

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

**TIBBİ UYGULAMALARDA KULLANILAN BAZI  
RADYOİZOTOPLARIN REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN VE  
NÖTRON YAYINLANMA SPEKTRUMLARININ İNCELENMESİ**

**Gülçin YAŞAR**

**Danışman: Yrd. Doç. Dr. Abdullah KAPLAN**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI  
ISPARTA – 2010**

# İÇİNDEKİLER

Sayfa

İÇİNDEKİLER .....	İ
ÖZET .....	İV
ABSTRACT .....	V
TEŞEKKÜR.....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	X
1. GİRİŞ .....	1
2. KURAMSAL TEMELLER .....	3
2.1. Hızlandırıcılar .....	3
2.2. Hızlandırıcı Tipleri.....	4
2.2.1. Doğru-voltaj hızlandırıcılar.....	5
2.2.2. Lineer hızlandırıcılar .....	6
2.2.3. Dairesel hızlandırıcılar .....	7
2.2.3.1. Siklotron.....	8
2.2.3.2. Betatron .....	13
2.2.3.3. Mikrotron .....	14
2.2.3.4. Sinkrotron.....	15
2.3. Hızlandırıcıların Genel Kullanım Alanları .....	18
2.4. Nötronlar .....	21
2.4.1. Nükleer reaksiyonlarla üretilen nötronlar .....	24
2.4.2. Reaktörlerle üretilen nötronlar .....	27
2.4.3. Nötronların kullanım alanları.....	27
2.5. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri .....	28
2.6. Radyonüklidler.....	33
2.6.1. Radyofarmasötikler.....	36
2.6.2. Tedavide kullanılan ideal radyonüklidlerin özellikleri .....	37
2.6.3. Tıpta kullanılan radyonüklidlerin sınıflandırılması .....	38
2.6.4. Radyonüklidlerin üretimi .....	39
2.6.4.1. Nükleer reaktörler .....	39
2.6.4.2. Siklotron.....	41
2.6.4.3. Radyonüklid jeneratörleri.....	41
2.6.5. Görüntüleme yöntemleri .....	42
2.6.5.1. Tek foton emisyon bilgisayarlı tomografi (SPECT).....	43
2.6.5.2. Pozitron emisyon tomografisi (PET) .....	44
2.7. Nükleer Reaksiyon Türleri ve Nükleer Modeller.....	46
2.7.1. Bileşik-çekirdek reaksiyonları .....	47
2.7.1.1. Denge reaksiyon modeli.....	48
2.7.2. Direk reaksiyonlar .....	49

2.7.3. Denge-öncesi reaksiyonlar .....	50
2.7.3.1. Denge-öncesi modellere giriş.....	50
2.7.3.2. Nükleer reaksiyonlardaki denge-öncesi modellerin ortak özellikleri .....	51
2.7.3.3. Full Exciton Model .....	52
2.7.3.4. Hibrid Model.....	53
2.7.3.5. Geometri Bağımlı Hibrid Model.....	54
2.7.3.6. Cascade Exciton Model.....	55
3. MATERYAL VE YÖNTEM .....	57
3.1. Hesaplama Yöntemi .....	58
3.1.1. PCROSS–03 bilgisayar programı .....	58
3.1.2. CEM95 bilgisayar program kodu.....	58
3.1.3. ALICE/ASH bilgisayar program kodu .....	59
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA .....	60
4.1. (p,n) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları .....	60
4.1.1. $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu .....	61
4.1.2. $^{89}\text{Y}(p,n)^{89}\text{Zr}$ reaksiyonu.....	62
4.1.3. $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonu .....	63
4.1.4. $^{110}\text{Cd}(p,n)^{110}\text{In}$ reaksiyonu .....	64
4.1.5. $^{123}\text{Te}(p,n)^{123}\text{I}$ reaksiyonu .....	65
4.1.6. $^{186}\text{W}(p,n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu .....	66
4.1.7. $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonu .....	67
4.1.8. $^{76}\text{Se}(p,n)^{76}\text{Br}$ reaksiyonu .....	68
4.1.9. $^{86}\text{Sr}(p,n)^{86}\text{Y}$ reaksiyonu.....	69
4.1.10. $^{94}\text{Mo}(p,n)^{94}\text{Tc}$ reaksiyonu .....	70
4.1.11. $^{120}\text{Te}(p,n)^{120}\text{I}$ reaksiyonu .....	71
4.1.12. $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonu.....	72
4.1.13. $^{50}\text{Cr}(p,n)^{50}\text{Mn}$ reaksiyonu.....	73
4.1.14. $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonu.....	74
4.1.15. $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu .....	75
4.1.16. $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ reaksiyonu .....	76
4.2. (p,2n) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları .....	77
4.2.1. $^{52}\text{Cr}(p,2n)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonu.....	78
4.2.2. $^{50}\text{Cr}(p,2n)^{49}\text{Mn}$ reaksiyonu.....	79
4.2.3. $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonu .....	80
4.2.4. $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonu.....	81
4.2.5. $^{44}\text{Ca}(p,2n)^{43}\text{Sc}$ reaksiyonu.....	82
4.2.6. $^{141}\text{Pr}(p,2n)^{140}\text{Nd}$ reaksiyonu .....	83
4.2.7. $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ reaksiyonu.....	84
4.3. (p,xn) Nötron Yayınlanma Spektrumu Hesaplamaları.....	85
4.3.1. $^{94}\text{Mo}(p,xn)$ reaksiyonu .....	86
4.3.2. $^{89}\text{Y}(p,xn)$ reaksiyonu .....	87
4.3.3. $^{60}\text{Ni}(p,xn)$ reaksiyonu .....	88

5. SONUÇ .....	89
6. KAYNAKLAR .....	91
ÖZGEÇMİŞ .....	97

## ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

### TIBBİ UYGULAMALARDA KULLANILAN BAZI RADYOİZOTOPLARIN REAKSİYON TESİR KESİTLERİNİN VE NÖTRON YAYINLANMA SPEKTRUMLARININ İNCELENMESİ

Gülçin YAŞAR

Süleyman Demirel Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Abdullah KAPLAN

Proton girişli reaksiyonlar sonucunda yayınlanan parçacıkların spektrumlarının ve tesir kesitlerinin incelenmesi; radyoizotop üretimi, çekirdeklerin yapılarının tam anlaşılması, reaksiyon sonucu üretilen nötronların kullanımının geliştirilmesi bakımından önemlidir. Bu amaçla; bu çalışmada, tıpta teşhis ve tedavi amacıyla kullanılan (p,xn) reaksiyonu yoluyla üretilen bazı radyoizotopların üretim tesir kesitleri ve bu reaksiyon sonucunda elde edilen nötronların yayınlanma spektrumları incelenmiştir. Denge-öncesi reaksiyonlar için Hibrid, Geometri Bağımlı Hibrid, Full Exciton ve Cascade Exciton Model kullanılırken; denge reaksiyonları için ise, Weisskopf-Ewing modeli kullanılmıştır. Daha sonra, (p,xn) reaksiyonu yoluyla üretilen radyoizotoplar için, optimum enerji aralıkları belirlenmiş olup, teorik hesaplamalar ile literatürden alınan deneysel değerler karşılaştırılmış ve sonuçları tartışılmıştır.

**Anahtar Kelimeler:** Tesir kesiti, (p,n) reaksiyonu, nötron yayınlanma spektrumu (p,xn) reaksiyonu, nükleer reaksiyon modelleri

2010, 98 sayfa

## **ABSTRACT**

**M.Sc. Thesis**

### **INVESTIGATION OF THE REACTION CROSS-SECTIONS AND THE NEUTRON EMISSION SPECTRA OF SOME RADIOISOTOPES USED IN MEDICAL APPLICATIONS**

**Gülçin YAŞAR**

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

**Supervisor: Yrd. Doç. Dr. Abdullah KAPLAN**

Investigation of spectra and cross sections of particles emitted as a consequence of proton induced reactions is important in terms of radioisotope generation and in order to get a thorough understanding of core structures and development of neutron use that generated via a reaction. With this aim, in this study, it was investigated that the production cross sections of some of radioisotopes generated by (p,xn) reaction and used in medicine for the diagnosis and treatment purpose, and emission spectra of neutrons generated as a consequence of this reaction were also investigated. Whereas Hibrid, Geometry Dependend Hibrid, Full Exciton and Cascade Exciton Model were used for pre-equilibrium reactions, Weisskopf-Ewing model was used for equilibrium reactions. Then, for radioisotopes produced by the (p,xn) reactions that optimum energy ranges have been determined, calculated values of these models were compared with the experimental data taken from the literature and discussed on the results.

**Key Words:** Cross section, (p,n) reaction, neutron emission spectrum, (p,xn) reaction, nuclear reaction models

**2010, 98 pages**

## TEŞEKKÜR

Bu araştırma için beni yönlendiren, karşılaştığım zorluklarda yardımcı olan, tezimin yazımına kadar her aşamada yardımlarını esirgemeyen değerli Danışman Hocam Yrd. Doç. Dr. Abdullah KAPLAN'a teşekkürlerimi sunarım.

Desteklerini benden hiç esirgemeyen, bilgi ve tecrübelerini daima benimle paylaşan sevgili arkadaşlarım Halim BÜYÜKUSLU ve Gürcan YILDIRIM'a şükranlarımı sunarım.

Tezimin her aşamasında beni yalnız bırakmayan sevgili eşim Hüseyin YAŞAR'a ve aileme sonsuz sevgi ve saygılarımı sunarım.

Gülçin YAŞAR

ISPARTA, 2010

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Elektrostatik hızlandırıcının genel ilkesi .....	6
Şekil 2.2. Wideröe lineer hızlandırıcısı.....	7
Şekil 2.3. Hızlandırıcı tipleri.....	8
Şekil 2.4. Siklotron hızlandırıcının ana elemanları .....	9
Şekil 2.5. Siklotron hızlandırıcısı.....	10
Şekil 2.6. Siklotron içerisindeki bir parçacığın hareketi .....	11
Şekil 2.7. Klasik bir siklotronun şematik gösterimi.....	12
Şekil 2.8. Betatronun kesit görünümü.....	14
Şekil 2.9. Mikrotron hızlandırıcısının ana elemanları.....	14
Şekil 2.10. Mikrotronda elektronun hızlandırılması .....	15
Şekil 2.11. Sinkrotronun temel yapısı .....	16
Şekil 2.12. Hızlandırıcıların temel araştırma ve uygulama alanları.....	19
Şekil 2.13. $d\Omega$ katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi .....	31
Şekil 2.14. Bir nükleer reaktörün bölümleri.....	40
Şekil 2.15. Tek foton emisyon bilgisayarlı tomografi cihazı .....	43
Şekil 2.16. SPECT'te görüntü alınması .....	43
Şekil 2.17. PET cihazı.....	43
Şekil 2.18. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi .....	49
Şekil 4.1. $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	61
Şekil 4.2. $^{89}\text{Y}(p,n)^{89}\text{Zr}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	62
Şekil 4.3. $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	63

Şekil 4.4. $^{110}\text{Cd}(p,n)^{110}\text{In}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	64
Şekil 4.5. $^{123}\text{Te}(p,n)^{123}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	65
Şekil 4.6. $^{186}\text{W}(p,n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	66
Şekil 4.7. $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	67
Şekil 4.8. $^{76}\text{Se}(p,n)^{76}\text{Br}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	68
Şekil 4.9. $^{86}\text{Sr}(p,n)^{86}\text{Y}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	69
Şekil 4.10. $^{94}\text{Mo}(p,n)^{94}\text{Tc}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	70
Şekil 4.11. $^{120}\text{Te}(p,n)^{120}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	71
Şekil 4.12. $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	72
Şekil 4.13. $^{50}\text{Cr}(p,n)^{50}\text{Mn}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	73
Şekil 4.14. $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	74
Şekil 4.15. $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	75
Şekil 4.16. $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	76
Şekil 4.17. $^{52}\text{Cr}(p,2n)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	78
Şekil 4.18. $^{50}\text{Cr}(p,2n)^{49}\text{Mn}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	79
Şekil 4.19. $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	80

Şekil 4.20. $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	81
Şekil 4.21. $^{44}\text{Ca}(p,2n)^{43}\text{Sc}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	82
Şekil 4.22. $^{141}\text{Pr}(p,2n)^{140}\text{Nd}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	83
Şekil 4.23. $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	84
Şekil 4.24. 25 MeV'lik proton gelme enerjisinde, $^{94}\text{Mo}(p,xn)$ reaksiyonu ile oluşan nötronların yayınlanma spektrumlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	86
Şekil 4.25. 25 MeV'lik proton gelme enerjisinde, $^{89}\text{Y}(p,xn)$ reaksiyonu ile oluşan nötronların yayınlanma spektrumlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	87
Şekil 4.26. 25 MeV'lik proton gelme enerjisinde, $^{60}\text{Ni}(p,xn)$ reaksiyonu ile oluşan nötronların yayınlanma spektrumlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması .....	88

## ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Tıpta kullanılan bazı radyoizotoplar ve kullanım alanları .....	20
Çizelge 2.1. Devamı .....	21
Çizelge 2.2. Nötronun genel özellikleri .....	23
Çizelge 2.3. Nötron kaynaklarının enerji karakteristiği ( hafif çekirdeklerle olan reaksiyonlar).....	25
Çizelge 2.4. Tek enerjili nötron kaynakları.....	25
Çizelge 2.5. Çeşitli reaksiyonlardan $0^\circ$ de oluşan tek enerjili nötronların minimum enerjileri .....	26
Çizelge 2.6. Çeşitli nükleer tıp radyoizotopları .....	34
Çizelge 2.7. Siklotron ürünü bazı radyonüklidlerin yarı ömrü ve üretim metodu .....	35
Çizelge 2.7. Devamı .....	36
Çizelge 2.8. Nükleer tıpta sık kullanılan radyonüklidler ve fiziksel özellikleri.....	38
Çizelge 2.8. Devamı .....	39
Çizelge 2.9. Nükleer tıpta kullanılan bazı radyonüklid jeneratörleri .....	42

## 1. GİRİŞ

Radyoizotop üretimi, nükleer reaksiyonları temel alır. Genelde; nükleer reaksiyonlarda bir hedef parçacık üzerine belirli bir enerjiye sahip diğer bir parçacık gönderilir. Reaksiyon sonucunda bir ürün çekirdek ve hafif çekirdekler oluşur. Tek Foton Emisyon Bilgisayarlı Tomografi (SPECT) ve Pozitron Emisyon Tomografisi (PET) yöntemlerinde kullanılan radyoizotopların üretimi, hızlandırılmış yüklü parçacıklar gerektiğinden, sadece siklotronda mümkündür. Günümüzde, Türkiye’de siklotron tipi bir hızlandırıcı ile bu radyoizotopların üretilmesi ve bunun yanısıra temel nükleer bilimlerde deneysel araştırmalar yapılması mümkündür. Ayrıca, yüksek enerjili yüklü parçacıklarla yapılabilen nükleer reaksiyonlardan elde edilen (yüksek enerjili) nötronlarla ışın tedavisi (nötron ve proton terapiler) de gittikçe önem kazanmaktadır.

Sağlık alanındaki katkıların yanı sıra, siklotron tipi hızlandırıcıyla yapılabilecek araştırmaların, yüklü parçacık demeti taşınmasında konvansiyonel ve süper iletken magnet tasarımı, yapımı gibi magnet ve kavite teknolojisi konularında, kristal yapı kusurlarının incelenmesi ve radyasyonla malzeme modifikasyonu gibi mikroelektronik teknolojisi alanında, turbomoleküler vakum sistemleri ve radyasyona dayanıklı malzeme üretimi gibi konularda teknolojiye önemli katkıları olmaktadır. Günümüzde pek çok ülkede, malzeme araştırmalarında hızlandırıcılar kullanılmaktadır. Hızlandırıcı teknolojisi nükleer malzemelerin, metallerin, yarı iletkenlerin, seramiklerin, plastiklerin ve organiklerin çeşitli özelliklerinin istenen amaçlara uygun olarak değiştirilmesinin teknolojisi, araştırılması ve bunlardan yeni malzemelerin elde edilebilmesi için imkânlar sunmaktadır.

Nükleer reaksiyon çalışmalarından elde edilen deneysel sonuçlar temel çekirdek fiziğinin anlaşılabilmesi bakımından da önemlidir. Nükleer reaksiyonların daha detaylı olarak enerji bağımlılığı bilinmediğinden, çok sayıdaki enerjiler için tesir kesitlerinin ve spektral yayınlanma şeklinin incelenmesi gerekmektedir. Reaktörlerde üretilen geçici çekirdekler genellikle kısa yarı ömürlüdür. Dolayısıyla, bu çekirdeklerin tesir kesitlerinin ve yayınlanma spektrumlarının doğrudan ölçülmesi pek mümkün olmamaktadır. Zaman kazanılması açısından yapılacakların en önemlisi bu tesir kesitlerinin teorik olarak önceden hesaplanmasıdır.

Bu alışma, ülkemizde gelecek yıllarda kurulması planlanan hızlandırıcılar için yapılacak olan çalışmalara, nükleer reaksiyon modellerine dayanan tesir kesiti hesaplarına, radyoizotop üretim programları için gerekli veri tabanının güçlendirilmesine, üretim teknolojisinin geliştirilmesine ve yapılacak deneysel çalışmalara ışık tutması bakımından önemli olacaktır.

## 2. KURAMSAL TEMELLER

### 2.1. Hızlandırıcılar

İlk parçacık hızlandırıcılarının 1930'larda kurulmasına rağmen 1950'lere dek temel parçacıklarla ilgili önemli buluşlar kozmik ışın deneylerinde elde edilmiştir (örneğin, müonun ve acayip parçacıkların bulunması). Bunun ana nedeni, o zamanki hızlandırıcılarda ulaşılabilen enerjilerin düşük olması idi. Bu enerjilerin yükselmesi, günden güne gelişen teknolojinin yardımı ile her on yılda yaklaşık on katına çıkmıştır ve özellikle çarpıştırıcıların kurulması sonucunda hızlandırıcılar maddenin yapıtaşlarını, onların özelliklerini ve etkileşmelerini inceleyen en önemli aygıtlar durumuna gelmiştir.

Hızlandırıcı, elektron, pozitron, proton, anti-proton gibi yüklü parçacık demetlerinin belirli bir amaç çerçevesinde belirlenen bir enerjiye ulaşmaya kadar hızlandırılmasını sağlayan aygıtlardır. Hızlandırıcılar, bu yüklü parçacıkları yüksek enerjilere çıkarmak için kullanılır. Gereksinim duyulan hızlandırılmış parçacığı doğal yollardan, ya da laboratuarlarda elde etmenin imkânı olmadığı zaman hızlandırıcılara gerek duyulmaktadır. Hızlandırılan bu parçacıklar vasıtasıyla başta temel parçacık fiziği ve nükleer fizik olmak üzere araştırmalar yapılmaktadır (TAEK, 2009).

Parçacık hızlandırıcılarının başta temel parçacık fiziği ve nükleer fizik deneyleri olmak üzere; malzeme fiziğinden yüzey fiziğine, x-ışınlarından nötron terapisine, proton terapısından iyon implantasyonuna, petrol ve gaz yataklarının aranmasından çevre atıklarının etkisiz hale getirilmesine, gıda sterilizasyonundan izotop üretimine, nükleer atıkların temizlenmesinden toryuma dayalı nükleer santrallere, anjiyografiden baca gazlarının temizlenmesine, mikrospektroskopiden güç mühendisliğine, sinkrotron ışınımından serbest elektron lazerlerine, ağır iyon füzyonlarına kadar yüzlerce kullanım alanı mevcuttur (Yavaş, 2005).

Hızlandırıcılar; nükleer fizik ve parçacık fiziği araştırmalarında kullanılmak üzere, genel olarak iki gruba ayrılırlar (Ertürk ve Boztosun, 2004);

1-Hızlandırma işlemlerinde DC (doğru akım) gerilim farkı kullananlar

2-RF (radyo frekans) salınımlı elektromagnetik alanlar kullananlar.

Yüksek gerilim hızlandırıcılarının başında Crockraft-Walton ve Marx gelmektedir. Bu tip hızlandırıcılar geliştirilerek günümüzde yaygın olarak kullanılan Tandem Van de Graff hızlandırıcıları geliştirilmiştir (Ertürk ve Boztosun, 2004).

Ayrıca, hızlandırıcılar, parçacıkların hızlandırılma metotlarına göre; lineer ve dairesel olmak üzere iki grupta incelenir. Bu hızlandırıcılarda kullanım amaçlarına göre, istenilen parçacık (proton, elektron, vs.) istenilen enerji seviyesine kadar hızlandırılabilir. Hızlandırılan bu parçacığın enerjisi birkaç elektro-volttan, tera ( $10^{12}$ ) elektron-volta kadar uzanır. İstenilen enerji değerleri çok büyük değilse lineer hızlandırıcılar kullanılır. Eğer parçacığın enerjisini birkaç MeV ( $10^6$  elektron-volt) veya GeV ( $10^9$  elektron-volt) gibi yüksek mertebeye ulaştırmak istenirse, dairesel hızlandırıcılar tercih edilir. Bugün dünyada uygulamalı araştırmalara, teknolojik ve tıbbi uygulamalara yönelik 15000 den fazla hızlandırıcı çalışmaktadır. Son yıllarda yapılan çalışmalar ile yeni tip reaktörler hem güvenlik hem de çok düşük bir radyasyon kirliliği oluşturmaktadır (Yavaş, 2005).

## 2.2. Hızlandırıcı Tipleri

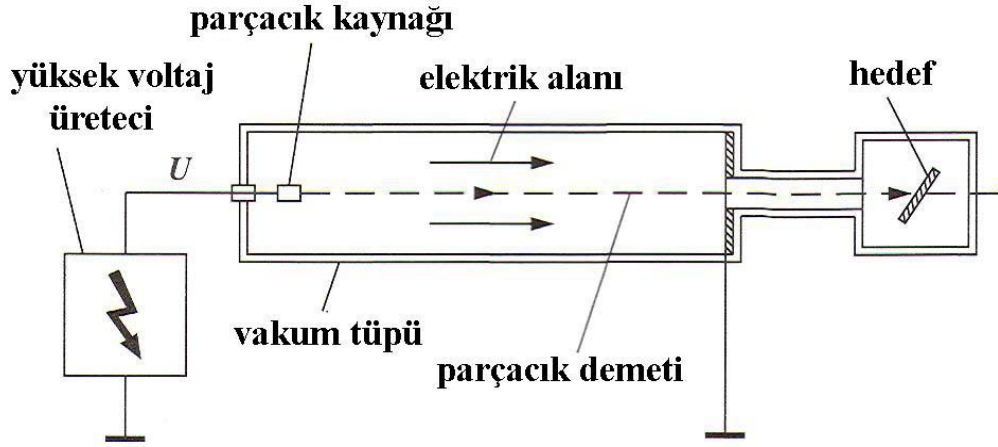
Tüm hızlandırıcı türlerinde sabit hedef deneyi ve demet çarpıştırma deneyi olmak üzere iki tür çarpışma gerçekleşebilir. Sabit hedef deneyinde, elektrik alanla hızlandırılmış bir yüklü parçacık (elektron veya proton) hızlandırıcı içerisinde sabit bir hedefle çarpıştırılır. Parçacıklar hızlandırılırken ve sabit bir hedefle çarpıştıktan sonra, ışıma yaparak enerjilerinin bir kısmını kaybederler. Parçacığın sabit bir hedefle çarpışmasından sonra yeni parçacıklar üretilir.

Demet çarpıştırma deneyi kullanarak da deneyler yapılabilir. Bu deneyde, iki yüksek enerjili parçacık demeti birbirinin içinden geçirilir. Her iki demetin de yüksek enerjileri vardır. O yüzden birbirleriyle çarpışmaları sonucunda daha yüksek kütleli

parçacıklar meydana gelir. Demet çarpıştırma deneyinin sabit hedef deneyine göre meydana gelme olasılığı daha fazladır.

### **2.2.1. Doğru-voltaj hızlandırıcılar**

En basit parçacık hızlandırıcı, elektrotları arasında, yüksek voltaj jeneratörü ile üretilen sabit bir elektrik alan kullanmaktadır. Elektrotlardan birinde aynı zamanda parçacık kaynağı da bulunmaktadır. Elektron demetleri için bu termo-iyonik katottur. Başka bir DC ya da yüksek frekans kaynağı kullanılarak seyreltik gazların iyonlaştırılmasıyla elde edilen protonlar, hafif ve ağır iyonlar da hızlandırılabilir. Bu şekilde elde edilen parçacıklar elektrik alanla hızlandırılmaktadır. Hızlandırma bölgesi parçacıkların gaz molekülleriyle çarpışıp enerji kaybetmelerini engellemek amacıyla vakum altında tutulmaktadır. Parçacık bu şekilde ikinci elektroda kadar enerji kaybetmeden hızlanır. İkinci elektrotu genelde parçacığın sabit hızla hareket ettiği (elektrik alanın olmadığı) bir bölge takip eder. Parçacığın bu şekilde hızlandırılmasıyla elde edilen enerji, teknolojik limitler nedeniyle oldukça sınırlıdır. Elektrostatik hızlandırıcılarda ulaşılabilecek maksimum enerji doğrudan elde edilebilecek maksimum voltajla orantılıdır. Şekil 2.1'de elektrostatik hızlandırıcının genel ilkesi gösterilmektedir.

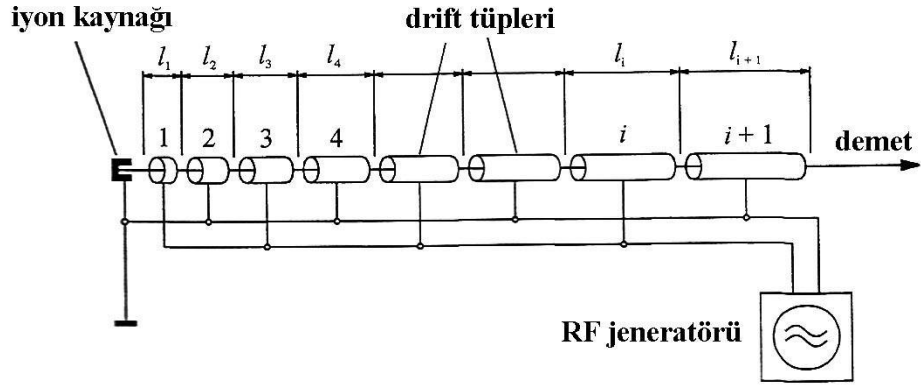


Şekil 2.1. Elektrostatik hızlandırıcının genel ilkesi (Anonim, 2007a)

### 2.2.2. Lineer hızlandırıcılar

Radyo frekansı kullanılarak çalışan lineer hızlandırıcılarda iyonların küçük potansiyel farkları kullanılarak tekrar hızlandırılması gerekliliği problemi yoktur. Lineer hızlandırıcılarda, lineer bir tüp içerisine belli sayıda elektrot yerleştirilmiş bir düzeneğe iyonlar enjekte edilir. Elektrotların her iki tarafına uygulanan alternatif voltaj uygun şekilde belli aralıklarla sıralanmış elektrotların fazları değiştirilerek hareketlenen iyonların hızlanmaları sağlanır.

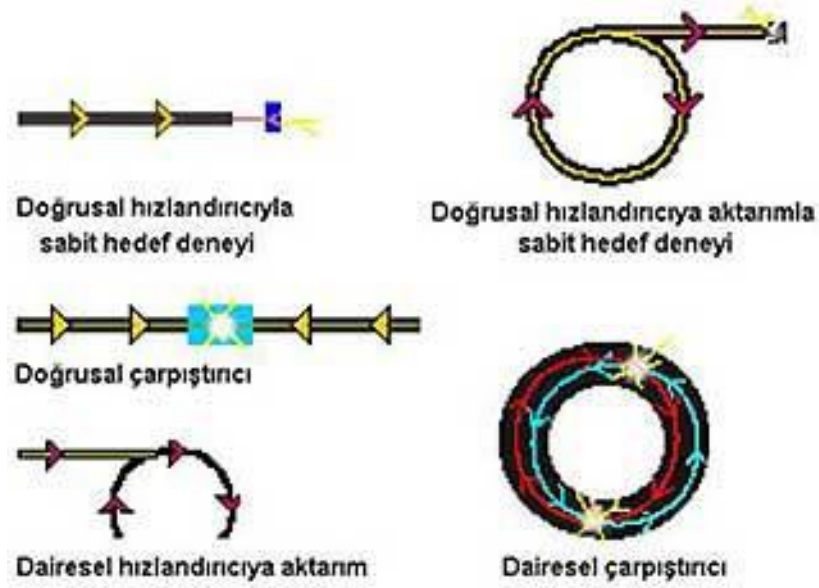
1925 yılında doğru voltaj yerine, değişken voltaj yani değişken elektrik alanın kullanılması fikri ortaya atıldı. 3 yıl sonra Wideroe, bu prensibi kullanarak o ana kadar olumlu sonuçlanan ilk lineer hızlandırıcı testini gerçekleştirdi. Şekil 2.2’de gösterildiği gibi lineer hızlandırıcı, demetin hareket doğrultusu boyunca sıralanmış bir dizi sürüklenme (drift) tüplerden meydana gelmektedir. Bu tüpler bir RF (radyo frekans) kaynağına bağlıdır. RF kaynağı yüksek frekansta alternatif voltaj sağlamaktadır. İlk yarım periyotta birinci drift tüpe uygulanan voltaj “iyon kaynağını” terk eden parçacığı hızlandırır. Drift tüpler, Faraday kafesi gibidir ve parçacıkları dış alanlara karşı perdeler. Bu arada, RF alanının yönelimi (aşağı veya yukarı) parçacık herhangi bir etki hissetmeksizin terslenir.



