i, t_w) = R ( 1 - e^{-\lambda t_i} ) e^{-\lambda t_w} \quad (2. 8)$$

olacaktır. Burada  $\lambda$  ( $\ln 2/T_{1/2}$ ): ürün çekirdeğin bozunma sabitidir.

Üretim verimi ise,

$$Y = A(t_i, t_w) / t_i \quad (2.9)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanabilir.

Radyoizotop üretim seçimi yapılırken, yayınlanan radyasyonun enerjisi, üretim maliyeti, hedef malzemenin bolluğu, ürün çekirdeğin yarılanma süresi, önemli parametrelerdendir [Yıldız, 2010].

## 2.7. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesiti

### 2.7.1. Tesir kesiti

Yapay radyoizotopların üretiminde, soğurmada, saçılmada ya da herhangi bir nükleer reaksiyon gerçekleşirken gelen hızındaki parçacıkların hedef çekirdeğe çarptığında neler olabileceğini bilmek gerekir [Arya, 1999]. Uyarılma fonksiyonu olarak da tanımlanan tesir kesiti mermi çekirdek ile hedef çekirdeğin etkileşmesi sonucunda bir nükleer reaksiyonun oluşma olasılığını ifade eder. Tesir kesiti ( $\sigma$ ) ölçülebilir bir büyüklük olduğu için herhangi bir reaksiyonun gerçekleşme ihtimalini matematiksel olarak açıklar.

Reaksiyon tesir kesiti hesabını yaparken, yüksek enerjili bir parçacık demetinin ince bir parça materyal içinden geçen ve geçemeyen parçacıklarının olduğunu gözlemleyebiliriz. Bu yüksek enerjili parçacıklar ince bir elektron bulutu içerisinden geçebilirken, ağır bir çekirdek ile çarpışırsa durdurulacak veya saptırılacaktır [Pektaş, 2012]. Tesir kesiti için kullanılan birim barn (b), daha küçük birimi ise milibarn' dır(mb).  $1 \text{ barn} = 10^3 \text{ mb} = 10^{-24} \text{ cm}^2$  dir.

Protonlarla gerçekleştirilen reaksiyon tesir kesitleri özellikle tıp biliminde ve nükleer fizik alanında önemli bir yere sahiptir. Materyallerin yapısını etkileyecek bazı değişimler bu tip reaksiyonların gerçekleşmesi esnasında oluşabilmektedir. Bu tarz sorunların öneminin anlaşılabilmesi ve ardından bu tip sorunların aşılabilmesi için tesir kesitlerinin, yayınlanma spektrumlarının deneysel olarak ölçülmesi ve daha da

önemlisi öncesinde oluşma ihtimali olan durumların belirlenmesi için teorik hesaplamaların yapılabilmesi gerekir. Nükleer reaksiyonların daha detaylı olarak enerji bağımlılığı bilinmediği için, çok sayıda farklı enerjiler için tesir kesitlerinin ve spektral yayınlanma şekillerinin incelenmesi önem arz etmektedir. Örnek verilecek olursa, reaktörlerde üretilen geçici çekirdekler çoğunlukla kısa yarı ömre sahiptir. Bu nedenle, üretilen bu çekirdeklerin yayınlanma spektrumlarının ve tesir kesitlerinin doğrudan ölçülmesi pek mümkün olamamaktadır. Bu sebeple, zamandan kazanç sağlanması için yapılacak en önemli şey bu tesir kesitlerinin teorik olarak önceden hesaplanmasıdır.

### 2.7.2. Tesir kesiti tipleri

Her fiziksel olay için reaksiyon tesir kesitinin ayrı ayrı ele alınması gerekmektedir. Herhangi bir reaksiyon için belirli olaylar dizisi sınırlanabilir. Böyle durumlarda tesir kesiti olarak  $\sigma_{\text{esnek}}$ ,  $\sigma_{\text{esnek olmayan}}$ ,  $\sigma_{\text{filyon}}$ ,  $\sigma_{\text{müon}}$  şeklinde farklı fiziksel durumlar için farklı reaksiyon tesir kesitleri tanımlanabilir. Bu farklı durumların ayrı ayrı toplanması ile elde edilen tesir kesitine toplam tesir kesiti denir.

#### 2.7.2.1. Diferansiyel tesir kesiti

Hedefe gelen parçacıklar sistem içinde hedef çekirdekleri ile etkileştiğinde bir çeşit nükleer reaksiyon meydana getirebilir. Tesir kesiti meydana gelen her türdeki reaksiyonlar için farklı olacaktır. Bunun gibi özel tesir kesitleri kısmi tesir kesitleri olarak bilinirken bunların toplamına ise toplam tesir kesiti denir. Bir nükleer reaksiyon ya da nükleer saçılma gerçekleştiikten sonra dışarı çıkan parçacıklar çoğunlukla anizotropik bir dağılım gösterirler. Bununla birlikte çıkan parçacıklar farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Bir nükleer reaksiyonda gelme doğrultusu ile  $\theta$  açısı yaparak saniyede  $d\Omega$  katı açısı içine giren parçacıkların sayısını bilmek oldukça önemlidir (Şekil 2.22). Bu hesabın yapılabilmesi için, açığa bağımlı olan başka bir tesir kesitinin tanımlanması gerekir. Bu birim katı aç başına düşen tesir kesiti şeklinde ifade edilir. Bunu,  $(\theta, \varphi)$  ile gösteririz:

$$\sigma(\theta, \varphi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.10)$$



Böylece toplam tesir kesiti

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.11)$$

olacaktır.  $d\Omega$  katı açısının değeri

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r\sin\theta d\Phi)}{r^2} = \sin\theta d\theta d\Phi \quad (2.12)$$

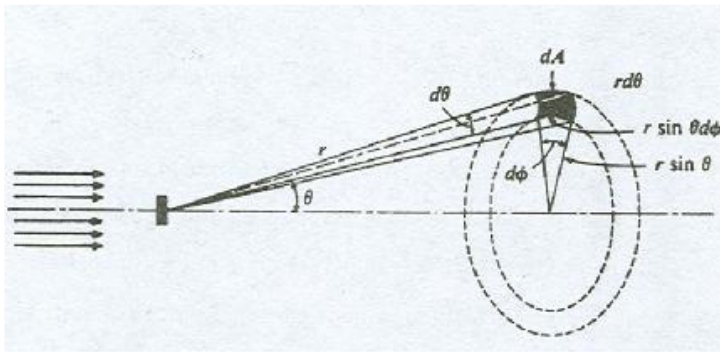
ifadesi ile verilir. Toplam katı açısı

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta d\Phi = 4\pi \quad (2.13)$$

olup katı açısı ise,

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \cdot \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (2.14)$$

dir. İki bağıntı birleştirilerek  $\sigma_T$  toplam tesir kesiti bulunabilir.



Şekil 2.22.  $d\Omega$  katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\Phi \quad (2.15)$$

$\varphi$ 'den bağımsız olan diferansiyel tesir kesiti için tesir kesiti ( $\varphi$  üzerinden integral alındıktan sonra) ;

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\Theta d\Theta \quad (2. 16)$$

olur. Burada ki  $d\sigma/d\Omega = \sigma(\theta)$  ifadesi diferansiyel tesir kesiti olarak tanımlanır. Nükleer bir reaksiyonda diferansiyel tesir kesiti hesaplamalarının enerjiye bağımlılığının yanı sıra tesir kesitinin yöne bağımlı olmasının nükleer reaksiyonun cinsine göre olduğu gerçeğinin bulunması da fayda sağlayacaktır. Farklı nükleer reaksiyonları için herhangi bir nükleer kuvvet biçimi kabullenerek açısız dağılımlarını anlatmak mümkündür. Teorik çalışma ve deneysel çalışma arasındaki uyumluluk, farz edilen nükleer kuvvet şeklinin doğruluk derecesini verecektir [Gökçe, 2013].

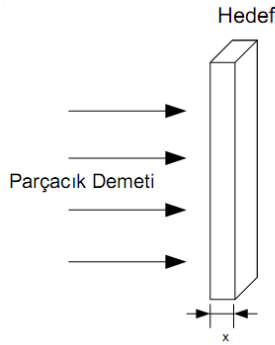
#### 2.7.2.2. Çift diferansiyel tesir kesiti

Birçok nükleer X (a,b) Y reaksiyon uygulaması, çıkan b parçacığının yalnızca tek bir açıdan yayınlanma olasılığı ile ilgilenilmez. Aynı zamanda Y ürün çekirdeğinin belirli enerjisine karşılık, yayınlanma olasılığı ile de ilgilenilir. Sonuç olarak, nükleer tesir kesiti tanımı, çıkan b parçacığının  $dE_b$  aralığında ve  $d\Omega$  katı açısında gözleme imkanını verecek biçimde değiştirilmelidir. Bu durumda da çift diferansiyel tesir kesiti olarak isimlendirilen ve  $\frac{d^2\sigma}{dE_b d\Omega}$  şeklinde ifade edilen durum ile karşılaşılır. Çoğunlukla bu ilave enerji bağımlılığı, literatürde net bir şekilde ifade edilmemektedir. Genellikle tesir kesitleri,  $d\sigma / d\Omega$  bağımlılığına göre çizilir. Gerçekte, böyle görünmese de,  $d^2 \sigma / dE_b d\Omega$ ' dir. Kesikli durumların olduğu yerlerde  $dE_b$  enerji kesitinde tek bir düzey bulunabilir ve fark önemsiz olur. Diğer taraftan b parçacığının doğrultusu (b'yi hiç gözlemeyerek ya da hedefin kesit alanını dedektörlerin  $4\pi$  katı açısı ile çevreleyerek) göz önüne alınmadığında diğer  $d\sigma / dE$  diferansiyel tesir kesitini ölçebiliriz, buradaki E ifadesi, Y' nin uyarılmış bir enerjisini temsil edebilir. Bir nükleer reaksiyonu tartıştığımız zaman, tesir kesiti ifadesinin tanımı, ne ölçtüğümüz ile ilişkilidir. Bir Y radyoaktif ürün çekirdeği oluşturulmak istenirse, b nükleer parçacığının yayınlanma yönü ile ilgilenilir ve  $\gamma$

ışınımı yaparak hızlı bir şekilde Y' nin taban durumuna bozduklarından dolayı Y' nin uyarılmış durumları ele alınır. Kaynaklarda bu tanımlar arasında keskin bir ayırım yapılamamaktadır ve genellikle "tesir kesiti" şeklinde ifade edilir. Hangi tesir kesitinin kastedildiği konunun gidişatından ortaya çıkar ve dolayısı ile bunlar arasında titiz bir ayırım yapmak gerekmez [Krane, 2001; Yalçiner, 2008].

### 2.7.3. Saçılma ve reaksiyon için tesir kesit kavramı

Reaksiyon tesir kesiti ve saçılma durumlarının daha iyi anlaşılabilmesi için kullanılan denklemlerde yer alan sembollerin açıklamalarına aşağıda yer verilmiştir.



Şekil 2.23. Nükleer reaksiyon öncesi durum

Ngelen = gelen parçacıkların sayısı

Nolay = olay sayısı (demet-hedef etkileşimi), n = birim hacim başına düşen hedef atom sayısı  $= \frac{\rho \cdot Na}{A}$ , A= hedefin kütle numarası,  $\rho$  = hedefin kütle yoğunluğu ( $\text{g/cm}^3$ ),

$x$  = hedefin kalınlığı (cm),  $\rho x$  = hedefin alansal yoğunluğu ( $\text{g/cm}^2$ ),  $n x$  = alan yoğunluğu ( $\text{atom/cm}^2$ ) =  $\frac{\rho \cdot Na}{A}$

Hedef parçacıkların ve gelen parçacıkların özellikleri etkileşme olasılığına bağlı olsun ve buna (a) diyelim. Hedef ince olsun buna da (b) diyelim, böylece küçük bir gelen parçacık oranı etkileşime girer. Bu şartlarda aşağıdaki değerlendirme kuralları uygulanması zorunludur;

1. Etkileşen parçacık sayısı, gelen parçacık sayısı ile orantılıdır.

2. Etkileşen parçacık sayısı, hedefin kalınlığı  $x$  ile orantılıdır.
3. Etkileşen parçacık sayısı, hedefin yoğunluğu  $\rho$  ile orantılıdır.

şimdi aşağıdaki gibi yazarsak;

$$N_{olay} = (\text{Sabit}) \cdot N_{gelen} \cdot n \cdot x \cdot \sigma \quad (2. 17)$$

Bu denklemdeki  $\sigma$  “etki” parametresidir.  $\sigma$  parametresi gözlemlenen belirli bir olayın, hedefin ve gelen parçacıkların özelliğine bağlıdır. Sabiti 1 olarak düşündüğümüz zaman;

$$N_{olay} = N_{gelen} \cdot n \cdot x \cdot (\text{atom/cm}^2) \cdot \sigma = N_{gelen} \frac{\rho(\text{g/cm}^3) \cdot x(\text{cm}) \cdot N_A(\text{atom/mol})}{A(\text{g/mol})} \quad (2. 18)$$

Etki parametresi olan  $\sigma$ , alan boyutundadır. Bundan dolayı  $\sigma$  ifadesini “tesir kesiti” şeklinde söyleyebiliriz.  $\sigma$  niceliği ile fiziksel bir alan sayamayız. Bu şekilde bir tanımlama kuantum fizik için mümkün değildir. Belirli bir işlem için tesir kesiti şöyle tanımlayabiliriz;

$$\sigma(\text{cm}^2) = \frac{N_{olay}}{N_{gelen} \cdot n \cdot x(\text{atom/cm}^2)} = \frac{N_{olay} \cdot A}{N_{gelen} \cdot \rho \cdot x \cdot N_A} \quad (2. 19)$$

Teorisyenler tarafından kullanılan benzer bir denklem ise;

$$\sigma(\text{cm}^2) = \frac{N_{olay}}{(\text{Birim alanda gelen parçacık sayısı}) \cdot (\text{Hedef parçacık})} \quad (2. 20)$$

Yukarıdaki denklemde gelen parçacıkların akısı, demetin her yerinde düzgün olsaydı kullanışlı olabilirdi. " Eş. 2.20 " için elde edilen sonuçlarda tesir kesiti yaklaşık olarak  $10^{-24} \text{ cm}^2$  civarındadır. Bu değer “1 barn” olarak nitelendirilir.

Tepkimede gelen parçacığın hedef alanda, hedef yoğunluğu ve kalınlığı düzgün olsaydı denklemin kullanımı daha kolay olurdu. Bu nedenle tesir kesitinin tanımı başka bir şekilde “Luminositi” (ışıklılık) şeklinde adlandırılabilir.

$$\text{Birim zamanda olay} = L \cdot \sigma \quad (2.21)$$

Tesir kesitin boyutu alan olduğu için, Luminositi ( $\text{alan}^{-1}, \text{zaman}^{-1}$ )'dir. Demet çarpışmaları deneylerini tanımlamada kullanılan Luminositi sabit hedef deneylerinde de uygulanabilir.

$$L = \frac{\text{gelenparçacık}}{\text{alan.zaman}} \cdot \text{hedef parçacık} = \frac{\text{gelenparçacık}}{\text{zaman}} \cdot \frac{\text{hedefparçacık}}{\text{alan}} \quad (2.22)$$

Bu durumda, diferansiyel tesir kesitini  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  şöyle tanımlayabiliriz;

$$N_{\text{kati açı içinde olay}} = N_{\text{gelen}} \cdot n \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \quad (2.23)$$

$d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$  niceliği katı açıdır. Birimi steradyan (sr)'dir. Diferansiyel tesir kesiti  $\theta$  ve  $\phi$  açılarının fonksiyonudur. " Eş. 2.23" örneğinde  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  hissedilebilir derecede değişiklik göstermez, eğer hissedilebilir derece değişiklik gösterseydi sağ taraf açılal kabul boyunca integral içermesi gerekirdi [Pektaş, 2012].

#### 2.7.4. Reaksiyon tesir kesiti formülleri

Bohr modeline bakılacak olursa nükleer reaksiyonlar iki basamakta gerçekleşir. Birinci basamak bileşik çekirdeğin yapısı, ikinci basamak ise bileşik çekirdeğin kalan çekirdeğe ve çıkan parçacığa parçalanmasıdır. Bu fark sayesinde nükleer bir reaksiyonun tesir kesiti şu şekilde açıklanabilir.  $Y(a,b)Y'$  gibi bir reaksiyon düşündüğümüzde; Y çekirdeğinin a parçacığı ile bombardıman edilmesi ile Y' çekirdeğinin oluştuğunu ve bileşik çekirdekte b parçacığının atıldığını görürüz.

Tesir kesiti ise,

$$\sigma(a,b) = \sigma_n(\epsilon) n_b(E) \quad (2.24)$$

şeklinde verilir [Yalçınmer, 2008].

