

KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI
YÜKSEK LİSANS TEZİ

RADYOİZOTOP ÜRETİMİNDE KULLANILAN BAZI NÜKLEER
REAKSİYONLARIN TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

ŞİRİN ŞENER

EKİM 2006

ÖZET

RADYOİZOTOP ÜRETİMİNDE KULLANILAN BAZI NÜKLEER REAKSİYONLARIN TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

ŞENER,Şirin

Kırıkkale Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi

Danışman : Yrd. Doç. Dr. Abdullah AYDIN

Ortak Danışman : Doç Dr. İskender A. REYHANCAN

Ekim 2006, 60 sayfa

Bu tez çalışmasında özellikle tıpta kullanılan bazı radyoizotopların üretim tesir kesitleri nükleer reaksiyon modelleri kullanılarak hesaplandı. Bu radyoizotopların üretimleri için gerekli en uygun enerji aralıkları belirlendi. Ülkemizde kurulması planlanan siklotron tipi hızlandırıcıda üretilebilecek radyoizotopların üretim çevrimleri incelendi. Elde edilen sonuçlar literatürdeki deneysel verilerle karşılaştırılarak nükleer reaksiyon modellerinin uygunluğu tartışıldı.

Anahtar Kelimeler : Radyoizotop, nükleer reaksiyon modelleri, exciton model, hibrid model, istatistiksel model.

ABSTRACT

THE CALCULATION OF THE CROSS SECTIONS OF SOME NUCLEAR REACTIONS WHICH ARE USED ON THE PRODUCTION OF RADIOISOTOPE

ŞENER, Şirin

Kirikkale University

Graduate School Of Natural and Applied Sciences

Department of Physics, M. Sc. Thesis

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Abdullah AYDIN

October 2006, 60 pages

In this study, the cross sections for some medical radioisotopes are calculated using the nuclear reaction models. The optimum energy ranges for the production of these radioisotopes are determined. The product routines of the radioisotopes which may be produced in a cyclotron in Turkey, are investigated. The calculated results are compared with the experimental data in the literature, and the applicability of nuclear reaction models is discussed.

Key Words: Radioisotope, nuclear reaction models, exciton model, hybrid model, statistical model.

TEŞEKKÜR

Bana tez alıŐma konusunu öneren, gerekli bilgisayar programlarımı sağlayan, kendi kütüphanesindeki kaynaklarını kullandıran ve çalıŐmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendirerek maddi ve manevi yardımlarını esirgemeyen tez yöneticisi hocam, Yrd. Doç. Dr.Abdullah AYDIN' a sonsuz teŐekkürlerimi sunarım.

Ayrıca bilgisayar programlarındaki hesaplamalarda yardımcı olan ve beni destekleyen ekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi Fizik Bölümünden Doç. Dr. İskender A. REYHANCAN'a, her türlü desteğini esirgemeyen sevgili eŐim Nadir TEKCAN'a, annem Aynur ve babam Adnan ŞENER'e teŐekkürlerimi bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
SİMGELER DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. MATERYAL VE YÖNTEM.....	5
2.1. Nükleer Teknolojinin Tıpta Uygulanması.....	5
2.2. Tıpta Kullanılan Radyoizotoplar.....	8
2.3. Nükleer Reaksiyonlar.....	10
2.4.Nükleer Reaksiyon Türleri	10
2.4.1. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları	11
2.4.2. Doğrudan Reaksiyonlar	13
2.5. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesiti.....	15
2.6. İntranükleer Kaskat ve Buharlaştırma Modeli	17
2.7. Griffin (Exciton) Modeli.....	19
2.8. Hibrid (Melez) Model	21
2.9. Geometri Bağımlı Hibrid Model	23

2.10. Kaskat Exciton Model	25
2. 11. İstatistiksel Model	26
2.12.Hesaplamalar.....	28
2.12.1. ALICE91 Bilgisayar Programı.....	29
2.12.2 . CEM95 Bilgisayar Programı.....	29
2.12.3. PCROSS Bilgisayar Programı.....	30
2.12.4. STAPRE Bilgisayar Programı.....	31
3.ARAŞTIRMA BULGULARI	35
3.1. $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ Reaksiyonu.....	35
3.2. $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ Reaksiyonu.....	38
3.3. $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ Reaksiyonu	41
3.4. $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ Reaksiyonu.....	44
3.5. $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$ Reaksiyonu.....	46
3.6. $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ Reaksiyonu.....	49
3.7. $^{124}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$ Reaksiyonu.....	51
4. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	54
KAYNAKLAR.....	57

ÇİZELGELER DİZİNİ

ÇİZELGE

Çizelge 1.1 Parçacık hızlandırıcıların kullanım alanları.....	3
Çizelge 2.1. Nükleer Tıp alanında kullanılan bazı radyoizotoplar.....	8