Şekil 2.2. Wideröe lineer hızlandırıcısı (Anonim, 2007c)

### 2.2.3. Dairesel hızlandırıcılar

Parçacıkların yolları üzerinde atom ya da moleküllere rastlayıp çarparak hız kaybetmemeleri için, hızlandırma işinin, vakumlanmış bir tüpün içinde yapılması gerekir. Eğer tüp bir doğru şeklindeyse, bu doğrusal bir hızlandırıcı olur. Parçacıkların ne kadar yüksek enerjilere çıkması isteniyorsa, tüpün de o kadar uzun olması gerekir. Bu durum, tüpün yerleştirileceği tünelin maliyetini artırır. Bunun alternatifi, ek bir manyetik alan uygulamak suretiyle, parçacıkları dairesel yörüngeler üzerinde döndürerek hızlandırmaktır. Bu seçeneğe göre inşa edilen dairesel hızlandırıcılara, hızlandırma işlemi için kullanılan alan türlerine ve şekillerine bağlı olarak, 'siklotron' ya da 'senkrotron' denir (Anonim, 2004). Şekil 2.3 'de hızlandırıcı tipleri gösterilmektedir.



Şekil 2.3. Hızlandırıcı tipleri (Anonim, 2004)

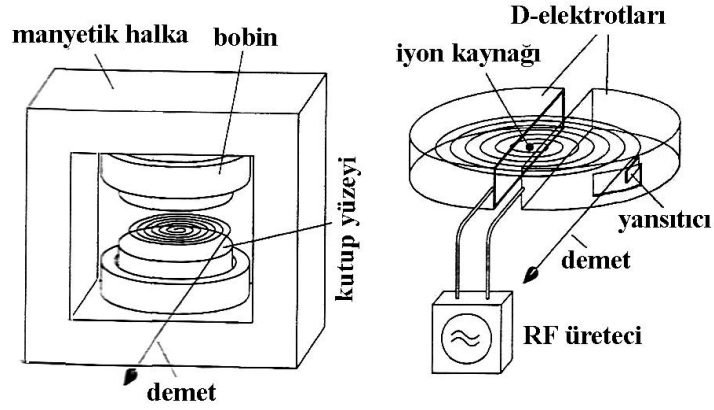
### 2.2.3.1. Siklotron

Siklotron, iyonları MeV mertebesinde hızlandırabilen, en iyi bilenen ve en yaygın kullanılan dairesel hızlandırıcıdır. Lineer hızlandırıcılarda olduğu gibi bu hızlandırıcılarda da değişen fazlar yardımıyla iyonlar hızlandırılır. Bu hızlandırıcı tipinde lineer hızlandırıcıdan farklı olarak hızlandırılan parçacıkları kapalı bir yol etrafında bükebilmek için manyetik alan da kullanılır. Bu hızlandırıcı tipinde hızlandırılmak istenilen parçacık siklotronun merkezine enjekte edilir ve dışa doğru spiral şekilde hızlandırılır (Ertürk ve Boztosun, 2004).

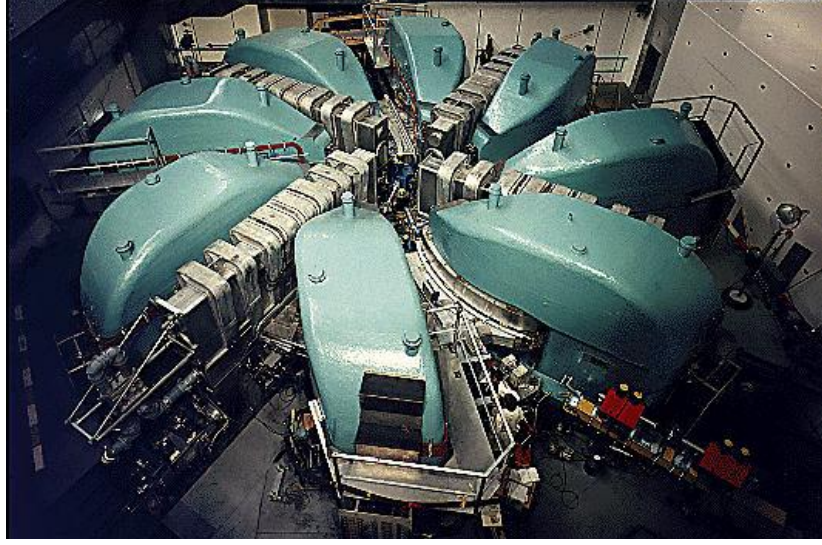
Rezonans hızlandırıcısı olarak da adlandırılan siklotronlar tek adımlı elektrostatik hızlandırıcılara alternatif olarak tasarlanmış dairesel hızlandırıcılardır. Yüklü parçacık demetleri belirli bir hızlandırma düzeneğinden, kapalı yörüngelerde defalarca geçirilerek devirsel yolda ardışık hızlandırma işlemine tabi tutulur. Yüksek enerjilere ulaşabilen ilk parçacık hızlandırıcısı olan siklotron tipi hızlandırıcıların ilk örneği Ernest Orlando Lawrence tarafından geliştirilmiştir. Lawrence, geliştirdiği

buluşu ile 1939 yılında Nobel Fizik Ödülüne layık bulunmuştur. 1944 yılında Lawrence ve ekibi “Manhattan Projesi” kapsamında 100 MeV enerjili 180 inçlik siklotronu tasarlamıştır (Yalçiner, 2008).

1960'lara kadar siklotronlar nükleer fizik araştırmaları için en çok tercih edilen hızlandırıcı tipi olmuştur. 1980'lere gelindiğinde özellikle mini siklotronların medikal ve ticari kullanımı artmış, bu amaçla PET (Pozitron Emisyon Tomografisi) radyoizotoplarının üretimi için gerekli olan kompakt siklotron sistemleri geliştirilmeye başlanmıştır (Yalçiner, 2008). Şekil 2.4'de siklotron hızlandırıcısının ana elemanları gösterilmektedir.



Şekil 2.4. Siklotron hızlandırıcısının ana elemanları (Anonim, 2007b)



Şekil 2.5. Siklotron hızlandırıcısı (Anonim, 2007b)

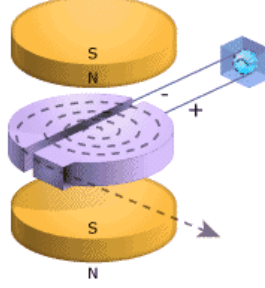
Siklotron, sarımlardan sabit bir akım geçen H şeklinde büyük bir mıknatıstan meydana gelmektedir. Mıknatısın kutupları arasında, D-elektrotları (DEE) bulunan bir vakum odası vardır. D-elektrotları parçacıkların hızlanmasından sorumludur. Jeneratörün ürettiği RF voltajı bu iki yarım elektrotta uygulanmaktadır. Parçacıklar, merkezde iki kutbun arasında yer alan bir iyon kaynağından yayınlanırlar. İki DEE arasından geçerken hızlanan parçacıklar daha büyük bir yarıçapa sahip yörüngeyle yollarına devam ederler.

Kaynağın frekansı siklotron frekansına eşit olacak şekilde seçilmelidir. Böylece parçacık boşluğa her gelişinde aynı hızlandırıcı alanla karşılaşır. Parçacıklar enerji kazandıkça, spiraller çizerek mıknatısın kenarına ulaşırlar. Mıknatısın kenarında küçük bir elektrot ya da yansıtıcı mıknatıs tarafından yansıtılıp deney amacıyla kullanılırlar.

Klasik siklotronlar, protonları, döteronları ve  $\alpha$ -parçacıklarını 22 MeV'a kadar hızlandırabilmektedir. Bu enerjilerde bile hareket relativistik değildir. Daha yüksek enerjilerde siklotron frekansı artan kütleyle birlikte ters orantılı olarak azalmaktadır. Eğer RF frekansı da uygun olarak artırılırsa daha yüksek enerjilere ulaşılabilir. Bu işlemin yapıldığı hızlandırıcılara da "sinkrosiklotron" denir.

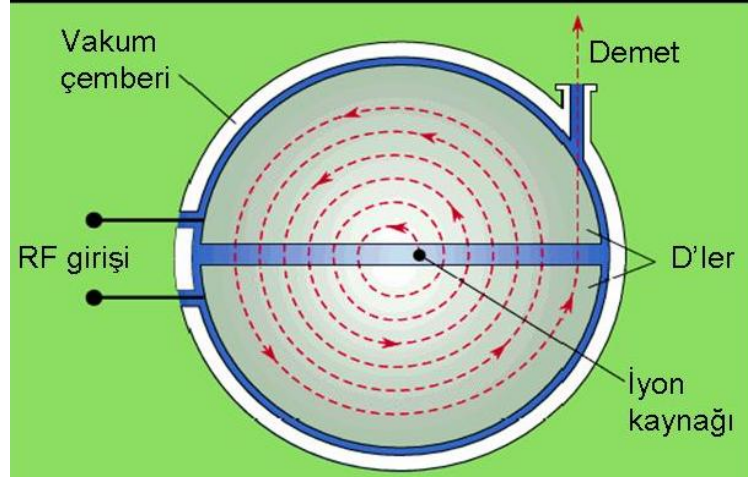
### *Siklotron tipi hızlandırıcıların çalışma prensibi*

Yüklü parçacıklar, dairesel (kapalı) bir yörüngede, manyetik alan şiddetine bağlı bir dönme frekansında, parçacıkların dolanım frekansı ile uyumlu bir frekansta salınım yapan elektrik alan etkisiyle ardışık hızlandırma işlemlerine tabi tutulurlar (Yalçın, 2008). Şekil 2.6’da siklotron içerisindeki bir parçacığın hareketi gösterilmektedir.



Şekil 2.6. Siklotron içerisindeki bir parçacığın hareketi

Siklotron tipi hızlandırıcılarda, yüklü parçacık demetleri şekilleri “D” harfine benzediği için “D” olarak adlandırılan yarım daire biçimli metal odacıklar içerisinde hareket ederler. Parçacıklar D’ ler içerisinde hareket ederken, mıknatısların oluşturduğu manyetik alan etkisi ile dairesel yol izlerler. Parçacıklar D’ler arasındaki boşluklardan (gap) geçerken, D’ lere uygulanan alternatif gerilimin oluşturduğu elektrik alanın etkisi ile her dönüşte belli bir miktar enerji kazanarak, enerjilerini MeV mertebesine çıkarana kadar dönüş yaparlar. Rölativistik olmayan durumlarda; siklotron içerisinde dolanan bir parçacığın kütlesi  $m$ , yükü  $q$ , herhangi bir andaki hızı  $v$  olmak üzere, parçacık  $B$  manyetik alanı ile  $E$  elektrik alanının etkisiyle hareket eder (Yalçın, 2008). Şekil 2.7’de siklotronun şematik gösterimi verilmektedir.



Şekil 2.7. Klasik bir siklotronun şematik gösterimi (Yalçiner, 2008)

Siklotronda, yüklü parçacıklar, güçlü magnetik alan tarafından dairesel yörüngede harekete zorlanmakta, diğer taraftan bir veya daha fazla geçit içerisinde rf salınımlı gerilim tarafından hızlandırılmaktadırlar. Geçitten geçen parçacıklar, elektrot içerisinde hareketlerine devam ederlerken elektrik alan perdelenir. Parçacıklar, bir sonraki geçide geldiklerinde, zamanla değişen voltajın fazı 180 derece değiştirildiğinden tekrar hızlanırlar. Bu işlem tekrarlandıkça ve magnetik alan sabit tutulursa, parçacıklar dışa doğru açılan spiral yörünge üzerindeki hareketlerine hızlanarak devam ederler. Parçacıklar, güçlü magnetik alanın sınırına geldiklerinde, buradaki biçimlendirilmiş magnetik alanın da yardımıyla bir demet halinde siklotronun dışarı çıkarlar (Yalçiner, 2008).

### ***Siklotronla üretilen radyoizotoplar***

Radyoizotoplar daha çok siklotron ve reaktörlerde üretilmektedir. Radyoizotopların hangi yöntem ile üretileceğini, üretimde kullanılan ışınlayıcı parçacıkların enerjisi ve hedef çekirdek belirler. Nükleer tıpta kullanılan radyoizotopların hemen hemen hepsi yapaydır. Radyoizotopların üretimi üç farklı yoldan gerçekleştirilmektedir. Bunlar nükleer reaktörler, siklotronlar (hızlandırıcılar) ve radyoizotop jeneratörleridir. Radyoizotop üretimindeki en önemli kriter zamandır. Kısa yarı ömürlü izotoplar kullanılacakları yerlere zamanında ulaştırılamayabilirler, bu nedenle üretim

noktasından uzakta bulunan ve özellikle kısa yarı ömürlü radyoizotop ihtiyacı olan tesislerin taleplerini karşılamak için radyoizotop jeneratörleri kullanılmaktadır (Yalçın, 2008).

Günümüzde, 2700'den fazla radyonüklid siklotron, reaktör, nötron jeneratörü ve lineer hızlandırıcılarda üretilmektedir.

a) Siklotron Ürünleri

i. Pozitron saçan izotoplar: C-11, N-13, O-15, F-18

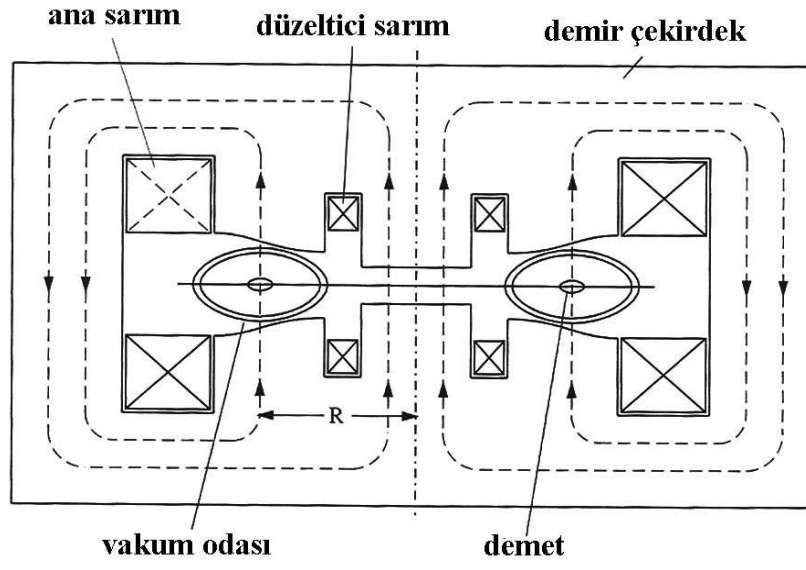
ii. Gamma saçan izotoplar: Co-57, Ga-67, In-111, I-123, Tl-201

b) Jeneratör Ürünleri: Ga-68, Kripton 81m, Ru-82, Tc-99m ve In-113m

c) Nükleer reaktör ürünleri: Xe-133, Mo-99, I-131

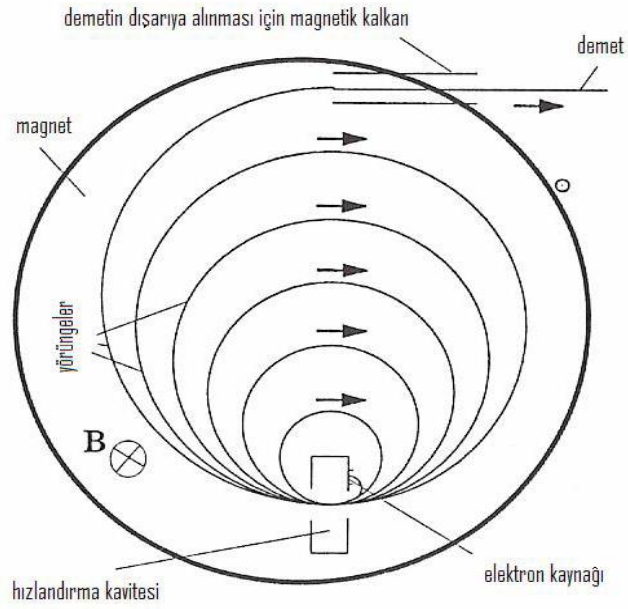
### **2.2.3.2. Betatron**

Elektron gibi yeterli olarak hızlandırılmayan hafif parçacıkları hızlandırmak için kullanılan düzeneklerdir. Etrafı manyetik alanla çevrilidir. Bu özellikten dolayı betatronlar içerisinde özel bir bölge düzenlemeye gerek yoktur. Betatronlarda parçacıklardaki hızlandırmayı sağlayan elektrik alan, manyetik alan tarafından oluşturulur. Betatronlar, proton gibi ağır parçacıklar için uygun bir hızlandırıcı değildirler (Yavaş, 2005). Şekil 2.8'de betatronun kesit görünümü gösterilmektedir.



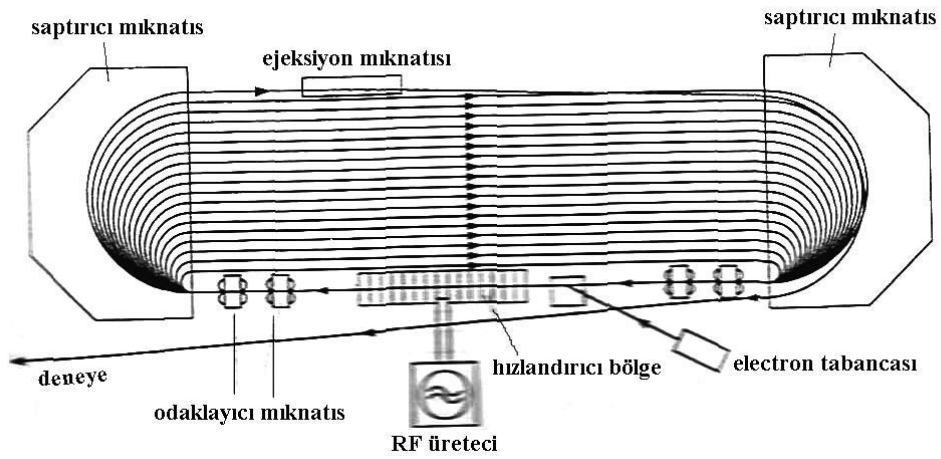
Şekil 2.8. Betatronun kesit görünümü (Ulu, 2008)

### 2.2.3.3. Mikrotron



Şekil 2.9. Mikrotron hızlandırıcısının ana elemanları

Mikrotronlar elektronlar için kullanılan lineer hızlandırıcı ile siklotron karışımı bir tedavi cihazıdır. Mikrotronların yapıları basit ve enerji seçimi kolaydır. Diğer lineer hızlandırıcılara göre daha küçük hacimli cihazlardır. Mikrotronlarda tek kavite bulunur. Elektronlar, mikrotronlarda bir kaynaktan çıkarak bu kavite içine gelirler ve burada elektrik alanın yardımıyla hızlandırılırlar. Şekil 2.10'da gösterilmektedir. Bir süre sonra kaviteden uzaklaşırlar. Daha sonra manyetik alanın içinde elektronlar, tekrar kaviteye yönlendiren dairesel bir hareket yaparlar. Elektronların kavite içinden her geçişlerinde hem enerjileri hem de yarıçapları artar.

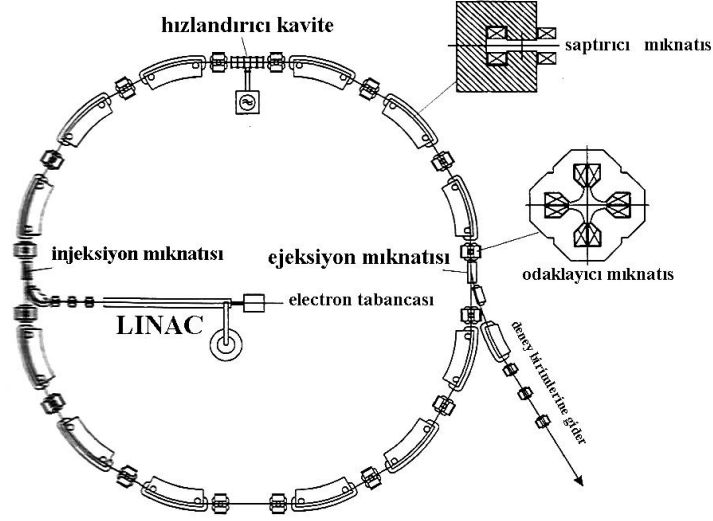


Şekil 2.10. Mikrotronda elektronun hızlandırılması (Yavaş, 2005)

#### 2.2.3.4. Sinkrotron

Elektronların hızlandırılması sonucu oluşan yüksek enerjili elektron demeti istenilen istikamete kullanılan mıknatıslar yardımıyla yöneltir. Oluşan Sinkrotron radyasyonu diğer klasik yöntemlerle oluşturulan X-ışınlarından farklı özelliklere sahiptir. Bu özellikler, doğa bilimlerini araştırma konusunda neredeyse sınırsız bir araştırma alanı açmış olmakla birlikte tıp alanında da teşhis ve tedavi amaçlı olarak

kullanım imkanı vermiştir (Ertürk ve Boztosun, 2004). Sinkrotronun temel yapısı şekil 2.11’de verilmiştir.



Şekil 2.11. Sinkrotronun temel yapısı (Ulu, 2008)

### ***Sinkrotron ışınımının kullanım alanları***

Sinkrotron ışınımı atomik fizikte ve malzeme bilimi araştırmalarında kullanılan değerli bir deneysel araç haline geldiği için Fermilab’ta süper iletken mıknatıslar 400 GeV’lik hızlandırıcı tüneline yerleştirilmiş ve enerjisi 1983’te 800 GeV’e ulaşmıştır. Bu tür hızlandırıcıların veya depolama halkalarının kayda değer başarıları, bu tür aygıtların daha fazla geliştirilmelerinin önünü açmıştır. Bu amaçla demet başına 50 GeV ve 100 GeV’e ulaşan elektron-pozitron halkası (LEP), CERN’de inşa edilmiştir. Halka şekilli ilk elektron-pozitron çarpıştırıcısı HERA adıyla DESY’de meydana getirilmiştir (Ertürk ve Boztosun, 2004).

Sinkrotron ışınımı kullanılarak yapılan çalışmalardan bazılarının ana başlıkları (Bozduman, 2008);

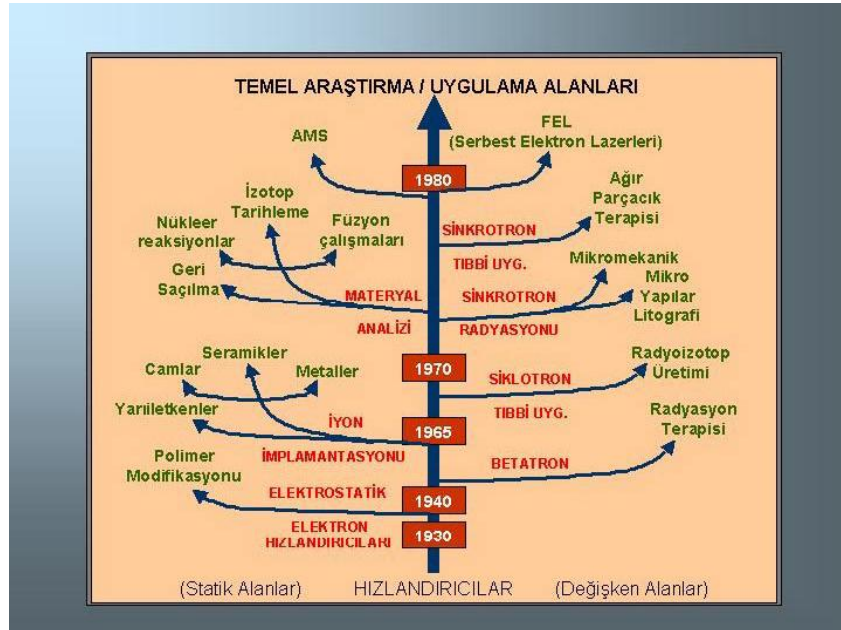
- “Moleküllerin yapısı ve iç atomik bağ uzunluklarının incelenmesi ile ilgili çalışmalar.
- Protein ve diğer makro moleküllerin yapısını belirleme ile ilgili çalışmalar (yeni ilaç yapımına olanak sağlamaktadır).
- Çeşitli tipteki materyallerin, yüksek basınç ve sıcaklık ile ilgili olan çalışmaları.
- Buz kristallerinin içinde geçici olarak meydana gelen yapısal değişim (buzullar ile ilgili sonuçlara benzetilmektedir).
- Değişik fiziksel ve kimyasal uyarım ile moleküllerin yapısında meydana gelen değişimler.
- Tıptaki Anjiyografi ile konulan teşhisler için yeni teknikler geliştirme ve endüstri ile tıp radyografisi için yüksek çözünülmeye sahip bilgisayar destekli tomografi geliştirme çalışmaları.
- Manyetik maddelerin ve nano boyutlu materyallerin özelliklerinin incelenmesi ile ilgili çalışmalar.
- İnce film çalışmaları, yüzeyde atomik büyümeyle ilgili olarak oluşan değişimler.
- Endüstriyel uygulamalar; bilgisayarlar için tümleşik (entegre) devre üretimi ve kimyasal buharlaşma ile yeni tekniklerde üretim çalışmaları.
- X-ışını görüntülemesi, x-ışını kırınımı, x-ışını saçılması temelindeki deneyler.”

### 2.3. Hızlandırıcıların Genel Kullanım Alanları

Her geçen gün kullanım alanına bir yenisini ekleyen hızlandırıcılar başlıca:

Yüksek enerji fiziği deneylerinde, nükleer fizik deneylerinde, radyo izotop üretiminde, sinkrotron ışınım kaynağı olarak, serbest elektron lazeri, atmalı nötron kaynağı, ikincil demetlerin elde edilmesi olarak kullanılmaktadır. Ayrıca iyon implantasyonu ile malzeme bilimi, polimer kimya, moleküler biyoloji, teşhis ve ışın tedavisi, petrol ve maden aranması, gıda sterilizasyonu, savunma, arkeoloji, anjiyografi v.b.gibi sektörlerde bilim ve teknolojinin yüzlerce alanında kullanılmaktadır (Yavaş, 2005).

Şekil 2.12. ' de hızlandırıcıların temel araştırma ve uygulama alanlarındaki gelişmeler gösterilmektedir.



Şekil 2.12. Hızlandırıcıların temel araştırma ve uygulama alanları

Hızlandırıcıların kullanım alanları altı başlık altında literatürden (Ulu, 2008) alınarak aşağıdaki gibi verilmiştir.

*Yüksek Enerji Fiziği:*

Sabit hedef deneylerinde, depolama halkalarında çarpışan demetlerde ve lineer çarpıştırıcılarda.

*Nükleer Fizik:*

Parçacık (elektron veya proton) hızlandırıcılarında, iyon hızlandırıcıları/ çarpıştırıcılarında, sürekli demet yapılarında ve sabit hedef deneylerinde.

*Güç Üretimi:*

Durgun füzyonda, seyrek yakıt cihazlarında.

*Endüstri:*

X-ışınları ile radyografide, iyon aşılmasında, izotop üretimi/ayırışımında, malzeme testlerinde ve gıda sterilizasyonunda.

*Sinkrotron ışınımı:*

Temel atomik ve moleküler fizikte, yoğun madde fiziğinde, yer fiziğinde, moleküler ve hücre biyolojisinde ve yüzey/ara yüzey fiziğinde.