Burada,  $\sigma_n(\epsilon)$ ,  $\epsilon$  enerjisi olan a parçacığı ile bombardıman edilen birleşik durumun tesir kesitini ifade ederken,  $n_b$ , Y+a bileşik çekirdeği vasıtası ile b parçacığının göreceli (relatif) yayınlanma olasılığını ifade eder. Uyarılma enerjisi  $E=\epsilon + E_a$ ,  $E_a$  ise a parçacığının bağlanma enerjisidir.  $E_a$ , Y+a bileşimini Y ile a'ya parçalamak için ihtiyaç duyulan enerji olarak tanımlanır. Tesir kesiti terimlere ayrılırsa;

$$\sigma_a(\epsilon) = S_a(\epsilon) \zeta_a(\epsilon) \quad (2.25)$$

halini alır. Burada  $S_a(\epsilon)$ , çekirdeğin yüzeyine ulaşabilmek için gereken tesir kesiti olarak ifade edilir.  $\zeta_a(\epsilon)$ , bileşik çekirdek formunu oluşturabilmek için a parçacığının çekirdek ile enerjisini değiş-tokuş etme ihtimalidir.  $1/\zeta_a(\epsilon)$  ise elastik yansıma ihtimalidir [Yalçınmer, 2008].

Şayet  $\tilde{\lambda} = \lambda / 2\pi$  ( $\lambda$  parçacığın dalga boyunu ifade eder), çekirdeğin çapı  $R'$  den çok küçük ise yüksüz parçacıklar için nüfuz etme tesir kesiti  $S_a$ , çekirdeğin geometrik tesir kesiti  $\pi R'^2$ 'ye eşit olur. Bu şart, parçacığın enerjisi  $\epsilon$ (MeV) ve  $R$ (cm) cinsinden ölçüldüğünde  $\epsilon \gg 0,2/(R^2 \cdot 10^{24})$  değerine eşittir.  $S_a$  düşük enerjiler için artar ve  $\tilde{\lambda} \gg R$  için  $\pi \tilde{\lambda}^2$ 'e eşit olur. Yüklü parçacıklarda  $S_a$  Coulomb alanının potansiyel engelini aşma ihtimali olarak tanımlanır ve itici Coulomb kuvvetine göre daha küçüktür. Çekirdeğin yarıçapı  $R=r_0 A^{1/3}$  formülü ile ifade edilir.  $A$  atom numarası,  $r_0=1,3 \times 10^{-23}$  cm olarak kabul edilir. b parçacığının yayınlanması ile bileşik çekirdeğin bozunmasının göreceli olasılığı  $n_b$  bileşik çekirdeğin şeklinden bağımsız olduğu düşünülür [Yalçınmer, 2008].

$$n_b = \Gamma_b / \sum_b \Gamma_b \quad (2.26)$$

$\Gamma_b$ , b parçacığının bileşik çekirdek reaksiyonundan yayınlanma ihtimali toplam yayınlanan tüm b' parçacıkları üzerinden yapılır.  $\Gamma_b$  ( $\hbar \times$  yayınlanma ihtimali) enerji biriminden ifade edilir [Yalçınmer,2008]. Yayınlanma ihtimali,

$$\Gamma_b = f_b (E - E_b) / \omega_c (E) \quad (2. 27)$$

şeklinde yazılır.

$\omega_c (E)$ , bileşik çekirdek reaksiyonunun E uyarılma enerjisi için durum yoğunluğunu ifade eder.  $f_b$ , bileşik çekirdek için b parçacığının bağlanma enerjisi E ve  $E_b$  arasındaki farkın fonksiyonudur. Bileşik çekirdeği Y ve b' ye ayırabilmek için bileşik çekirdeğin en düşük seviyesinde uygulanması gereken enerji " $\Gamma_b$ " şeklinde tanımlanabilir.  $E - E_b$ , ( $\epsilon_{bmax}$ ) b parçacığının en yüksek seviye enerjisidir.  $f_b$ , boyutsuz olmakla birlikte Weiskopf-Ewing [Durgu, 2010] yaklaşımında bileşik çekirdeğin özelliklerinden bağımsızdır.  $f_b (E - E_b)$ , E uyarılma enerjisindeki bileşik çekirdeğin düzey ayrılmasıyla  $\Gamma_b$  genişliği arasındaki orandır [Yalçiner, 2008].

$$n_b = f_b (E - E_b) / \sum_b f_b (E - E_b) \quad (2. 28)$$

" Eş. 2.26 " yerine, " Eş. 2.28 " örneğini yazabiliriz.  $f_b(\epsilon_{bmax})$  verildiğinde (a,b) nükleer reaksiyonunun tesir kesitini şu şekilde hesaplayabiliriz.

$$\sigma(a,b) = S_a (\epsilon) \zeta_a \cdot \frac{f_b(\epsilon - T(a,b))}{\sum_{b'} f_{b'}(\epsilon - T(a,b'))} \quad (2. 29)$$

Yukarıdaki  $T(a,b) = E_b - E_a(a,b)$  reaksiyonun eşik enerjisi olarak tanımlanır. Nötronlar ile gerçekleştirilen nükleer reaksiyon tesir kesiti formülünün kabul edilebilmesi için, bileşik çekirdeğin çok sayıdaki farklı durumunu aynı zamanda uyaracak kadar yüksek bir nötron enerjisinin olması gereklidir. Bu duruma göre ihtiyaç duyulan en düşük enerji  $A > 50$  için yaklaşık olarak 1MeV'dir. (n,n) reaksiyonlarında, bileşik çekirdeğin oluşumunun ardından olma ihtimali en yüksek olan süreç nötronun tekrar yayınlanmasıdır.  $E_p$ (bileşik çekirdekteki protonun bağlanma enerjisi),  $E_n$ 'den (nötronun bağlanma enerjisi) çok küçük değildir.  $E_n - E_p$ ,  $\beta$ -bozunumuna karşı çekirdek bombardımanının kararlılığından ötürü 0,7 MeV' den küçük değildir [Manokhin, 2001]. Bu sebeple,  $\eta_n \approx 1$  elde edilir ve tesir kesiti formülü

için:  $\sigma(n,n) \approx \pi R^2$ , ( $\epsilon > 1$  MeV için) çıkan nötronların enerji dağılımı Maxwell dağılımına benzediği görülmektedir [Yalçın, 2008].

## 2.8. Nükleer Reaksiyon Türleri

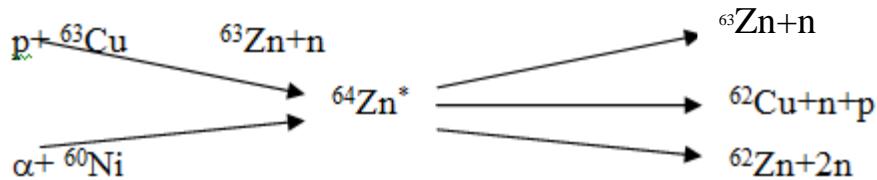
### 2.8.1. Bileşik çekirdek reaksiyonları

Bileşik çekirdek reaksiyonlarının temel hipotezi, sisteme verilen toplam enerjiyle ilgili olup, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürünler grubuna bozunma ihtimalinin bileşik çekirdeğin oluşma sürecinden bağımsız olduğuna dayanmaktadır, [Krane, 2001].

Bileşik çekirdek reaksiyonları, gelen parçacığın hedef çekirdek tarafından soğurulmasından sonra veya giden parçacığın ya da parçacıkların yayınlanmasından önce bileşik çekirdek oluşur. Sembolize etmek gerekirse;

$a + A \rightarrow b + B$  reaksiyonu için  $a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$  şeklinde ifade edilir. Burada  $C^*$  bileşik çekirdeği ifade etmektedir. Bu şekilde ki bir reaksiyonu iki basamaklı bir işlem olarak düşünebiliriz; bu iki basamak ise bileşik çekirdeğin oluşması ve sonra bozunumu şeklinde göz önüne alabiliriz. Bir bileşik çekirdek, farklı yollarla bozunabilir [Durgu, 2010].

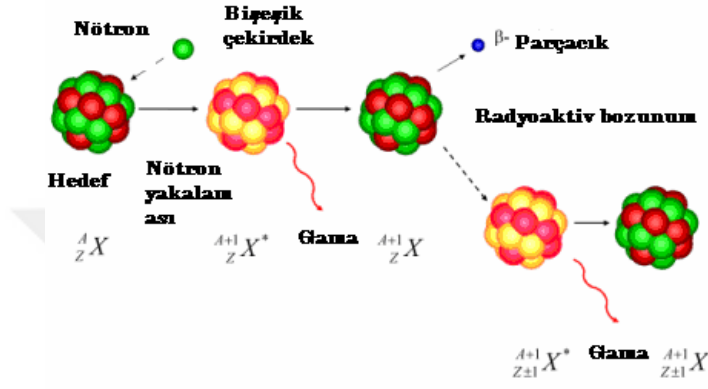
Şekil 2. 24'de ki gibi bir örnek göz önüne alacak olursak  $^{64}\text{Zn}$  bileşik çekirdeği  $p + ^{63}\text{Cu}$  ve  $\alpha + ^{60}\text{Ni}$  'i içeren birden çok reaksiyonu içerir;



Şekil 2.24.  $^{64}\text{Zn}^*$  bileşik çekirdeği için farklı çıkış kanalları



Bileşik çekirdek modeli, gelen parçacığın çekirdekten kurtulma şansının çok küçük olduğu düşük geliş enerjileri (10-20 MeV) için iyi çalışır (Şekil 2.25). Bileşik çekirdek modeli gelen enerjinin yeteri kadar soğurulması için büyük olduğu orta ağır çekirdeklere iyi işler [Yalçın, 2008].

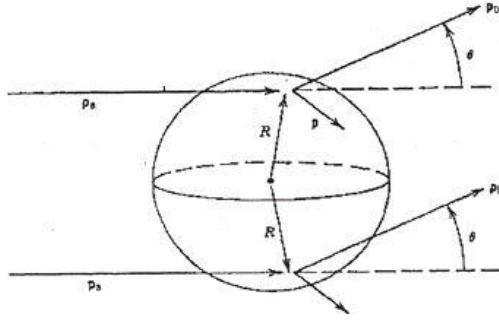


Şekil 2.25. Bileşik çekirdeğin oluşumu

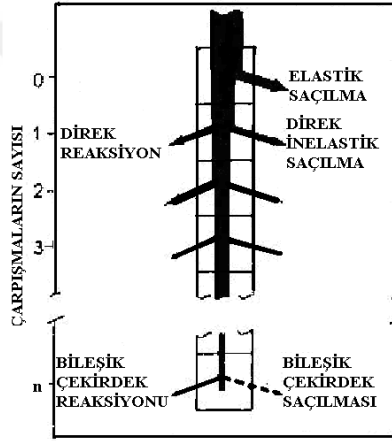
### 2.8.2. Direk reaksiyonlar

Direk reaksiyonlarda birkaç temel parçacık reaksiyona katılmaktadır. Bir kabuk modeli durumu için tek bir nükleon koparılabildiği ya da eklenebildiğinden dolayı bu reaksiyonlar, çekirdeğin kabuk yapısının araştırılmasına ve oluşan çekirdeğin çok sayıda uyarılmış durumunun incelenmesine yardımcı olur.

Bu reaksiyonlarda gelen bombardıman parçacığı ilk olarak çekirdeğin yüzeyinde bulunan nükleonlarla etkileşir. Parçacığın dalga boyu gelen bombardıman parçacığının enerjisinin artması ile çekirdek içi nükleonlarla etkileşecek kadar küçülür. Bu durumda gelen bombardıman parçacığı önceliği çekirdeğin yüzeyindeki nükleonlarla etkileşmek olur [Yıldız, 2010]. Bu etkileşme Şekil 2.26 ' da gösterilmektedir.



Şekil 2.26. Çekirdek yüzeyinde gerçekleşen doğrudan reaksiyonların geometrik gösterimi



Şekil 2.27. Orta enerjideki bir nükleer reaksiyonun oluşma şekli

Direk reaksiyonları, bileşik reaksiyonlardan ayıran birincil fark direk reaksiyonların  $10^{-22}$  sn mertebesi kadar kısa bir zamanda gerçekleşirken birleşik reaksiyonlar  $10^{-16}$  ile  $10^{-18}$  sn mertebesinde değişen süre içinde gerçekleşmesidir. İkinci fark her iki reaksiyon için belirlenen açısal dağılımda ise direk reaksiyonlar da giden parçacıkların açısal dağılımlarının daha keskin piklere sahip olmasıdır. Üçüncü fark ise, target çekirdeğe doğru gelen parçacığın enerjisinin artmasıyla doğrudan reaksiyonların gerçekleşme ihtimalinin artmasıdır [Yalçiner, 2008., Krane, 2001]. İnelastik saçılma, büyük ölçüde gelen parçacığın enerjisine bağlı olarak, ya doğrudan reaksiyon ya da bir bileşik çekirdek reaksiyonu ile meydana gelebilir. Bir tek protonun, gelen parçacıktan hedefe aktarıldığı bir transfer reaksiyonuna örnek olan (d,n) döteron soyma (stripping) reaksiyonu her iki reaksiyonla da oluşabilir. Ama bir (d,p) döteron doğrudan soyulma stripping reaksiyonu direk reaksiyonla oluşma ihtimali daha yüksektir. Çünkü bileşik reaksiyonlarda, döteron, hedef çekirdeğe

girdikten sonra istatistiksel dağılımının ardından, protonun Coulomb engelini aşarak buharlaşması güçtür [Yıldız, 2010].

## 2.9. Nükleer Reaksiyon Hesaplama Modelleri

### 2.9.1. Optik model

Optik model nükleer reaksiyonların tanımlanmasında kullanılan en basit ve en başarılı modellerden biridir. Elastik saçılmanın tanımlanmasında önemli bir rol oynayan bu model, bir potansiyel parametresi ile iki çekirdeğin etkileşmesini karakterize eder. Saçılmanın bir potansiyel ile tanımlanması, Schrödinger denkleminin çözülebilmesi için bir dalga fonksiyonu yazabilme imkanı verir [Küçük, 2005].

Spesifik bir nükleer reaksiyon için; gelen çekirdek ile hedef çekirdek arasında bulunan iki-cisim etkileşmesini ifade edebilecek potansiyel, gelen ve hedef çekirdek arasında gerçekleşen esnek saçılma ve reaksiyonların tamamına uygun yapıda olmalıdır. Genelleme yapılırsa, bu potansiyelin gerçel kısmı esnek saçılmayı ifade ederken reaksiyonları temsil eden soğurulma ve esnek olmayan saçılma ise sanal kısım ile ifade edilmektedir [Cof, 2014].

Optik modelde, saçılmayı kompleks bir  $U(r)$  potansiyeli türünden ifade edebiliriz:

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (2.30)$$

Burada bulunan  $V$  ile  $W$  gerçel fonksiyonları ifade eden uygun radyal bağılılığı verecek biçimde seçilir.  $V(r)$  gerçel kısımdır ifade etmektedir ve elastik saçılmadan sorumludur  $W(r)$  sanal kısım ise soğurmadan sorumludur. Bunu,  $U(r)$  için

$$U(r) = \begin{cases} -V_0 - iW_0 & r < R \\ 0 & r > R \end{cases} \quad (2.31)$$

şeklinde bir kare kuyu potansiyeli göz önüne alarak gösterilebilir. Giden saçılmış durumdaki dalga, bu potansiyel için Schrödinger denkleminin çözümü olan  $e^{ikr}/r$  biçiminde alınabilir. Buradaki k ifadesi  $k = \sqrt{2m(E + V_0 + iW_0)}/\hbar$  'dir. Buna göre k dalga sayısı karmaşıktır ve  $k_g + ik_s$  biçimde ifade edilir. Burada  $k_g$  gerçel kısmı ifade ederken  $k_s$  sanal kısmı ifade etmektedir. Dalga fonksiyonu,  $e^{ik_g r} \cdot e^{-k_s r} / r$  gibi davranır. O halde dalga, çekirdeğin içinden geçerken üstel olarak azalmaktadır [Durgu, 2010].

" Eş. 2.27 " örneğinde  $W_0 > 0$  seçilmesi azalmasına neden olur. Soğurmanın bağlı olarak zayıf (yani  $W_0$ ,  $E + V_0$  ile karşılaştırıldığında küçük) olduğunu varsayarsak, binom teoremini ifadesinin açılımı için kullanabiliriz.

$$k \cong \sqrt{\frac{2m(E + V_0)}{\hbar^2}} + \frac{i + W_0}{2} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left( \frac{1}{E + V_0} \right)} \quad (2.32)$$

Genel kabuk modeli potansiyeli 40 MeV mertebesinde bir  $V_0$  derinliğine sahiptir. Tipik bir düşük enerjili gelen parçacık için  $E = 10$  MeV mertebesinde alabiliriz. Şiddetin  $e^{-1}$  değerine düştüğü uzaklık (bir tür ortalama serbest yol)

$$d = \frac{1}{2k^i} = \frac{1}{w_0} \sqrt{\frac{\hbar^2(E + V_0)}{2m}} \quad (2.33)$$

şeklinde ifade edilir. Şayet bu uzaklık nükleer yarıçap mertebesinde (diyelim ki 3 fm) olsaydı,  $W_0 \cong 11$  MeV olurdu. Böylece soğurmanın elastik saçılmadan daha zayıf olduğu genel halde  $|V| \sim 40$  MeV,  $|W| \sim 10$  MeV elde ederiz [Durgu, 2010].

Optik modeli uygulama işlemi aşağıda belirtildiği gibi yapılabilir. İlk olarak uygun bir potansiyel şekli seçilir. Genellikle kare kuyu potansiyeli yeterlidir.  $R \approx 1,4 A^{1/3}$ , diffüze çekirdek yüzeyini hesaba katmak için biraz daha büyük fakat daha ayrıntılı bir potansiyel kabuk modelindeki gibi;

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (2.34)$$

dir. Buradaki  $a$ ,  $R$  ve  $V_0$  sabitleri saçılma deneylerinden çıkan sonuçlar ile en iyi uyumu verecek biçimde ayarlanır.  $W(r)$  soğurucu kısım düşük enerjiler için farklı bir biçime sahip olmalıdır. Dışarlama ilkesi göre çekirdek içinde sıkı bağlı nükleonlar gelen nükleonların soğurulmasına katılmazlar. Gelen parçacığın taşıdığı düşük enerjisi yalnızca yüzeye yakın değerlik nükleonları soğurabilir.  $W(r)$  fonksiyonu çoğunlukla  $dV/dr$  ile orantılı olacak şekilde seçilir. Bir spin-yörünge terimi modern optik potansiyellere ilave edilir. İç kısımlardaki nükleonların spin yoğunluğu sıfır olduğundan bu terimde yüzey yakınında pik yapar. Son olarak eğer gelen parçacık yüklüyse bir Coulomb terimi ilave edilmelidir [Durgu, 2010].

### 2.9.2. Denge ve denge öncesi modeller

Son zamanlarda uğraşılan deneysel çalışmalar bileşik çekirdek ve doğrudan reaksiyonların haricinde başka bir nükleer reaksiyon çeşitinin varlığını ortaya koymaktadır. Bu reaksiyon türü denge öncesi reaksiyonlardır. Denge öncesi reaksiyonlarda reaksiyon süresi yaklaşık  $10^{-18} - 10^{-20}$  s mertebesinde ve başlangıç basamakları ile ilgilidir. Denge öncesi modeller enerji spektrumunun yüksek enerji bölgelerini 10-60 MeV enerjili  $\alpha$  parçacıkları, proton ve nötronlar ile oluşturulan reaksiyonlarda açıklamakta oldukça başarılıdır. Ancak buna rağmen, yayınlanan parçacıklara ait açılma dağılımlarını tahmin etmede çok da başarılı değildir [Yalçın, 2008]. Çoğunlukla kullanılmakta olan denge öncesi modeller, "exciton" modeli ile hibrid modelidir [Gadioli, 1992; Blann, 1975]. Nükleer durum bileşik çekirdek reaksiyonunun uyarılma enerjisi ve Fermi yüzeyinin üzerindeki parçacıkların ve altında bulunan hollerin toplam miktarı olan eksiton numarası ile tanımlanmaktadır. Aynı eksiton numarasına sahip ancak farklı parçacık-hol yapılanmaları arasındaki uyarılma enerjisinin paylaşılma ihtimalinin eşit olduğu kabul edilmiştir. Eksiton numarası çekirdek içi iki kütleli çarpışması ile oluşan nükleer süreç ile değişim gösterir. Reaksiyonun her basamağında, sıfırdan farklı parçacık yayınlanması ihtimali mümkündür. Eğer erken bir basamakta gerçekleşir ise, denge öncesi yayılmadan bahsedebiliriz. Şayet yayınlanma erken bir aşamada gerçekleşmez ise,

sistem sonunda buharlaşma veya denge aşamasına ulaşır. Bileşik ve artık çekirdekler ve saçılanlar arasındaki spinlerin ve paritelerin vektör çiftlenimini ele alan Hauser-Feshbach [Hauser ve Feshbach, 1952] ya da Weisskopf-Ewing [Weisskopf, 1940] (pariteyi ve açısal momentum ihmal eder) tarafından denge aşaması tanımlanmıştır.

200 MeV' in altında gerçekleşen nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin modellenmesi için denge öncesi modeller geniş bir şekilde kullanılmaktadır. Denge öncesi modeller çıkan parçacık spektrumunun [Blann, 1994; Michel, 1997] yüksek enerji bölgelerindeki (kesikli durumlar ve buharlaşma tepe noktası arasında bulunan bölge) durumunu yeterince açıklamayı başarmıştır. Denge öncesi durumlar için hibrid, geometri bağımlı hibrid, ve eksiton model gibi formülasyonlar kullanılmaktadır. Bu yaklaşımlar, *kısmi durum yoğunluğu* olarak bilinen niceliğe dayanırlar. Kısmi durum yoğunluğu her  $h$  deşiğinin ve  $p$  parçacığının eşit ihtimalle oluştuğu kabul edilen Fermi gazı için uygun olan enerji bölünmeleri sayısıdır (MeV basına).

$$\rho_n(E) = g (g E)^{n-1} / (p!h!(n-1)!) \quad (2. 35)$$

Buradaki,  $n$  eksiton sayısı= uyarılmış parçacıklar,  $g$  Fermi enerjisindeki tek parçacık durum yoğunluğu, “ $p$ ” + holler “ $h$ ”,  $E$  MeV olarak uyarılma enerjisidir. Yaklaşımlar yapılırken kullanılmakta olan denge öncesi modeller, her eksiton düzeni içinde, bütün yapılanmaların eşit ihtimalle olduğu varsayımına dayanır [Yalçiner, 2008].

eksiton-eksiton geçiş hızı Griffin modeldeki diğerbir ifadedir, Bu, birinci dereceden zamana bağımlı pertürbasyon teorisinin “altın kuralıyla” verilebilir:

$$\lambda_{nn'} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \rho_{n'}(E) \quad (2. 36)$$

Buradaki;  $|M|^2$ , iki cisim etkileşimi ile ilişkili olan matris elemanının karesidir. Uygulamaların birçoğunda,  $|M|^2$  için enerji ve kütle bağımlı ortalama değerler kullanılırken  $\epsilon$  enerjili bir parçacık için denge öncesi yayınlanma ihtimali aşağıdaki gibi verilmiştir:

$$W_p(\epsilon) d\epsilon = \sum_n \frac{p_{n-1}(U) P_c(\epsilon) d\epsilon}{P_n(E)} \quad (2.37)$$

Burada toplam, başlangıç eksiton numarası verilmesiyle başlatılarak ulaşılması mümkün olan tüm olası eksiton durumları üzerindedir. Nükleer uyarılma enerjisi  $U$ ,  $U = E - (e_- + B)$  ile ifade. Buradaki yayınlanan parçacığın bağlanma enerjisi “ $B$ ” dir [Yalçiner, 2008].

Eksiton-eksiton geçiş hızları için bazı araştırmacılar [Williams, 1971; Oblozinsky, 1974] ve Blann [Blann, 1968] tarafından genişletilen Griffin modeli daha kesin ifadeler verir.

$$\lambda_{n,n-2} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g \frac{p h (n-2)}{2} \quad (2.38)$$

$$\lambda_{n,n} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g^2 E \frac{p(p-1) + 4ph + h(h-1)}{2n} \quad (2.39)$$

$$\lambda_{n,n+2} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{g^3 E^2}{2(n+1)} \quad (2.40)$$

Burada, dikkat çekecek olan unsur hibrid model ile eksiton model formülasyonları arasında geçiş hızlarının ele alınması açısından önemli bir farkın olmasıdır. Geometri bağımlı hibrid ve hibrid modeller “matris elemanı” formülasyonlarını kullanmazlar. Denge öncesi yayınlanmalarının ardından, Hauser-Feshbach veya Weisskopf-Ewing teorileri, reaksiyon sürecinden kalanı ele alır.  $A(a,b)B$  reaksiyonunun nükleer reaksiyon tesir kesiti için,

$$\sigma_{ab} = \sum_j \pi \frac{T_a T_b}{\sum_i \sum_c T_{ic}} \quad (2.41)$$

şeklinde bir formül verilebilir. Burada  $i$ , farklı tür de çıkan parçacıkları ( $n, p, d, \dots$ ) ifade etmekte,  $T$ ’ ler  $a$  ve  $b$  parçacıklarının optik bir potansiyelden hesaplanan geçiş katsayıları,  $c$  bütün olası son durumlar için kullanılmaktadır. Bu son durumlar, ya

artık çekirdeklerin kesikli uyarılmış düzeyleri, ya da düzey yoğunluk formülü ile tanımlanmış sürekli düzeylerdir [Yalçın, 2008].

### 2.9.3. Denge reaksiyon modeli

Açısal momentumu ihmal eden Weisskopf ve Ewing(WE) modeline göre Denge yayınlanması hesaplanır [Weisskopf, 1940]. Buharlaşmada temel değişkenler, ters tesir kesiti, bağlanma enerjisi, çiftlenim ve düzey-yoğunluk değişkenleridir. Gelen a ve çıkan kanal b olmak üzere reaksiyon tesir kesiti;

$$\sigma_{ab}^{WE} = \sigma_{ab}(E_{inc}) \frac{\Gamma_b}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}} \quad (2.42)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $E_{inc}$  gelme enerjisi;

$$\Gamma_b = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^2} \mu_b \int d\epsilon \sigma_b^{inv}(\epsilon) \epsilon \frac{w_1(U)}{w_1(E)} \quad (2.43)$$

'dur. Ve toplam tek-parçacık durum yoğunluğu;

$$\omega_1(E) = \frac{1}{\sqrt{48}} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha(E-D)}]}{E-D} \quad (2.44)$$

ile verilir.  $\sigma_b^{inv}$  ters tesir kesiti, D çiftlenim enerjisi, E bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi,  $s_b$ , b parçacığının spini indirgenmiş kütle,  $\omega_1 E$  toplam uyarılmış tek parçacık durum yoğunluğu ve  $g$  tek parçacık durum yoğunluğu ise

$$\alpha = \frac{6}{\pi^2} g \quad (2.45)$$

şeklinde ifade edilir [Yalçın, 2008].

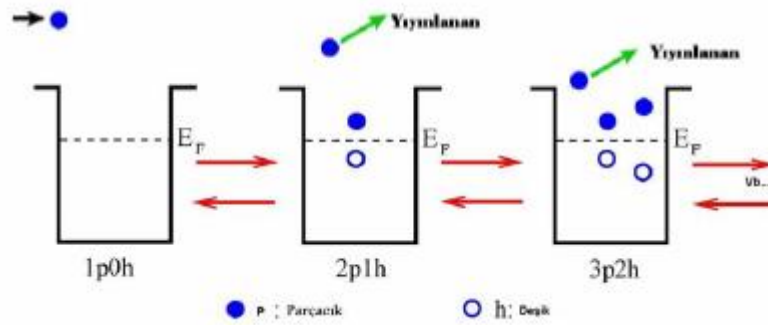


#### 2.9.4. Griffin (eksiton) modeli

Griffin tarafından 1966 yılında nükleer reaksiyonlar için Griffin (ya da eksiton) denge öncesi modeli [Williams, 1971] öngörülmüştür. Sonrasında çok sayıda bilim adamı tarafından genişletilip, düzeltilerek hem çekirdeklerin uyarılma fonksiyonlarının elde edilmesinde hem de yayımlanan parçacıkların açı integralli spektrumlarının hesaplanmasında başarılı bir şekilde kullanıldı. Fakat, yayımlanan parçacıkların açısal dağılımlarını açıklama konusunda Blann tarafından geliştirilen Hibrid Model [Fu, 1984] de Griffin Modeli de başarılı olamamıştır. “Nükleer kaskat” (INC) modeli denge öncesi modeller arasında ilk olarak yalnız yayımlanan parçacıkların açısal dağılımlarını açıklayabilmiştir. Fakat bu modelin başarı seviyesi de sınırlıdır.

Nükleer potansiyeli, eşit aralıklı tek parçacık durumları olarak kabul eden model Griffin (eksiton) modelidir. Merminin hedef çekirdeğe girmesinin ardından  $1p - 0h$  (1 parçacık - 0 deşik) durumu oluşur. Sonrasında ise hedef nükleonlardan birisi ile etkileşime girer ve  $2p - 1h$  (2 parçacık - 1 deşik) durumunu oluşturur. Bunu takip eden etkileşimler daha çok parçacık - deşik çiftini meydana getirir. Sonuç olarak yeterli miktarda parçacık - deşik meydana gelince, geriye doğru çift – yok olma aşaması başlar neticede bu durum kararlı duruma tekrar ulaşana kadar devam eder. Eksiton model, gelen parçacık ile hedef çekirdek arasındaki ilk etkileşmeden sonra uyarılmış sistemin giderek artan karmaşıklığındaki bir dizi basamaktan geçtikten sonra dengeye ulaşabildiğini varsayar, bu basamakların her birinden de yayınlanma mümkün olabilir. Farklı karmaşıklığındaki uyarılmış parçacık ve deşik sayılarına göre sınıflandırılır. Sistemin durumu, deşik ve parçacık derecelerine göre sınıflandırılabilir. Farklı nükleer durum gruplarının yerleşme ihtimallerinin hesaplanması ile denge süreci takip edilir. Nükleer durumların her biri için parçacık yayınlanması yapabilen bağlı olmayan durumlar oluşacaktır. Bu durum Şekil 2.28’de görülmektedir. Griffin modeline göre, her bir duruma ait parçacığın yayınlanma hızı hesaplanabilir ve bu bilgiler, denge öncesi yayınlanma spektrumunu elde etmek için bulunma ihtimalleri ile birleştirilebilir [Griffin, 1966; Oblozinsky, 1974].

Açıklandığı üzere bu model de, parçacık yayımlanması hesaplanırken ve denge süreci izlenirken bir takım denklemler kullanılmaktadır. Bu denklemler basit, çözüm yolu kolay ve hızlıdır. Çekirdek hakkındaki detaylı bilgiler kullanılmadığı zaman ise model, farklı reaksiyon çeşitleri için de uygun olur. Özellikle, bombardımanda kullanılacak karmaşık parçacıkları (d,t,a) içeren nükleer reaksiyon hesaplamalarının yapılabilmesi gibi bir imkanı vardır. Karmaşıklığın farklı basamakları deşiklerin ve uyarılmış parçacıkların sayısına göre sınıflandırılmakta ve eksiton model hesaplamaları, ana denklemin bir dizi çözümünü içermektedir. 10 MeV enerji değerinin üzerindeki hafif parçacıklar ile oluşturulan nükleer reaksiyonlarda denge öncesi işlemler, önemli bir yer tutmaktadır [Reshid, 2009].



Şekil 2.28. Griffin modeli için bir reaksiyonun ilk evrelerinin gösterimi [Reshid, 2009]

### 2.9.5. Cascade eksiton model (CEM)

Orta enerji bölgesindeki nükleon-çekirdek reaksiyonları, denge öncesi parçacık yayımlanmasının araştırılmasına imkan sağlar. Uyarılmış bir nükleer sistem içinde istatistiksel dengeye ulaşana kadar olan parçacık yayımlanma mekanizması, doğrudan etkileşmelere ve bir bileşik çekirdeğin bozunumlarına göre incelenmektedir [Mashnik, 1980; Demirkol, 2004]. Nükleer reaksiyonların denge öncesi durumunun gelişimi, nükleer yapının anlaşılabilmesine ve parçacık yayımlanma durumunun açıklanabilmesine fırsat verir. Eksiton modellerin çoğunluğu yalnızca, nükleonlar başta olmak üzere ikincil açtı-integralli enerji spektrumunun biçimini açıklamayı amaçlamıştır. Yüksek enerji bölgelerinde nükleer

reaksiyonların çoğu özelliği, nükleer seviyelerde art arda geçiş işlemi (cascade) dikkate alınarak incelenebilmektedir.

$$\sigma(p) dp = \sigma_{in} [N^{cas}(p) + N^{prq}(p) + N^{den}(p)] dp \quad (2.46)$$

yazılır. Burada,  $\sigma_{in}$  inelastik saçılma tesir kesiti, kaskat modeli için de hesaplanır.  $\sigma_{in}$  inelastik tesir kesiti optik model hesaplamalarından ya da deneysel verilerden alınmayıp kaskat modelinden hesaplanmıştır. Sonuç olarak CEM hesaplanmış olan karakteristikler için mutlak sonuçları tahmin eder ve başka ek bilgiye ya da sonuçlarının özel normalizasyonuna gereksinim duymaz [Durgu, 2010].

### 2.9.6. Hibrit ve geometri bağımlı hibrit model

Hibrid Model Denge öncesi durumlar için [Blann ve Vonach, 1983; Blann ve Cline, 1971] aşağıdaki formül ile verilmiştir.