*Tıp:*

Radyoterapide, sağlık fiziğinde, anjiyografide ve mikro cerrahide.

Çizelge 2.1’de Tıpta kullanılan bazı radyoizotoplar ve kullanım alanları verilmektedir.

Çizelge 2.1. Tıpta kullanılan bazı radyoizotoplar ve kullanım alanları

İzotop	Oluşma Ömrü	Reaksiyonu/ Yarı	Kullanım Alanları
$^{11}\text{C}$	$^{14}\text{N}(\text{p},\alpha)^{11}\text{C}$	20,39 dakika	Beynin olağan ve olağan dışı faaliyetlerinin izlenmesi
$^{13}\text{N}$	$^{13}\text{C}(\text{p},\text{n})^{13}\text{N}$ $^{16}\text{O}(\text{p},\alpha)^{13}\text{N}$	9,96 dakika	Çok kısa ömürlü PET olarak beyin fizyoloji ve patolojisinde, ayrıca nörofarmolojik, psikiyatri, akıl hastalıkları ile ilgili çalışmalarda
$^{15}\text{O}$	$^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$	122,24 saniye	PET görüntüleme
$^{18}\text{F}$	$^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$	109,77 dakika	Beyin üzerine yapılan araştırmalarda radyoizleyici ve PET görüntüleme
$^{57}\text{Co}$	$^{58}\text{Fe}(\text{p},2\text{n})^{57}\text{Co}$	271,79 gün	Nükleer tıpta radyoizotop doz kalibratörleri, gama kameralar ve ölçüm sistemlerinde kaynak olarak, kalite kontrol detektörü ve gama ışını detektörlerinin kalibrasyonu
$^{67}\text{Ga}$	$^{68}\text{Zn}(\text{p},2\text{n})^{67}\text{Ga}$	3,26 gün	Lenf kanseri (lenfoma) tespiti, $^{111}\text{In}$ ile birlikte kullanıldığında yumuşak doku, baş boyun, akciğer, karaciğer tümörleri, melanom ve nöroblastom da galyum tutuluğu gösteren tümörlerdir

Çizelge 2.1. (devam)

$^{103}\text{Pd}$	$^{103}\text{Rh}(p,n)^{103}\text{Pd}$ /16,99 gün	Prostat kanseri tedavisi
$^{111}\text{In}$	$^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ / 2,80 gün	Organ nakli kabulünün tespiti, abdominal (mideye ait) enfeksiyonların tespiti, antikor etiketleme ve vücudun bağışıklık sisteminin takibi, beyaz kan hücrelerinin takibi, 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; tedavi amacıyla kullanılmaktadır.
$^{123}\text{I}$	$^{124}\text{Xe}(p,2n)^{123}\text{Cs} \rightarrow ^{123}\text{I}$ / 13,27 saat	Beyin, tiroid, böbrek ve myokardial görüntüleme, beyindeki kan akışının görüntülenmesi ile bazı nörolojik hastalıkların teşhisi (Alzheimer vb.)
$^{201}\text{Tl}$	$^{203}\text{Tl}(p,3n)^{201}\text{Pb} \rightarrow ^{201}\text{Tl}$ / 7 2,912 saat	Klinik kardiyoloji, SPECT görüntüleme.

#### 2.4. Nötronlar

Nötron, proton ile birlikte, atomun çekirdeğini meydana getirir. Ayrıca nötron ve proton sayılarının toplamı, bize o maddenin kütle numarasını verir. Nötron ve proton kütleleri, birbirine oldukça yakındır ( $1,67492 \times 10^{-27}$  kg) ve bağıl kütlesi 1,00 a.k.b kabul edilir. Hidrojenin dışında bütün atomların çekirdeklerinde bulunan parçacıktır. Nötronlar yüksüz parçacıklardır, dolayısıyla elektrik yükü sıfırdır. Nötronlar 3

kuarktan (u,d,d) oluşurlar. Sembolü  $n'$  dir. Her atom farklı sayıda nötron bulundurabileceği gibi, aynı atom da farklı sayıda nötrona sahip olabilir. Bu atomlar birbirlerinin izotoplarıdır. Doğada bilinen atomların kütlelerinin büyük bir kısmını nötron oluşturur. Atomlardan ve parçacıklardan yalıtılan nötron kararsızdır ve bir radyoaktif tanecik gibi davranır. Serbest durumdayken 0,786 MeV'lik enerji salarak bir proton bir elektron ile bir nötrino'ya dönüşür (Yaramış, 1974).

Nükleon ailesinin 'yüksüz üyesi olan nötron, nükleer kuvvetlerle ilgili çalışmalarda temel bir rol oynar. Çok düşük enerjili (eV veya altında) nötronlar bile Coulomb engelinden etkilenmeden, çekirdeğe girerek çekirdek reaksiyonlarını başlatabilirler.

Yıldızların iç kısmındaki olayları anlama konusundaki eksikliğimiz kısmen, keV mertebesindeki düşük enerjili protonların yol açtığı çekirdek reaksiyonlarının incelenmesinin güçlüğünden kaymaklanmaktadır. Diğer taraftan, Coulomb kuvvetinden etkilenmeyen nötronlar, nükleer araştırmalar açısından bazı deneysel zorluklar yaratırlar. Nitekim belli bir enerjiye sahip olan bir nötron demetinin seçilip yönlendirilmesi ve odaklanması zordur. Nötronlar, detektörlerde birincil iyonlaşma olayları yapmazlar (madde içinden geçen nötronların atomdaki elektronlarla etkileşmesi ihmal edilecek düzeydedir) (Krane, 2002).

Nötronların deneysel olarak ilk kez gözlenmesi 1930'da gerçekleşmiştir. Bothe ve Becker berilyumu (radyoaktif parçalanma kaynaklı),  $\alpha$  tanecikleri ile bombardıman ederek, çok delici fakat iyonlaşma gücü olmayan bir ışınım elde ettiler. Kısa bir süre sonra, Curie ve Joliot, bu ışın parafinden geçerken, yüksek enerjili bir protonun yayımlandığını fark ettiler. Protonların parafin içindeki menziline kullanarak, enerjilerini 5,3 MeV olarak saptadılar. Eğer bu ışın gerçekten  $\gamma$  ışını olsaydı, protonların parafinden Compton olayına benzer bir çarpışma ile koparılmaları gerekirdi. Compton saçılması formülünü kullanarak yaptıkları hesaplara göre, bu kadar yüksek enerjili proton koparabilecek " $\gamma$  ışınlarının" enerjisinin en az 52 MeV olması gerekirdi. Bu kadar yüksek enerjili  $\gamma$  ışını son derece gerçek dışı görüldü. Chadwick 1932'de doğru açıklamayı ortaya koydu. Bu bilinmeyen ışının, kütlesi hemen hemen protonunki kadar olan nötr bir parçacık (dolayısıyla delici ve iyonlaştırmayan) olduğunu ileri sürdü. Merkezi bir çarpışmada, 5,3 MeV'lik bir nötron bütün enerjisini çarpıştığı protona aktarılabilmekteydi. Chadwick nötronlarla

başka saçılma deneyleri de yaparak, hipotezini doğruladı. Chadwick, nötronu keşfeden kişi olarak kabul edilir (Krane, 2002).

Nötronlarla ilgili temel araştırmalar, hemen hemen nükleer fiziğin ilk günlerin kadar dayanır. Günümüzde hala anlamlı ve heyecan verici bir araştırma alanı olmaya devam etmektedir. Örneğin, nötron demetlerinin girişim etkileri, kuantum mekaniğinin temel yapısının bazı yönlerinin ilk defa deneysel olarak gösterilmesine imkan vermiştir (Krane, 2002).

Çizelge 2.2. Nötronun genel özellikleri (Yıldırım, 2009)

Nötronun Yapısı	
Sınıfı	Baryon
Bileşimi	Bir yukarı, iki aşağı
Ailesi	Fermyion
Grup	Kuark
Etkileşimi	Yer çekimsel, Elektromagnetik, Güçsüz, Güçlü
Anti-parçacığı	Anti-nötron
Keşfi	James Chadwick (1932)
Sembol	N, n <sup>0</sup>
Kütle	1.67492729(28)×10 <sup>-27</sup> kg
Ortalama Yarı Ömrü	885.7(8) s (serbet)
Elektrik yükü	0 Coulomb
Elektrik Dipol Moment	<6.3×10 <sup>-26</sup> e cm
Elektrik Polarizesi	1.16(15)×10 <sup>-3</sup> fm <sup>3</sup>
Magnetik Moment	-1.9130427(5) μ <sub>N</sub>
Magnetik Polarizesi	3.7(20)×10 <sup>-4</sup> fm <sup>3</sup>
Spin	½
Izo-Spin	½
Parite	+1
Yoğunluğu	I(J <sup>P</sup> ) = ½(½ <sup>+</sup> )

### 2.4.1. Nükleer reaksiyonlarla üretilen nötronlar

Nötron elde edilen birçok nükleer reaksiyon vardır. Reaksiyonu başlatabilmek için gerekli yüklü parçacıklar demeti hızlandırıcılar vasıtasıyla elde edilirler. Bununla birlikte yüklü parçacık enerjisinin ve gözlenen nötron saçılma açısının dikkatli seçimi ile hemen hemen istenilen her enerjide ve mümkün olduğunca tek enerjili nötron demeti elde edebiliriz. Bu amaçla kullanılabilen bazı reaksiyonlar şunlardır (Krane, 2002):



#### ***Tek enerjili Nötron Kaynakları: Hafif Çekirdeklerle Olan Reaksiyonlar***

CHADWICK 1932 de nötronların varlığını gösterdikten hemen sonra fizikçiler parçacık hızlandırıcıları ile tek enerjili nötronlar üzerinde araştırmalara başladılar.  $D(d,n){}^3\text{He}$  reaksiyonu bu nedenle ilk kullanılan reaksiyonlardan biridir. Tek enerjili huzmeler elde etmek için kullanılan kaynaklar, nötron oluşturan yüklü parçacık reaksiyonlarıdır. Burada eskite (uyarılmış seviyelerin) seviyelerin meydana gelmesinden sakınmak için geliş enerjisi yeter derecede alçak tutulur (Yaramış, 1974).

Hidrojen izotopları arasındaki reaksiyonlar en faydalı olanlardır. Burada  $D(d,n){}^3\text{He}$ ,  $T(p,n){}^3\text{He}$ ,  $T(d,n){}^4\text{He}$ ,  ${}^9\text{Be}(\alpha,n){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{C}(d,n){}^{13}\text{N}$  ve  ${}^{13}\text{C}(\alpha,n){}^{16}\text{O}$  reaksiyonları bu reaksiyonlara örnektir. Bu reaksiyonlar toplu bir halde Çizelge 2.3'de gösterilmiştir.

Çizelge 2.3. Nötron kaynaklarının enerji karakteristiği ( hafif çekirdeklerle olan reaksiyonlar) (Büyüksü, 2008)

Reaksiyon	Endotermik			Exotermik			
	$^{12}\text{C}$	T	$^7\text{Li}$	$^{13}\text{C}$	D	$^9\text{Be}$	T
	(d,n)	(p,n)	(p,n)	( $\alpha$ ,n)	(d,n)	( $\alpha$ ,n)	(d,n)
Q değeri (MeV)	-0,281	-0,764	-1,646	2,201	3,266	5,708	17,586
Eşik (MeV)	0,328	1,019	1,882	--	--	--	--
Eşikte nötron enerjisi	3,4	63,9	29,9	--	--	--	--

***Tek enerjili Nötron Kaynakları: Orta Ağırlıktaki Çekirdeklerle Olan Reaksiyonlar***

150 keV den birkaç MeV ye kadar olan enerji bölgesinde en çok kullanılan tek enerjili nötron kaynakları Çizelge 2.4.'de verilen reaksiyonlardır. Her iki reaksiyonda endotermiktir.

Çizelge 2.4. Tek enerjili nötron kaynakları (Büyüksü, 2008)

Reaksiyon	Q (MeV)
$^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$	-1,645
$^3\text{T}(p,n)^3\text{He}$	-0,764

Her ne kadar orta ağırlıktaki çekirdeklerde (p, n) reaksiyonu için tesir kesitleri  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  reaksiyonunun tesir kesitinden çok daha küçük ise de nötron kaynağı olarak bu daha ağır çekirdekleri kullanmada bazı faydalar vardır. Kütle merkezinin hızının küçüklüğünden dolayı, bu reaksiyonlarda oluşan nötronlar ileri yönde bir kaç keV'luk bir enerjiye sahip tek enerjilidirler. Bu reaksiyonlar için nötronların enerjisi açı ile çok yavaş değişir. Böylece enerji rezolusyonu kaybı olmadan numune ve detektörler için geniş bir katı açı kullanılmasını sağlar.

Orta ağırlıktaki çekirdeklerde bir kaç (p,n) reaksiyonu için  $0^\circ$  deki monoenerjetik nötronların minimum enerjileri Çizelge 2.5'de gösterilmiştir.  ${}^3\text{T}(p,n){}^3\text{He}$  ve  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  karşılaştırma yapmak için konulmuştur.  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  reaksiyonundan  $0^\circ$  de 120 keV den küçük enerjili tek enerjili nötronlar elde etmek mümkün değildir (tam eşikte hariç).

Çizelge 2.5. Çeşitli reaksiyonlardan  $0^\circ$  de oluşan tek enerjili nötronların minimum enerjileri (Büyüksü, 2008)

Reaksiyon	$E_{n, \min}$ (keV) <sup>a</sup>	$\Delta E$ (keV) <sup>b</sup>
${}^3\text{T}(p,n){}^3\text{He}$	288	128
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	120	39
${}^{45}\text{Sc}(p,n){}^{45}\text{Ti}$	5,60	1,46
${}^{51}\text{V}(p,n){}^{51}\text{Cr}$	2,36	0,61
${}^{63}\text{Cu}(p,n){}^{63}\text{Zn}$	4,20	1,08
${}^{65}\text{Cu}(p,n){}^{65}\text{Zn}$	2,03	0,52

[<sup>a</sup> $E_{n, \min}$   $0^\circ$  de tek enerjili nötronların minimum enerjileri, <sup>b</sup> $\Delta E$  nötronların  $0^\circ$  de tek enerjili oldukları bombardıman enerjisi ile eşik enerjisi arasındaki farktır. ]

Orta ağırlıktaki elementlerden 5 keV veya daha düşük enerjili nötronlar elde edilebilir. Bu son kaynaklar 0° de eşğin yaklaşık olarak 1 keV üstünde tek enerjili olurlar (Yaramış, 1974).

#### **2.4.2. Reaktörlerle üretilen nötronlar**

Bir nükleer koruna yakın bölgelerdeki nötron akısı oldukça yüksek olabilir, örneğin  $10^{14}$  nötron/cm<sup>2</sup>/s. Enerji dağılımı, maksimum değerleri 1-2MeV civarında pik yapacak şekilde 5-7 MeV'a kadar uzanır. Bu nötronlar genellikle reaktör içinde termal enerjilere kadar yavaşlatılırsalar da, reaktör korunda hızlı nötronlarda bulunur. Reaktör kazanının radyasyon zırhında açılacak küçük bir delik yardımı ile laboratuardaki deneyler için bir nötron demeti elde edilebilir. Reaktör korundan gelen yüksek düzeydeki nötron akıları, özellikle nötron yakalanması yoluyla radyoizotop üretiminde ve nötron aktivasyon analizinde çok yardımcı olurlar (Krane, 2002).

#### **2.4.3. Nötronların kullanım alanları**

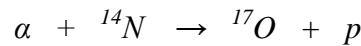
Bütün bu prosesler sonunda elde edilen nötronların kullanım alanları aşağıda verilmiştir (Yıldırım, 2009):

- “Fizik,
- Yer bilimleri,
- Sıvı ve amorf sistemler,
- Polimer bilimi,
- Mühendislik uygulamaları,
- Materyal bilimi araştırmaları,
- Spallasyon nötronlar: nötron saçılması kullanılarak yoğun madde çalışmaları,
- Hızlandırıcı Sürümlü Sistemler (ADS),
- Enerji Yükselteci,
- Kimya,
- Kristalize malzemeler,
- Düzensiz malzemeler,

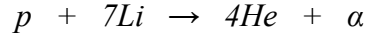
- Manyetizma ve süper iletkenlik,
- Transuranic (uranyum içeren) elementleri belirlemek,
- Trityum üretimi,
- Toryumla birleşerek nükleer enerji üretiminde, radyoaktif kalıntıların yok edilmesinde,
- Patlayıcı ve zararlı maddelerin belirlenmesi,
- Medikal izotop üretimi,
- Nötron aktivasyon analizi,
- Kanser tedavisi,
- Uzun ömürlü fisyon ürünlerini yok etmek,
- Endüstri de ışınlamada,
- Yapısal Biyoloji,
- Nötron Radyografisi,
- Nükleer tıpta,
- Nükleer deneylerinde kullanılmaktadır.”

## 2.5. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri

Reaktör veya hızlandırıcıdan (ya da radyoaktif bir kaynaktan) çıkan enerjik parçacıklar madde üzerine düşürülürse, nükleer bir reaksiyonun meydana gelmesi mümkündür. İlk nükleer reaksiyonlar, Rutherford'un laboratuvarında bir radyoaktif kaynaktan çıkan  $\alpha$  parçacıkları kullanılarak gerçekleştirildi. Bu ilk deneylerin bazılarında  $\alpha$  parçacıkları hedef çekirdekte elastik olarak geri saçılmaktaydı. Bu olay Rutherford saçılması olarak bilinir ve atom çekirdeğinin varlığı ile ilgili ilk delildir. Rutherford 1919'da yaptığı öteki deneylerinde,

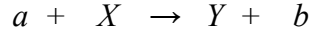


reaksiyonunda olduğu gibi, nükleer numunelerin değişim veya dönüşümünü gözleyebildi. Nükleer reaksiyonları oluşturabilen ilk parçacık hızlandırıcısı, 1930'da,



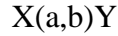
reaksiyonunu gözleyen Cockcroft ve Walton tarafından yapıldı (Krane, 2002).

Tipik bir nükleer reaksiyon,



biçiminde yazılır. Burada,  $a$  hızlandırılan parçacık,  $X$  hedef çekirdek (genel olarak laboratuarda hareketsiz) ve  $Y$  ile  $b$  reaksiyon ürünleridir. Genellikle  $Y$  hedefte duran ve doğrudan gözlenmeyen ağır bir üründür.  $b$  ise, tespit edilebilen ve ölçülebilen hafif bir parçacıktır. Genel olarak  $a$  ve  $b$  nükleon veya hafif çekirdekler olabilir, ancak bazen  $b$ , bir  $\gamma$  ışını da olabilir; bu reaksiyona *ışımali yakalama (radiative capture)* denir. Eğer  $a$  bir  $\gamma$  ışını ise, bu reaksiyona *nükleer fotoelektrik olay* denir.

Bu reaksiyonu göstermenin diğer ve kısa yolu,



dir. Bu gösterim, ortak özelliklere sahip reaksiyonların genel sınıfını, örneğin (p,n), ( $\alpha$ ,n) veya (n, $\gamma$ ) reaksiyonları, göstermenin doğal bir yolunu verdiği için elverişlidir (Krane, 2002).

### ***Tesir kesiti***

Tesir kesiti, reaksiyon oluşumunun bağıl olasılığının bir ölçüsüdür. Genellikle uyarılma fonksiyonu olarak da adlandırılmaktadır. Bu fonksiyon bir siklotron ile üretilen radyoizotop miktarını ve hedef malzemedeki diğer radyoizotopların kontaminasyon seviyesini belirler (Yalçınar, 2008).

Bir nötronun hedef ile etkileşme olasılığı çekirdek yüzeyinin alanı ile orantılıdır ve hedef ile etkileşen nötronun büyüklüğü yaklaşık 1 barn kadardır ( $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Nükleer bir reaksiyonun enerjisi, coulomb engeli ile  $Q$  değerini aşmak için gereken

enerjiden düşük ise (tünelleme olayı hariç) nükleer reaksiyon oluşmaz. Engelin altındaki enerjilerde reaksiyon olasılığı düşüktür. Nükleer reaksiyon için ihtiyaç duyulan enerji hedef malzemenin atom numarası arttıkça artar. Küçük atom numaralı hedef malzemeler için düşük enerjili hızlandırıcılar kullanılabilir ancak yüksek atom numaralı malzemeler için parçacık enerjisi yüksek olmalıdır (Yalçın, 2008).

Gelen parçacıkların hedef çekirdekleriyle doğrudan etkileştikleri belirli etkin alanları vardır. Tesir kesitinin birimi barn, daha küçük birimi de milibarndır. Barn b, milibarndır ise, mb sembolü ile gösterilir,  $1 \text{ b} = 10^3 \text{ mb} = 10^{-24} \text{ cm}^2$  dir (Yalçın, 2008).

### ***Diferansiyel tesir kesiti***

Gelen parçacıklar hedef çekirdekleriyle etkileştiklerinde, her zaman sadece bir tür nükleer reaksiyon meydana getirmeleri gerekmez. Şayet birden fazla türde reaksiyon meydana gelmişse her bir tür için tesir kesiti genellikle farklı olacaktır. Bu özel tesir kesitlerine diferansiyel tesir kesitleri denir ve toplam tesir-kesiti bunların toplamına eşit olacaktır. Nükleer reaksiyon veya saçılma meydana geldikten sonra dışarı gönderilen parçacıklar çoğu kez anizotropik dağılım gösterirler ve aynı zamanda farklı açılarda farklı enerjilere sahip olurlar. Geliş istikametiyle  $\theta$  açısı yaparak saniyede  $d\Omega$  katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. Bunun hesabının yapılması için, açıya bağımlı başka bir tesir-kesiti adı verilir ve birim katı açı başına düşen tesir-kesiti olarak tarif edilir. Bunu,  $(\theta, \phi)$  ile göstereceğiz:

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{tesir-kesiti/steradyan}) \quad (2.1)$$

Böylece toplam tesir-kesiti

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2.2)$$

olacaktır.  $d\Omega$  katı açısının değeri

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r \sin \theta d\phi)}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.3)$$

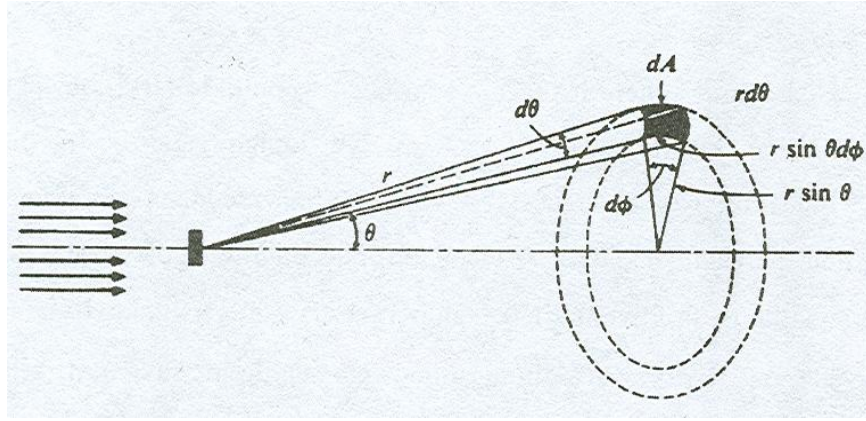
ifadesiyle verilir. Toplam katı açı

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (2.4)$$

olup katı açı kesri ise

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (2.5)$$

dir.  $\sigma_T$ , toplam tesir kesiti iki bağıntı birleştirilerek bulunabilir.



Şekil 2.13.  $d\Omega$  katı açısı içinde saçılan demeti gösteren reaksiyon geometrisi

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.6)$$

Şayet diferansiyel tesir kesiti  $\phi$  den bağımsız ise tesir kesiti ( $\phi$  üzerinden integral alındıktan sonra);

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta \quad (2.7)$$

olacaktır. Burada  $d\sigma/d\Omega=\sigma(\theta)$  diferansiyel-tesir-kesitidir. Diferansiyel-tesir-kesiti ölçümünün, sadece enerjiye bağımlı olmayıp, aynı zamanda tesir kesitinin yöne bağımlılığının nükleer reaksiyonun cinsine göre olduğu gerçeğinin bulunmasında da faydası vardır. Bir nükleer kuvvet tipi kabullenerek, farklı nükleer reaksiyonların açısız dağılımını ifade etmek mümkündür. Teori ile deney arasındaki uygunluk, farzedilen nükleer kuvvet şeklinin doğruluk derecesini verecektir (Yalçın, 2008).

### ***Çift diferansiyel tesir kesiti***

Birçok nükleer fizik uygulamasında, b parçacığının sadece belirli açıda yayınlanma olasılığı ile değil, ürün çekirdek Y' nin belirli enerjisine karşılık, belirli enerjide yayınlanma olasılığı ile de ilgileniriz. Dolayısıyla, tesir kesiti tanımını, b parçacığını  $d\Omega$  katı açısında ve  $dE_b$  enerji aralığında gözleme olasılığını verecek şekilde değiştirmeliyiz. Bu bize katlı diferansiyel tesir kesiti denilen  $d\sigma/dE_b d\Omega$  niceliğini verir. Literatürde bu ilave enerji bağımlılığı, genellikle açıkça ifade edilmez; genellikle tesir kesitleri, özel son enerji durumuna yol açan  $\theta'$  ya göre  $d\sigma/d\Omega$  olarak çizilir. Bu gerçekte, böyle görünmese de,  $d\sigma/dE_b d\Omega'$  dir. Kesikli durumlar için  $dE_b$  enerji aralığında sadece tek bir düzey bulunabilir ve fark önemsiz olur. Öte yandan eğer, b parçacığının doğrultusunu (hedefin kesit alanını dedektörlerin  $4\pi$  katı açısı ile kuşatarak veya b yi hiç gözlemeyerek) gözönüne almazsak, o zaman diğer  $d\sigma/dE$  diferansiyel tesir kesitini ölçeriz, burada E Y'nin uyarılmış bir enerjisini temsil edebilir (Yalçın, 2008).

İlgilenebileceğimiz diğer bir tesir kesiti  $\sigma_T$  toplam tesir kesitidir. Burada belirli bir gelen parçacık için, doğrultu ve enerjilerinin, tüm mümkün farklı giden parçacıklar için  $\sigma$  reaksiyon tesir kesitlerini, doğrultu veya yönlerini hesaba katmaksızın toplarız. Böyle bir hesaplama gelen parçacığın hedefle herhangi bir reaksiyona girme

ve böylece gelen parçacıklardemetinden kaldırılma olasılığını söyleyebilir. Bu belirli kalınlıkta hedef içinden geçen bir demetin şiddetindeki kayıp ölçülerek doğrudan elde edilebilir (Yalçınar, 2008).

## 2.6. Radyonüklidler

Tanı ve tedavi amacıyla kullanılan radyoaktif maddelere radyonüklid denir. Nükleer tıpta radyonüklidlerin ancak %5 i gibi az miktarı tedavi amacıyla kullanılmaktadır. Radyonüklidler, farmakolojik etkileri olmadığı için diğer ilaçlardan farklıdır (Demir, 2008).

Günümüz nükleer tıp merkezlerinde en sık kullanılan radyonüklid  $^{99m}\text{Tc}$  dir. Bu radyonüklidin fiziksel özellikleri gama kameralarda deteksiyon için idealdir. Nükleer tıpta büyük önem kazanan ve uzun yıllar tiroit metabolizmasının incelenmesinde değerini koruyan  $^{131}\text{I}$  nükleer özellikleri nedeniyle günümüzde tanı amaçlı kullanımda yerini  $^{99m}\text{Tc}$ 'ye terk etmiştir.  $^{99m}\text{Tc}$ 'in 6 saat fiziksel yarılanma süresi vardır. 140 KeV monoenerjili gama ışını vardır. Radyoizotop jeneratörlerinden kolaylıkla temin edilebilir.  $^{99m}\text{Tc}$ 'in bu özellikleri, alınan sintigrafik görüntülerin çok kaliteli olmasını ve hastaya verilen radyasyon dozunun çok düşük olmasını sağlayabilmektedir (Demir, 2008).

Çizelge 2.6'da çeşitli nükleer tıp radyoizotopları gösterilmektedir.

Çizelge 2.6. Çeşitli nükleer tıp radyoizotopları

Radyonüklid	Yarı Ömür	Reaksiyon	Kullanım
$^{18}\text{F}$	109,77 dk	$^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$	PET Görüntüleme
$^{11}\text{C}$	20,39 dk	$^{14}\text{N}(\text{p},\alpha)^{11}\text{C}$	PET Görüntüleme
$^{15}\text{O}$	122,24 sn	$^{15}\text{N}(\text{p},\text{n})^{15}\text{O}$	PET Görüntüleme
$^{13}\text{N}$	9,97 dk	$^{16}\text{O}(\text{p},\alpha)^{13}\text{N}$	PET Görüntüleme
$^{123}\text{I}$	13,27 saat	$^{123}\text{Te}(\text{p},\text{n})^{123}\text{I}$	SPECT Görüntüleme
$^{67}\text{Ga}$	3,26 gün	$^{67}\text{Zn}(\text{p},\text{n})^{67}\text{Ga}$	SPECT Görüntüleme
$^{124}\text{I}$	4,18 gün	$^{124}\text{Te}(\text{p},\text{n})^{124}\text{I}$	PET Görüntüleme
$^{201}\text{Tl}$	72,9 saat	$^{203}\text{Tl}(\text{p},\text{n})^{201}\text{Pb}$	SPECT Görüntüleme
$^{111}\text{In}$	2,8 gün	$^{110}\text{Cd}(\text{d},\text{n})^{111}\text{In}$	SPECT Görüntüleme
$^{64}\text{Cu}$	12,7 saat	$^{64}\text{Ni}(\text{p},\text{n})^{64}\text{Cu}$	PET Görüntüleme
$^{211}\text{At}$	7,2 saat	$^{209}\text{Bi}(\alpha,\text{n})^{211}\text{At}$	Terapi
$^{86}\text{Y}$	14,74 saat	$^{86}\text{Sr}(\text{p},\text{n})^{86}\text{Y}$	PET Görüntüleme
$^{94\text{m}}\text{Tc}$	52 dk	$^{94}\text{Mo}(\text{p},\text{n})^{94\text{m}}\text{Tc}$	PET Görüntüleme
$^{103}\text{Pd}$	17 gün	$^{103}\text{Rh}(\text{p},\text{n})^{103}\text{Pd}$	Terapi

Çizelge 2.7. Siklotron ürünü bazı radyonüklidlerin yarı ömrü ve üretim metodu

Nüklid	Fizik Yarı ömrü	Sık Üretim Metodu
${}^3_1\text{H}$	12.3 yıl	${}^6\text{Li} (n,\alpha){}^3\text{H}$
${}^{11}_6\text{C}$	20.4 dk	${}^{10}\text{B}(\text{d},\text{n}){}^{11}\text{C}$ ${}^{14}\text{N}(\text{p},\alpha){}^{11}\text{C}$
${}^{13}_7\text{N}$	10 dk	${}^{13}\text{C}(\text{p},\text{n}){}^{13}\text{N}$
${}^{14}_6\text{C}$	5730 yıl	${}^{14}\text{N}(\text{n},\text{p}){}^{14}\text{C}$
${}^{15}_8\text{O}$	2 dk	${}^{14}\text{N}(\text{d},\text{n}){}^{15}\text{O}$
${}^{18}_9\text{F}$	110 dk	${}^{18}\text{O}(\text{p},\text{n}){}^{18}\text{F}$
${}^{32}_{15}\text{P}$	14,3 gün	${}^{32}\text{S} (\text{n},\text{p}){}^{32}\text{P}$
${}^{57}_{27}\text{Co}$	271 gün	${}^{56}\text{Fe}(\text{d},\text{n}){}^{57}\text{Co}$
${}^{62}_{28}\text{Zn}$	9,3 sa	${}^{63}\text{Cu} (\text{p},2\text{n}){}^{62}\text{Zn}$
${}^{67}_{29}\text{Cu}$	2,6 gün	${}^{67}\text{Zn}(\text{n},\text{p}){}^{67}\text{Cu}$
${}^{67}_{31}\text{Ga}$	78,2 sa	${}^{68}\text{Zn} (\text{p},2\text{n}){}^{67}\text{Ga}$
${}^{68}_{31}\text{Ga}$	68 dk	${}^{68}\text{Zn} (\text{p},\text{n}){}^{68}\text{Ga}$
${}^{82}_{37}\text{Rb}$	75 sn	${}^{82}\text{Sr} \rightarrow \text{EC} \rightarrow {}^{82}\text{Rb}$
${}^{82}_{38}\text{Sr}$	25,5 gün	${}^{85}\text{Rb}(\text{p},4\text{n}){}^{82}\text{Sr}$
${}^{90}_{38}\text{Sr}$	28,5 yıl	${}^{235}\text{U}(\text{n},\text{f}){}^{90}\text{Sr}$

Çizelge 2.7. (devam)

$^{111}_{49}\text{In}$	2,8 gün	$^{111}\text{Cd (p,n)} ^{111}\text{In}$
$^{133}_{54}\text{Xe}$	5,3 gün	$^{235}\text{U(n,f)} ^{133}\text{Xe}$
$^{137}_{55}\text{Cs}$	30 yıl	$^{235}\text{U (n,f)} ^{137}\text{Cs}$

### 2.6.1. Radyofarmasötikler

Nükleer Tıp'ta hastalıkların tanı ve bir kısmının tedavisinde kullanılan radyoaktif maddelere radyofarmasötik denir. Radyoizotopların insan üzerinde uygulanması 1940'dan da geriye gitmesine rağmen radyofarmasötik deyimi ancak 1960'lardan sonra kullanılmaya başlanmıştır. Bunun bir nedeni olarak radyoizotopların ancak bu tarihte rutin olarak tıpta uygulanması gösterilebilir.(Yalçiner,2008) Radyofarmasötiklerin %95'i tanı, %5'i tedavi uygulamalarında kullanılmaktadır. Radyofarmasötik sadece radyonüklid'ten ibaret olabildiği gibi ( $^{99m}\text{Tc}$ ,  $^4\text{O}$ ,  $^{131}\text{I}$ ,  $^{67}\text{Ga}$ ), radyonüklidin biyolojik olarak aktif olan bir madde ile birleştirilmesi ile de oluşturulabilir (99mTc-DTPA gibi).

Radyofarmasötiklerin hazırlanması için radyoizotopların üretilmesi gerekir. Zira radyofarmasötiğin aktivitesi önceden hazırlanan bu radyoizotoplardan meydana gelir. Üretilen radyoizotopların ise radyofarmasötiğin hazırlanmasında kullanılacak kimyasal ve fiziksel yapıda elde edilmesi gerekmektedir.(Yalçiner, 2008) Radyonüklid ile farmasötik maddenin birleştirilme işlemine *işaretleme* denir. Radyofarmasötikteki farmasötik madde tetkik edilmek istenen doku ya da organda toplanır, radyonüklid kısımdan yayılan ışınlar aracılığı ile bu birikmeler ve hareketler izlenir. Tanı amacıyla organizmaya verilen radyofarmasötikler çok az miktardadır ve

organizmada farmakolojik etki meydana getirmezler. Bununla birlikte radyofarmasötiklerin üretim ve uygulamalarında bunların bir ilaç olduğu gerçeği temel oluşturur.

### **2.6.2. Tedavide kullanılan ideal radyonüklidlerin özellikleri**

Tedavide kullanılan ideal radyonüklidler literatürden (Demir, 2008) alınarak aşağıdaki gibi özellikleri verilmiştir.

#### *Elde Edilme Kolaylığı*

Tedavi amaçlı olarak kullanılan ideal radyonüklidlerin kolay elde edilebilmesi ve ucuz olması gereklidir.

#### *Effektif Yarı Ömür*

Radyonüklidin tedavi amaçlı kullanımından sonra çabuk etki göstermesi ve uzun süre etkili olması istenir. Efektif yarılanma saatler ya da günler süren radyonüklidler tedavide idealdir. Nükleer tıpta tedavi amaçlı olarak kullanılan en yaygın radyonüklid  $^{131}\text{I}$ 'dir. Hipertiroidi ve tiroit kanseri tedavisinde rutin olarak kullanılmaktadır.  $^{131}\text{I}$ 'in hipertiroidili hastalarda efektif yarılanma süresi 6 gündür.

#### *Radyasyon Güvenliği*

Radyonüklidin uygulanması sırasında, uygulayıcının radyasyona maruz kalma riski bulunmaktadır. Bu risk tedavide kullanılan radyonüklidlerin enerjilerinin yüksek olmasından ve bulaşma durumunda doğabilecek etkilerden dolayı artmaktadır. Radyasyon korunması kurallarına tam uyularak, bilinçli çalışma ile uygulayıcının maruz kalacağı radyasyon riski en aza indirilmiş olur.

### 2.6.3. Tıpta kullanılan radyonüklidlerin sınıflandırılması

Nükleer tıpta yaygın olarak kullanılan radyonüklidleri 4 grupta inceleyebiliriz (Demir, 2008).

- Birinci grupta, pozitron yayan siklotronda üretilen radyonüklidlerden  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$  ve  $^{18}\text{F}$  bulunur. Bu gruptaki radyonüklidlerin yarılanma süreleri çok kısa olduğundan üretim yerleri ile kullanım yerleri bir arada olmak zorundadır. Yani siklotronun PET kamera ile aynı merkezde bulunması gerekir.
- İkinci grupta yine siklotronda üretilen ve nispeten uzun yarı ömürlü radyonüklidler vardır.  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{111}\text{In}$ ,  $^{123}\text{I}$  ve  $^{201}\text{Tl}$  bu gruba girer. Yarılanma sürelerinin yeteri kadar uzun olması özellikleri ile başka ülkelere de pazarlanabilmektedir.
- Üçüncü grupta, jeneratör ürünleri olan  $^{68}\text{Ga}$ ,  $^{81\text{m}}\text{Kr}$ ,  $^{82}\text{Ru}$ ,  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  ve  $^{113\text{m}}\text{In}$  vardır. Bunlardan  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  ideal bir radyonüklid olup, tüm nükleer tıp uygulamalarının yaklaşık %90'nı kapsar.
- Dördüncü grupta  $^{235}\text{U}$ 'in fisyon ürünü olan  $^{133}\text{X}$ ,  $^{99}\text{Mo}$  ve  $^{131}\text{I}$  vardır. Bu gruptakiler nükleer reaktörlerde üretilirler.

Çizelge 2.8. Nükleer tıpta sık kullanılan radyonüklidler ve fiziksel özellikleri

Nüklid	Yarı Ömür	Dikey Modu	Kullanımı
$^{131}\text{I}$	8,08 gün	$\beta^-$	Tanı/tedavi
$^{111}\text{In}$	67 sa	EC	Tanı-tedavi
$^{32}\text{P}$	14,3 gün	$\beta^-$	Tedavi
$^{82}\text{Rb}$	75 sn	$\beta^+$	Tedavi

Çizelge 2.8. (devam)

<sup>186</sup> Re	3,8 gün	$\beta^-$	Tedavi
<sup>153</sup> Sm	1,9 gün	$\beta^-$	Tedavi
<sup>89</sup> Sr	52 gün	$\beta^-$	Tedavi
<sup>177</sup> Lu	6,7 gün	$\beta^-$	Tedavi
<sup>90</sup> Y	2,67 gün	$\beta^-$	Tedavi

*EC: Elektron Yakalama*

#### 2.6.4. Radyonüklidlerin üretimi

Radyonüklidlerin üretim şekilleri literatürden (Demir, 2008) alınarak, aşağıda verilmiştir.

Nükleer tıpta kullanılan radyonüklidlerin tamamı suni olup, kararlı atomların nükleer reaktörlerde aktifleştirilmesi ile elde edilirler. Radyonüklidlerin üretimi üç farklı yoldan gerçekleştirilmektedir.

- Nükleer Reaktörler
- Siklotron (Hızlandırıcı)
- Radyonüklid Jeneratörlerdir.

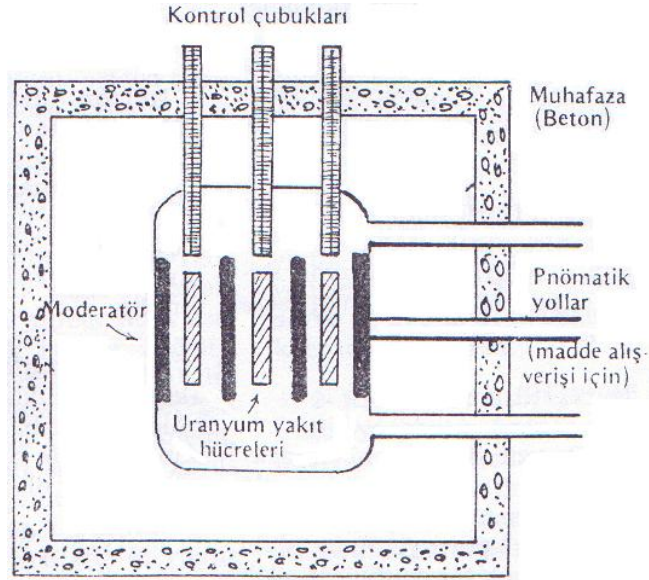
##### 2.6.4.1. Nükleer reaktörler

Radyonüklidler, reaktörlerde fisyon ve füzyon olmak üzere iki reaksiyonla elde edilmektedir:

Fisyon, büyük çekirdekler nötron bombardımanına tabi tutularak küçük çekirdekler oluşturulmasıdır. Ağır elementlerin fisyonu (n,f), (n,g) ve (n,p) reaksiyonları ile

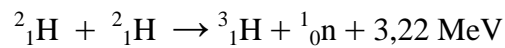
nötron yakalanmasıdır. Atom numarası 92'nin üzerinde olan elementler ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ) reaktörde fisyonla uğrayıp atom ağırlığı 28–65 arasında olan çekirdekleri meydana getirirler. Meydana gelen farklı elementlerin izotopları kimyasal metotlarla ayrıştırılıp saflaştırılır. Örneğin  $^{235}\text{U}$  nötron ile bombardıman edilince oldukça kararsız olan  $^{236}\text{U}$  oluşmakta ve bu hemen fisyonla uğramakta ve kütle numarası 100–135 arası olan radyonüklidler ( $^{133}\text{Xe}$ ,  $^{99}\text{Mo}$ ,  $^{131}\text{I}$  gibi) elde edilmektedir.

Şekil 2.14'de bir nükleer reaktör şematik olarak gösterilmektedir.



Şekil 2.14. Bir nükleer reaktörün bölümleri

Füzyon, hafif çekirdeklerin birleşerek daha ağır bir çekirdek oluşturmasıdır. Bu sırada nötron ve enerji salınımı olur.



Bu reaksiyon döteryum çekirdeklerinin aşırı hızlandırılmaları ile çok yüksek sıcaklıklarda gerçekleşir. Nükleer tıpta uygulama alanı yoktur, daha çok termonükleer silah teknolojisinde kullanılır (Hidrojen bombası vb.).

#### **2.6.4.2. Siklotron**

Siklotronda elektrik yüklü proton(p), döteron(d), trityum( $^3\text{H}$ ) ve ağır su gibi partiküller vakum içinde elektromagnetik alan etkisi ile dairesel olarak hızlandırılırlar. Hızlandırma sonucu partiküller çok yüksek kinetik enerji kazanırlar. Işınlanması istenen hedef hızlandırılmış bu partiküller ile bombardıman edilir. Meydana gelen radyonüklidlerde nötron eksikliği vardır, atom numarası artmıştır. Nötron eksikliğine bağlı olarak siklotronda üretilen radyonüklidler ( $\beta$ ) yayarak veya elektron yakalayarak bozunurlar.

Siklotronda, büyük bir elektromagnetik alanın kutupları arasına yerleşmiş yarım daire şeklinde içi boş mıknatıs (elektrot) bulunur. Yarım daireler birbirinden ince bir yarık ile ayrılmıştır. Yüklü parçacıklar aralığın orta kısmına yerleştirilen iyon kaynağından çıkarlar. Kaynaktan çıkan iyonlar yüksek voltajın etkisiyle yarım daireler arasında hızlanarak dönerler. Hızlandırılmış partiküller ise, hedef çekirdeklere çarptırılarak bombardıman sağlanır. Siklotron ürünleri genellikle pahalıdır. Nükleer tıpta kullanılan siklotron ürünlerinden bazıları şunlardır;  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^{43}\text{K}$ ,  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{111}\text{In}$ ,  $^{123}\text{I}$ ,  $^{201}\text{Tl}$ .

#### **2.6.4.3. Radyonüklid jeneratörleri**

Ana-kız radyonüklid çiftini özel bir yöntemle ayıran ve kız nüklidi kullanıma hazır hale getiren sistemlere nükleer tıpta radyonüklid jeneratörü denir. Ana ürün radyoaktif bozunmaya uğradıkça kız ürün oluşur. Nükleer tıpta kullanılan radyonüklid jeneratörlerinde ana ürünün fiziksel ayrılma süresi, kız ürünün fiziksel ayrılma süresinden biraz uzun (saatler ya da günler derecesinde) olmalıdır.

Aşağıdaki tabloda nükleer tıpta kullanılan radyonüklid jeneratörleri görülmektedir. Bunların en önemlisi  $^{99}\text{Mo}$ - $^{99\text{m}}\text{Tc}$  jeneratör sistemidir.  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  140KeV tek enerjili gama ışınları yayar. Bu özellikteki ışınlar gama kameralar için çok idealdir. 6 saatlik yarılanma süresi görüntüleme avantaj sağlayıp, radyasyon dozunun az olması yönünden elverişlidir. Biyoaktif ajanlar ile geniş işaretleme spektrumu vardır.

Çizelge 2.9. Nükleer tıpta kullanılan bazı radyonüklid jeneratörleri

Kız Ürün	$T_{1/2}$	Ana Ürün	$T_{1/2}$
$^{68}\text{Ga}$	68 dak.	$^{68}\text{Ge}$	271 gün
$^{82}\text{Rb}$	1,3 dak.	$^{82}\text{Sr}$	25 gün
$^{87\text{m}}\text{Sr}$	2,8 saat	$^{87}\text{Y}$	80 saat
$^{99\text{m}}\text{Tc}$	6 saat	$^{99}\text{Mo}$	66 saat
$^{113\text{m}}\text{In}$	100 dak.	$^{113}\text{Sn}$	120 gün

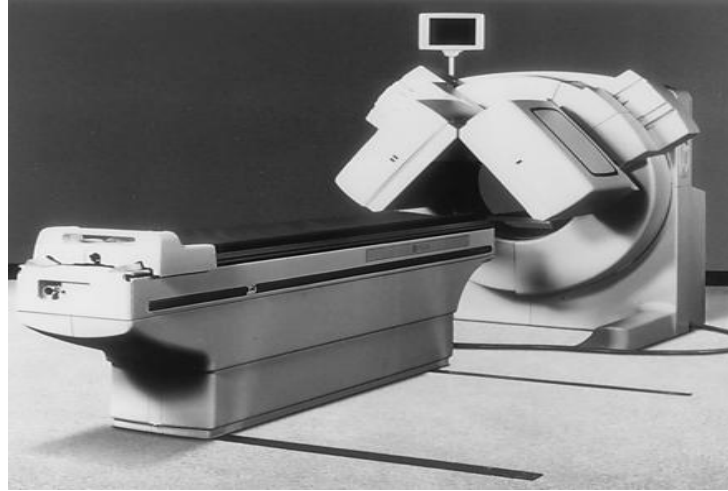
### 2.6.5. Görüntüleme yöntemleri

Nükleer tıp görüntülemeleri (aynı zamanda radyonüklid görüntüleme olarak da bilinir), kan damarına az miktarda radyoaktivite içeren bir madde zerk edilerek ve gelişmiş bir makinayla maddenin izlediği yolun görüntüsü çekilerek yapılır. Bu yöntem, vücudun çeşitli bölgelerinden görüntü almak için, farklı radyasyon formları ile yapılır. Radyonüklid görüntüleme, hiçbir rahatsızlığa yol açmayan, güvenli bir yöntemdir. Radyonüklid görüntüleme maruz kalınan radyasyon seviyesi, röntgendekinden daha düşüktür ve alerjik reaksiyon riski yoktur.

Radyonüklid veya radyoizotop adı verilen radyoaktif maddeler, vücuda ya iğne ile zerk edilir ya da içerek alınır. Kullanılacak madde, vücudun hangi bölgesinin inceleneceğine bakılarak belirlenir. Bazı durumlarda, radyonüklidlerin belirlenmiş olan organa ulaşmaları ve orada yoğunlaşmaları için, birkaç saat beklemek gerekebilir. Daha sonra, vücuda yakın bir yere, radyonüklidler tarafından yayılan gama ışınlarını tespit etmesi için bir kamera yerleştirilir. Hastalıklı bölgeler, anormal miktarlarda radyasyon yayabilirler. Diğer durumlarda, beklenenden daha düşük radyasyon düzeyleri elde edilmesi, dokunun sağlıklı veya işlevsiz olduğuna işaret eder. Örneğin, kalbin, bir kalp krizi esnasında işlevini yitirmiş olan bir bölgesi, belli radyonüklidler kullanıldığında düşük radyoaktivite gösterebilir.

#### **2.6.5.1. Tek foton emisyon bilgisayarlı tomografi (SPECT)**

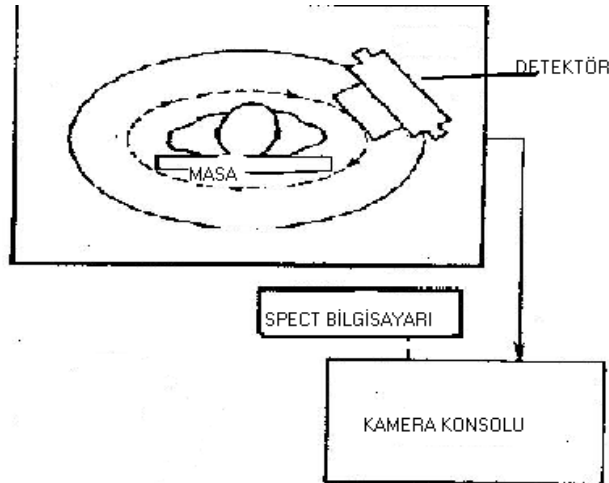
Nükleer Tıp görüntüleme yöntemlerine bilgisayarlar aracılığı ile derinlik boyutunun katılması ile elde edilen görüntüleme yöntemidir.



Şekil 2.15. Tek foton emisyon bilgisayarlı tomografi cihazı

SPECT’te düşük enerjili radyonüklidler kullanıldığı için radyasyon korunmasının daha kolay, görüntülerde süreç olanaklarının daha fazla olduğu görülmüştür. SPECT, bu ve benzer avantajlar sağladığı için günümüzde giderek yaygınlaşan bir görüntüleme tekniği olmuştur.

Radyonüklid görüntülerinin çoğunda, elde edilen görüntünün iyileştirilmesi için bir bilgisayar kullanılır. Bu teknikte, kamera etrafınızda dönerek gama ışınlarının pek çok açıdan görüntülerini almaktadır. Bilgisayar, bu bilgiyi, çok daha detaylı ve kesin bir görüntü geliştirmek için kullanır. Tek foton yayıcı radyofarmasötiklerin en önemli dezavantajlarından birisi, radyonüklidlerin fiziksel özellikleri ve görüntüleme prensipleri nedeniyle tomografik görüntülemeye rezolüsyonun 2 cm altına inememesidir.



Şekil 2.16. SPECT’te görüntü alınması

### 2.6.5.2. Pozitron emisyon tomografisi (PET)

Pozitron emisyon tomografisi (PET), radyonüklid görüntülemenin diğer bir türüdür. Pozitron emisyon tomografisi, vücuttaki metabolik aktivitenin bir haritasını temsil eden görüntüleri elde etmek amacıyla, radyonüklid olarak bilinen radyoaktif

maddeleri kullanan bir tekniktir. Radyonüklidler kararsız bileşikler olup, çekirdeklerinden parçacık, enerji fotonları veya her iki biçimde de radyoaktif yaymak suretiyle daha kararlı bileşiklere bozunurlar. PET taramada sıklıkla kullanılan radyonüklidler, siklotronda üretilir. PET tarayıcıları ise hasta etrafına yerleştirilmiş bir dizi özel dedektörden oluşmuştur. Tüm radyoaktif maddeler, radyonüklid tipine özgü bir hızla ve üstel bir şekilde bozunurlar.

Siklotron, yüklü bir parçacık demetini çok yüksek bir hıza getirir ve bu demeti ‘hedef’ olarak bilinen bir madde bloğuna yönlendirir. Yüksek hızlı yüklü parçacıklar ile bombardıman sayesinde hedef maddede meydana gelen değişiklikler sonucunda istenen radyonüklid elde edilebilir. Daha sonra siklotronda üretilen radyonüklit, glukoz, amonyak ya da su gibi biyolojik bir moleküle bağlanır (işaretlenir).

Bir başka deyişle, PET, organizmanın temel yapı taşlarında bulunan karbon (C), oksijen (O), azot (N) ve flor (F) atomlarının pozitron ışınımı yapan radyoaktif formlarından yayılan özel nitelikli gama ışınlarını saptayarak organizmadaki dağılımlarını belirleyen ve bunu farklı kesitsel görüntülerde yansıtan Nükleer Tıp görüntüleme yöntemidir. PET’te kullanılan radyoaktif maddeler organizmadaki değişiklikleri biyokimyasal aşamada yansıttığı için pek çok patolojik durumda yapısal bozukluğun oluşmadığı dönemde erkenden tanı olanağı vermektedir.



Şekil 2.17. PET cihazı

PET’te kullanılan radyoaktif maddelerin yarı ömürleri 2 ile 110 dakika arasında değişmektedir.  $^{11}\text{C}$  20 dk,  $^{13}\text{N}$  10 dk,  $^{15}\text{O}$  2 dk ve  $^{18}\text{F}$  110 dk yarı ömre sahiptir. Yarı ömürlerinin kısa olmasından dolayı belirtilen radyonüklidlerin üretim yeri olan siklotron cihazları PET cihazının yakınında olmalıdır. PET in yaygın kullanılamamasının en önemli sebebi pet sistemlerinin siklotron cihazları ile birlikte kurulma zorunluluğu ve maliyetin çok artmasıdır.

## 2.7. Nükleer Reaksiyon Türleri ve Nükleer Modeller

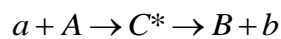
İstenen enerjili nötronlar nükleer deneyler sonucu elde edilir. Gönderilen parçacıkla elde edilen nötronun enerjisi ve oluşma spektrumlarını bu deneylerden sonra söylemek mümkündür. Ancak, deneyden önce ve sonra teorik hesaplarla oluşacak tesir kesitinin ve çıkacak olan parçacıkların spektrumlarının modellerin tutarlılığı göz önüne alınarak incelenmesi, hem zaman kaybını engelleyecek hem de gereksiz masraftan kaçınılmasına yardımcı olacaktır. İşte bu teorik tesir kesiti ve spektrum değerleri de bazı nükleer paket modeller kullanılarak hesaplanabilir. Fakat, bu hesaplanan değerlerin doğruluğu, daha önceden yapılmış deneyler ve bu deneylerin sonucunda elde edilen verileri ile karşılaştırılıp yorumlandıktan ve sahip oldukları

hata payı hesabından sonra tartışılır. Hatta, bu modeller ile daha deneyi yapılamamış yüksek mertebeli enerjilere sahip olan parçacıkların bombardıman sonrası oluşacak yeni izotopları ile parçacığın tesir kesiti ve spektrumlarının hesabının mümkün olması, modellerin kullanımı cazip hale getirmiştir. Bu çalışmada kullanılan paket programlar, yoğun bir matematik işlemine sahip olan, dinamiksel Liouville ve istatistiksel metot kullanılarak nümerik çözümlerin bulunduğu, matematiğin maksimum seviye kullanıldığı denge ve denge-öncesi modelleri içerir (Yıldırım, 2009).

### 2.7.1. Bileşik-çekirdek reaksiyonları

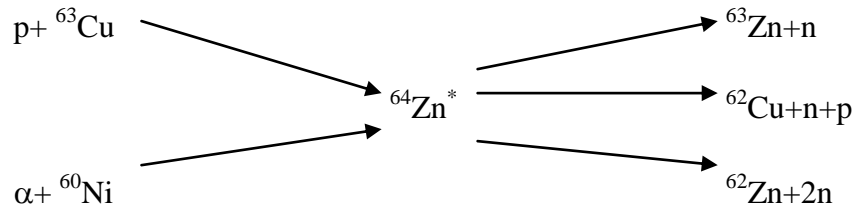
Bir gelen parçacığın, çekirdek yarıçapına göre küçük bir çarpışma parametresi ile hedef çekirdeğe girdiğini varsayalım. Bu parçacığın muhtemelen basit bir saçılma ile, hedef nükleonlarından biri ile etkileşme ihtimali çok yüksektir. Geri tepen nükleon ve (şimdi daha az enerjili) gelen parçacık diğer nükleonlarla ardışık çarpışmalar yapabilir ve böyle birkaç etkileşmeden sonra gelme enerjisi, gelen parçacık ve hedef bileşik sisteminin nükleonları arasında paylaşılır. Herhangi tek bir nükleonun enerjisindeki ortalama artış, çekirdeği terk etmesine yetecek kadar değildir, fakat bu rasgele çarpışmalar meydana gelirken, enerjilerinde istatistiksel bir çarpışma söz konusudur ve tek bir nükleonun çekirdeği terk etmesine yetecek kadar bir enerjiye sahip olması ihtimali vardır. Bu ihtimal moleküllerin sıcak bir sıvıdan kaçması ihtimali kadardır (Krane, 2002).