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \sigma_R \sum_{n=n_0}^n \left[ \frac{X_v^n \rho_{n-1}(U)}{\rho_n(E)} \right] \left[ \frac{\lambda_c(\varepsilon)}{\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_+(\varepsilon)} \right] D_n d\varepsilon \quad (2.47)$$

Burada, kare parantez içindeki ilk terimler  $X_v^n$  enerjisi  $\varepsilon$  ile  $\varepsilon + d\varepsilon$  arasındaki sürekli bölgeye yayımlanan ve  $n$  tipi parçacık (nötron veya proton) sayısıdır.  $B_v$ ' nin proton ya da nötron gibi  $v$  tipi parçacığın bağlanma enerjisi olmak üzere,  $U = E - B_v - \varepsilon$  'dur. Bir  $n$ -eksiton zincirinde başlangıç popülasyonunun ortalama kesrini tanımlayan azalma faktörü  $D_n$  ile verilir.  $\rho_n(E)$  eksiton durum yoğunluğu,  $\lambda_c(\varepsilon)$  sürekli bölgede yayımlanan nükleonların geçiş hızı ve  $\lambda_+(\varepsilon)$  enerjili nükleonlar için iki cisim çarpışmasının hızıdır.  $X_v^n$  faktörü, toplam  $n$  eksiton durumu için protonlar ve nötronlar için eksiton sayılarını temsil eder. Nötronlarla gerçekleştirilen reaksiyonlar için, ALICE kodundaki  $X_v^n$  (başlangıç nötron ve proton eksiton sayıları) şu şekildedir.

$$X_n^3 = \frac{2(3Z+2N)}{(3Z+2N+3Z)} \quad \text{ve} \quad (2.48)$$

$$X_p^3 = 2 - X_n^3 \quad (2.49)$$

ile verilmektedir. Nükleonlarla gerçekleştirilen nükleer reaksiyonlar için, başlangıç eksiton durumu  $2p-1h$ 'dir ve n-p saçılım tesir kesiti, n-n veya p-p saçılımınınınkinin üç katıdır. Deneysel çalışmalara ait sonuçlar arasındaki ilk karşılaştırmalar denge öncesi eksiton model hesaplamaları ve intranükleer kaskat hesaplamaları eksiton modelinin çok az denge öncesi parçacık verdiğini gösterirken bunlar beklenen başlangıç eksiton yapılanmaları için spektral dağılımda çok yumuşaktır. İnanükleer kaskat hesap sonuçları eksiton modelin eksikliğinin nükleer yüzeyden arttırılmış yayımının düzgün bir biçimde tekrar üretilmesinde başarısızlığa sebep olduğunu göstermektedir. Bu eksikliğe birinci dereceden düzeltmeyi sağlamak amacı ile Hibrid Model Blann ve Vonach tarafından tekrar formüle edilmiştir [Blann ve Vonach, 1983]. Bu yolla Geometri Bağımlı Hibrid Modelde (GDH) daha yüksek etki parametrelerince örneklenen dağınık yüzey özellikleri denge öncesi bozunum oluşumu içine ham olarak dahil edilmiştir. GDH'de diferansiyel yayınlanma spektrumu aşağıdaki gibi verilmiştir:

$$\frac{d\sigma_v(\epsilon)}{d\epsilon} = \pi \hat{\lambda}^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l P_v(l, \epsilon) \quad (2.50)$$

Buradaki merminin indirgenmiş de Broglie dalga boyu  $D$  ile verilmiştir.  $T_l$  l'ninci kısmi dalganın geçiş katsayısını temsil etmektedir. Çekirdek denge öncesi bozunumunu iki yolla etkileyen yoğunluk dağılımına sahiptir. İlk olarak, dağınık nükleer yüzeyde çekirdeğin ortalama serbest yolunun daha uzun olması (ortalama olarak iki katı) beklenir. İkinci olarak, yerel bir yoğunluk yaklaşımında, deşik derinliğinde, yoğunluğa bağımlı bir limit vardır. Tek ortalama potansiyel derinlik kullanımına göre, Ericson durum yoğunluklarının ayrıca değiştirilmesi beklenir. Bu iki değişiklik, "Geometri Bağımlı Hibrid Model" de birleştirilmiştir [Gökçe, 2013].

### 3. KAYNAK ARAŞTIRMASI

İncelenen tüm reaksiyonlar için gerçekleştirilen kaynak araştırması sırasında elde edilen çalışmalarda her bir radyoizotopun üretimi için gerekli olan nükleer reaksiyonlara ait tesir kesiti incelenmiştir.

Yapılan incelemelerde,  $^{11}\text{C}$  izotopunun üretimi için gerçekleştirilen reaksiyonlarla ilgili, Koehl ve ark. (1990)' nın yaptığı çalışmada  $^{14}\text{N}(p,a)^{11}\text{C}$  ve  $^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$  nükleer reaksiyonları için tesir kesit ölçümleri yapmıştır.

Bununla ilgili bir diğer çalışma Casella ve ark. (1968)' nın yapmış olduğu çalışmadır. Bu çalışmada ise  $^{14}\text{N}(p,a)^{11}\text{C}$  reaksiyonunun 15 MeV enerji değerine kadar uyarılma fonksiyonları incelenmiştir. Buna benzer bir çalışmada Blaser ve ark. (1952)' nın yaptığı çalışmadır. Bu çalışmada ise  $^{14}\text{N}(p,a)^{11}\text{C}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonları incelenmiştir. Diğer bir çalışma Bida ve ark. (1980)' na ait olan çalışmadır. Bu çalışmada  $^{14}\text{N}(p,a)^{11}\text{C}$  reaksiyonu için kalın hedef verimini deneysel olarak tespit etmişlerdir.

$^{18}\text{F}$  izotopunun üretimi için gerçekleştirilen reaksiyonlarla ilgili Frukava ve ark. (1961) yaptıkları çalışmada  $^{16}\text{O}(a,np)\text{F-18}$  reaksiyonunun uyarılma fonksiyonları incelenmiştir. Whitehead ve ark. (1958) ise yaptıkları çalışmada  $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}(p,a)^{13}\text{N}$ , ve  $^{19}\text{F}(p,pn)^{18}\text{F}$  için aktivasyon tesir kesitini incelemiştir. Başka bir çalışma Blaser ve ark. (1951)'na ait olan çalışmadır. Bu çalışmada hafif elementler için (p,n) reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonları incelenmiştir. Bu çalışmada  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$  reaksiyonunun mutlak tesir kesit hesaplamaları yapılmıştır.

$^{13}\text{N}$  izotopunun üretimi için gerçekleştirilen reaksiyonlarla ilgili Sajjad ve ark. yaptıkları çalışmada  $^{16}\text{O}(p,a)^{13}\text{N}$  ve  $^{14}\text{N}(p,pn)^{13}\text{N}$  reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonlarını incelediler. Diğer bir çalışma ise McCamis ve ark. (1973)'na ait olan çalışmadır. Bu çalışmada 7,7 MeV eşik enerjisinde  $^{16}\text{O}(p,a)^{13}\text{N}$  toplam tesir kesiti incelenmiştir. Hill ve ark. (1961)'nın yaptıkları çalışmada  $^{16}\text{O}(p,a)\text{N-13}$  uyarılma fonksiyonunun yüksek kararlılık ölçümü yapmışlardır.

$^{99m}\text{Tc}$  izotopunun üretimi için gerçekleştirilen reaksiyonlarla ilgili Levkovskij yaptığı çalışmada ortalama kütle numarası (40-100) olan ve ortalama (10-50) MeV enerjide proton ve alfa parçacıkları ile aktivasyon tesir kesitini incelemiştir. Bir diğer çalışma Gagnon ve ark. (2011)'nin yaptığı çalışmadır. Bu çalışmada  $^{99m}\text{Tc}$ 'nin siklotronda üretimi incelenmiştir. 8-18 MeV enerji aralığında  $^{100}\text{Mo}(p,x)^{99}\text{Mo}$ ,  $^{99m}\text{Tc}$  ve  $^{99g}\text{Tc}$  uyarılma fonksiyonları deneysel olarak ölçülmüştür.

Deneysel çalışmaların yanı sıra yapılan teorik çalışmalarda mevcuttur. Yapılan teorik çalışmalardan biri Tel ve ark. (2016)'na ait olan çalışmadır. Bu çalışmada  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ ,  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ ,  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  ve  $^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$  reaksiyonlarının uyarılma fonksiyonlarını 10 MeV'e kadar EMPIRE ve TALYS bilgisayar kodları ile hesaplamışlardır.

Diğer bir çalışma Ergün ve ark. (2014)'nin yaptığı çalışmadır. Bu çalışmada  $^{94}\text{Mo}(p,n)^{94}\text{Tc}$ ,  $^{100}\text{Mo}(p,2n)^{99}\text{Tc}$ ,  $^{98}\text{Mo}(d,n)^{99m}\text{Tc}$ ,  $^{99}\text{Ru}(n,p)^{99m}\text{Tc}$  ve  $^{131}\text{Xe}(n,p)^{131}\text{I}$  reaksiyonlarının 50 MeV parçacığın gelme enerjisine karşılık nükleer reaksiyon modellerinden denge ve denge öncesi modelleri kullanarak hesaplama yapmışlardır.

Başka bir çalışma Yalçınar (2008)'e aittir. Bu çalışmada PET radyoizotopları olarak bilinen  $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ ,  $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}(p,n)^{16}\text{N}$ ,  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ ,  $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ ,  $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$  ve SPECT radyoizotoplarının üretildiği  $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ ,  $^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs}$ ,  $^{203}\text{Tl}(p,3n)^{201}\text{Pb}$  reaksiyonlarının yanı sıra  $^{56}\text{Fe}(p,2n)^{55}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Fe}(p,2n)^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Ni}(p,n)^{60}\text{Cu}$ ,  $^{62}\text{Ni}(p,2n)^{61}\text{Cu}$ ,  $^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$ ,  $^{82}\text{Kr}(p,2n)^{81}\text{Rb}$  ve  $^{72}\text{Ge}(p,n)^{72}\text{As}$  gibi reaksiyonlarının tesir kesitleri de incelenmiştir. Reaksiyonlar için 5-50 MeV proton gelme enerjileri için uyarılma fonksiyonları hesaplamıştır.

## 4. MATERYAL VE YÖNTEM

### 4.1. Talys 1.6 Kod Programı

TALYS, nükleer reaksiyon kod programı NRG Petten(Hollanda) ve CEA Bruyeres-le-Chatel(Fransa) tarafından oluşturulmuştur. Nükleer reaksiyonların tek bir program altında toplanması kararı ile 1998 yılında ortaya çıkmıştır. 1keV-1GeV enerji aralığındaki nükleer reaksiyonların tam ve hatasız olarak simülasyonunu sağlamak amacıyla oluşturulmuştur. Bunu yapabilmek için, birkaç takım nükleer reaksiyon modeli tek bir kod sistemine uygulanmıştır. Bu bize kararsız enerji aralığındaki nükleer reaksiyonların orta enerji düzeyine kadar hesaplama imkanı vermektedir.

TALYS 'in iki temel amacı bulunmaktadır. Birincisi, nükleer reaksiyonların teorik olarak deneylerinin yapılması analizinde kullanılmasıdır. Deney ile teorik çalışmanın birbiri ile etkileşimi bize, çekirdek ile parçacıklar arasındaki temel etkileşimin iç yüzünü anlamamızı ve ölçümler modelimizi belirlememize olanak verir. Bunlara ilave olarak, belirlenen nükleer modellerin yeterli bir tahmin edilebilirliği deneylerin güvenilirliğini göstermektedir. İkinci olarak, nükleer veri aracı olmasıdır. Eğer ulaşım imkanı olan herhangi bir veri yoksa veya deneysel verileri kullanarak birçok farklı modelin ayarlanabilir parametrelerini belirledikten sonra tüm açık nükleer reaksiyon kanalları için nükleer veri yaratabilir ve kullanıcı enerji aralığını kendisi seçerek simülasyonu gerçekleştirebilir. Bu özellik zengin veri tabanından kaynaklanmaktadır ve bu özelliği sayesinde detaylı bir araştırma yapılmasına imkân sunulmaktadır.

TALYS birçok önemli alanda kullanılmaktadır. Bunlar, geleneksel ve yenilikçi nükleer güç reaktörlerinde, radyoaktif atığın dönüştürülmesi, fisyon reaktörleri, hızlandırıcı uygulamalar, savunma sanayisi, medikal izotop üretimi, radyoterapi, petrol araştırmaları, jeofizik ve astrofizik olarak sayılabilir. Sonuçta TALYS nükleer reaksiyonlarda meydana gelen ilgili tesir kesiti değerleri, spektrumları ve açılal dağılım hakkında tam bir cevap sağlamaktadır [Koning ve ark. 2009].

TALYS 1.6 sürümünde bir önceki sürüm olan TALYS 1.4 deki bazı eksiklikler giderilmiş ve enerji aralığı 1 GeV' e kadar genişletilmiştir. Üretilen anahtar kelimeler

kullanılarak hızlandırıcılarda medikal izotop üretimi modellemesi için TALYS kullanılabilir, bu veri tablosu TALYS 1.6 da yapısal veri tabanına eklenmiştir. Uyarılma fonksiyonları MBq veya Ci cinsinden izotop üretimine otomatik olarak transfer edilmiş, esneklik için fazladan anahtar kelimeler eklenmiştir [Koning, 2013]. TALYS Fortran programlama diline sahip ve Linux işletim sisteminde çalışmaktadır.

#### 4.1.1. Örnek TALYS girdi dosyası

TALYS 1.6 nükleer reaksiyon kod programı için bazı değerlerin programın girdi dosyasında hazırlanması gerekir. Bu girdi dosyasının temel değişkenleri;

projectile

element

mass

energy

şeklinde sıralanır [Koning, 2013].

projectile: Hedef çekirdeğe gönderilecek parçacığın ismini ifade eder, Hedef parçacıklar örneğin;  $^4\text{He}$  için sadece “a”, proton için “p” nötron için “n”, gama ışınları için “g”,  $^3\text{He}$  parçacığı için “h”, döteron için “d”, ve triton için “t” sembolleri girilmesi yeterlidir.

element: reaksiyondaki hedef çekirdeğin ismi sembol olarak belirtir. Örneğin Karbon elementi için “C”, Azot elementi için “N” simgelerinin kullanılması gerekmektedir.

mass: hedef çekirdeğin kütle numarasını belirten değişkendir, Program için geçerli kütle aralığı  $5 < \text{mass} < 339$  şeklindedir.

energy: son olarak gönderilen parçacığın enerjisini MeV cinsinden belirten değişkendir. Tek bir enerji değeri için hesaplama yapılabileceği gibi birden çok enerji değeri için enerji dosyası oluşturulup programın bu dosyayı kullanması



sağlanabilir [Koning ve ark.2013]. Bu temel değişkenlere, reaksiyon, özel durumlara bağlı olarak yeni parametreler veya çalışılacak kısım eklenebilir.

channel: reaksiyon kanallarının açık olup/olmamasının belirlendiği değişkendir. Birden fazla ürün parçacık için y ile reaksiyon kanalları açılır.

maxchannel: reaksiyonun ürünler kısmında kaç parçacık oluşması ya da hesaplamının en fazla kaç parçacık üzerinde yapılacağı belirlendiği değişkendir. Örneğin girdi satırında maxchannel 3 girildiğinde, bu 3 reaksiyon kanalını açar ve (x,3n), (x,2np), (x,npd) gibi ürün parçacık hesaplamasının 3 ile kısıtlanmasını sağlar. Burada x, hedefe yollanan parçacığı temsilen keyfi olarak seçildi. Bu anahtar channel aktif olduğu zaman kullanılır.

Burada örnek olarak C çekirdeği üzerine gönderilen bir proton mermisi ile gerçekleştirilen (p,n) reaksiyonu için bazı temel parametreler kullanılarak Talys 1.6 programına ait girdi dosyası verilmiştir.

```
projectile p
element c
mass 13
energy energies
channel y
maxchannel 4
outexcitation y
filechannels y
filetotal y
fileresidual y
```

#### 4.1.2. Örnek TALYS çıktı dosyası

TALYS 1.6 kod programı geniş kapsamlı çıktı dosyası vermektedir. TALYS çıktı dosyaları sayesinde, parçacıkların oluşum tesir kesitleri, reaksiyon türlerine ait tesir

kesitleri, kesikli seviyelerdeki açılal dağılımları, çoklu kanalların tesir kesitleri, elastik saçılma açılal dağılımları, , ürün çekirdeklerin oluşum reaksiyonlarının tesir kesitleri gibi çok sayıda hesaplamaya farklı dosya adları ve dosya uzantıları ile ulaşılabilir.

$^{13}\text{C}(p,n)$  reaksiyonuna ait Talys 1.6 çıktı dosyası xs100000.tot örnek teşkil etmesi bakımından Şekil 4.1' de verilmiştir. Çıktı dosyasında 'E' enerji, 'xs' tesir kesitini ifade etmektedir.

```

# p + 13C      : (p,n)                Total
# Q-value      =-3.00196E+00
# E-threshold=  5.78259E+00
# # energies  =181
#      E          xs          gamma xs  xs/res.prod.xs
5.000E-01  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00
1.000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00
1.500E+00  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00
2.000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00
2.500E+00  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00
3.000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00  0.00000E+00
3.500E+00  7.62671E+01  0.00000E+00  1.00000E+00  1.00000E+00
4.000E+00  1.04087E+02  0.00000E+00  1.00000E+00  1.00000E+00
4.500E+00  1.17929E+02  0.00000E+00  1.00000E+00  1.00000E+00
5.000E+00  1.21102E+02  0.00000E+00  1.00000E+00  1.00000E+00
5.500E+00  1.25470E+02  0.00000E+00  1.00000E+00  1.00000E+00
6.000E+00  1.39349E+02  1.65654E+01  1.00000E+00  1.00000E+00
6.500E+00  1.42152E+02  2.67293E+01  1.00000E+00  1.00000E+00
7.000E+00  1.38213E+02  3.30989E+01  1.00000E+00  1.00000E+00
7.500E+00  1.76425E+02  9.08879E+01  1.00000E+00  1.00000E+00
8.000E+00  1.82617E+02  1.08214E+02  1.00000E+00  1.00000E+00
8.500E+00  1.82895E+02  1.18845E+02  9.99999E-01  9.99999E-01
9.000E+00  1.73572E+02  1.20461E+02  9.99999E-01  9.99999E-01
9.500E+00  1.64588E+02  1.19623E+02  9.99999E-01  9.99999E-01
1.000E+01  1.57745E+02  1.18389E+02  9.99999E-01  9.99999E-01
1.050E+01  1.57310E+02  1.31017E+02  9.99998E-01  9.99998E-01
1.100E+01  1.61301E+02  1.46975E+02  9.99998E-01  9.99998E-01
1.150E+01  1.67179E+02  1.67652E+02  9.99998E-01  9.99998E-01
1.200E+01  1.68359E+02  1.79576E+02  9.99997E-01  9.99997E-01
1.250E+01  1.65313E+02  1.84489E+02  9.99997E-01  9.99997E-01
1.300E+01  1.62503E+02  1.90745E+02  9.99997E-01  9.99997E-01
1.350E+01  1.51092E+02  1.84864E+02  9.99996E-01  9.99996E-01
1.400E+01  1.35882E+02  1.71446E+02  9.99996E-01  9.99996E-01
1.450E+01  7.65668E+01  9.98427E+01  9.99990E-01  9.99990E-01

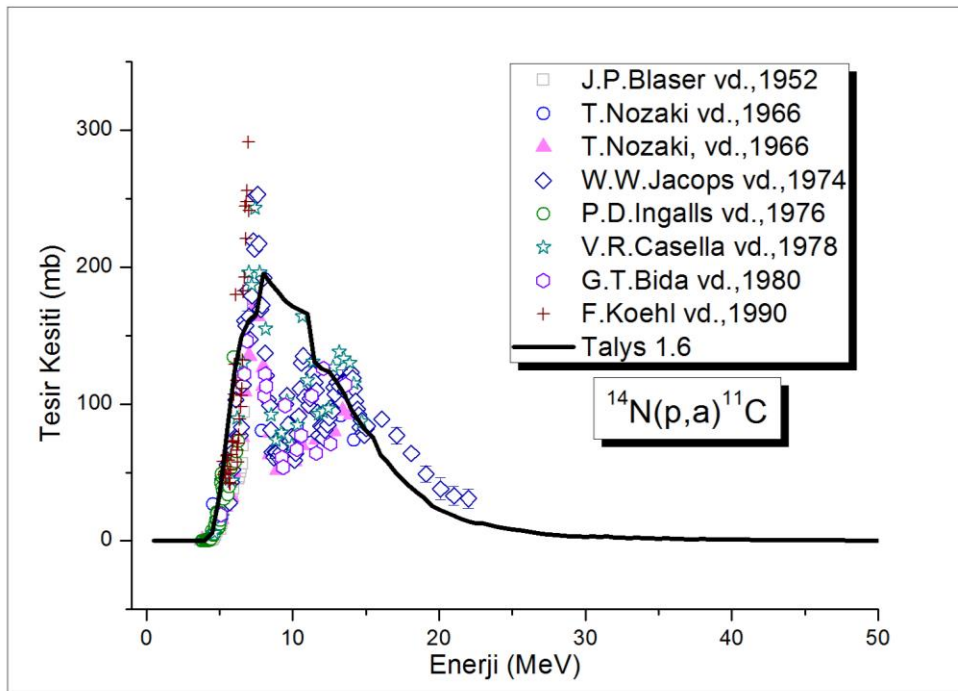
```

Şekil 4.1. Örnek çıktı dosyası

## 5. TEORİK HESAPLAMALAR, TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu bölümde;  $^{14}\text{N}(p,a)\text{C}^{11}$ ,  $^{16}\text{O}(3\text{He},p)\text{F}^{18}$ ,  $^{16}\text{O}(a,np)\text{F}^{18}$ ,  $^{18}\text{O}(p,n)\text{F}^{18}$ ,  $^{20}\text{Ne}(d,a)\text{F}^{18}$ ,  $^{10}\text{B}(a,n)\text{N}^{13}$ ,  $^{12}\text{C}(d,n)\text{N}^{13}$ ,  $^{13}\text{C}(p,n)\text{N}^{13}$ ,  $^{16}\text{O}(p,a)\text{N}^{13}$  ve  $^{100}\text{Mo}(p,2n)\text{Tc}^{99m}$  reaksiyonlarının Talys 1.6 program kodları ile yapılan hesaplamalardan elde edilen tesir kesiti sonuçları ile mevcut deneysel veriler (EXFOR) birleştirilerek elde edilen reaksiyon tesir kesitlerinin grafikleri sunulmuştur.

### 5.1. $^{14}\text{N}(p,a)\text{C}^{11}$ Reaksiyonu

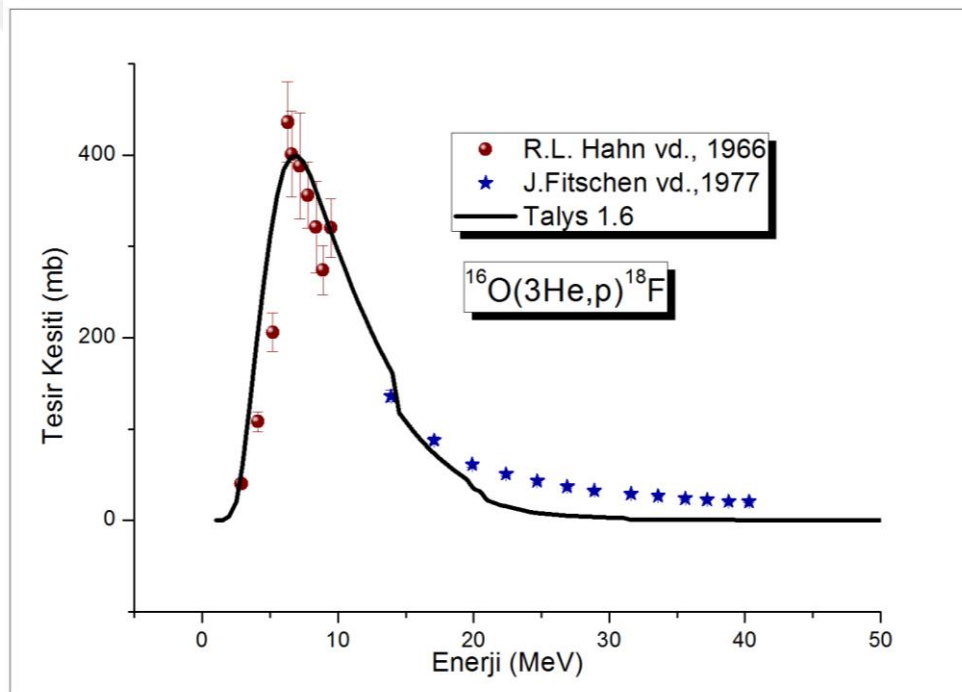


Şekil 5.1.  $^{14}\text{N}(p,a)\text{C}^{11}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması

Şekil 5.1' de hedef N çekirdeğine proton yollanarak, 0,5-100 MeV enerji aralığında TALYS 1.6 nükleer reaksiyon kodları kullanılarak hesaplanan  $^{14}\text{N}(p,a)\text{C}^{11}$  reaksiyonunun tesir kesiti ve literatürden alınan mevcut deneysel veri [Blaser ve ark. 1952 ,Nozaki ve ark. 1966, Jacops ve ark. 1974, Ingalls ve ark.1976, Casella ve ark.1978, Bida ve ark.1980, Koehl ve ark. 1990] ile uyumu incelendi. Deneysel veriler EXFOR Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi'nden alındı.

Grafikten de görüldüğü gibi, 4-8 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veriler [Blaser ve ark. 1952, Ingalls ve ark.1976, Koehl ve ark. 1990] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan veriler arasında bir paralellikten bahsedilebilir, 4-24 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veriler [Nozaki ve ark.1966, Jacops ve ark. 1974, Casella ve ark.1978, Bida ve ark. 1980] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan veriler arasında uyumlu sonuçlar gözlenmektedir.

## 5. 2. $^{16}\text{O}(3\text{He},p)^{18}\text{F}$ Reaksiyonu

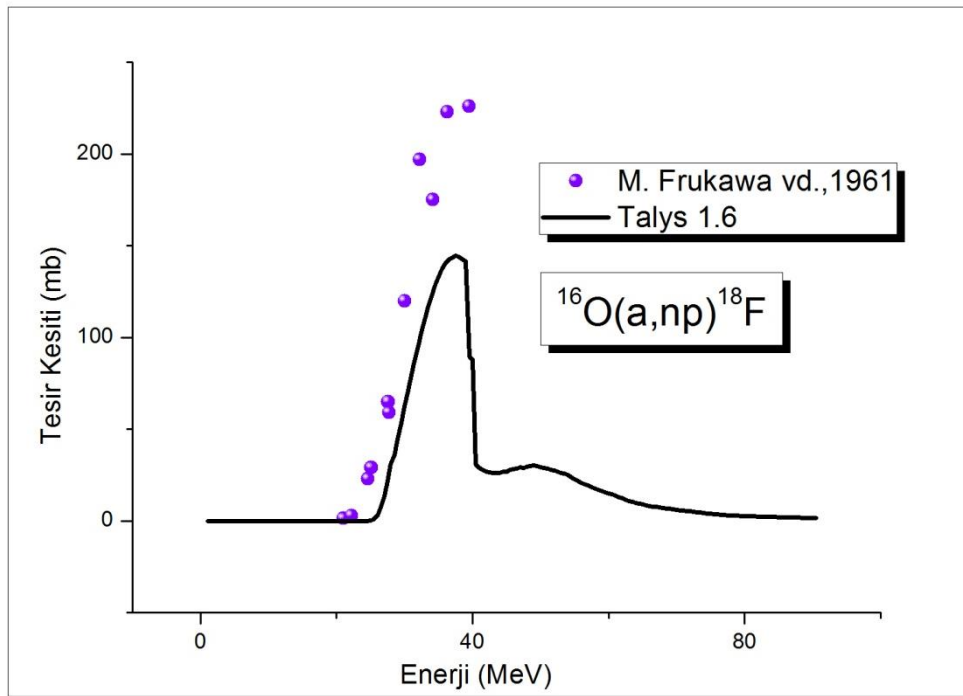


Şekil 5.2.  $^{16}\text{O}(3\text{He},p)^{18}\text{F}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması

Şekil 5.2' de hedef O çekirdeğine 3He yollanarak, 0,5-100 MeV enerji aralığında TALYS 1.6 nükleer reaksiyon kodları kullanılarak hesaplanan  $^{16}\text{O}(3\text{He},p)^{18}\text{F}$  reaksiyonunun tesir kesiti ve literatürden alınan mevcut deneysel veri [Hahn ve ark. 1966 ve Fitschen ve ark.1977] ile uyumu incelendi. Deneysel veriler EXFOR Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi'nden alındı.

Grafikten de anlaşılacağı üzere 3-10 MeV enerji aralığında literatürden alınan deneysel veri [Hahn ve ark. 1966] ve TALYS 1.6 nükleer kod programı ile hesaplanan veriler arasında bir uyumdan bahsedilebilir, 14-40 MeV enerji aralığı bölgesindeki mevcut deneysel veriler [Fitschen ve ark. 1977] ve TALYS 1.6 nükleer kod programı ile hesaplanan veriler arasında tam bir uyum olduğu göze çarpmaktadır.

### 5. 3. $^{16}\text{O}(\alpha, np)^{18}\text{F}$ Reaksiyonu



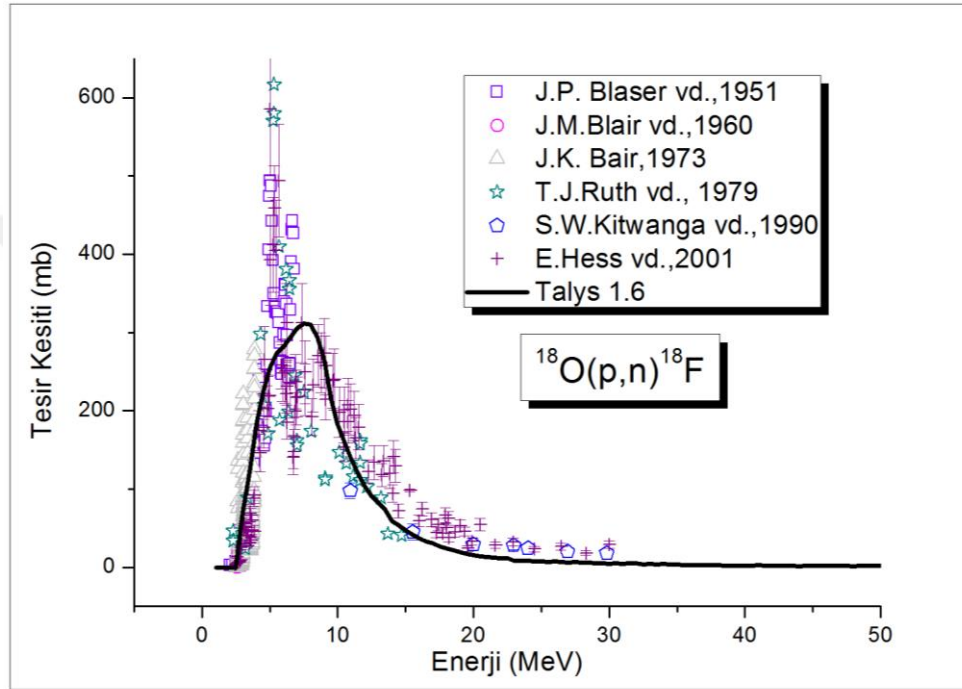
Şekil 5.3.  $^{16}\text{O}(\alpha, np)^{18}\text{F}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması

Şekil 5.3' de hedef O çekirdeğine  $\alpha$  yollararak, 0,5-100 MeV enerji aralığında TALYS 1.6 nükleer kodları kullanılarak hesaplanan  $^{16}\text{O}(\alpha, np)^{18}\text{F}$  reaksiyonunun tesir kesiti ve literatürden alınan mevcut deneysel veri [Frukawa ve ark. 1961] ile uyumu incelendi.

Grafikten de görüldüğü gibi, 21-39.5 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veri [Frukawa ve ark. 1961] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan veriler arasında bir

uyum görülmektedir ancak 40 MeV enerji değerinde sonra mevcut deneysel veri olmadığı için karşılaştırma yapılamamaktadır.

#### 5.4. $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ Reaksiyonu



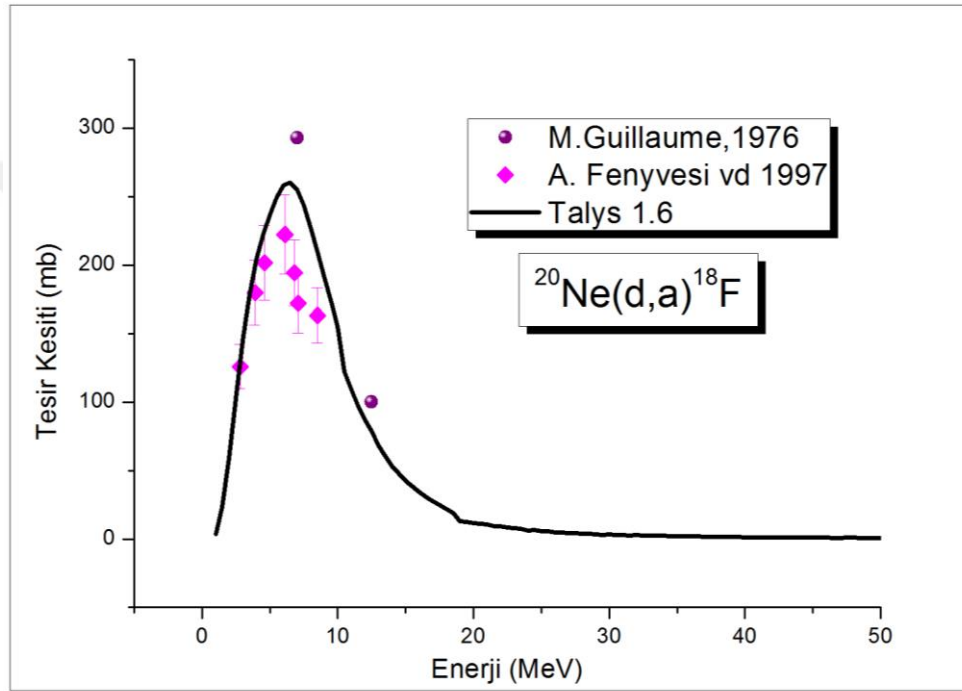
Şekil 5.4.  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması

Şekil 5.4' de hedef O çekirdeğine proton yollanarak, 0,5-100 MeV enerji aralığında TALYS 1.6 nükleer kodları kullanılarak hesaplanan  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$  reaksiyonunun tesir kesiti ve literatürden alınan mevcut deneysel veri [Blaser ve ark. 1951, Blair ve ark. 1960, Bair 1973, Ruth ve ark. 1979, Kitwanga ve ark. 1990 ve Hess ve ark. 2001] ile uyumu incelendi. Deneysel veriler EXFOR Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi'nden alındı.