Böyle reaksiyonlar, gelen parçacığın soğurulmasından sonra giden parçacığın (veya parçacıkların) yayınlanmasından önce belirli bir ara duruma sahiptir. Bu ara duruma bileşik çekirdek denir. Sembolik olarak,  $a + A \rightarrow B + b$  reaksiyonu,



şeklinde ifade edilir. Burada  $C^*$ , bileşik çekirdeği göstermektedir.

Belirli bir bileşik çekirdek, farklı yollarla bozunabilir ve nükleer reaksiyonların bileşik çekirdek modelinin temel varsayımı, bileşik çekirdeğin belirli bir son ürünler kümesine bozunma olasılığının, bileşik çekirdeğin oluşma sürecinden bağımsız olduğu, sadece sisteme verilen toplam enerjiye bağlı olduğu şeklindedir (Yalçınar, 2008).  $^{64}\text{Zn}^*$  bileşik çekirdeği için farklı oluşum ve bozunum durumları aşağıdaki gibi olmaktadır.



### 2.7.1.1. Denge reaksiyon modeli

Denge yayınlanması açısız momentumu ihmal eden Weisskopf Ewing Modeline (Weisskopf, 1940) göre hesaplanır. Buharlaşmada temel parametreler, bağlanma enerjisi, ters tesir kesiti, çiftlenim ve düzey-yoğunluk parametreleridir. Gelen a ve çıkan kanal b olmak üzere reaksiyon tesir kesiti;

$$\sigma_{ab}^{\text{WE}} = \sigma_{ab}(E_{\text{inc}}) \frac{\Gamma_b}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}} \quad (2.9)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $E_{\text{inc}}$  gelme enerjisi,

$$\Gamma_b = \frac{2 s_b + 1}{\pi^2 \hbar^2} \mu_b \int d\varepsilon \sigma_b^{\text{inv}}(\varepsilon) \varepsilon \frac{\omega_1(U)}{\omega_1(E)} \quad (2.10)$$

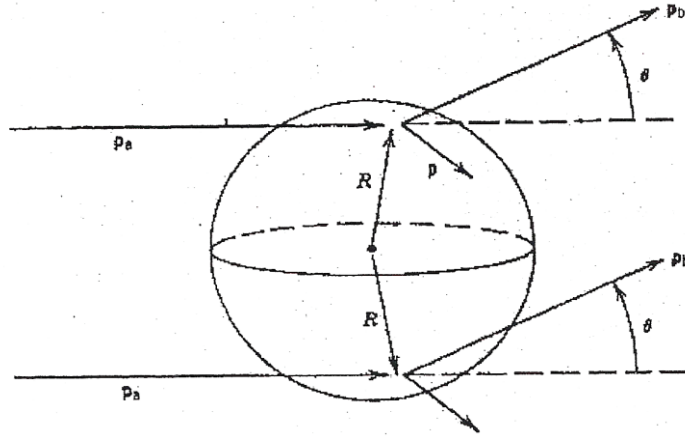
'dur. Ve toplam tek-parçacık durum yoğunluğu;

$$\omega_1(E) = \frac{1}{\sqrt{48}} \frac{\exp \left[ 2 \sqrt{\alpha (E - D)} \right]}{E - D} \quad (2.11)$$

ile verilir.  $\sigma_b^{\text{inv}}$  ters tesir kesiti, E bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi, D çiftlenim enerjisi, g tek parçacık durum yoğunluğu ve  $\alpha = \frac{6}{\pi^2} g$  'dır (Yalçınmer, 2008).

### 2.7.2. Direk reaksiyonlar

Direk reaksiyonlarda, gelen parçacık önce çekirdek yüzeyindeki nükleonlar ile etkileşir, gelen parçacığın enerjisi arttıkça parçacığın dalga boyu, çekirdeğin içindeki nükleonlarla da etkileşmeye başlar. Bu etkileşme Şekil 2.19'da gösterilmektedir (Yalçınmer, 2008).



Şekil 2.18. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi

Direk reaksiyonlarda birkaç nükleon reaksiyona katılır, bir kabuk modeli durumuna bir tek nükleon eklendiği veya koparılabildiği için doğrudan reaksiyonlar, çekirdeğin kabuk yapısının incelenmesine ve ürün çekirdeğinin birçok uyarılmış durumuna ulaşılmasına yardımcı olur.

Direk reaksiyonlar ile bileşik çekirdek reaksiyonları arasındaki farklardan birisi, hedef çekirdeğe gelen parçacığın enerjisinin artması ile direk reaksiyonların gerçekleşme ihtimalinin artması. İkinci fark, direk reaksiyonların  $10^{-22}$  s süre içerisinde, bileşik çekirdek reaksiyonların ise,  $10^{-16}$  ile  $10^{-18}$  s arasında değişen süre içerisinde meydana gelmesidir. Üçüncü fark ise, direk reaksiyonlarda, giden parçacıkların açısal dağılımlarının daha keskin piklere sahip olmasıdır (Yalçınar, 2008).

### **2.7.3. Denge-öncesi reaksiyonlar**

#### **2.7.3.1. Denge-öncesi modellere giriş**

Nükleer reaksiyonlar iki kategori altında incelenebilirler. Birincisini, direkt reaksiyonlar oluştururlar ve çok hızlı bir süreçte olur. Bu tür reaksiyonların oluşum süresi yaklaşık  $10^{-22}$  saniyedir. Bu süre, hızlandırılmış bir parçacığın, hedef çekirdeği boyunca hiç etkileşmeden geçmesi olarak da adlandırılabilir. İkinci tür reaksiyonlar ise; bileşik çekirdek reaksiyonları olup, reaksiyon süresi ortalama olarak  $10^{-16}$  saniyedir ve bu değer direkt reaksiyonlara göre oldukça uzundur. Bileşik çekirdek reaksiyonları istatistiksel metotlarla incelenirken, direkt reaksiyonlar ise, mikroskobik anlamda incelenirler (Yıldırım, 2009).

Nötronlarla oluşturulan reaksiyonlarla ilgili çalışmaların ilk yıllarında bileşik çekirdek reaksiyonları ve doğrudan etkileşmelerden başka, denge-öncesi mekanizmasının varlığı gözlemlendi (Holub vd., 1980). Denge-öncesi mekanizması, hedef çekirdeklerinin kütesine ve bileşik sistemin uyarılma enerjisine bağlı olarak birincil nötron, proton ve alfa parçacıklarının yayınlanmasında diğer reaksiyon

türlerine göre daha önemli rol oynamaktadır (Millazzı-Colli ve Braga-Marcuzzan, 1974).

Deneyle, doğrudan ve bileşik çekirdek reaksiyonlarından başka üçüncü bir reaksiyonun varlığını göstermektedir. Buna denge-öncesi reaksiyon denir.

Bu tür reaksiyonlarda parçacıklar, iki nükleer sistemin çarpışarak bir bileşik sistem oluşturmasıyla, bu sistemin tam bir termal veya istatistik dengeye ulaşması arasında geçen süre içerisinde yayınlanırlar (Yıldırım, 2009).

Bu; özellikle, yayınlanan parçacık spektrumunun yüksek enerji kısmında çok önemlidir.

Denge-öncesi reaksiyonları inceleyen başlıca modeller:

- 1- Full Exciton Modeli.
- 2- Hibrid Modeli
- 3- Geometri Bağımlı Hibrid Modeli
- 4- Cascade Exciton Modeli

### **2.7.3.2. Nükleer reaksiyonlardaki denge-öncesi modellerin ortak özellikleri**

Bu çalışmada, temel olarak 4 model kullanılmıştır. Bunlardan sadece Cascade uyarılma modeli yüksek enerji mertebesine (GeV) kadar hesaplama yaparken, diğer 3 model ise, orta enerjili denge-öncesi reaksiyon hesaplamaları yapabilmektedir. Bu modeller bazı özellikler bakımından benzerdirler. Bütün modeller istatistiksel yöntemleri içerir. Hamiltoniyen hesaplamalarında perturbe teorisinden faydalanılır ve tüm hesaplamalar için matematik maksimum seviyede kullanılır. Diğer bir ortak özelliği ise, bu modellerin yardımı ile pratik olarak, yayınlanan parçacıkların toplam enerji spektrumlarının ve tesir kesitlerinin hesaplanabilmesidir. Bu da deney öncesi, bilim adamlarının işini kolaylaştırır ve onlara deney hakkında fikir verir. Ayrıca, bu modellerin hepsinde istatistiksel yöntemler kullanması ile beraber hesaplamalarında çekirdeğin yapısı ve açısal momentum etkisi hesaba katmazlar (Kalbach, 1975).

### 2.7.3.3. Full Exciton Model

Bu model, hedef çekirdek ile gelen parçacık arasındaki ilk etkileşmeden sonra sistemin uyarılacağını ve uyarılma sonucunda sisteme giren fazla enerji nedeniyle, sistemde karmaşıklık oluşacağını söyler. Fakat bu karmaşıklığın, bir dizi basamaktan geçtikten sonra dengeye tekrar ulaşılacağı varsayılır. Bu da, oluşan bu basamakların her birinde sistemin temel hale dönebilmesi için gerekli enerji yayılması anlamına gelmektedir. Bu yayılan enerjiler yüzünden deşikler ve parçacıklar uyarılabilir. Farklı karmaşıklıkta uyarılmış parçacık ve deşik, sayılarına göre sınıflandırılır. Bu modelde; çekirdek potansiyeli ise, eşit aralıklarla yerleştirilmiş tek-parçacık durumuyla temsil edilmektedir. Gönderilen parçacık hedef çekirdeğe girdiği zaman  $1p-0h$  (veya 1-uyarılma) durumunu, hedef çekirdeğe ait nükleonlardan birisiyle etkileşerek  $2p-1h$  (veya 3-uyarılma) durumunu oluşturur. Burada  $p$ ; parçacık sayısını,  $h$ ; deşik sayısını ifade eder. Daha sonraki etkileşmelerle birlikte de daha çok parçacık-deşik çiftinden oluşan durumları oluşturur. Ayrıca, Exciton Model’inde denge süreçleri vardır. Bu süreç içerisinde parçacık yayınlanma olasılığını da hesaplamak mümkündür. Bu hesaplama yöntemini ise, çiftlenimli Pauli Master denklemlerinin doğrudan nümerik çözümleri oluşturur. Bu modelin temel özelliğini de, nükleer bir reaksiyonun zamana göre fonksiyonu olmasıdır. Bu bilgiler Denklem 2.12’de tanımlanmıştır.

$$(dP/dt) = \lambda^+ (n-2) P(n-2,t) + \lambda^- (n+2) P(n+2,t) - \{ \lambda^+(n) + \lambda^-(n) W(n) \} P(n,t) \quad (2.12)$$

Denklem 2.12’ de  $P(n,t)$   $n$  ( $n = p+h$ ), uyarılma durumunda bulunma olasılığıdır.  $\lambda^+$ ,  $\lambda^-$   $n \rightarrow n+2$  ve  $n \rightarrow n-2$  geçiş hızları, parçacıkların  $W(n)$   $n$  uyarılma durumundan tüm enerjilerde yayınlanma hızıdır. Burada, ana denklem sistemi için başlangıç koşulu;  $P(p,h,0) = \delta(p,p_0) \delta(h,h_0)$  nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı  $p_0 = 2$ , başlangıç deşik sayısı  $h_0 = 1$ ’ dir. Tesir kesiti integrali ise,  $d\sigma/d\varepsilon = \sigma_a \sum W_b(n,\varepsilon) \tau(n)$  bağıntısından hesaplanır. Burada  $\sigma_a$  reaksiyon tesir kesiti,  $\tau(n)$  de  $n$  uyarılma durumunda ortalama ömrüdür ve ortalama ömür de  $t = 0$  dan  $t = \infty$  arasında ki integrasyonundan  $\tau(n) = \int_0^\infty P(n,t) dt$  bulunur.  $W_b(n,\varepsilon)$ ,  $b$  parçacığının  $n$ . uyarılma basamağından ortalama yayınlanma hızıdır (Kaplan vd., 2009a).

### 2.7.3.4. Hibrid Model

Hibrid Model; Exciton Model’inde olduğu gibi tek parçacık durumlarını eşit aralıklı bir yerleşim olarak kabul eder. Çekirdek durumlarını, uyarılmış parçacık ve deşikleri içerecek şekilde sınıflandırır. Daha önce söylendiği gibi gelen nükleon, hedef çekirdekle  $1p - 0h$  durumu oluşturur. Sonra  $2p - 1h$  durumu oluşturmak için hedef nükleonla etkileşme yapar. Böylece iki-cisim etkileşmeleri, daha fazla parçacık-deşik çifti oluşumuna sebebiyet verirler. Bu model, her bir nükleer durum için uyarılmış parçacıkların uyarılma enerjilerinin dağılımını hesaplar. Her parçacık uyarılma enerjisi için, yeni parçacık-deşik oluşumuna bağlı olarak kısmi parçacık yayınlanma oranları hesaplanır. Bu hesaplamada ilk olarak  $2p-1h$  konfigürasyonu ile başlanırken, sıra ile bütün durumlar düşünülür. Parçacık yayınlanmasında tüm süreçler denge-öncesi spektrumuna katkıda bulunur. Bu süreç, denge sistemindeki en muhtemel uyarılma sayısına ulaşılan kadar devam eder. Daha sonra, reaksiyonun denge kısmı için standart bir bileşik çekirdek modeli hesabına devam edilir. Böylece, hedef çekirdek ve gönderilen parçacığın etkileşmeleri ile parçacık-deşik çifti oluşumuna neden olan bu modelde, bileşik öncesi bozunmadan bahsedilebilir. Bu bozunma da,

$$P_v(\varepsilon) = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} \left[ {}_n\chi_v N_n(\varepsilon, U) / N_n(E) \right] g d\varepsilon \{ \lambda_c(\varepsilon) / \lambda_c(\varepsilon) + \lambda_+(\varepsilon) \} Dn \quad (2.13)$$

$$d\sigma(\varepsilon) / d\varepsilon = \sigma_R P_v(\varepsilon) \quad (2.14)$$

şeklinde gösterilir.  $P_v(\varepsilon)d\varepsilon$ ; enerjisi  $\varepsilon$  ile  $\varepsilon+d\varepsilon$  arasında olan ve sürekli bölgeye yayınlanan  $v$  tipi parçacıkların (nötron ve proton) sayısı,  $n$ ; denge konumundaki en muhtemel uyarılma sayısı,  ${}_n\chi_v$ ; bir  $n$  uyarılma durumundaki  $v$  türündeki parçacıkların sayısı,  $E$ ; bileşik sisteminin uyarılma enerjisi,  $N(\varepsilon, U)$ ; bir uyarılma  $\varepsilon$  kanal enerjisiyle yayınlandığında kalan çekirdeğin  $U=E-Bv-\varepsilon$  uyarılma enerjisinin diğer  $n-1$  uyarılmaları arasında paylaşılacak şekilde  $n$  uyarılmanın uygun bir biçimde düzenlenme sayısı,  $N_n(E)$ ; uyarılma enerjisinde  $n$  parçacık artı deşik ( $n = p+h$ ) toplam birleşen sayısı,  $\lambda_c(\varepsilon)$ ; bir parçacığın ( $\varepsilon$ ) kanal enerjisiyle sürekli bölgeye

yayınlanma hızı,  $\lambda_+(\varepsilon)\varepsilon$ ; enerjili bir parçacığın sürekli bölgeye yayınlanmış olduğu zamanki çekirdek içi geçiş hızı,  $D_n$ ; bir n-uyarılma zincirinde başlangıç popülasyon kesiti,  $\sigma_R$ ; reaksiyon tesir kesiti,  $g$ ; tek-parçacık düzey yoğunluğunu ifade eder. Yukarıda (2.13) denklemindeki köşeli parantez içindeki nicelik, sürekli bölge enerjisi  $\varepsilon$  ile  $\varepsilon+de$  arasında olan parçacık sayısını verir. İkinci parantez içindeki ifade ise sürekli bölgeye geçiş hızının toplam geçiş hızına oranı verir (Aydın vd., 2008). Ayrıca, bu modelde kapalı tip hesaplamalar uygun bir yöntemdir. Bu yüzden, tesir kesiti hesabının önemli yere sahip olduğu kadar hedef çekirdeklerin de uyarılma enerjileri önem kazanır. Bu nedenle, bu modelde gönderilen parçacık karmaşık yapıda da olabilir. Böylece nükleonların yayınlanma hesabını bulmak mümkün olur.

### 2.7.3.5. Geometri Bağımlı Hibrid Model

Denge-öncesi modellerden olan Geometri Bağımlı Hibrid Model, nükleer oluşumun içersinde çekirdek-çekirdek saçılımının tanımı ile çalışan uyarılma denkleminin bir versiyonudur. Bu modelin matematiksel hesaplamaları Blann ve Vonach (1983) tarafından,

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \sigma_R P_v(\varepsilon) \quad (2.15)$$

ve

$$P_v(\varepsilon)d\varepsilon = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} [ {}_n\chi_v N_n(\varepsilon,U)/N_n(E) ] g d\varepsilon [\lambda_c(\varepsilon)/(\lambda_c(\varepsilon)+\lambda_+(\varepsilon))] D_n \quad (2.16)$$

olarak verilmiştir. Denklem (2.15) ve (2.16)'da kullanılan,  $\sigma_R$ ; reaksiyon tesir kesiti,  ${}_n\chi_v$ ; n uyarılma durumundaki v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısı,  $p_v(\varepsilon)d\varepsilon$ ; enerjisi  $\varepsilon$  ile  $\varepsilon + de$  arasında sürekli bölgeye yayınlanan v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısını gösterir. Ayrıca,  $\lambda_c(\varepsilon)$  bir parçacığın ( $\varepsilon$ ) kanal enerjisiyle sürekli bölgeye yayınlanma hızını gösterirken,  $\lambda_+(\varepsilon)\varepsilon$  ise; enerjili bir parçacığın çekirdek içi geçiş hızı,  $D_n$ ; bir n- uyarılma zincirinde başlangıç popülasyon kesiti,  $\sigma_R$ ; reaksiyon tesir kesiti,  $g$ ; tek – parçacık düzey yoğunluğunu

göstermektedir. Böylece, Denklem 1.6'daki köşeli parantezdeki nicelik, enerjisi  $\varepsilon$  ile  $\varepsilon + d\varepsilon$  arasında olan parçacık sayısını verirken; ikinci parantezdeki ifade ise, reaksiyon bölgesine parçacıkların geçiş hızının, toplam parçacık geçiş hızına oranıdır (Kaplan vd., 2009b). Ayrıca bu modelde, tesir kesitinden ziyade parçacık-deşik durum yoğunluğu önemlidir ve parçacık-çekirdek oluşumunun nükleer yüzeye bağımlılığı vardır. Bu yüzden, sürekli bölgedeki enerjilerde küçük de olsa bir farklılık oluşur. Buna ek olarak, emilen parçacığın açısız katkısı ve dışarı salınacak olan parçacığın az da olsa açısız değişimi yüzünden Hibrid Model'inden ayrıldığı gözlenmektedir.

### 2.7.3.6. Cascade Exciton Model

Çok yüksek enerjiye sahip olmayan parçacık ile hedef çekirdek arasında gerçekleşen reaksiyonların, denge-öncesi hesaplarını yapmak için kullanılan diğer bir hesaplama yöntemi de Cascade Exciton Modeli (CEM) dir. Hedefe gönderilen parçacık hedef çekirdeğin uyarılma işlemini gerçekleştirir. Daha sonra, oluşan bu nükleer sistem istatistiksel dengeye ulaşana kadar parçacık yayınlamaya başlar. Bu yayınlama mekanizması; oluşmuş bileşik çekirdeğin bozunumlarına ve direkt etkileşmelere göre incelenir (Yıldırım, 2009).

Denge ve denge-öncesi modellerin kullanılması; nükleer yapının anlaşılmasına ve parçacık yayınlama mekanizmasının açıklanmasına olanak verir. Yüksek enerjilerde nükleer reaksiyonların birçok özellikleri, nükleer seviyelerde ardı ardına geçiş işlemi (Cascade) dikkate alınarak gayet iyi bir şekilde incelenebilir.

Cascade Model, reaksiyonların üç aşamada meydana geldiğini kabul eder. İlk aşama, nükleer seviyelerdeki geçiştir. İkinci aşama denge-öncesine, üçüncü aşama ise, denge ( veya bileşik çekirdek) durumuna karşılık gelir. Genel olarak bu üç aşama deneysel olarak ölçülen değerlere katkıda bulunur. Buna göre parçacık spektrumu için;

$$\sigma(p)dp = \sigma_{in} \{ N^{cas}(p) + N^{prq}(p) + N^{eq}(p) \} dp \quad (2.17)$$

yazılır. Bu denklemdeki  $\sigma_{in}$  inelastik saçılma tesir kesiti, ardı ardına geçiş model içinde hesaplanır. Fakat, optiksel model hesaplamalarından bağımsızdır; bu yüzden bu model hesaplamalarında bir normalize kat sayısına ve ek veriye gerek kalmaz.

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

### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

Protonlarla oluşturulan reaksiyon tesir kesitleri özellikle nükleer fizikte ve tıp biliminde önemli yer tutar. Bu tür reaksiyonların oluşturulması sırasında materyallerin yapısını etkileyecek değişimler oluşabilmektedir. Bu problemlerin öneminin anlaşılabilmesi ve sorunların giderilebilmesi için tesir kesitlerinin ve yayınlanma spektrumlarının deneysel olarak ölçülmesi ve önceden oluşabilecek durumların belirlenebilmesi için de teorik hesaplamaların yapılabilmesi gerekir. Örnek olarak, gönderilen parçacığa göre hangi enerji aralığında maksimum tesir kesiti olabileceğini, ya da gönderilen parçacığın enerjisinin hangi aralıkta olması gerektiğini görmek için bu hesaplamaların önemi ortaya çıkmaktadır. Diğer bir açıdan da, nükleer fiziğin sahip olduğu temel problemlerinin aşılabilmesi için bu modellerin nükleer reaksiyonlarda oynadığı rolü teorik olarak kestirmek ve deneysel olarak gözlemek gereklidir.

Nükleer reaksiyonların daha detaylı olarak enerji bağımlılığı bilinmediğinden, çok sayıdaki farklı enerjiler için tesir kesitlerinin ve spektral yayınlanma şeklinin incelenmesi önemlidir. Örneğin, reaktörlerde üretilen geçici çekirdekler genellikle kısa yarı ömürlüdür. Dolayısıyla, bu çekirdeklerin tesir kesitlerinin ve yayınlanma spektrumlarının doğrudan ölçülmesi pek mümkün olamamaktadır. Bu sebeple, zaman kazanılması açısından yapılacakların en önemlisi bu tesir kesitlerinin teorik olarak önceden hesaplanmasıdır.

Nükleer fizik biliminin uygulama alanları hayatımızda önemli yerlere sahip olması nedeniyle, bu bilim üzerine araştırmalar her geçen gün artmaktadır. Teoriksel çalışmaların da katkısıyla (önceden tahmin etme, beklenen değerlerin bilinmesi ve deneysel çalışmalara yön verme gibi), nükleer uygulama alanları artmakta ve hayatımızı kolaylaştırmaya devam etmektedir.

### 3.1. Hesaplama Yöntemi

Bu çalışmada, tıbbi uygulamalarda kullanılan bazı radyonüklidlerin üretim tesir kesitleri ve reaksiyon sonucu oluşan nötronların yayınlanma spektrumları, denge ve denge öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak incelenmiştir. Denge durumu için, Weisskopf-Ewing Model, denge öncesi etkileri incelemek için ise; Full Exciton Model, Cascade Exciton Model, Hibrid Model ve Geometri Bağımlı Hibrid Model kullanılmıştır. Full Exciton Model için, PCROSS-03 (Capote vd., 1991); Cascade Exciton Model için, CEM95 (Mashnik, 1980), Weisskopf-Ewing Model, Hibrid Model ve Geometri Bağımlı Hibrid Model için ALICE/ASH (Broeders vd. 2006) bilgisayar program kodları kullanılmıştır.

#### 3.1.1. PCROSS–03 bilgisayar programı

Pcross programında, denge ve denge-öncesi model hesapları yapılmaktadır. Denge-öncesi hesapları için, Full Exciton Model kullanılır. Matematiksel işlemlerinde, başlangıç uyarılma sayısı.  $n_0=1$  (proton1; deşik 0) olarak alınır. Denge durumuna geçerken uyarılma sayısı ise,  $n = \sqrt{1.4} gE$  olarak hesaplanır. Burada,  $g= A/13$ ; A ise, kütle numarasıdır. E: Uyarılmış haldeki çekirdeğin enerjisi olarak hesaba katılır (Kaplan vd., 2009b). Ayrıca bu program 56 MeV'lik gelme enerjisinden daha yüksek mertebeye sahip enerji değerleri için tesir kesiti hesaplamasına izin vermemektedir.

#### 3.1.2. CEM95 bilgisayar program kodu

Cascade Exciton Model hesaplamalarını CEM95 (Mashnik, 1995) bilgisayar kodu ile yapar. Bu kod, CEM92M (Gudima vd., 1983; Mashnik ve Toneev, 1974) modelinin gelişmiş versiyonudur. Nükleer reaksiyonların hesabı için Monte Carlo hesaplamasını kullanır (Iljinov vd., 1992). Bu yöntem, seviye yoğunlukları üzerinde, bütün bilinen verilerin içerildiği sistematiksel bir hesaplama türüdür. Yüksek bir enerjide seviye yoğunluk parametresinin asimtotik Fermi Gas değeri ile  $a(Z, N, E^*)$ 'nin seviye yoğunluk parametresininin fonksiyonel oluşumunu kullanır

(Ignatyuk, 1979). Bu programda  $Z$ ; atom numarası,  $N$ ; nötron sayısı,  $E$ ; parçacıkların toplam enerjisidir.

### **3.1.3. ALICE/ASH bilgisayar program kodu**

ALICE/ASH (Broeders vd., 2006) program kodu, ALICE91 (Blann, 1991) program kodunun biraz değiştirilmiş ve geliştirilmiş bir sürümüdür. ALICE/ASH program kodu 300 MeV'lik gelme enerjisine kadar; uyarılma fonksiyonu, ikincil parçacıkların açısal dağılımı, tesir kesiti hesapları ve yayınlanma spektrumu için uygulanabilir. Başlangıç uyarılma sayısı  $n_o=3$  (proton, nötron ve deşik sayıları toplamı) olarak alınır. Ayrıca; proton girişli reaksiyonlar için hesaplamalardaki uyarılma sayısı da sistematiksel hesaplama yöntemi ile bulunur.

## 4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

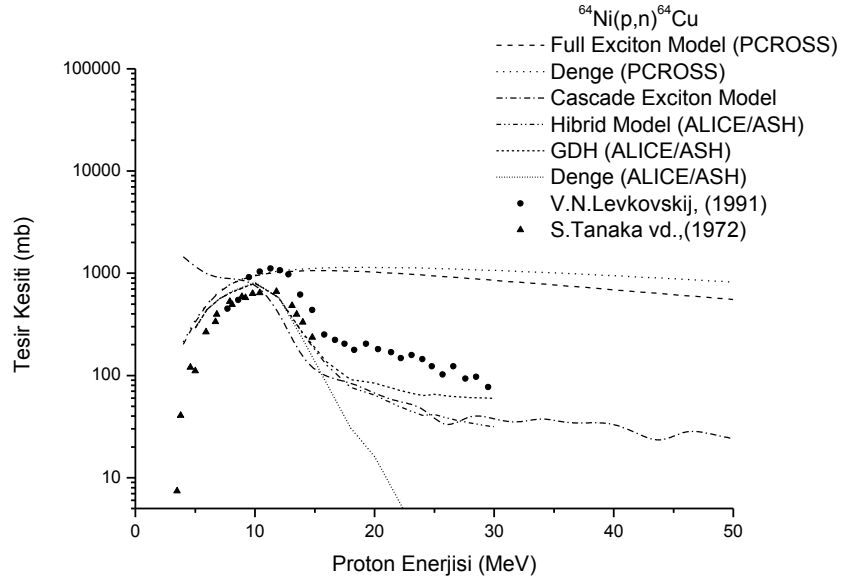
Bu çalışmada; denge ve denge-öncesi modeller yardımı ile tıbbi uygulamalarda kullanılan bazı radyonüklidlerin üretim tesir kesitleri ve nötron yayınlanma spektrumları incelenmiştir. 50 MeV'e kadar farklı gelme enerjilerine sahip proton girişli reaksiyonların tesir kesit hesaplanmış ve literatürden alınan deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır (Şekil 4.1–4.23). Ayrıca; 26 MeV'e kadar farklı gelme enerjilere sahip, protonlarla oluşturulan reaksiyonlardan açığa çıkan nötronların yayınlanma spektrumları incelenmiş ve deneysel veriler ile karşılaştırılarak yorumlanmıştır (Şekil 4.24–4.26). Deneysel veriler, Uluslararası Atom Enerjisi Kurumu' nun EXFOR kütüphanelerinden elde edilmiştir (<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>).