Grafik incelendiğinde, 2-30 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veriler [Ruth ve ark. 1979, Hess ve ark. 2001] ve TALYS 1.6 nükleer kod programı ile hesaplanan veriler arasında tam bir uyum gözlenmektedir, 2-6 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veriler [Blaser ve ark. 1951, Blair ve ark. 1960, Bair 1973] ve TALYS 1.6

programı ile hesaplanan veriler arasında bir paralellik görülmektedir. 10-30 MeV enerji aralığında ise mevcut deneysel veri [Kitwanga vd.1990] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan verilerin bir uyum içinde olduğu gözlenmektedir.

### 5. 5. $^{20}\text{Ne}(d,a)^{18}\text{F}$ Reaksiyonu



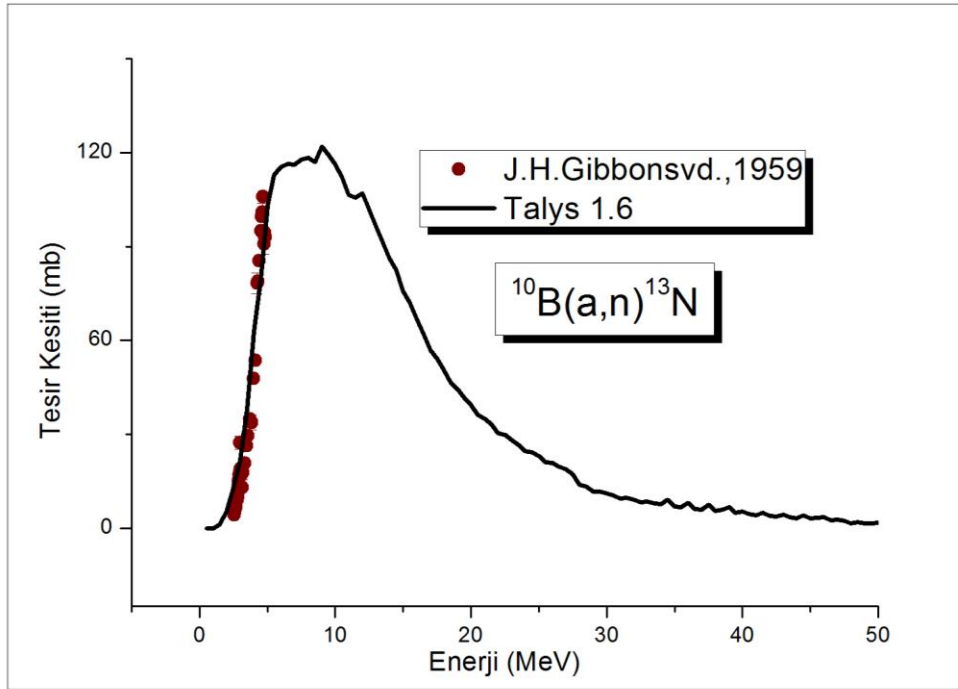
Şekil 5.5.  $^{20}\text{Ne}(d,a)^{18}\text{F}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması

Şekil 5.5' de hedef Ne çekirdeğine döteron yollanarak, 0,5-100 MeV enerji aralığında TALYS 1.6 nükleer kodları kullanılarak hesaplanan  $^{20}\text{Ne}(d,a)^{18}\text{F}$  reaksiyonunun tesir kesiti ve literatürden alınan mevcut deneysel veri [Guillaume, 1976, Fenyvesi ve ark. 1997] ile olan uyumu incelendi. Deneysel veriler EXFOR Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi'nden alındı.

Grafik incelediğinde, 2-9 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veri [Fenyvesi ve ark.1997] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan veriler birbiri ile uyumlu olduğu göze çarpmaktadır, 7-12 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veri [Guillaume,

1976] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan veriler arasında bir paralellik görülmektedir.

### 5. 6. $^{10}\text{B}(\alpha,n)^{13}\text{N}$ Reaksiyonu



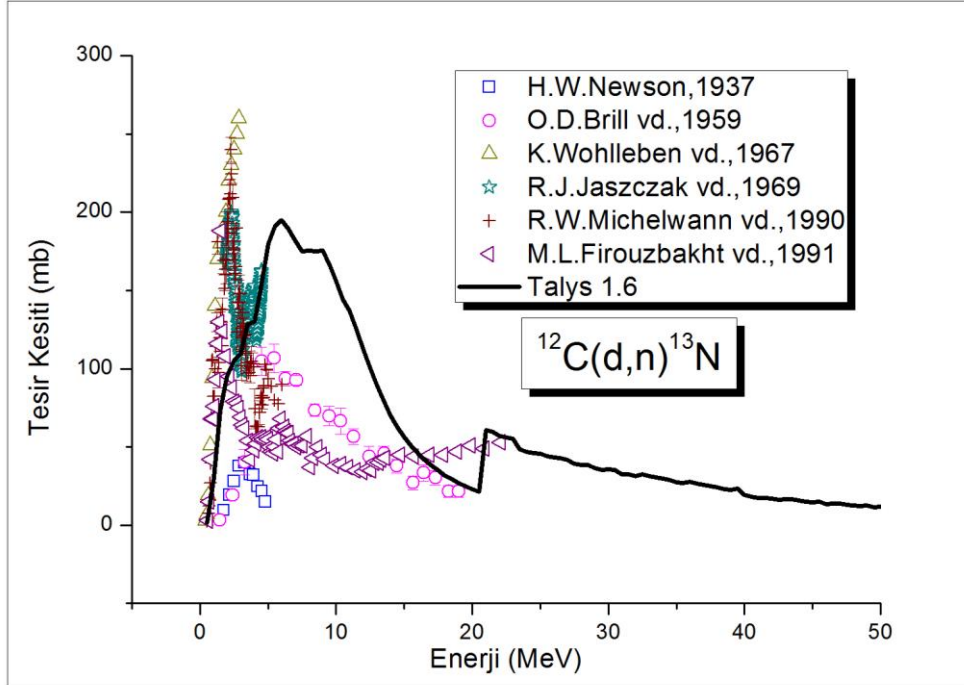
Şekil 5.6.  $^{10}\text{B}(\alpha,n)^{13}\text{N}$  reaksiyonu için hesaplanan tesisir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması

Şekil 5.6'da hedef B çekirdeğine  $\alpha$  yollararak, 0,5-100 MeV enerji aralığında TALYS 1.6 nükleer kodları kullanılarak hesaplanan  $^{10}\text{B}(\alpha,n)^{13}\text{N}$  reaksiyonunun tesisir kesiti ve literatürden alınan mevcut deneysel veri [Gibbons ve ark.1959] ile olan uyumu incelendi. Deneysel veriler EXFOR Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi'nden alındı.

Grafik incelediğinde, 2-5 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veri [Gibbons ve ark.1959] ve TALYS 1.6 nükleer kod programı ile hesaplanan veriler birbiri ile tam bir uyum içerisindedir ancak bu enerji değerinden sonra bir deneysel veri mevcut olmadığı için karşılaştırma yapmak mümkün değildir.



### 5. 7. $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})\text{N}^{13}$ Reaksiyonu

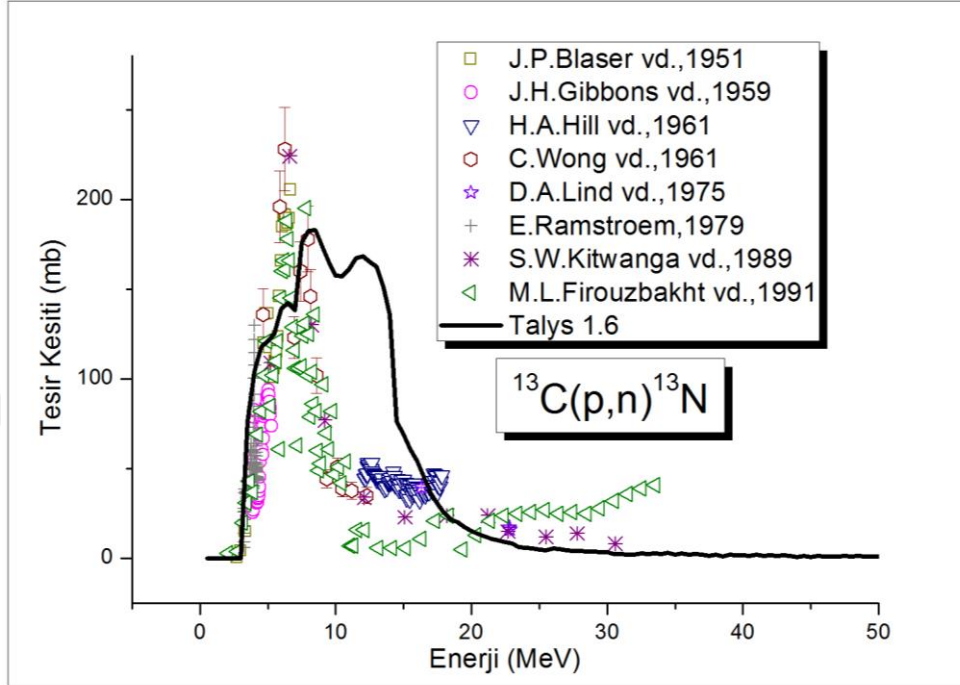


Şekil 5.7.  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})\text{N}^{13}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması

Şekil 5.7' de hedef C çekirdeğine döteron yollanarak, 0,5-100 MeV enerji bölgesinde TALYS 1.6 kodları kullanılarak hesaplanan  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})\text{N}^{13}$  reaksiyonunun tesir kesiti ve mevcut deneysel veri [Newson,1932, Brill ve ark. 1959, Wohlleben ve ark. 1967, Jaszczak ve ark. 1990, Michelwann ve ark. 1990 ve Firouzbakht ve ark. 1991] ile olan uyumu incelendi. Deneysel veriler EXFOR Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi'nden alındı.

Grafik incelediğinde, 0.5-20 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veri [Brill ve ark.1959 ve Firouzbakht ve ark. 1991] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan veriler birbiri ile uyum içerisindedir. 0.5-6 MeV enerji aralığında ise mevcut deneysel veriler [Newson,1932, Jaszczak ve ark. 1990, Michelwann ve ark. 1990] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan verilerin bir uyum içerisinde olduğu ancak mevcut deneysel verilerden sapmalar meydana geldiği gözlenmektedir.

### 5. 8. $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ Reaksiyonu



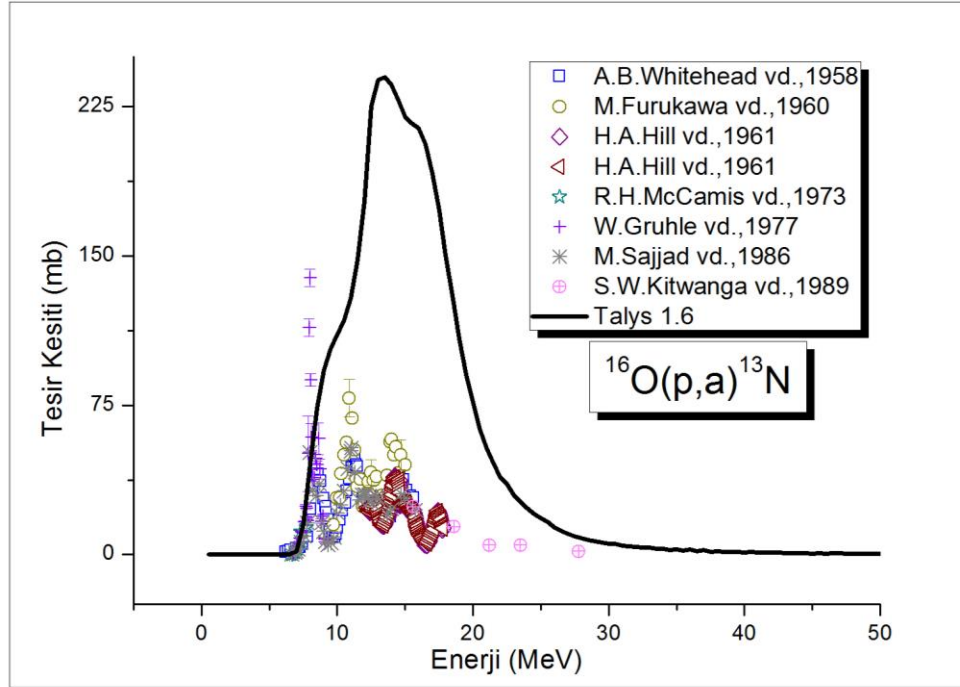
Şekil 5.8.  $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması

Şekil 5.8'de hedef C çekirdeğine proton yollanarak, 0,5-100 MeV enerji aralığında TALYS 1.6 nükleer kodları kullanılarak hesaplanan  $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$  reaksiyonunun tesir kesiti ve literatürden alınan mevcut deneysel veri [Blaser ve ark. 1951, Gibbons ve ark. 1959, Hill ve ark. 1961, Wong ve ark. 1961, Lind ve ark. 1975, Ramstroem ve ark. 1979, Kitwanga ve ark. 1989 ve Firouzbakht ve rk. 1991] ile olan uyumu incelendi. Deneysel veriler EXFOR Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi'nden alındı.

Grafik incelediğinde, 2-6 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veri [Blaser ve ark. 1951, Gibbons ve ark. 1959, Ramstroem ve ark. 1979] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan veriler birbiri ile uyumlu olduğu ancak mevcut deneysel verilerden küçük sapmalar yaptığı gözlenmektedir. Firouzbakht vd. 1991'den alınan deneysel veri 8 MeV'den sonra düşüş gösterirken TALYS 1.6 ile hesaplanan veri 12 MeV'de bir tepe noktası daha oluşturmuştur. 12-30 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veriler [Hill ve ark. 1961, Wong ve ark. 1961, Lind ve ark. 1975, Kitwanga ve

ark.1989] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan veriler arasında kayma olmasına rağmen bir paralellik olduğu görülmektedir.

### 5. 9. $^{16}\text{O}(p,a)^{13}\text{N}$ Reaksiyonu



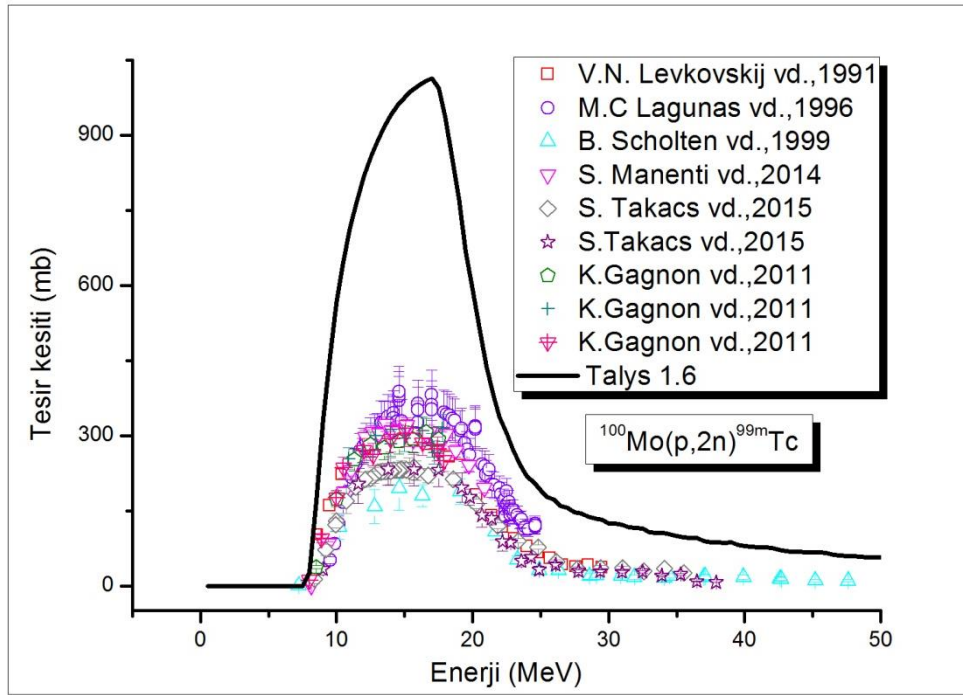
Şekil 5.9.  $^{16}\text{O}(p,a)^{13}\text{N}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması

Şekil 5.9' da hedef O çekirdeğine proton yollanarak, 0,5-100 MeV enerji aralığında TALYS 1.6 nükleer kodları kullanılarak hesaplanan  $^{16}\text{O}(p,a)^{13}\text{N}$  reaksiyonunun tesir kesiti ve literatürden alınan mevcut deneysel veri [Whitehead ve ark. 1958, Furukawa ve ark. 1960, Hill ve ark. 1961, McCamis ve ark.1973, Gruhle ve ark. 1977, Sajjad ve ark. 1986, Kitwanga ve ark. 1989] ile olan uyumu incelendi. Deneysel veriler EXFOR Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi'nden alındı.