### 4.1. (p,n) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları

Proton gelme enerjisi 50 MeV'e kadar olan,  $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ ,  $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ ,  $^{89}\text{Y}(p,n)^{89}\text{Zr}$ ,  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ ,  $^{110}\text{Cd}(p,n)^{110}\text{In}$ ,  $^{123}\text{Te}(p,n)^{123}\text{I}$ ,  $^{186}\text{W}(p,n)^{186}\text{Re}$ ,  $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Se}(p,n)^{76}\text{Br}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p,n)^{86}\text{Y}$ ,  $^{94}\text{Mo}(p,n)^{94}\text{Tc}$ ,  $^{50}\text{Cr}(p,n)^{50}\text{Mn}$ ,  $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ ,  $^{120}\text{Te}(p,n)^{120}\text{I}$  ve  $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonlarından elde edilen tıbbi radyoizotopların üretim tesir kesitleri hesaplanarak, deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

#### 4.1.1. $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ reaksiyonu

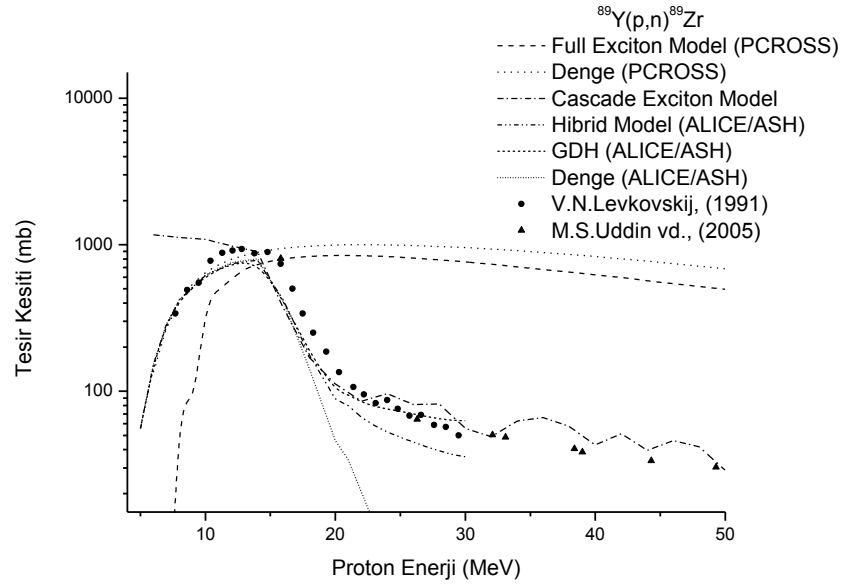
Şekil 4.1. 'de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{64}\text{Ni}$  hedef çekirdeği için; 10-12 MeV arasında olan kısımda tüm modeller deneysel değerler ile genel olarak uyum içerisinde. Ancak 15 MeV enerji değerinden sonra Cascade Exciton Model ve Hibrid ve Geometri Bağımlı Hibrid Model deneyle bir uyuma girerken, PCROSS denge ve Full Exciton Model ise, bu değerden sonra deneyle uyumunu kaybetmektedir. ALICE/ASH denge modeli 15 MeV'den sonra deney ile uyumunu kaybetmeye başlamakta, 0'a doğru gitmektedir. Hibrid ve Geometri Bağımlı Hibrid Model'in hesaplamaları genel itibari ile deney verileriyle uyum içerisinde.  $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti grafiğinden de anlaşılacağı gibi,  $^{64}\text{Cu}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 15→5 MeV'dir.



Şekil 4.1.  $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.2. $^{89}\text{Y}(p,n)^{89}\text{Zr}$ reaksiyonu

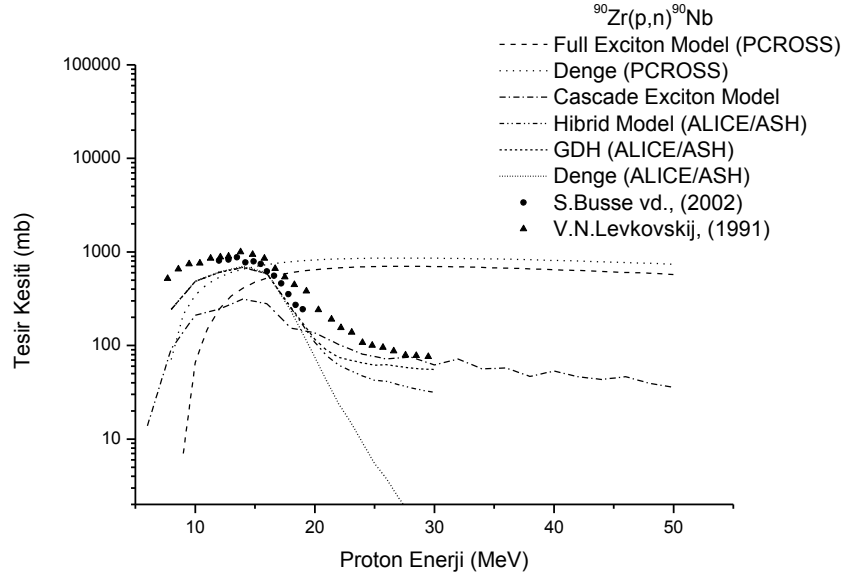
Şekil 4.2.'de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{89}\text{Y}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, 12 MeV enerji seviyesinden itibaren ALICE/ASH denge ve denge-öncesi modeller ile Cascade Exciton Model ile deneysel veriler arasında paralellik vardır. PCROSS denge ve denge-öncesi modeller ise 15 MeV'de uyumlu olup sonraki enerji seviyelerinde uyumunu kaybetmektedir. Düşük enerjilerde modeller başarılıdır ve modellerin verileri de deneysel veriler ile paralel takip etmektedir.  $^{89}\text{Y}(p,n)^{89}\text{Zr}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesiti grafiğinden de anlaşılacağı gibi,  $^{89}\text{Zr}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 20→10 MeV'dir.



Şekil 4.2.  $^{89}\text{Y}(p,n)^{89}\text{Zr}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

### 4.1.3. $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ reaksiyonu

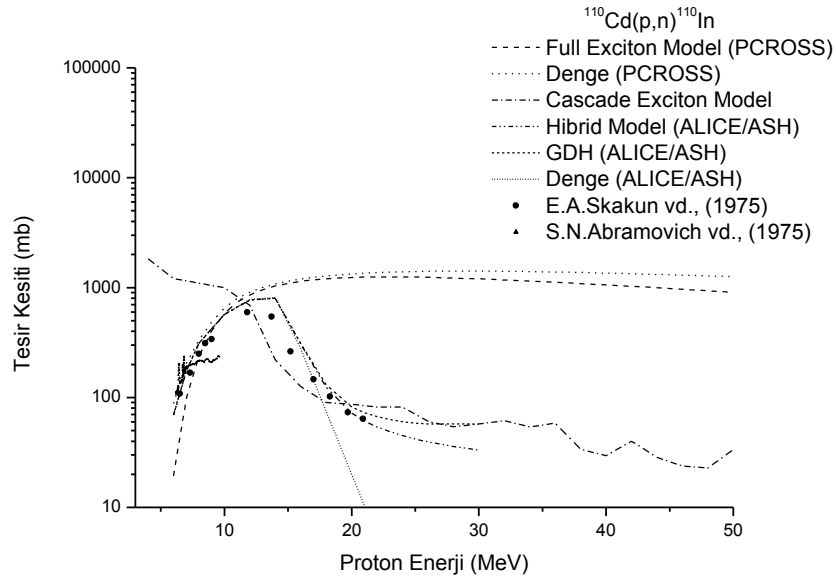
Şekil 4.3'de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{90}\text{Zr}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, 15 MeV'den sonra Cascade Exciton Model hariç, diğer tüm modeller deneysel veriler ile genel olarak uyum içerisindedir. Bu değerlerin üstündeki enerji seviyeleri için PCROSS denge ve denge-öncesi değerleri önceki uyumundan sapmaktadır. Cascade Exciton Modeli deneysel veriler ile uyum içinde olmadığı gözükmemektedir. Hibrid Model ve Geometri Bağımlı Hibrid Model deneysel veriler ile uyumunu devam ettirmekteyken, ALICE/ASH denge modeli uyumunu kaybetmekte ve tesir kesiti 0' değerine kadar düşmektedir.  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  reaksiyonu ile  $^{90}\text{Nb}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 20→10 MeV'dir.



Şekil 4.3.  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.4. $^{110}\text{Cd}(p,n)^{110}\text{In}$ reaksiyonu

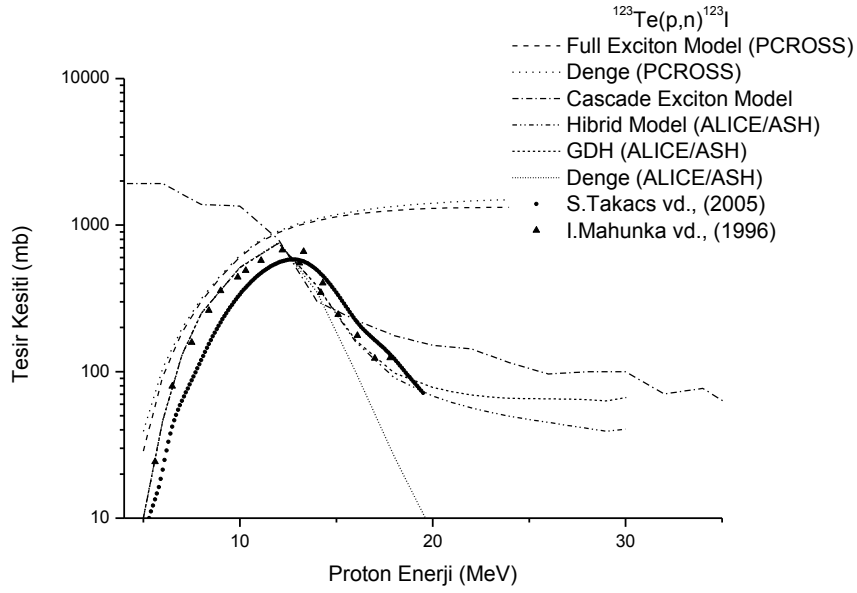
Şekil 4.4’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{110}\text{Cd}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, Cascade Exciton Model hariç, diğer tüm modeller deneysel verilerle uyumlu başlayıp uyumlu devam etmiştir. Fakat 18 MeV’den sonra ALICE/ASH denge modelinde hafif sapmalar başlamış, daha yüksek enerji mertebelerinde bu sapma kendini daha belirgin göstermiştir. Cascade Exciton Model ise 12 MeV enerji mertebesine kadar çok uyum göstermese de daha sonraki enerji seviyelerinde gayet uyumlu davranış göstermektedir. Bu reaksiyon için, (p,n) reaksiyonu ile  $^{110}\text{In}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 18→8 MeV’dir.



Şekil 4.4.  $^{110}\text{Cd}(p,n)^{110}\text{In}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.5. $^{123}\text{Te}(p,n)^{123}\text{I}$ reaksiyonu

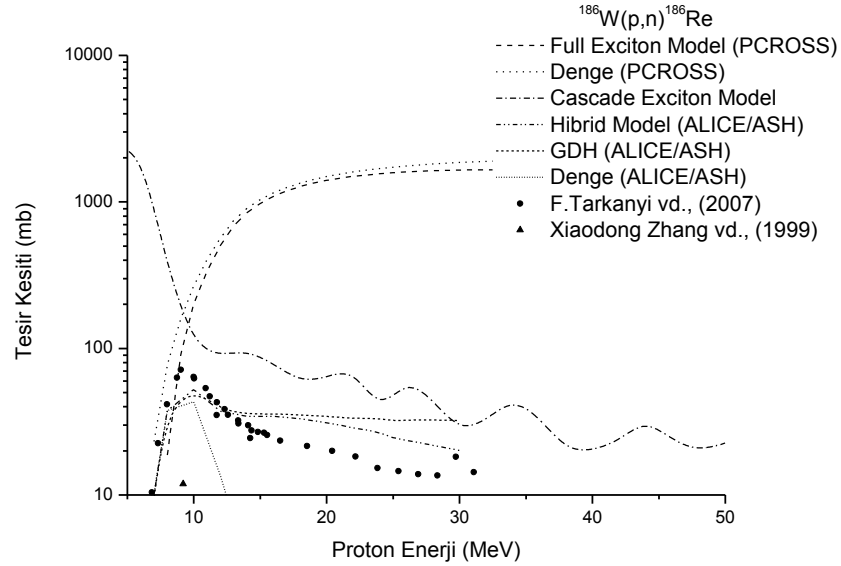
Şekil 4.5’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{123}\text{Te}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada; Cascade Exciton Model hariç, diğer tüm modeller deneysel verilerle 14 MeV’e kadar uyumlu devam etmiştir. Bu enerji değerinden sonra Cascade Exciton Model deneysel verileri yakalamış, PCROSS denge modeli ve Full Exciton Model ise uyumunu kaybetmiştir. ALICE/ASH denge modeli 14 MeV’e kadar uyum gösterse de, bu enerji değerinden sonra tesir kesiti 0’ değerine kadar düşmüştür. Şekil 4.5’den anlaşıldığı üzere, (p,n) reaksiyonu ile  $^{123}\text{I}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 18→8 MeV’dir.



Şekil 4.5.  $^{123}\text{Te}(p,n)^{123}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.6. $^{186}\text{W}(p,n)^{186}\text{Re}$ reaksiyonu

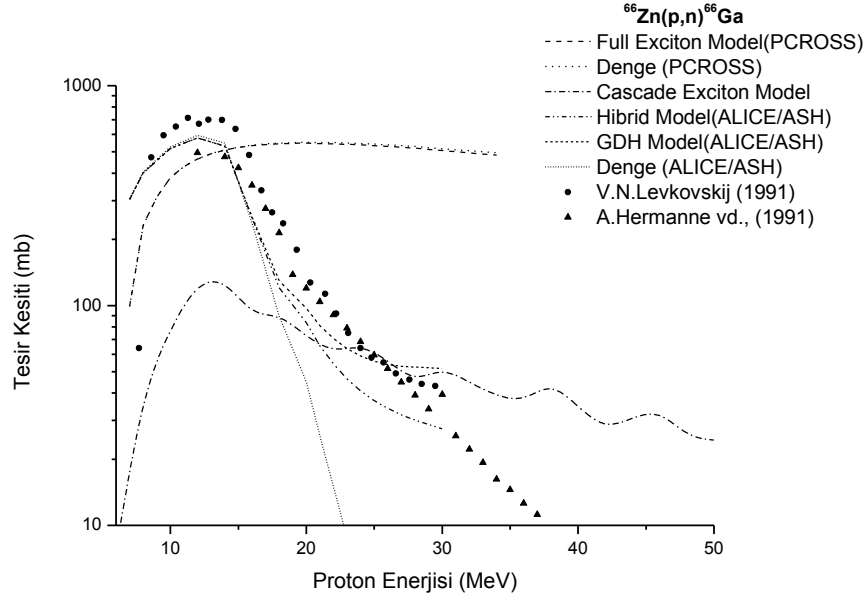
Şekil 4.6’da deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{186}\text{W}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, PCROSS denge ve denge-öncesi modeller, Hibrid ve Geometri Bağımlı Hibrid Model’in hesapları 10 MeV’e kadar deneysel veriler ile birebir uyum sağlamaktadır. Cascade Exciton Modeli’nin hesabında ise deneysel veriler ile uyumlu olmadığı görülmektedir. PCROSS denge ve denge-öncesi modellerde 10 MeV enerji seviyesinden sonra uyumunu kaybetmektedir. Bu durumda, (p,n) reaksiyonu ile  $^{186}\text{Re}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 15→5 MeV’dir.



Şekil 4.6.  $^{186}\text{W}(p,n)^{186}\text{Re}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.7. $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonu

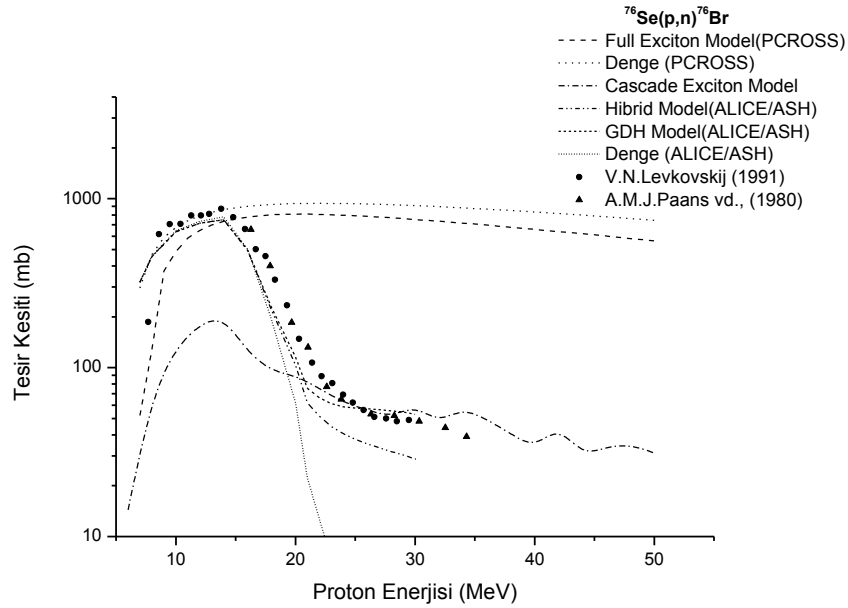
Şekil 4.7’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{66}\text{Zn}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, Cascade Exciton Model hariç, diğer tüm modeller deneysel verilerle uyumlu başlayıp, 18 MeV’e kadar uyumlu devam etmiştir. Cascade Exciton Model 25-30 MeV enerji aralığında deneysel verileri yakalamıştır. ALICE/ASH denge-öncesi hesaplamaları deneysel verilerle uyum içindedir. ALICE/ASH denge modeli 18 MeV’e kadar uyum gösterse de, bu enerji değerinden sonra tesir kesiti 0’ değerine kadar düşmüştür.  $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$  reaksiyonu ile  $^{66}\text{Ga}$  radyoizotopunun üretilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 17→7 MeV’dir.



Şekil 4.7.  $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.8. $^{76}\text{Se}(p,n)^{76}\text{Br}$ reaksiyonu

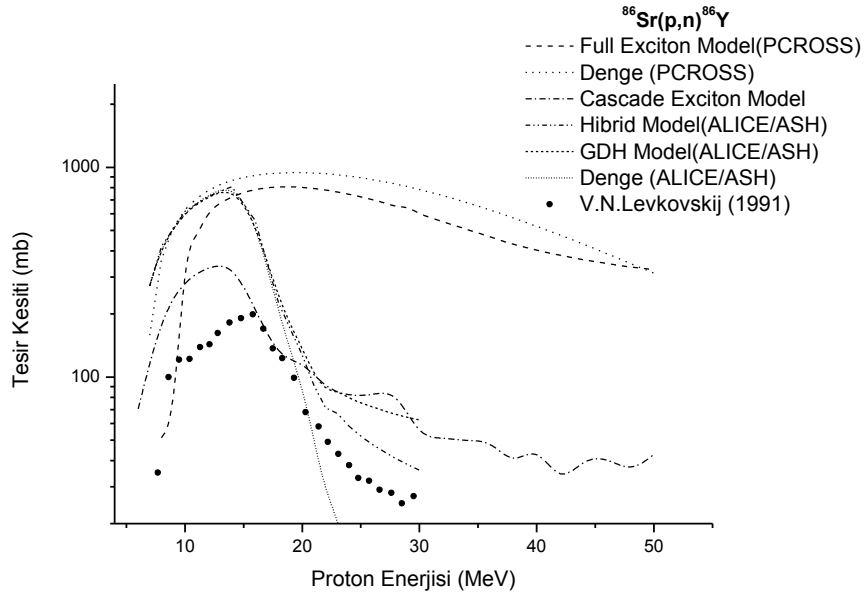
Şekil 4.8’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{76}\text{Se}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada; ALICE/ASH denge ve denge-öncesi hesaplamaları ile PCROSS denge ve denge-öncesi hesaplamaları ile deneysel verilerin 18 MeV’e kadar uyum içinde hareket ettiği, fakat bu enerji değerinden sonra PCROSS denge ve denge-öncesi hesaplamalarının saptığı görülmektedir. Cascade Exciton Model ise deneysel verilerle 22–30 MeV enerji aralığında paralel hareket etmiştir. ALICE/ASH denge modeli 20 MeV’de birebir uyum gösterse de, bu enerji değerinden sonra tesir kesiti 0’ değerine kadar düşmüştür. Şekil 4.8’e göre, (p,n) reaksiyonu ile  $^{76}\text{Br}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 20→10 MeV’dir.



Şekil 4.8.  $^{76}\text{Se}(p,n)^{76}\text{Br}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.9. $^{86}\text{Sr}(p,n)^{86}\text{Y}$ reaksiyonu

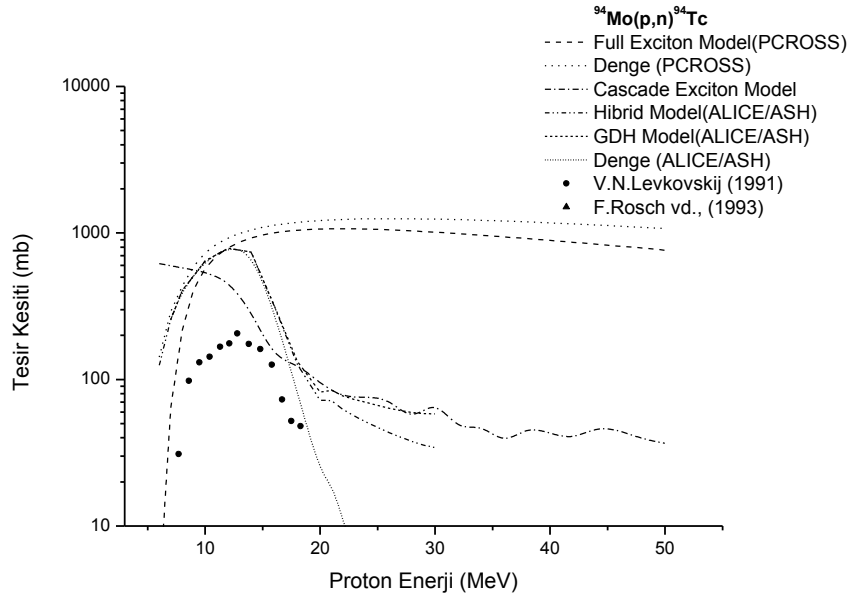
Şekil 4.9’da deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{86}\text{Sr}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, 18-20 MeV enerji aralığında Cascade Exciton Model deneysel verilerle uyumlu hareket etmiştir. 8-10 MeV değerinden sonra, Full Exciton Model ile deneysel veriler sapmaya başlamıştır. PCROSS denge modeli, Hibrid ve Geometri Bağımlı Hibrid Modellerinin deneysel verilerle uyumsuz olduğu gözükmektedir. ALICE/ASH denge modeli 20 MeV’de birebir uyum gösterebilir, bu enerji değerinden sonra tesir kesiti 0’ değerine kadar düşmüştür. Ayrıca,  $^{86}\text{Sr}(p,n)^{86}\text{Y}$  reaksiyonu ile  $^{86}\text{Y}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 23→13 MeV’dir.



Şekil 4.9.  $^{86}\text{Sr}(p,n)^{86}\text{Y}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.10. $^{94}\text{Mo}(p,n)^{94}\text{Tc}$ reaksiyonu

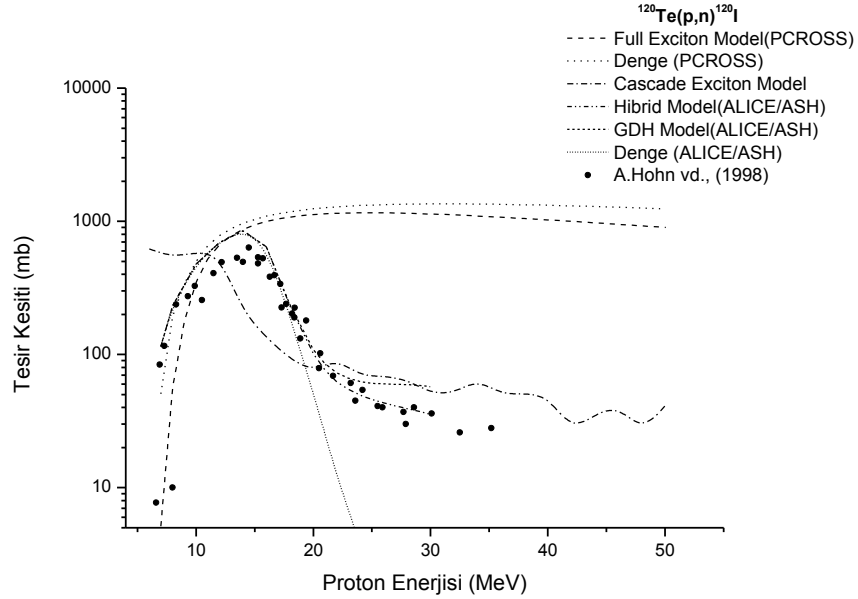
Şekil 4.10'da deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{94}\text{Mo}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, bu deney için tüm modellerin deneysel verilerle genel olarak uyumsuz olduğu gözükmemektedir. Full Exciton model ve ALICE/ASH denge model birkaç noktada uyum göstermiş fakat sonra uyumunu kaybetmiştir. Şekil 4.10'a göre, (p,n) reaksiyonu ile  $^{94}\text{Tc}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 18→8 MeV'dir.



Şekil 4.10.  $^{94}\text{Mo}(p,n)^{94}\text{Tc}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.11. $^{120}\text{Te}(p,n)^{120}\text{I}$ reaksiyonu

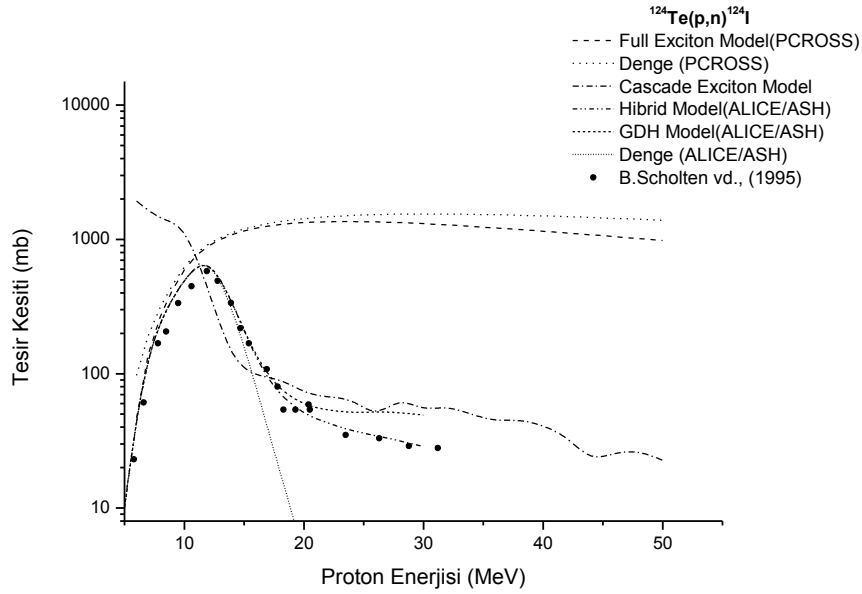
Şekil 4.11’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{120}\text{Te}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, Cascade Exciton Model hariç diğer tüm modellerin 15 MeV’e kadar uyumlu olduğu, ancak PCROSS denge ve Full Exciton Model’inin bu enerji değerinden sonra uyumsuz olduğu gözükmektedir. ALICE/ASH denge-öncesi modelleri deneysel verilerle birebir uyuşmaktadır. ALICE/ASH denge modeli ise; birkaç nokta dışında genel olarak uyumsuz hareket etmiştir ve belli enerji değerinden sonra 0 tesir kesitine düşmüş ve deneyden sapmıştır. Şekil 4.11’den anlaşılacağı gibi, (p,n) reaksiyonu ile  $^{120}\text{I}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 20→10 MeV’dir.