Grafik incelediğinde, 6-16 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veriler [Whitehead ve ark.1958, Furukowa ve ark.1960,Mccamis ve ark.1973,Gruhle ve ark.1977,Sajjad ve ark.1986] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan veriler birbiri ile uyumlu olduğu ancak mevcut deneysel verileri yukarıdan takip ettiği

gözlenmektedir. 12-28 MeV enerji aralığında mevcut deneysel veriler [Hill ve ark.1961, Kitwanga,1989] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan veriler arasında bir paralellik olduğu görülmektedir.

### 5. 10. $^{100}\text{Mo}(p,2n)\text{Tc}^{99m}$ Reaksiyonu



Şekil 5.10.  $^{100}\text{Mo}(p,2n)^{99m}\text{Tc}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitinin deneysel değerler ile karşılaştırılması

Şekil 5.10' da hedef Mo çekirdeğine proton yollanarak, 0,5-100 MeV enerji aralığında TALYS 1.6 nükleer kodları kullanılarak hesaplanan  $^{100}\text{Mo}(p,2n)\text{Tc}^{99m}$  reaksiyonunun tesir kesiti ve literatürden alınan mevcut deneysel veri [Levkovski ve ark.1991, Lagunas ve ark.1996, Scholten ve ark.1999, Manenti ve ark.2014, Takacs ve ark. 2015, Gagnon ve ark. 2011] ile olan uyumu incelendi. Deneysel veriler EXFOR Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri Kütüphanesi'nden alındı.

Grafik incelediğinde, yaklaşık 8 MeV enerji değerinden itibaren mevcut deneysel veriler [Levkovski ve ark.1991, Lagunas ve ark.1996, Scholten ve ark.1999, Manenti

ve ark.2014, Takacs ve ark. 2015, Gagnon ve ark. 2011] ve TALYS 1.6 programı ile hesaplanan veriler birbiri ile uyumlu oldukça uyumlu olduğu görülmektedir.

Bu çalışmada,  $^{14}\text{N}(p,a)\text{C}^{11}$ ,  $^{16}\text{O}(3\text{He},p)\text{F}^{18}$ ,  $^{16}\text{O}(a,np)\text{F}^{18}$ ,  $^{18}\text{O}(p,n)\text{F}^{18}$ ,  $^{20}\text{Ne}(d,a)\text{F}^{18}$ ,  $^{10}\text{B}(a,n)\text{N}^{13}$ ,  $^{12}\text{C}(d,n)\text{N}^{13}$ ,  $^{13}\text{C}(p,n)\text{N}^{13}$ ,  $^{16}\text{O}(p,a)\text{N}^{13}$  ve  $^{100}\text{Mo}(p,2n)\text{Tc}^{99m}$  en iyi hangi enerji aralığında gerçekleşeceği hakkında araştırmalar yapılmıştır. Bu kapsamda TALYS 1.6 bilgisayar kod programı ile nükleer reaksiyonların toplam tesir kesit hesaplamaları yapılmıştır. Yapılan teorik hesaplamalar EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır.

Yapılan çalışmalar kapsamında,  $^{14}\text{N}(p,a)\text{C}^{11}$  nükleer reaksiyonu için Şekil 5.1 incelendiğinde 3.5 MeV enerji değerine kadar reaksiyon gözlenmemektedir. Yaklaşık 8 MeV enerji değerine kadar bir artış gözlenmekte ki bu ilk maksimum noktayı oluşturmaktadır. Maksimum noktasındaki tesir kesiti değeri 195,391 mb ve  $^{11}\text{C}$  için en uygun üretim aralığı  $^{14}\text{N}(p,a)^{11}\text{C}$  nükleer reaksiyonun için 7,5-9 MeV 'dir.

$^{16}\text{O}(3\text{He},p)\text{F}^{18}$  nükleer reaksiyonu için; Şekil 5.2' ye bakıldığında yaklaşık 7 MeV enerji değerine kadar bir artış gözlenmekte ki bu ilk maksimum noktayı oluşturmaktadır. Maksimum noktasındaki tesir kesiti değeri 399,559mb ve  $^{18}\text{F}$  için en uygun üretim aralığı  $^{16}\text{O}(3\text{He},p)\text{F}^{18}$  nükleer reaksiyonun için 6-8 MeV 'dir.

$^{16}\text{O}(a,np)\text{F}^{18}$  nükleer reaksiyonu için; Şekil 5.3 incelendiğinde reaksiyonun yaklaşık 24 MeV enerji değerine kadar başlamadığı görüldü. Yaklaşık 37.5 MeV enerji değerine kadar bir artış gözlenmekte ve bu ilk maksimum noktasını oluşturmaktadır. Maksimum noktasındaki tesir kesiti değeri 144,487mb ve  $^{18}\text{F}$  için en uygun üretim aralığı  $^{16}\text{O}(a,np)\text{F}^{18}$  nükleer reaksiyonun için 36.5-38.5 MeV 'dir.

$^{18}\text{O}(p,n)\text{F}^{18}$  nükleer reaksiyonu için; Şekil 5.4 incelendiğinde 2.5 MeV enerji değerine kadar reaksiyon gözlenmemektedir. Yaklaşık 7.5 MeV enerji değerine kadar bir artış gözlenmekte ki bu ilk maksimum noktayı oluşturmaktadır. Maksimum noktasındaki tesir kesiti değeri 311,844 mb ve  $^{18}\text{F}$  için en uygun üretim aralığı  $^{18}\text{O}(p,n)\text{F}^{18}$  nükleer reaksiyonun için 6,5-8.5 MeV 'dir.

$^{20}\text{Ne}(d,a)\text{F}^{18}$  nükleer reaksiyonu için; Şekil 5.5' e bakıldığında yaklaşık 6.5 MeV enerji değerine kadar bir artış gözlenmekte ki bu ilk maksimum noktayı oluşturmaktadır. Maksimum noktasındaki tesir kesiti değeri 260,383mb ve  $^{18}\text{F}$  için en uygun üretim aralığı  $^{20}\text{Ne}(d,a)\text{F}^{18}$  nükleer reaksiyonu için 5,5-7.5 MeV 'dir.

$^{10}\text{B}(a,n)\text{N}^{13}$  nükleer reaksiyonu için; Şekil 5.6' ya bakıldığında yaklaşık 9. MeV enerji değerine kadar bir artış gözlenmektedir ve bu ilk maksimum noktayı oluşturmaktadır. Maksimum noktasındaki tesir kesiti değeri 121,886 mb ve  $^{13}\text{N}$  için en uygun üretim aralığı  $^{10}\text{B}(a,n)\text{N}^{13}$  nükleer reaksiyonun için 7,5-10 MeV 'dir.

$^{12}\text{C}(d,n)\text{N}^{13}$  nükleer reaksiyonu için; Şekil 5.7 incelendiğinde yaklaşık 6 MeV enerji değerine kadar bir artış gözlenmektedir ve bu ilk maksimum noktayı oluşturmaktadır. Maksimum noktasındaki tesir kesiti değeri 194,913mb ve  $^{13}\text{N}$  için en uygun üretim aralığı  $^{12}\text{C}(d,n)\text{N}^{13}$  nükleer reaksiyonun için 5-7 MeV 'dir.

$^{13}\text{C}(p,n)\text{N}^{13}$  nükleer reaksiyonu için; Şekil 5.8' den de anlaşıldığı üzere yaklaşık 8.5 MeV enerji değerine kadar bir artış gözlenmektedir ve bu ilk maksimum noktayı oluşturmaktadır. Maksimum noktasındaki tesir kesiti değeri 182,895mb ve  $^{13}\text{N}$  için en uygun üretim aralığı  $^{13}\text{C}(p,n)\text{N}^{13}$  nükleer reaksiyonun için 7.5-9 MeV 'dir.

$^{16}\text{O}(p,a)\text{N}^{13}$  nükleer reaksiyonu için; Şekil 5.9' a bakıldığında yaklaşık 6.5 MeV enerji değerine kadar reaksiyon gerçekleşmemiştir. Yaklaşık 13.5 MeV enerji değerine kadar bir artış gözlenmektedir ve bu ilk maksimum noktayı oluşturmaktadır. Maksimum noktasındaki tesir kesiti değeri 239,797mb ve  $^{13}\text{N}$  için en uygun üretim aralığı  $^{12}\text{C}(d,n)\text{N}^{13}$  nükleer reaksiyonun için 12.5-14.5 MeV 'dir.

$^{100}\text{Mo}(p,2n)\text{Tc}^{99m}$  nükleer reaksiyonu için; Şekil 5.10 incelendiğinde yaklaşık 8 MeV enerji değerine kadar reaksiyon gerçekleşmemiştir. Yaklaşık 17 MeV enerji değerine kadar bir artış gözlenmektedir ve bu ilk maksimum noktayı oluşturmaktadır. Maksimum noktasındaki tesir kesiti değeri 1013,8mb ve  $\text{Tc}^{99m}$  için en uygun üretim aralığı  $^{100}\text{Mo}(p,2n)\text{Tc}^{99m}$  nükleer reaksiyonun için 15-17.5 MeV 'dir.

Günümüzde teknolojinin gelişimiyle Türkiye’de de radyoizotopların tıpta teşhis ve tedavi amaçlı uygulamaları yaygınlaşmaktadır. Ülkemizde kullanılan tıbbi radyoizotopların Birçoğunun ithalat yoluyla temin ediliyor olması ülkemizde ciddi maddi kayba neden olmaktadır. Bunun dışında teşhiste ve tedavide kullanılan bazı radyoizotopların yarı ömürleri çok kısa olduğu için uzun mesafelere nakledilmesine engel olmaktadır. Ülkemizde TAEK bünyesinde kurulan 30 MeV’lik proton hızlandırıcısında Ga-67, In-111, F-18, Tl-201, I-123 radyoizotoplarının ve bunların radyofarmasötiklerinin üretimi yapılmaktadır.

Bu hızlandırıcı tam kapasiteyle çalıştığında daha önceden yapılan tesir kesiti karşılaştırmaları zamandan ve maliyetten kazanç sağlayacaktır. Çalışmamızda tıpta yaygın kullanılan radyoizotopların tesir kesitleri hesaplanarak üretilen radyoizotopların en verimli şekilde elde edilmesi için uygun enerji aralığının tespiti yapıldı. Yarı ömrü çok kısa ve tıpta yaygın ve etkin olarak kullanılan tıbbi radyoizotopların üretimi ile ülkemizde önemli bir sağlık hizmetinde bulunmuş olacaktır.

## 6. KAYNAKLAR

- [1]. Aktaş,S. “ $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  ve  $^{239}\text{Pu}$  Hedef Çekirdeklerinin (N,F) Reaksiyon Tesir Kesitlerinin İncelenmesi” , Yüksek Lisans Tezi, *Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Afyon, (2014).
- [2]. Arya, A. P. (1999). Çekirdek Fiziğinin Esasları, İstanbul: Aktif Yayınevi.
- [3]. Atak,İ.E. ”Türkiye'de Radyofarmasi Laboratuvarlarının Mevcut Durumu, İyi Radyofarmasi Uygulamaları'na (Grp) Ve Kalite Yönetim Sistemlerine Uygunlukları” , *Hacettepe Üniversitesi Sağlık Bilimleri Enstitüsü*, Ankara,(2004).
- [4]. Bair, J.K., “Total Neutron Yields from the Proton Bombardment of  $^{17,18}\text{O}$ ”, *Physical Review*, (8): 120 (1973).
- [5]. Bakar,K, “ Nükleer Tıp Alanında Çalışan Personelin Maruz Kaldığı Radyasyonun Fiziksel Dozimetri İle Belirlenmesi Ve Radyasyonun İnsan Sağlığı Üzerindeki Etkileri”,Yüksek Lisans Tezi, *Dumlupınar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Kütahya, 54-60 (2012).
- [6]. Bayhan,H. “Parçacık Hızlandırıcılar Ve Nükleer Tıp”, *I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları Ve Uygulamaları Kongresi*, Taek, Ankara, (2001).
- [7]. Bida, G.T., Ruth, T.J., Wolf, A.P., “Experimentally Determined Thick Target Yields For The  $\text{N-14(P,A)C-11}$  Reaction”,*Radiochimica Acta*, (27): 181 (1980).
- [8]. Blair,J.M., Leihg, J.J., “Total Cross Sections of the  $\text{O-18(P,A)7-N-15}$  and  $\text{O-18(P,N)F-18}$  Reactions”, *Physical Review*, (118):495 (1960).
- [9]. Blann, M., (1968). Extensions of Griffin’s statistical model for medium-energy nuclear Reactions, *Phys. Rev. Lett.*, 21: 1357-1360.
- [10]. Blann, M., Cline, C. K., (1971) The pre-equilibrium statistical model: Description of the nuclear equilibration process and parameterization of the model, *Nucl. Phys.*, A172: (2) 225-59.
- [11]. Blann, M., (1975). Preequilibrium decay, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* ,25: 123-166.
- [12]. Blann, M., Vonach, H. K., (1983). Global test of modified pre-compound decay models, *Phys. Rev. C*, 28: 1475-1492.
- [13]. Blann, M., Gruppelaar, H., Nage, P. Ve Rodens, (1994). J. Internationalcode and model intercomparison for intermediate energy nuclear data, NEADData Bank, OECD, Paris.



- [14]. Blaser,J.P., Boehm, F., Marmier, P., Scherrer,P., “Excitation functions of the (p,n) reaction for light elements”, *Helvetica Physica Acta*, (24): 465 (1951).
- [15]. Blaser,J.P., Boehm, F., Marmier, P., Scherrer,P., “Excitation function of the  $^{14}\text{N}(p,a)^{11}\text{C}$  reaction”, *Helvetica Physica Acta*,(24):465 (1952).
- [16]. Brill, O.D., Sumin, L.V., “Excitation functions of  $^{11}\text{B}(d,2n)^{11}\text{C}$ ,  $^9\text{Be}(a,2n)^{11}\text{C}$ ,  $^{10}\text{B}(d,n)^{11}\text{C}$  and  $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$  reactions”, *Atomnaya Energiya*, (7):377(1959).
- [17]. Büyükkaya,F. ”Nükleer Tıpta Kullanılan Radyofarmasötiklerden Edtmp İle Fenil Türevinin Ve Bazı İmin Bileşiklerinin Hazırlanması, Tc-99m Ve Sm-153 Radyoizotopları İle Etiketlenmesi”, Doktora Tezi, *Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, 18-20 (2011).
- [18]. Casella, V.R ., Christman, D.R., Ido, T., Wolf, A.P., “Excitation Function for the  $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$  Reaction up to 15 MeV”, *Radiochimica Acta*, (25): 17 (1978).
- [19]. Cof, G. “ $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$  Esnek Saçılmasının Optik Model Analizler”, Yüksek Lisans Tezi, *Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, 21-24 (2014).
- [20]. Demirkol, İ., Tel, E., Arasoğlu, A., Özmen A., Şarer, B., Acir, A.,Alkan, M., (2004).The Neutron Production Cross Sections For Pb, Bi, AndAu Targets And Neutron Multiplicity For Nuclear Spallation Reaction InducedBy 20- To 1600-Mev Protons, Nucl. Sci. And Eng.,147 (1): 83-91.
- [21]. Durgu,C., “Optik Model Kullanarak 14-15 Mev’lik Nötronlarla Oluşturulan Trityum Üretim Reaksiyonları İçin Yeni TesirKesiti Formüllerinin Geliştirilmesi”, Yüksek Lisans Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, (2010).
- [22]. Ertürk, S., Boztosun, Ğ., “Nükleer Fizik Araştırmalarında Kullanılacak Hızlandırıcılar ve Uygulama Alanları”, *II. Ulusal Parçacık Hızlandırıcı Kongresi*, Ankara, Türkiye, (2004).
- [23]. Fenyvesi, A., Takacs,S., Merchel, S., Peto, G., Szelecsenyi,T., Molnar, T., Tarkanyi, F., Qaim,S.M., “Excitation functions of charged particle induced reactions on neon: Relevance to the production of  $^{22,24}\text{Na}$  and  $^{18}\text{F}$ ”, *Radiochimica Acta*, (79): 207 (1997).
- [24]. Firouzbakht, M.L., Scholyer, D.J., Wolf, A.P., “Cross-section Measurements for the  $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$  and  $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$  nuclear reactions” *Radiochimica Acta*, (55): 1 (1991).