Şekil 4.11.  $^{120}\text{Te}(p,n)^{120}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.12. $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonu

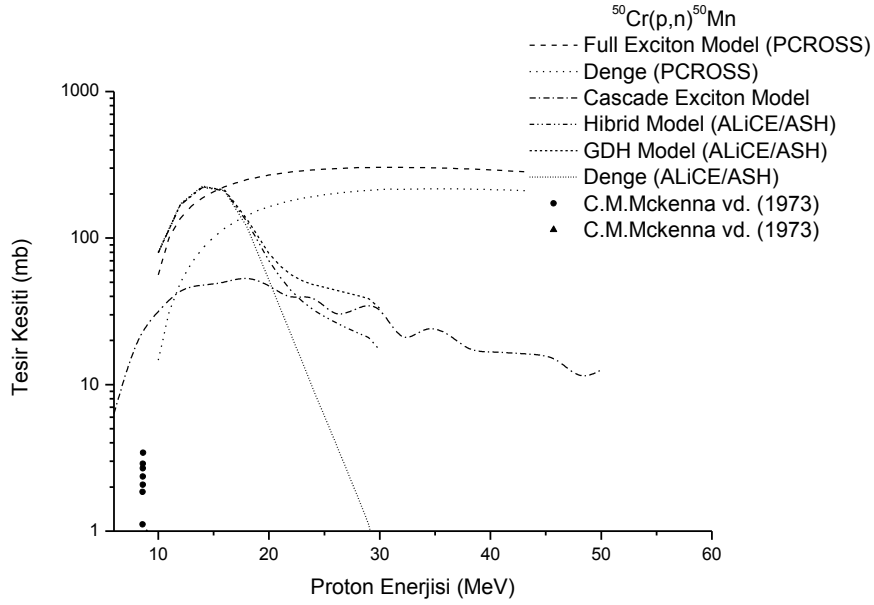
Şekil 4.12’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{124}\text{Te}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, ALICE/ASH denge modeli hariç diğer tüm modellerin 15 MeV’e kadar uyumlu olduğu, ancak PCROSS denge ve Full Exciton Model’inin bu enerji değerinden sonra uyumsuz olduğu gözükmektedir. ALICE/ASH denge-öncesi modelleri, özellikle Geometri Bağımlı Hibrid Model ve Cascade Exciton Model deneysel verilerle birebir uyuşmaktadır. ALICE/ASH denge modeli ise; 14-16 MeV enerji aralığında uyum göstermesine rağmen, 16 MeV enerji değerinden sonra 0 tesir kesitine düşmüş ve deneyden sapmıştır. Şekil 4.12’ye göre, (p,n) reaksiyonu ile  $^{124}\text{I}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 17→7 MeV’dir.



Şekil 4.12.  $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.13. $^{50}\text{Cr}(p,n)^{50}\text{Mn}$ reaksiyonu

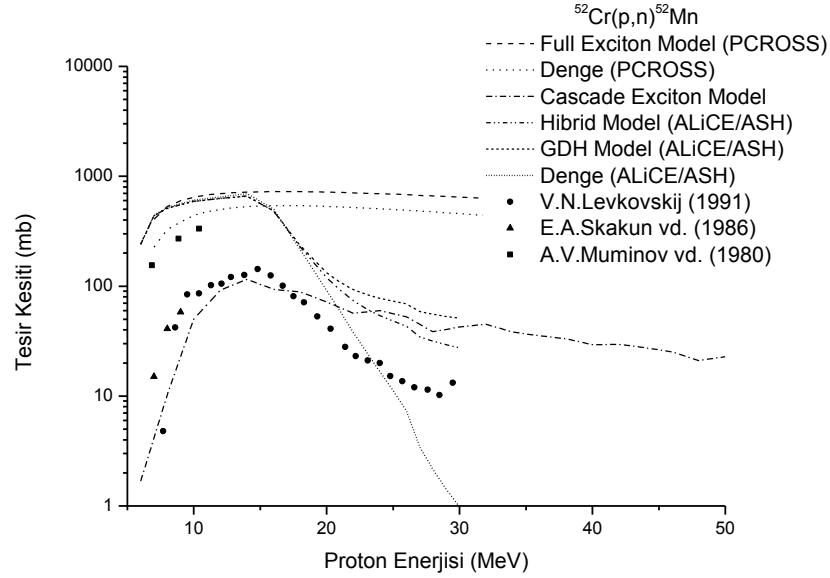
Şekil 4.13’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{50}\text{Cr}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, bu deney için tüm modellerin deneysel verilerle uyumlu veya uyumsuz olduğu tam olarak söylenemez. Çünkü, deneysel değerler 8 MeV’e kadar elde edilmiştir. Bu çalışmadaki teorik hesaplamalar ise, 50 MeV’e kadardır. 8 MeV’e kadar denge model hesaplamalarının uygun olabileceği, 8 MeV’den sonra ise, denge-öncesi model hesaplamalarının uygun olabileceği öngörülebilir.  $^{50}\text{Cr}(p,n)^{50}\text{Mn}$  reaksiyonu ile  $^{50}\text{Mn}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 13→3 MeV’dir.



Şekil 4.13.  $^{50}\text{Cr}(p,n)^{50}\text{Mn}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.14. $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ reaksiyonu

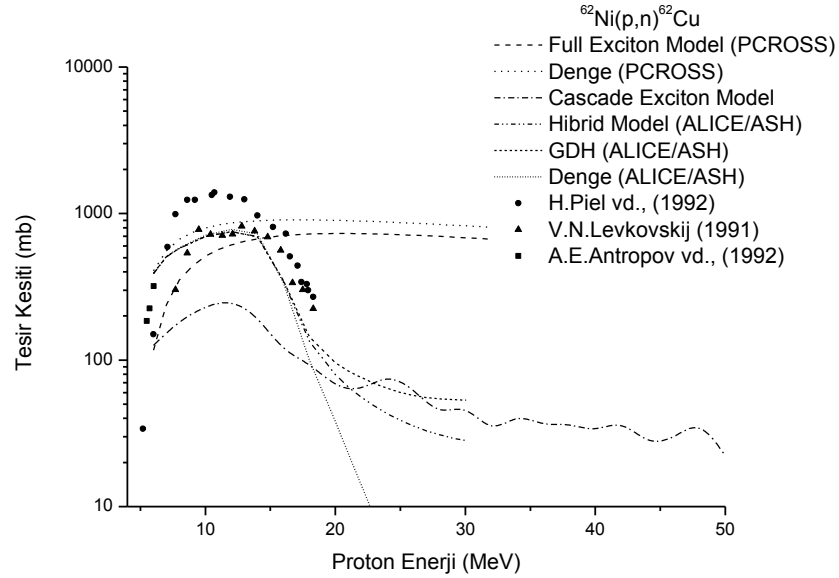
Şekil 4.14’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{52}\text{Cr}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, Geometri Bağımlı Hibrid Model bu deney için sadece birkaç noktada uyumlu ve diğer tüm noktalarda uyumsuz olduğu gözükmektedir. Full Exciton Model’inin A.V.Muminov vd. (1980)’in deneysel verileriyle 12 MeV’e kadar uyumlu olduğu gözükmektedir. ALICE/ASH denge-öncesi modellerinden, Hibrid Model V.N.Levkovskij (1991)’in deneysel verileriyle birebir uyuşmaktadır. ALICE/ASH denge modeli ve PCROSS denge modelinin uyumsuz olduğu gözükmektedir. Şekil 4.14’den anlaşıldığı gibi, (p,n) reaksiyonu ile  $^{52}\text{Mn}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 15→5 MeV’dir.



Şekil 4.14.  $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.15. $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu

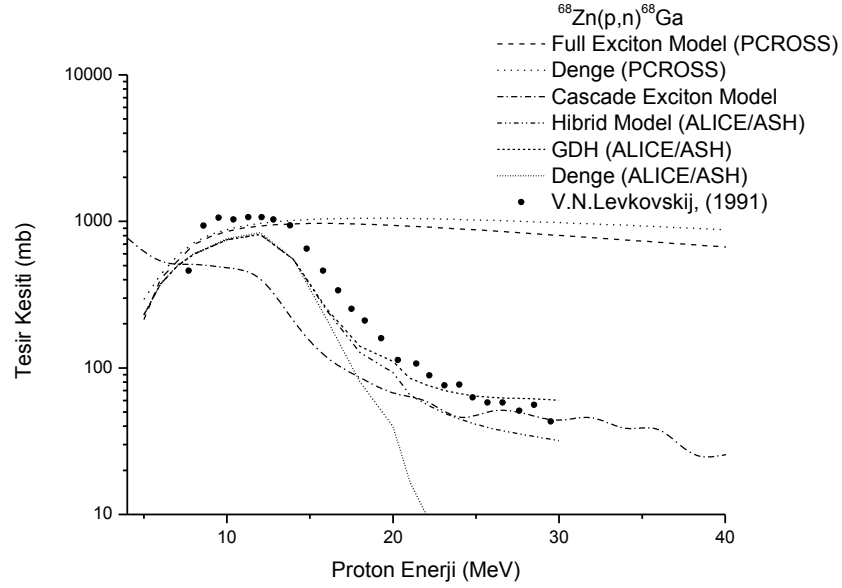
Şekil 4.15’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{62}\text{Ni}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, Cascade Exciton Model hariç diğer modellerin bu deney için uyumlu olduğu söylenebilir. Cascade Exciton Model sadece 8 MeV enerji değerinde uyum göstermiştir. ALICE/ASH denge-öncesi modelleri, özellikle Geometri Bağımlı Hibrid Model deneysel verilerle birebir uyuşmaktadır. ALICE/ASH denge modeli ise; deneyle uyumlu hareket etmesine rağmen, belli bir enerji değerinden sonra 0 tesir kesitine düşmüş ve deneyden sapmıştır. Ayrıca,  $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$  reaksiyonu ile  $^{62}\text{Cu}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 17→7 MeV’dir.



Şekil 4.15.  $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.1.16. $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$ reaksiyonu

Şekil 4.16’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{68}\text{Zn}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, Cascade Exciton Model’in bu deney için sadece bir noktada uyumlu ve diğer tüm noktalarda uyumsuz olduğu gözükmektedir. PCROSS denge ve Full Exciton Model’in 15 MeV enerji değerinden sonra uyumunu kaybettiği gözükmektedir. ALICE/ASH denge ve denge-öncesi modellerinin ise deneysel verilerle paralel gittiği söylenebilir. Ancak ALICE/ASH denge modeli, deneyle uyumlu hareket etmesine rağmen, belli bir enerji değerinden sonra 0 tesir kesitine düşmüş ve deneyden sapmıştır. Ayrıca, bu Şekil 4.16’dan da anlaşılacağı gibi, (p,n) reaksiyonu ile  $^{68}\text{Ga}$  radyoizotopunun üretilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 15→5 MeV’dir.



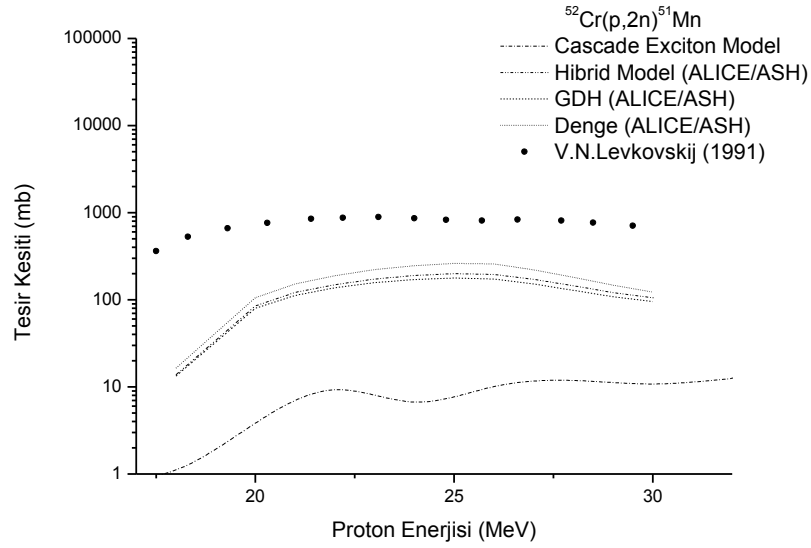
Şekil 4.16.  $^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.2. (p,2n) Reaksiyon Tesir Kesiti Hesaplamaları

Proton gelme enerjisi 50 MeV'e kadar olan,  $^{44}\text{Ca}(p,2n)^{43}\text{Sc}$ ,  $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ ,  $^{50}\text{Cr}(p,2n)^{49}\text{Mn}$ ,  $^{52}\text{Cr}(p,2n)^{51}\text{Mn}$ ,  $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ ,  $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$  ve  $^{141}\text{Pr}(p,2n)^{140}\text{Nd}$  reaksiyonlarından elde edilen tıbbi radyoizotopların üretim tesir kesitleri hesaplanarak, deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

#### 4.2.1. $^{52}\text{Cr}(p,2n)^{51}\text{Mn}$ reaksiyonu

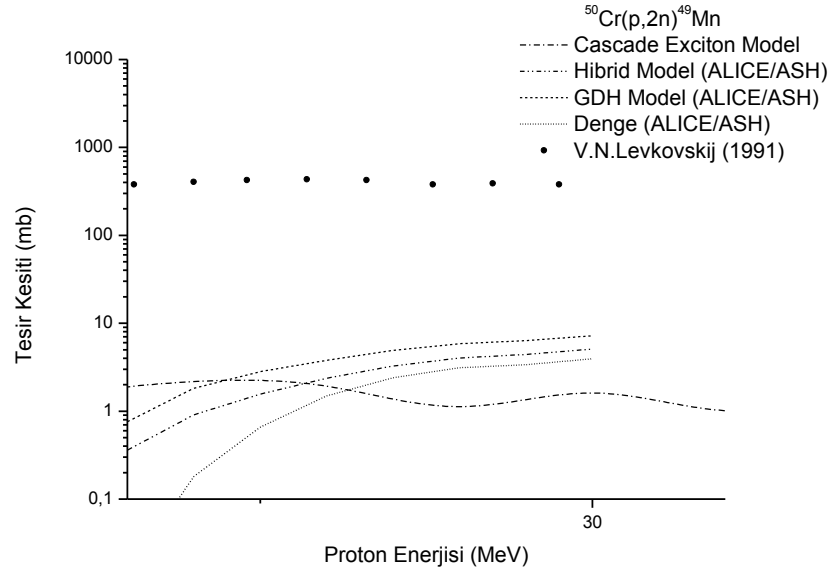
Şekil 4.17’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{52}\text{Cr}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, tüm modeller kendi aralarında paralel gitmekte fakat deneysel verilerden alçaklarda seyretmektedirler. Bu reaksiyon için, (p,2n) reaksiyonu ile  $^{51}\text{Mn}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 28→18 MeV’dir.



Şekil 4.17.  $^{52}\text{Cr}(p,2n)^{51}\text{Mn}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.2.2. $^{50}\text{Cr}(p,2n)^{49}\text{Mn}$ reaksiyonu

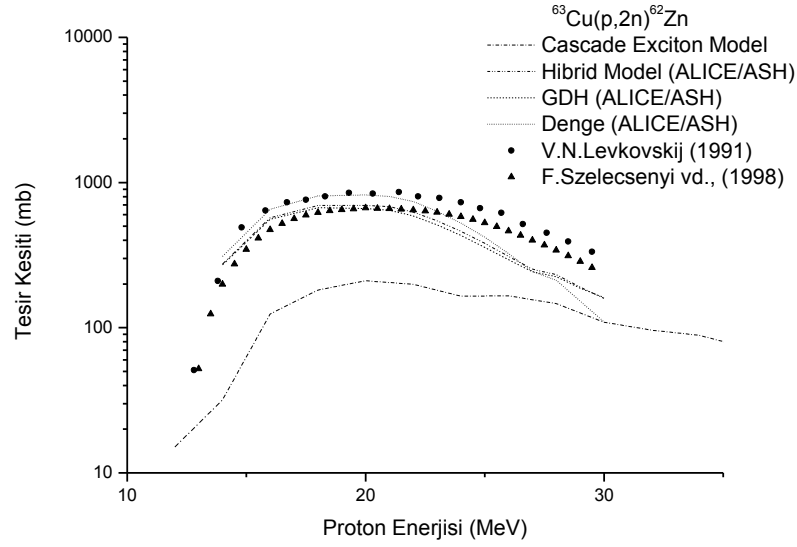
Şekil 4.18’te deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{50}\text{Cr}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, teorik değerlerin deneysel değerlerin altında kaldığı görülmektedir. Teorik hesapların belirli bir çarpan ile elde edilecek olan değerlerinin deneysel değerler ile uyum içerisinde olabileceği söylenebilir.



Şekil 4.18.  $^{50}\text{Cr}(p,2n)^{49}\text{Mn}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

### 4.2.3. $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$ reaksiyonu

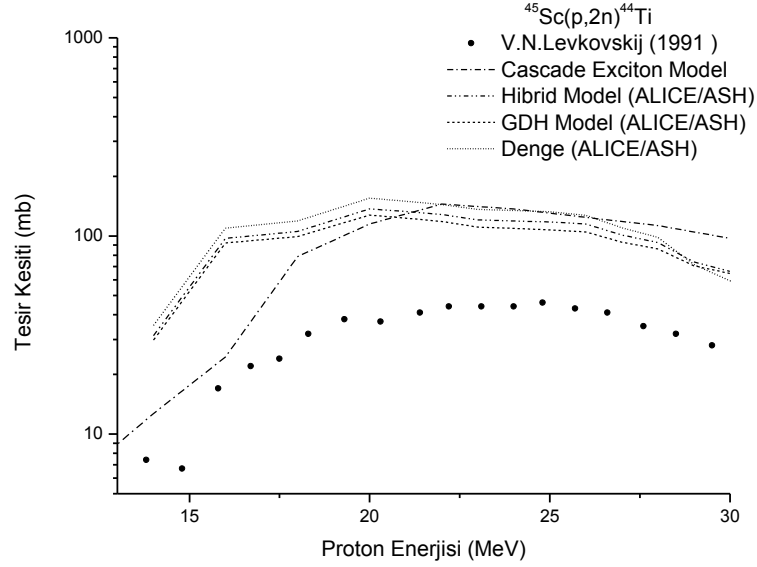
Şekil 4.19’da deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{63}\text{Cu}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, tüm modeller genel olarak V.N.Levkovskij (1991) ‘in deneysel verileriyle paralel gitmekteyken, M.S.Uddin vd., (2007)’in deneysel verileri ile uyum içerisinde olmadığı söylenebilir. 25 MeV enerji değerinin üstünde ALICE/ASH denge ve denge-öncesi modelleri için birkaç noktada uyumlu olduğu gözükmektedir. ALICE/ASH denge modeli 22–28 MeV enerji aralığında tamamen deneysel verilerle arasında paralellik vardır denilebilir.  $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$  reaksiyonu ile  $^{62}\text{Zn}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 28→18 MeV’dir.



Şekil 4.19.  $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.2.4. $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$ reaksiyonu

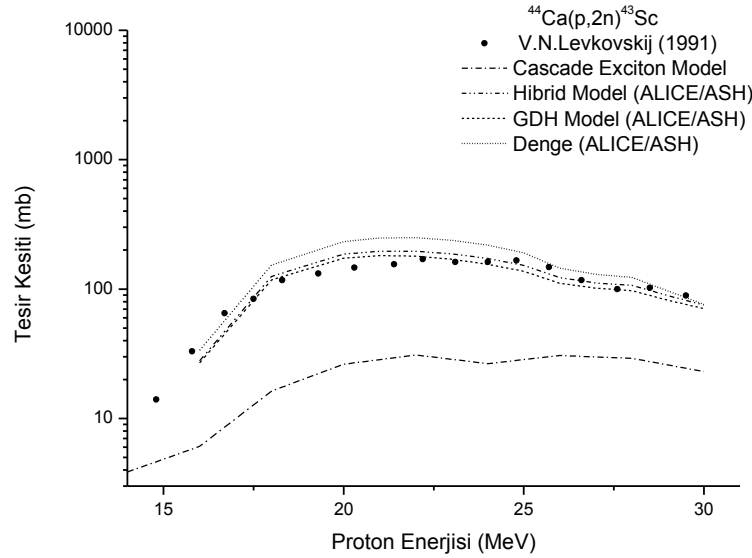
Şekil 4.20'de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{45}\text{Sc}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, tüm modeller kendi aralarında paralel giderken, deneysel verilerle uyum içerisinde olmadıkları söylenebilir. Şekil 4.20'ye göre, (p,2n) reaksiyonu ile  $^{44}\text{Ti}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 30→20 MeV'dir.



Şekil 4.20.  $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.2.5. $^{44}\text{Ca}(p,2n)^{43}\text{Sc}$ reaksiyonu

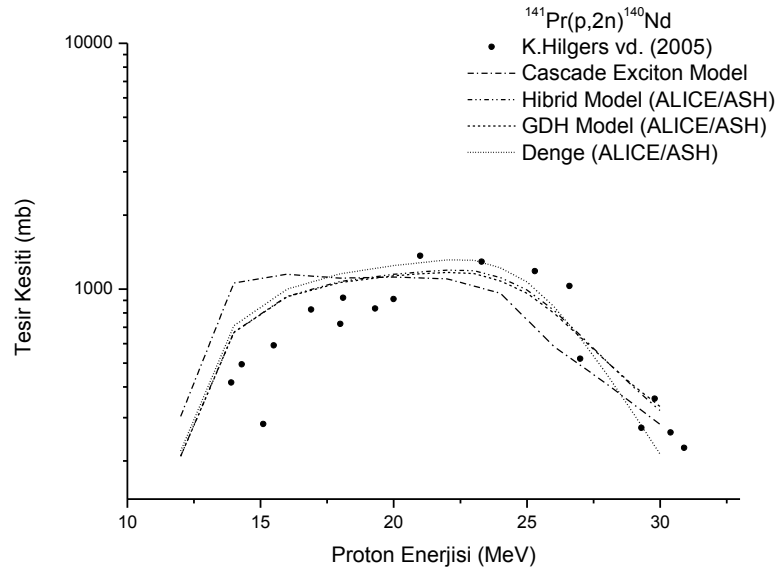
Şekil 4.21’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{44}\text{Ca}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, Cascade Exciton Model hariç, tüm modeller genel olarak deneysel verilerle paralel gitmektedir. ALICE/ASH denge modeli deneysel verilerden biraz yüksek seyretmesine rağmen deneysel verilerle arasında paralellik vardır denilebilir. Bu reaksiyon için, (p,2n) reaksiyonu ile  $^{43}\text{Sc}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 30→20 MeV’dir.



Şekil 4.21.  $^{44}\text{Ca}(p,2n)^{43}\text{Sc}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.2.6. $^{141}\text{Pr}(p,2n)^{140}\text{Nd}$ reaksiyonu

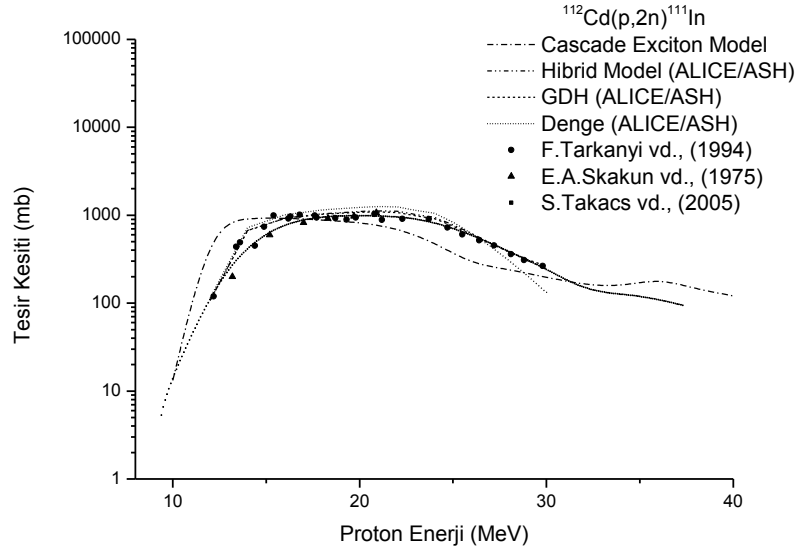
Şekil 4.22’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{141}\text{Pr}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, tüm modeller genel olarak kendi aralarında paralel gitmektedir. Fakat, deneysel verilerin dağılımından dolayı, modeller deneysel verilerle birkaç nokta dışında uyum içinde olduğu söylenemez.  $^{141}\text{Pr}(p,2n)^{140}\text{Nd}$  reaksiyonu ile  $^{140}\text{Nd}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 27→17 MeV’dir.



Şekil 4.22.  $^{141}\text{Pr}(p,2n)^{140}\text{Nd}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

#### 4.2.7. $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$ reaksiyonu

Şekil 4.23’de deneysel ve teorik tesir kesiti hesapları karşılaştırılmıştır.  $^{112}\text{Cd}$  hedef çekirdeği için yapılan karşılaştırmada, tüm modeller genel olarak belli bir enerji değerine kadar deneysel verilerle paralel gitmektedir. Fakat, Cascade Exciton Model için 15-20 MeV enerji aralığında deneysellerle tamamen uyumlu olduğu, bu enerji değerinden sonra uyum göstermediği söylenebilir. ALICE/ASH denge ve denge-öncesi modelleri için, tamamen deneysel verilerle arasında paralellik vardır denilebilir. Şekil 4.23’e göre, (p,2n) reaksiyonu ile  $^{111}\text{In}$  radyoizotopunun üretilebilmesi için gerekli optimum enerji aralığı 25→15 MeV’dir.