- [25]. Fitschen, J., Beckman, R., Holm, U., Neuert, H., “Yield and Production of F-18 by He-3 Irradiation of Water”, *Applied Radiation and Isotopes*, (28): 781 (1977).
- [26]. Fu, C.Y., “Implementation of an advanced pairing correction for particle-hole state densities in precompound nuclear reaction theory”, *Nucl .Sci. and Eng.*, (86): 4 344-354 (1984).
- [27]. Furukawa, M., Ishizaki, Y., Nakano, Y., Nozaki, T., Saji, Y., Tana, S., “Excitation function for the reaction  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  up to  $E_p = 15$  MeV and energy levels of  $^{12}\text{C}$ ”, *Journal of the Physical Society of Japan*, (15): .2167 (1960).
- [28]. Furukawa, M., Tanaka, S., “Excitation Function for the Reaction  $\text{O}16(\alpha, pn)\text{F}18$ ”, *Journal of the Physical Society of Japan*, (16): 129 (1961).
- [29]. Gadioli, E. Ve Hodgson, P. E., (1992). Pre-equilibrium nuclear reactions, Clarendon Press, Oxford.
- [30]. Gagnon, K., Benard, F., Kovacs, M., Ruth, T.J., Schaffer, P., Wilson, J.S., Mcquarrie, S.A., “Cyclotron production of  $^{99m}\text{Tc}$ : Experimental measurement of the  $^{100}\text{Mo}(p,x)^{99}\text{Mo}$ ,  $^{99m}\text{Tc}$  and  $^{99g}\text{Tc}$  excitation functions from 8 to 18 MeV”, *nucmedbio*.2011.02.010. doi:10.1016/j.
- [31]. Gibbons, J.H., Macklin, R.L., “Total Neutron Yields from Light Elements Under Proton And Alpha Bombardment”, *Physical Review*, (114): 571 (1959).
- [32]. Gökçe, A, A. “Alfalarla Oluşturulan Ve Alfa Yayınlanan Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitlerinin Ve Uygulama Alanlarının Araştırılması”, Doktora Tezi, *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Adana, (2013).
- [33]. Griffin JJ., “Statistical model of intermediate structure”, *Phys. Rev. Lett.*, 17,478,(1966).
- [34]. Gruhle, W., Kober, B., “The Reactions  $\text{O}-16(\text{P},\text{A})$ ,  $\text{Ne}-20(\text{P},\text{A})$ , And  $\text{Mg}-24(\text{P},\text{A})$ ”, *Nuclear Physics*, (286): 523 (1977).
- [35]. Guillaume, M., “Routine production of Fluorine-18 and Potassium-43 by cyclotron for medical application using remotely controlled gas targets”, *Nuclear Instrum. and Methods in Physics Res.*, (136): 185 (1976).
- [36]. Hahn, R.L., Ricci, E., “Interactions of  $^3\text{He}$  particles with  $^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  and  $^{19}\text{F}$ ”, *Physical Review*, (146): 650 (1966).

- [37]. Hauser, W., Feshbach, H., “The inelastic scattering of neutrons”, *Phys.Rev.*(87): 366-373 (1952).
- [38]. Hess, E., Takacs, S., Scholten, B., Tarkanyi, F., Coenen, H.H., Qaim, S.M., “Excitation function of the  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$  nuclear reaction from threshold up to 30 MeV”, *Radiochimica Acta*, (89): 357 (2001).
- [39]. Hill, H.A., Haase, E.L., Knudsen, D.B., “High-Resolution Measurements Of The  $\text{O-16(P,A)N-13}$  Excitation Function”, *Physical Review*, (123): 1301 (1961).
- [40]. Ingalls, P.D., Schweitzer, J.S., Anderson, B.D., Rios, M., “ $^{14}\text{N}(p,\alpha)$  cross sections from 3.8 to 6.4 MeV”, *Physical Review*, (13): 524 (1976).
- [41]. İş, E. “Hızlandırıcılar” , *Gazi Üniversitesi Fizik Eğitimi Anabilim Dalı*, Ankara, (2007).
- [42]. Jacobs, W.W., Bodansky, D., Chamberlin, D., Oberg, D.L., “Production of Li and B in proton and alpha-particle reactions on  $^{14}\text{N}$  at low energies”, *Physical Review*, (9): 2134 (1974).
- [43]. Jaszczak, R.J., Macklin, R.L., Gibbons, J.H., “ $^{12}\text{C}(\text{D},\text{N})^{13}\text{n}$  Total Cross Section From 1.2 To 4.5 Mev”, *Physical Review*, (181):1428 (1969).
- [44]. Kitwanga, S.W., Leleux, P., Lipnik, P., Vanhorenbeeck, J., “Production Of N-13 Radioactive Nuclei From C-13(P,N)Or O-16(P,A) Reactions”., *Physical Review*, (40): 35 (1989).
- [45]. Kitwanga, S.W., Leleux, P., Lipnik, P., Vanhorenbeeck, J., “Production of O-14,15, F-18 and Ne-19 radioactive nuclei from (P,N) reactions up to 30-MeV”, *Physical Review*, (42): 748 (1990).
- [46]. Koehl,F., Krauskopf, J., Misaelide, P., Michelmann, R., Wolf, G., Behge, K., “Determination of nitrogen in semiconductor materials using the  $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$  and  $^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$  nuclear reactions”, *Physics Res*, (50):19(1990)
- [47]. Koning A.J., S. Hilaire and M. Duijvestijn (2009). “TALYS 1.2 User Manuel”, NRG - Nuclear Research and Consultancy Group, 1755 ZG Petten, The Netherlands , CEA,DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France.
- [48]. Koning, A.J., Hilaire, S. and Goriely, S. (2013). TALYS 1.6 A Nuclear Reaction Program, NRG- Nuclear Research and Consultancy Group, Netherlands.

- [49]. Krane, K. S. *Nükleer Fizik-II*, (çev. B. Şarer). Palme Yayıncılık, (Eserin orijinali 2001’de yayımlandı).
- [50]. Küçük, Y. “ $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  Elastik Saçılma Reaksiyonunun Düşük Enerjilerde Optik Model Kullanılarak İncelenmesi ”, *Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Kayseri, (2005).
- [51]. Lagunas-Solar, M.C., Zeng, N.X., Mirshad, I., Grey-Morgan, T., “An Update on the Direct Production of  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  with Proton Beams and Enriched  $^{100}\text{Mo}$  Targets”, *Transactions of the American Nuclear Society*, (74): 137 (1996).
- [52]. Levkovskij, V.N., “Activation cross section nuclides of average masses ( $A=40-100$ ) by protons and alpha-particles with average energies ( $E=10-50$  MeV)”, *Cs.By Protons and Alphas, Moscow*, (1991).
- [53]. Lind, D.A., Peterson, R.J., Fielding, H.W., “Comparison of activation and direct measurement yields for the  $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}(\text{g.s.})$  reaction”, *Physical Review*, (11): 2099 (1975).
- [54]. Manenti, S., Holzwarth, U., Loriggiola, M., Gini, L., Esposito, J., Groppi, F., Simonelli, F., “The excitation functions of  $^{100}\text{Mo}(p,x)^{99}\text{Mo}$  and  $^{100}\text{Mo}(p,2n)^{99\text{m}}\text{Tc}$ ”, *Applied Radiation and Isotopes*, (94): 344 (2014).
- [55]. Manokhin, V. N., Odano, N., Hasegawa, A., “Consistent evaluations of  $(n,2n)$  and  $(n,np)$  reaction excitation functions for some even-even isotopes using empirical systematics”, *JAERI-Research*, 13: 1-4 (2001).
- [56]. Mashnik S. G., CODE CEM95, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for nuclear research, Dubna, Moscow Russia, 14, (1980).
- [57]. McCamis, R.H., Moss, G.A., Cameron, J.M., “Total cross section of  $^{16}\text{O}(p,a)^{13}\text{N}$  from threshold to 7.7 MeV”, *Canadian Journal of Physics*, (51):1689 (1973).
- [58]. Michel, R., Nagel, P., (1997). NSC/DOC(97)-1, NEA Data Bank, OECD, Paris.
- [59]. Michelmann, R.W., Krauskopf, J., Meyer, J.D., Bethge, K., “Excitation Functions For The Reactions  $^{10}\text{B}(\text{D},\text{N})^{11}\text{C}$  And  $^{12}\text{C}(\text{D},\text{N})^{13}\text{N}$  For Charged Particle Activation Analysis”, *Nucl. Instrum. Methods In Physics Res*, (51):1(1990).
- [60]. Newson, H.W., “Transmutation Functions at High Bombarding Energies”, *Physical Review*, (51): 620 (1937).

- [61]. Nozaki, T., Okuo, T., Akutsu, H., Furukawa, M., “The radioactivation analysis of semiconductor graphite for nitrogen by the  $^{14}\text{N}(p,a)^{11}\text{C}$  reaction”, *Bull. of the Chemical Soc. of Japan*, (39):2685 (1966).
- [62]. Oblozinsky, P., Ribansky, I., Betak, E., “Intermediate-state transition Rates In The Exciton Model”, *Nucl. Phys. (A226)*: 347-364 (1974).
- [63]. Öztürk, N., Türk Radyasyon Onkolojisi Derneği Radyofizik Kursu 11-12 Haziran, (2010).
- [64]. Özyurt, M., ”Tıp'ta Kullanılan Radyofarmasötikler, Kullanım Alanları Ve Atıkların Bertarafı”, *X. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi*, Muğla, 120-125, (2009).
- [65]. Pektaş, M.H. “ $^{141}\text{Pr}(x,n)\text{Y}$  Reaksiyonlarında Toplam Tesir Kesitinin Talys 1.2 Bilgisayar Kodu İle İncelenmesi”, *Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Afyon, (2012).
- [66]. Radyonükleid Görüntüleme 725TTT087, *Milli Eğitim Bakanlığı*, Ankara, 24-129, (2011).
- [67]. Ramstroem, E., “Excitation functions of the  $^9\text{Be}(\alpha,n)^{12}\text{C}$ , the  $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$  and the  $^{13}\text{N}(n,p)^{13}\text{C}$  reactions”, *Studsvik Science Res. Lab. Reports*, 6 (1979).
- [68]. Reshid, T.S. “Ta, W, Pb, Bi, Th, Pa, U Ve Pu Elementlerinin 0-20 Mev Enerji Aralığındaki Nötronlarla Oluşturulan Reaksiyon Tesir Kesitlerinin Hesaplanması”, Doktora Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, (2009).
- [69]. Ruth, T.J., Wolf, A.P., “Absolute Cross Sections For The Production Of  $^{18}\text{F}$  Via The  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$  Reaction”, *Radiochimica Acta*, (26): 21 (1979).
- [70]. Sajjad, M., Lambrecht, R.M., Wolf, A.P., “Excitation functions for the  $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$  and  $^{14}\text{N}(p,pn)^{13}\text{N}$  reactions”, : *Radiochimica Acta*, (39): 165 (1986).
- [71]. Savaş, F. “Medikal Fizikte Kullanılan Bazı Radyonükleidlerin Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitlerinin İncelenmesi”, Yüksek Lisans Tezi , *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Adana, (2013).
- [72]. Seyrek, E. ”Radyoizotopların Üretimi Ve Radyoterapide Kullanılması”, *Gazi Üniversitesi Fizik Eğitimi Anabilim Dalı*, Ankara, (2007).
- [73]. Scholten, B., Lambrecht, R.M., Cogneau, M., Ruiz, H.V., Qaim, S.M., ”Excitation Functions For The Cyclotron Production Of  $^{99}\text{mTc}$  And  $^{99}\text{Mo}$ ”, *Applied Radiation And Isotopes*, (51): 69 (1999).

- [74]. Takacs, S., Hermanne, A., Ditroi, F., Tarkanyi, F., Aikawa, M., “Reexamination of cross sections of the  $^{100}\text{Mo}(p,2n)^{99m}\text{Tc}$  reaction”, *Nucl. Instrum. Methods in Physics Res.*, (347): 26 (2015).
- [75]. Türkmen, C., Kabasakal, L., “Pediatrik Nükleer Tıpta Tedavi Uygulamaları” *Türkiye Klinikleri J Pediatr-Special Topics* , 2(1):14-20, (2004).
- [76]. Ulu, M.O. “Parçacık Detektörlerinin Tıpta Kullanımı”, Yüksek Lisans Tezi, *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Adana, (2008).
- [77]. Ünal, D. “Tıpta Kullanılan Görüntüleme Teknikleri”, *Gazi Üniversitesi Fizik Eğitimi Anabilim Dalı*, Ankara, (2008).
- [78]. Ünak, P. “Sağlık Bilimlerinde Nükleer Uygulamalar” , *X. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi* , 11 -26, (2009).
- [79]. Yalçın, E. G. ”Proton hızlandırıcılarının nükleer uygulama alanları ile protonlarla oluşturulan nükleer reaksiyon tesir kesitlerinin incelenmesi” , *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, (2008).
- [80]. Yapar, A.F. , M.Reyhan. “Ürolojik Malignitelerde F-18 Florodeoksiglukoz Pozitron Emisyon Tomografisi” , *Türk Onkoloji Seminerleri*, 2, 109-120. (2011).
- [81]. Yavaş, Ö. III. “ Dairesel Hızlandırıcılar” , *Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Dedektörleri Yaz Okulu (UPHDYO III)*, (2007).
- [82]. Yıldız, D. “ Tıpta Kullanılan İndiyum-111 Radyoizotopunun Üretimindeki Farklı Reaksiyonların Tesir Kesiti Değerlerinin Hesaplanması” , *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, (2010).
- [83]. Yüksel, A.N. “Siklotron Tipi Hızlandırıcı Kullanılarak Radyoizotop Üretimi Ve Bu Radyoizotopların Medikal/Endüstriyel Alanlarda Kullanımı” , *Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, (2008).
- [84]. Weisskopf, V.F., Ewing, D.H., “On the yield of nuclear reactions with heavy elements”, *Phys. Rev.*, (57): 472 -479 (1940).
- [85]. Whitehead, A.B., Foster, J.S., “Activation Cross Sections For  $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$ , And  $^{19}\text{F}(p,pn)^{18}\text{F}$ ”, *Journal Of Physics*, (36): 1276 (1958).
- [86]. Williams, F. C., “Particle-hole state density in the uniform spacing model” , *Nucl.Phys.*, (A166): 231-240 (1971).

- [87]. Wohlleben, K., Schuster, E., “The total effective cross-section of the reaction C-12(d,n)N-13 for deuteron from 0.4 to 3.0 MeV”, *Radiochimica Acta*, (8):78(1967).
- [88]. Wong, C., Anderson, J.D., Bloom, S.D., McClure, J.W., Walker, B.D., “Angular distribution of the ground-state neutrons from the  $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$  and  $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$  reactions”, *Physical Review*,(123): 598 (1961).



## ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

**Adı Soyadı** : Fatma KILINÇ  
**Uyruğu** : T.C.  
**Doğum tarihi ve yeri** : 07.04.1990 Nizip  
**e-mail** : fkilinc27@hotmailcom



### Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yükseklisans	AMASYA Üniversitesi /Fizik	2017
Lisans	AMASYA Üniversitesi/ Fizik	2014
Lise	Yahya Altınbaş Lisesi	2007

### İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2015-2016	Türkan Ömer Okan Anadolu Lisesi	Öğretmen
2014-2015	AMASYA Üniversitesi	Labaratuvar sorumlusu

### Yabancı Dil

İngilizce

### Yayınlar

*SCI, SSCI VE AHCI Tarafından Taranan Dergilerde Yayımlanan Teknik Not, Editöre Mektup, Tartışma, Vak'a Takdimi ve Özet Türünden Yayınlar Dışındaki Makale*

Kılınç, F., Karpuz, N., Çetin, B., 2016. Theoretical Cross Section Calculation of In-111, Tc-99m, Co-57 Radioisotopes Used for Kidney Imaging. Acta Physica Polonica A, Vol.130, No. 1.

Kılınç, F., Karpuz, N., Çetin, B., 2016. Calculation of the (p,n) Reaction Cross Section of Radionuclides Used for PET Applications. Acta Physica Polonica A, Vol.130, No. 1.



***Diğer Dergilerde Yayınlanan Makaleler***

Kılınç, F., Karpuz, N., Çetin, B., 2016. Investigation of the Excitation Functions for Some Medical Radioisotopes Production. EPJ Web of Conferences, Vol.128, 01003.

***Uluslar arası bilimsel toplantılarda sunulan ve bildiri kitabında basılan bildiriler***

Kılınç F., Çetin, B., Karpuz, N., 2016. The Theoretical Production of In Isotopes by Alpha Induced in Cd Element ( ICCESSEN 2016), 19-24 Ekim, Antalya-Türkiye.

Karpuz, N., Çetin, B., Kılınç, F., 2016. Gamma Induced Cross Sections for  $^{100,98,97,96,95,94,92}\text{Mo}$  Isotopes. Turkish Physical Society 32nd International Physics Congress, 6-9 Eylül, Konacık/Bodrum-Türkiye.

Kılınç F., Çetin, B., Karpuz, N., 2016. Theoretical Cross Section Calculations of Medical  $^{13}\text{N}$  and  $^{18}\text{F}$  Radioisotope Using Alpha Induced Reaction (TFD-32), 6-9 Eylül, Bodrum-Türkiye.

Kılınç F., Çetin, B., Karpuz, N., 2016. Theoretical Production Of Radioisotopes Used In Pet Scanning Sand Cerebrum Reserch (LUMİDOZ-10), 5-7 Eylül, Adana-Türkiye

Kılınç F., Çetin, B., Karpuz, N., 2016. Determination of the cross section of  $^{68}\text{Ge}$ ,  $^{165}\text{Er}$  and  $^{167}\text{Tm}$  radioisotopes up to 100 MeV (LUMİDOZ-10), 5-7 Eylül, Adana-Türkiye

Karpuz, N., Çetin, B., Kılınç F., 2016. Calculation of  $(\gamma, N)$  Reaction Functions for  $A \geq 115$ . International Conference on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology (TESNAT 2016), 28-30 Nisan, Hatay-Türkiye.