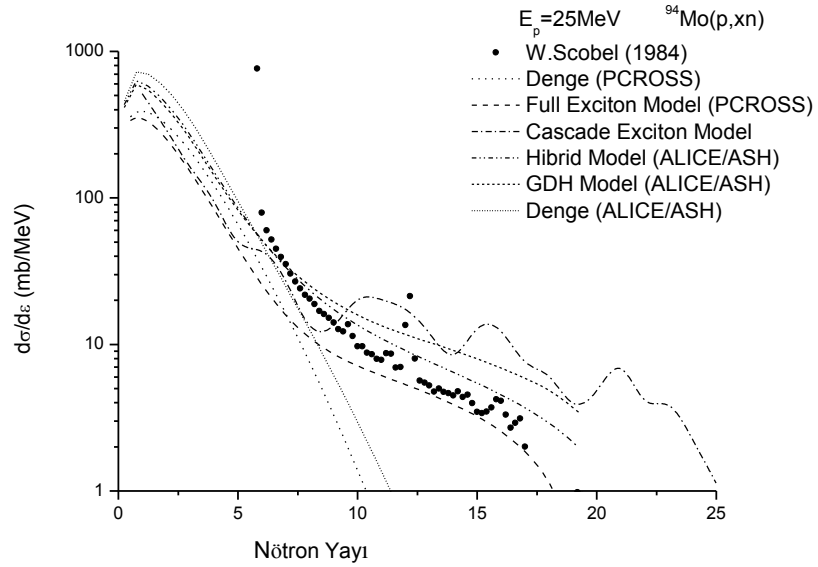
Şekil 4.23.  $^{112}\text{Cd}(p,2n)^{111}\text{In}$  reaksiyonu için hesaplanan tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

### 4.3. (p,xn) Nötron Yayınlanma Spektrumu Hesaplamaları

25 MeV proton gelme enerjisinde,  $^{94}\text{Mo}(p,xn)$ ,  $^{89}\text{Y}(p,xn)$  ve  $^{60}\text{Ni}(p,xn)$  reaksiyonlarından elde edilen nötronların yayınlanma spektrumları incelenerek, deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

### 4.3.1. $^{94}\text{Mo}(p,xn)$ reaksiyonu

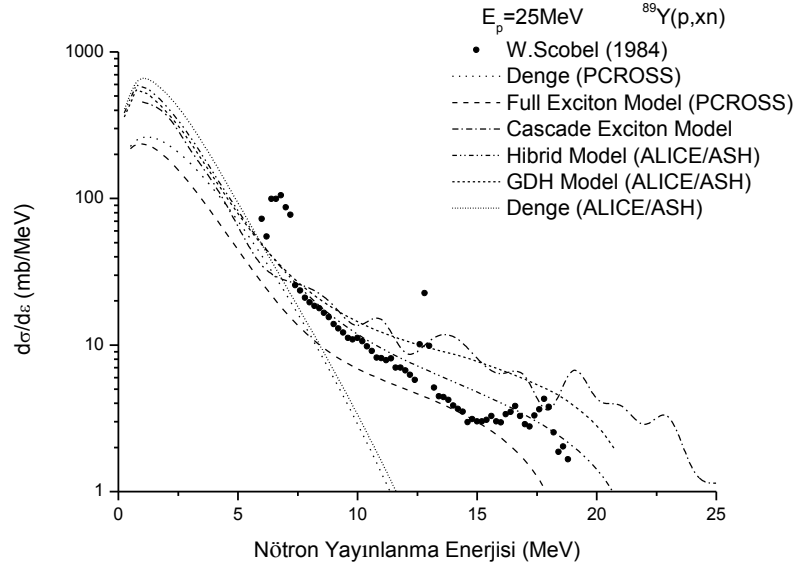
Şekil 4.24’de,  $^{94}\text{Mo}(p,xn)$  reaksiyonu için nötron yayınlanma spektrumu incelendiğinde, Full Exciton Model’in ve Denge Model’in (PCROSS) deney verileri ile uyum göstermediği söylenebilir. Cascade Exciton Model’in de birkaç nokta dışında uyumsuz hareket ettiğini, ALICE/ASH kodunun denge ve denge-öncesi modellerinin de deneysel verilerle birkaç nokta dışında uyumlu olduğu gözükmektedir. Bu grafikte anlaşıldığı gibi;  $^{64}\text{Zn}(p,xn)$  reaksiyonu için çıkacak nötronun en büyük yayımlanma spektrumuna sahip olduğu enerji değeri de, 6 MeV’dir.



Şekil 4.24. 25 MeV’lik proton gelme enerjisinde,  $^{94}\text{Mo}(p,xn)$  reaksiyonu ile oluşan nötronların yayımlanma spektrumlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

### 4.3.2. $^{89}\text{Y}(p,xn)$ reaksiyonu

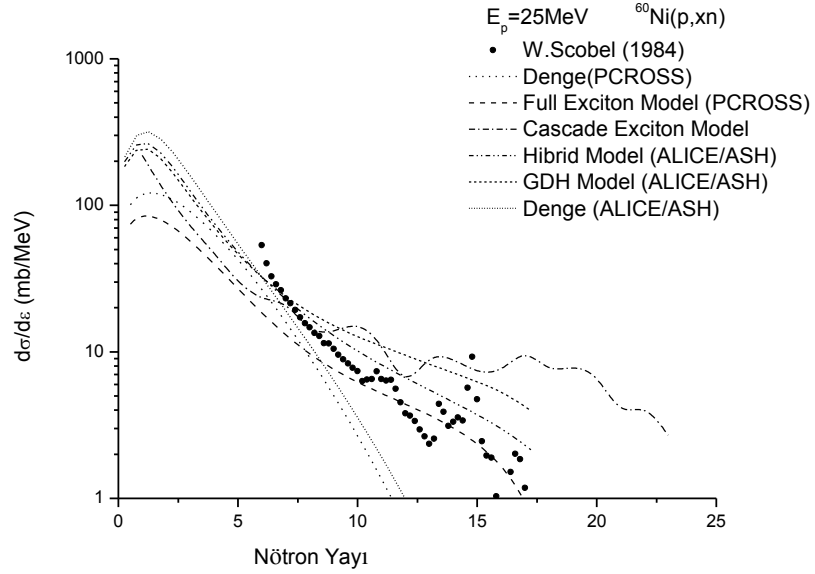
Şekil 4.25’de,  $^{89}\text{Y}(p,xn)$  reaksiyonu için nötron yayınlanma spektrumu incelendiğinde, Full Exciton Model ve Denge (PCROSS) Model’in, deney verileri ile birkaç nokta dışında uyum göstermediği söylenebilir. Cascade Exciton Model’in ise deneysel verilere paralel olarak devam ettiğini, ALICE/ASH kodunun denge ve denge-öncesi modellerinin de deneysel verilerle uyumlu olduğu gözükmektedir. Ayrıca;  $^{89}\text{Y}(p,xn)$  reaksiyonu için çıkacak nötronun en büyük yayınlanma spektrumuna sahip olduğu enerji değeri de 7 MeV’dir.



Şekil 4.25. 25 MeV’lik proton gelme enerjisinde,  $^{89}\text{Y}(p,xn)$  reaksiyonu ile oluşan nötronların yayınlanma spektrumlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

### 4.3.3. $^{60}\text{Ni}(p,xn)$ reaksiyonu

Şekil 4.26'te  $^{60}\text{Ni}(p,xn)$  reaksiyonu için nötron yayınlanma spektrumu incelendiğinde, Full Exciton Modeli'nin deneysel verilerle uyum içerisinde olmadığı söylenebilir. Cascade Exciton Model'in ise 8-10 MeV aralığında deneysel verilere paralel olarak devam ettiği, ALICE/ASH denge ve denge-öncesi modellerinin de 5 MeV'lik enerji değerinden sonra deneysel verilerle uyumlu olduğu, bu enerji değerinin üstünde, bu modelin denge hesaplamalarında küçük sapmalar olmasına rağmen, denge-öncesi modellerinin hesapları ile deneysel verilerin uyumlu devam ettiği söylenebilir. Buna ek olarak,  $^{60}\text{Ni}(p,xn)$  reaksiyonu için çıkacak nötronun en büyük yayınlanma spektrumuna sahip olduğu enerji 6 MeV'dir.



Şekil 4.26. 25 MeV'lik proton gelme enerjisinde,  $^{60}\text{Ni}(p,xn)$  reaksiyonu ile oluşan nötronların yayınlanma spektrumlarının deneysel değerlerle karşılaştırılması

## 5. SONUÇ

Proton girişli reaksiyonlar sonucunda, yayınlanan parçacıkların spektrumlarının ve tesir kesitlerinin incelenmesi; radyoizotop üretimi, çekirdeklerin yapılarının tam anlaşılması, reaksiyon sonucu üretilen nötronların kullanımının geliştirilmesi bakımından önemlidir. Bu amaçla; bu çalışmada, tıpta teşhis ve tedavi amacıyla kullanılan (p,xn) reaksiyonu yoluyla üretilen bazı radyoizotopların üretim tesir kesitleri ve bu reaksiyon sonucunda elde edilen nötronların yayınlanma spektrumları incelenmiştir. Bu radyoizotopların üretim tesir kesitleri ve reaksiyon sonucu oluşan nötronların yayınlanma spektrumlarının incelenmesinde, denge ve denge öncesi nükleer reaksiyon modelleri kullanılmıştır. Denge durumu için, Weisskopf-Ewing Model, denge öncesi etkileri incelemek için ise; Full Exciton Model, Cascade Exciton Model, Hibrid Model ve Geometri Bağımlı Hibrid Model hesaplamaları yapılmıştır. Full Exciton Model için, PCROSS-03; Cascade Exciton Model için, CEM95, Weisskopf-Ewing Model, Hibrid Model ve Geometri Bağımlı Hibrid Model için ise, ALICE/ASH bilgisayar program kodları kullanılmıştır.

Bunun sonucunda, 15 MeV proton gelme enerjisine kadar denge model hesaplamaları deneysel değerle genellikle uyum gösterirken, 15 MeV'den sonra ise, denge-öncesi model hesaplamalarının daha uyumlu olduğu görülmüştür (Şekil 4.1-4.24). PCROSS denge model hesaplarının genellikle 10 MeV'den sonra deneysel değerlerden saptığı, ALICE/ASH denge model hesaplarının ise, 15 MeV'den sonra 0'a gittiği görülmektedir. 30 MeV'e kadar ALICE/ASH denge-öncesi modelleri olan, Hibrid Model, Geometri Bağımlı Hibrid Model ve Cascade Exciton Model'lerinin genel olarak, deneysel verilerle uyumlu olduğu söylenebilir. Ayrıca; Şekil 4.24-4.26 'dan anlaşılacağı üzere,  $^{94}\text{Mo}(p,xn)$ ,  $^{89}\text{Y}(p,xn)$  ve  $^{60}\text{Ni}(p,xn)$  reaksiyonlarından oluşacak nötronun en büyük yayınlanma spektrumuna sahip olduğu enerji değerinin de 6-7 MeV olduğu görülmektedir.

Sonuç olarak; bu çalışmada kullanılan reaksiyonlardan elde edilecek radyoizotopların üretimi için, optimum enerji aralığının genellikle (p,n) reaksiyonları için 20→10 MeV, (p,2n) reaksiyonları için ise 30→20 MeV olduğu görülmüştür. Bu sonuçtan da anlaşılacağı üzere;  $^{62}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{68}\text{Ga}$ ,  $^{89}\text{Zr}$ ,  $^{90}\text{Nb}$ ,  $^{110}\text{In}$ ,  $^{123}\text{I}$ ,  $^{186}\text{Re}$ ,  $^{66}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Br}$ ,  $^{86}\text{Y}$ ,  $^{94}\text{Tc}$ ,  $^{50}\text{Mn}$ ,  $^{52}\text{Mn}$ ,  $^{120}\text{I}$ ,  $^{124}\text{I}$ ,  $^{43}\text{Sc}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{49}\text{Mn}$ ,  $^{51}\text{Mn}$ ,  $^{62}\text{Zn}$ ,  $^{140}\text{Nd}$  ve  $^{60}\text{Cu}$

radyoizotoplarının üretilmesinde 30 MeV'lik siklotrona ihtiyaç olduğunu söylenebilir.

## 6. KAYNAKLAR

- Akın, A., 1981. Temel Nükleer Tıp. Ankara Üniversitesi Basımevi., 417(1), 519. Ankara.
- Anonim, 2004. Bilim Ve Teknik Dergisi. İnternet Sitesi: [www.biltek.tubitak.gov.tr/bdergi/yeniufuk/icerik/hizlandirici.pdf](http://www.biltek.tubitak.gov.tr/bdergi/yeniufuk/icerik/hizlandirici.pdf). Erişim tarihi: 02.07.2009
- Anonim, 2007a. Parçacık Hızlandırıcıları. İnternet Sitesi: <http://parcacikfizigi.blogspot.com/2007/10/doru-voltaj-hizlandirici.html>. Erişim tarihi: 11.03.2009
- Anonim, 2007b. Parçacık Hızlandırıcıları. İnternet Sitesi: <http://parcacikfizigi.blogspot.com/2007/10/siklotron.html>. Erişim tarihi: 14.05.2009
- Anonim, 2007c. Parçacık Hızlandırıcıları. İnternet Sitesi: <http://parcacikfizigi.blogspot.com/2007/10/lineer-hizlandiricilar.html>. Erişim tarihi: 12.03.2009
- Anonim, 2010. Radyofarmasinin Prensipleri. İnternet Sitesi: <http://web.inonu.edu.tr/~ekaraca/Rad.farma.not.htm>. Erişim tarihi: 22.03.2010
- Aydın, A., Kaplan, A., Tel, E., Aydın, E.G., Yılmaz, M., 2009. Spallation neutron emission spectra in medium and heavy target nuclei by a proton beam up to 140 MeV energy. Appl. Radiat. Isot. 67(4), 570–576.
- Aydın, E.G., Tel, E., Kaplan, A., Aydın, A., 2008. New Calculations of Excitation Functions of Some Positron Emitting and Single Photon Emitting Radioisotopes. Kerntechnik.73(4), 184–189.
- Aydın, E. G., Tel, E. ve Kaplan, A., 2007. Tıpta Kullanılan Bazı Radyoizotopların (p,xn) Reaksiyon Tesit Kesitlerinin Hesaplanması, III. Uluslararası Katılımlı Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi, 17-19 Eylül 2007, Bodrum-Türkiye.
- Aydın, A., Kaplan, A., Tel, E., Şarer, B., 2009. Equilibrium and pre-equilibrium emissions in proton-induced reactions on  $^{203,205}\text{Tl}$ . Pramana Journal of Physics, 72(2), 343–353.
- Aydın, A., Tel, E., Sarer, B., 2007. Investigation of the (n, p) reaction cross-sections of Some Nuclei in Tthe Rare-Earth Elements for an Incident Energy Range of 8–24 MeV. Phys. Scr, 75, 299–306.

- Aydın, E. G., Tel, E., Kaplan, A., Aydın, A., 2008, Equilibrium and Pre-equilibrium Calculations of Neutron Production In Medium-Heavy Targets Irradiated By Protons Up to 100 MeV, *Ann. Nucl. Energy*, 35(12), 2306–2312.
- Aydın, A., Kaplan, A., 2007, The Calculations of (p,xn) Reactions Cross Sections of  $^{203,205}\text{Tl}$  Target Nuclei by Using Proton Cyclotron, Süleyman Demirel University, Arts and Sciences Faculty, *Journal of Science (e-journal)*, 2-2, 152-159.
- Aydın, E. G., Tel, E., Kaplan, A., 2007, New Calculations of Proton Cyclotron Production Cross Sections For Some Medical Radioisotopes and Target Nuclei Used on The Spallation neutron Sources, Süleyman Demirel University, Arts and Sciences Faculty, *Journal of Science (e-journal)*, 2-2, 160-171.
- Beiser A., 1987. *Concepts of Modern Physics*. McGraww-Hill Book Company, 4th Edition, 616.
- Blann, M., Vonach, H. K., 1983. Global test of modified precompound decay models *Phys. Rev. C* 28, 1475 – 1492
- Blann, M., 1991. ALICE-91, Report PSR-146, LLNL/IAEA/NEA Data Bank, France.
- Bozduman, A., 2008. Kobalt İnce Filmlerinin X-Işını Soğurma Spektroskopisi İle İncelenmesi. Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Semineri,59, Isparta, Türkiye.
- Broeders, C. H. M., Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A., Lunev, V. P., Blann, M., 2006. ALICEIASH — Pre-compound and Evaporation Model Code System for Calculation of Excitation Functions, Energy and Angular Distributions of Emitted Particles in Nuclear Reactions at Intermediate Energies. *Forschungszentrum Karlsruhe in der Helmholtz-Gemeinschaft Wissenschaftliche Berichte FZKA 7183*, May 2006, <http://bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA7183.pdf>
- Büyükuslu, H., 2008. Nükleer Reaksiyon Modelleri Kullanılarak Bazı Deformeli Çekirdeklerin Nötron Yayınlanma Spektrumlarının İncelenmesi. Süleyman Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Semineri,42, Isparta, Türkiye.
- Büyükuslu, H., Kaplan, A., Tel, E., Aydın, A., Yıldırım, G., 2010, Neutron Emission Spectra of  $^{104,105,106,108,110}\text{Pd}$  Isotopes For (p,xn) Reactions at 21.6 MeV Proton Incident Energy, *J. Fusion Energ.* 29 (1) 41–48.
- Cavinato, M., Fabrici, E., Gadioli, E., Gadioli Erba, E., Galmarini M., Vergani, P., 1994. Non Equilibrium Particle Emission in Nuclear Reactions. *Acta Physica Polonica B*, 25, 475–483.
- Capote, R., Osorio, V., Lopez, R., Herrera, E., and Piris, M., 1991. Analysis of Experimental Data on Neutron Induced Reactions and development of code

PCROSS for the Calculation of Differential Pre-equilibrium Emission Spectra with Modelling of Level Density Function. Final Report on Research Contract 5472/RB, INDC (CUB)-004, Distr,L.

- Demir, M., 2008. Nükleer Tıp Fiziği Ve Klinik Uygulamaları. İstanbul, Bayrak Ofset Matbaacılık, 306. İstanbul
- Demirkol, İ., Tel. E., Arasoglu, A., Özmen, A., Şarer, A., Acir, A., Alkan, A., 2004. Investigation of the (n, p) reaction cross-sections of Some Nuclei in The Rare-Earth Elements for an Incident Energy Range of 8–24 MeV. Phys. Scr, 75, 299–306.
- Demirkol, I. et al., 2004. The neutron production cross sections for Pb, Bi, and Au targets and neutron multiplicity for nuclear spallation reaction induced by 20- to 1600-MeV protons. Nuclear Science and Engineering, 147, 83–91.
- E. Tel, B. Şarer, Ş. Okuducu, A. Aydın and G. Tanır, 2003. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. Vol: 29, 2169-2177.
- Ertürk, S., Boztosun, İ., 2004. Nükleer Fizik Araştırmalarında Kullanılan Hızlandırıcılar ve Uygulama Alanları. II. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi Kitapçığı. Ankara.
- Exfor Library, 2010. İnternet sitesi. <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>. Erişim Tarihi: 10.01.2010
- Field, G.M., Bonetti, R., Hodgston, P.E., 1986. Pre-equilibrium Processes in the Reactions of Neutrons on  $^{59}\text{Co}$  and  $^{93}\text{Nb}$ . J. Phys. G: Nucl. Phys, 12, 93-103.
- Gudima, K. K., Mashnik, S. G., Toneev, V. D., 1983. Cascade-exciton model of nuclear reactions. Nucl. Phys. A 401, 329–361.
- Holub, H., Caplar, E., Cindro, N., 1980. A Consistent Study of Precompound and Compound-Nucleus Emission Mechanisms in Neutron-Induced Reactions. Z.Phys. A. Atom and Nuclei, 296, 341–357.
- Ignatyuk, A. V., Istekov, K. K., Smirenkin, G. N. , 1979. The role of collective effects in the systematics of nuclear level densities. Yad. Fiz. 29, 875-883
- İş, E., 2007. Hızlandırıcılar. <http://w3.gazi.edu.tr/~mkaradag/tezler/ertugrulis.pdf>. Erişim Tarihi: 05.06.2009.
- İ. Demirkol, E. Tel, A. Arasoglu, A. Özmen, B. Sarer, A. Acir, M. Alkan Nucl. Sci. And Eng. Vol: 147 No: 1, (2004) 83.
- Kalbach, C., 1975. Pre-equilibrium Models in General the Griffin Model in Particular. Acta. Phys., No: 2-3, 25-38.
- Kaplan, A., Aydın, A., Tel, E. and Şarer, B., 2009a, Equilibrium and Pre-Equilibrium Emissions In Proton - Induced Reactions on  $^{203}\text{Tl}$ ,  $^{205}\text{Tl}$ , Pramana-J. Phys. 72 (2), 343-353.

- Kaplan, A., Tel, E., Aydın, A., 2009b, The Equilibrium and Pre-equilibrium Neutron Emission Spectra of Some Structural Fusion Materials for (n,xn) Reactions up to 16 MeV Energy. *Phys. Atom Nucl.* 72 (6), 903–910.
- Kaplan, A., Tel, E., Aydın, E. G., Aydın, A., Yılmaz, M., 2009c, Spallation Neutron Emission Spectra in Medium and Heavy Target Nuclei by a Proton Beam up to 140 MeV Energy, *Appl. Radiat. Isotopes* 67 (4), 570–576.
- Kaplan, A., Akkurt, İ., 2006, Foton Radyoterapide Medikal LINAC'da Oluşan Fotonötronların Ölçümü, *S.D.Ü. Fen Bilimleri Dergisi*, 10-1, 1.
- King, C.H., Brown, B. A., and Khoo, T.L., 1978. High- Spin States in  $^{146}\text{Sm}$ . *Phys. Rev. C*, 18, 2128–2137.
- Krane, K., S., 2002. *Nükleer Fizik-II*. Palme Yayıncılık, No: 195, 460s. Ankara.
- L'Annunziata, M.F., 1998. *Handbook of Radioactivity Analysis*. Academic Pres., pp. 693–718.
- Lynch, T. B., 2010. *Klinik Uygulamada PET/BT*. Güneş Tıp Kitap Evleri, 240s. Ankara.
- Mashnik, S. G., Toneev, V. D., 1974. Modex-the program for calculation of the energy spectra of particles emitted in the reactions of pre-equilibrium and equilibrium statistical decays. *Communications of the Joint Institute for Nuclear Research*, P4–8417, Dubna
- Mashnik, S. G., 1995. *CODE CEM95*. Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, Moskow, 141980, Russia.
- Millazzo-Colli, L., Braga-Marcazzan, G.M., 1974. Preformation Probability of  $\alpha$ -Clusters in Rare earth Nuclei measured by Means of the (p, $\alpha$ ) Reaction. *Nucl. Phys. A*, 218, 274–284.
- Mukherjee, S., Singh, N.L., 1996. Pre-Equilibrium Analysis of the Alpha-Particle Induced Reactions in Niobium in the Energy Range 30–80 MeV. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys*, 22, 1455–1467.
- Oyar, O., Gülsoy, U. K., Yeşiladağ, A., Yıldız, M., Baykal, B., Köroğlu, M., 2003. *Tıbbi Görüntüleme Fiziği*. Isparta, Rekmay Ltd. Şti., 618(1), 483–524.
- R. Capote, V. Osorio, R. Lopez, E. Herrera, M. Piris, 5472/RB, Higher Institute of Nuclear Science and Tecnology, Cuba, (PCROSS program code) (1991).INDC (CUB–004).
- Seyrek, E., 2007. *Radyoizotop Üretimi*.  
<http://w3.gazi.edu.tr/~mkaradag/tezler/ebruseyrek.pdf> Erişim Tarihi:  
04.12.2009

- Sultansoy, S., 2001. Parçacık Hızlandırıcıları: Dün, Bugün, Yarın. I.Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi Kitapçığı. Ankara.
- Şarer, B., Aydın, A., Günay, M., Korkmaz, M.E., Tel, E., 2009. Calculations of Neutron-Induced Production Cross-Sections of 180,182,183,184,186W up to 20 MeV, Ann. Nucl. Energy, 36(4), 417–426.
- Şarer, B., Gunay, M., Aydin, A., Tel, E. and Araslıoğlu, A., 2006. Calculations of proton-induced neutron production cross sections on  $^{232}\text{Th}$  up to 1.6 GeV. Nuclear Science and Engineering, 153 (2), 192–199.
- Şarer, B. 05/2007–14 kodlu Gazi Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi.
- Şimşek, O., 2004. Bazı Lantanit Çekirdekler İçin Denge Ve Denge-öncesi Modeller Kullanılarak (n,p) Reaksiyon Tesir Kesitlerinin Hesaplanması. Kırıkkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 61s, Kırıkkale.
- TAEK, 2010. İnternet Sitesi: <http://www.taek.gov.tr/tr/hizmetlerimiz/arastirma-gelistirme-faaliyetleri/673-arge-sanaem.html>. Erişim tarihi: 02.07.2009
- TAEK, 2009. <http://www.taek.gov.tr/bilgi/nukleer/hizlandirici/hizlandirici.html>. Erişim tarihi: 10.06.2009
- Tahar, S.A., Hodgston, P.E., 1987. Weisskopf-Ewing Calculations: Neutron-Induced Reactions. J. Phys. G: Nucl. Phys, 13, 945-956.
- Tahar, S.A., 1991. Further tests of the Weisskopf-Ewing Exciton Model. J. Phys. G: Nud. Part. Phys, 17, 1833–1849.
- Tel, E., Okuducu, S., Aydin, A., Sarer, B., Tanir, G., 2004. The Study of the (n,2n) Reaction Cross-Sections for Neighbor Deformed Nuclei in the Region of Rare-Earth Elements. Acta physica slovac, 54 (2), 191–204.
- Tel, E., Şahin, H. M., Arasoglu, A., Aytakin. H., 2006. The investigation of the neutron emission spectra of  $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$  for neutron incident energy from 2 to 18 MeV. Annals of Nuclear Energy 33, 310–324.
- Tel, E., Kaplan, A., Yalçın, E. G., 2007, Proton Hızlandırıcısı Kullanılarak Bazı Tıbbi Radyoizotopların Üretilebilirliğinin Araştırılması, IV. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı, 30-31 Ekim 2007, Gazi Üniversitesi, Ankara.
- Tel, E., Aydın, E. G., Kaplan, A., Aydın, A., 2009, New calculations of cyclotron production cross sections of some positron emitting radioisotopes in proton induced reactions, Indian J. Phys. 83 (2), 193–212.
- Tel, E., Şahin, H. M., Kaplan, A., Aydın, A., Altınok, T., 2008. Investigation of The Properties of The Nuclei Using on The New Generation Reactor Technology Systems, Ann. Nucl. Energy, 35(2), 220.
- Ulu, M.O., 2008. Parçacık Dedektörlerinin Tıpta Kullanımı. Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi,63, Adana, Türkiye.

- Watanebe, Y., Aoto, A., Kashimoto, H., 1995. Feshbach-Kerman-Koonin Model Analysis of Preequilibrium (p-p\*) and (p,n) Reactions at 12 to 26 MeV. Phys.Rev.C, 561(4), 1891-1907.
- Weisskopf, V.F., Ewing, D.H., 1940. On the yield of nuclear reactions with heavy elements. Phys. Rev. 57, 472-485.
- Yalçın, E.G., 2008. Proton Hızlandırıcılarının Nükleer Uygulama Alanları İle Protonlarla Oluşturulan Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitlerinin İncelenmesi. Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi,132, Ankara, Türkiye.
- Yaramış, B., 1974. Nötron Fiziği. İstanbul Üniversitesi Yayınları, No: 1920, 127s. İstanbul.
- Yavaş Ö., 2001. Ankara Üniversitesi, Türk Hızlandırıcı Merkezi Proje Sayfası [http://thm.ankara.edu.tr/tac/au\\_ag/ozge/ozge.htm](http://thm.ankara.edu.tr/tac/au_ag/ozge/ozge.htm).
- Yavaş Ö., 2005. I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları Yaz Okulu, Ankara.
- Yıldırım, G., 2008. Hedef Çekirdek Olarak Kullanılan Bazı Amfoter Elementlerin Üzerine Hızlandırılmış Proton Gönderilerek Meydana Gelen Tepkimeden Dışarı Nötronların Spektrumunun Bazı Nükleer Modeller Yardımı İle İncelenmesi. Süleyman Demirel Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Semineri,55, Isparta, Türkiye.
- Yıldırım, G., 2009. Bazı Amfoter Grubu Hedef Çekirdeklerin Proton Giriş Reaksiyonlarında Üretilen Nötronların Reaksiyon Tesir Kesitlerinin Ve Yayınlanma Spektrumlarının İncelenmesi. Süleyman Demirel Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi,63, Isparta, Türkiye.
- Yıldırım, G., Büyüksu, H., Kaplan, A., Aydın, A., Tel, E., 2009, 21,6 MeV Proton Gelme Enerjisinde 104,105,106,108,110Pd (p,xn) Reaksiyonu İle Üretilen Nötronların Yayınlanma Spektrumlarının İncelenmesi, X. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknolojileri Kongresi, 6-9 Ekim 2009, Muğla Üniversitesi, Muğla.

## ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Gülçin YAŞAR

Doğum Yeri ve Yılı: Beyşehir/ 06.06.1985

Medeni Hali : Evli

Yabancı Dili : İngilizce



Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Mürşide Ermumcu Anadolu Öğretmen Lisesi ( 1999-2003 )

Lisans : Pamukkale Üniversitesi Eğitim Fakültesi ( 2004-2008 )

Yüksek Lisans: Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü (2008-2010)

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl: SDÜ Yayın Koordinatörlüğü (2008-...)

SDÜ Sağlık Hizmetleri MYO (2008-2010)

Yayınları

1- Kaplan, A., Büyüksulu, H., Sağlam, G., 2009, Nuclear Model Calculations on the Excitation Functions of Some Radionuclides Produced by Proton Cyclotron, International Symposium on Sustainable Development, June 9-10 2009, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina.

2- Sağlam, G., Kaplan, A., 2009, Cross Section Calculations of Some Positron Emitting Radioisotopes, 7th International Student Conference of the Balkan Physical Union, ISCBPU-7, Bodrum – TURKEY

3- Sağlam, G., Kaplan, A., 2009, Medikal Uygulamalarda Kullanılan Bazı Radyoizotopların Üretiminde (p,xn) Reaksiyonu İle Oluşan Nötronların Yayınlanma

Spektrumlarının İncelenmesi, 26th International Physics Congress, 24-27 September,  
Bodrum/Muğla-TURKEY