ŞEKİLLER DİZİNİ

ŞEKİL

2.1 $^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı çıkış kanalları.....	12
2.2 Zn bileşik çekirdeğinin oluşmasıyla sonuçlanan farklı reaksiyonlar için tepkime kesitleri.....	12
2.3 Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan tepkimelerin geometrisi.....	13
2.4 Bileşik çekirdek oluşum aşaması ve doğrudan reaksiyon türleri.....	14
2.5. Differansiyel tepkime kesiti için geometrik gösterim.....	16
2.6. İntranükleer kaskat ve buharlaşma modelinde, uyarılmış parçacıkların izlediği yolların şematik gösterimi.....	18
2.7. Griffin modelinde, bir reaksiyonun ilk evrelerinin şematik temsili.....	20
2.8. Hibrid modeldeki reaksiyonun ilk birkaç durumunun şematik temsili.....	23
2.9. A hedef çekirdeğinin, π_0 mermi çekirdeği ile yaptığı reaksiyon sonucu, γ ya da parçacık salınımı yolu ile ulaşılan, erişilebilir seviye bollukları WB_1 'nin şematik gösterimi.....	32
2.10. A hedef çekirdeğinin, π_0 bombardıman parçacığı ile yaptığı reaksiyon sonucu parçacık ve γ salınımı ile ulaşılan uyarılmış seviyelerin şematik gösterimi.....	33
3.1. ^{61}Cu Radyoizotopunun bozunum şeması.....	36
3.2. $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ Reaksiyonu.....	37

3.3. ^{62}Cu Radyoizotopunun bozunum şeması.....	39
3.4. $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ Reaksiyonu.....	40
3.5. ^{63}Zn Radyoizotopunun bozunum şeması.....	42
3.6. $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ Reaksiyonu.....	43
3.7. ^{66}Ga Radyoizotopunun bozunum şeması.....	44
3.8. $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ Reaksiyonu.....	46
3.9. ^{111}In Radyoizotopunun bozunum şeması.....	47
3.10. $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$ Reaksiyonu.....	48
3.11. ^{124}I Radyoizotopunun bozunum şeması.....	49
3.12. $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ Reaksiyonu.....	50
3.13. ^{123}I Radyoizotopunun bozunum şeması.....	52
3.14. $^{124}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$ Reaksiyonu.....	53

SİMGELER DİZİNİ

E_i	: Gelen parçacığa ait ilk enerji
A	: Çekirdeğin kütle numarası
Z	: Çekirdeğin proton sayısı
N	: Çekirdeğin nötron sayısı
E_F	: Fermi enerjisi
τ	: Etkileşme süresi
E	: Bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi
U	: Residual çekirdeğin uyarılma enerjisi
$\varepsilon, \varepsilon'$: Gelen ve giden parçacıkların kütle merkezi sistemindeki enerjileri
$P_v(\varepsilon)d\varepsilon$: Enerjisini ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında olan ve sürekli bölgeye yayınlanan v tipi parçacıkların (nötron ve proton) sayısı
n_0	: Başlangıç exciton sayısı
p	: Parçacık sayısı
h	: Deşik sayısı
Δn	: Exciton sayısındaki değişim
\bar{n}	: Denge konumundaki (en muhtemel) exciton sayısı
${}_n X_v$: Bir n exciton durumundaki v türündeki parçacıkların sayısı
$N(\varepsilon, U)$: Bir exciton ε kanal enerjisiyle yayınlandığında kalan çekirdeğin U uyarılma enerjisinin diğer $n-1$ excitonları

arasında paylaşılacak şekilde n excitonunun uygun bir biçimde düzenlenme sayısı

$N_n(E)$: E uyarılma enerjisinde n parçacık artı deşik toplam birleştirim sayısı

$\lambda_c(\varepsilon)$: Bir parçacığın (ε) kanal enerjisiyle sürekli bölgeye yayınlanma hızı

$\lambda_+(\varepsilon)$: ε enerjili bir parçacığın sürekli bölgeye yayınlanmış olduğu zamanki çekirdek içi geçiş hızı

D_n : Bir n - exciton zincirinde başlangıç popülasyon kesiti

σ_R : Reaksiyon tesir kesiti

σ_i : İnelastik tesir kesiti

g : Tek – parçacık düzey yoğunluğu

$\tau(n)$: n exciton durumunda ortalama ömür

$q(n, t = 0)$: Başlangıç şartı

$\tau(n)$: Sistemin $n(n=p+h)$ excitonlu bir durumda kalma zamanı

W_l : n excitonlu durumun birim zamandaki toplam bozunum ihtimali

λ^+ : $n \rightarrow n + 2$ durumu için geçiş ihtimali.

λ^- : $n \rightarrow n - 2$ durumu için geçiş ihtimali.

1.GİRİŞ

Atom çekirdeği üzerindeki ilk bilgiler 1926 yıllarına kadar 10^{-12} cm mertebesinde bir çapa sahip olduğu ve pozitif yüklü protonlardan oluştuğundan ibaretti. Ayrıca çekirdeğin etrafında, 10^{-8} cm mertebesindeki yörüngeler üzerinde dolanan elektronun yükü ölçülmüştü. Protonun yükünün de aynı değerde fakat pozitif olduğu ve elektronun 2000 katı büyük bir kütleyle sahip olduğu biliniyordu. Çekirdekte protonlarla birlikte kütleleri yaklaşık protonunki kadar fakat elektrik yükü bulunmayan parçacıkların yani nötronların mevcut olduğu ancak altı yıl sonra 1932 de Chadwick tarafından gösterilmiştir. Bunların hepsi tarihte nükleer fizikçilerin masum devresi olarak adlandırılır. Gerçekten çekirdek hakkında daha temel bilgilerin elde edilebilmesi için bazı hızlı ve enerjili parçacıkların kullanılarak, çekirdeklerin bombardıman edilmesi ve bu nükleer reaksiyon sonucu oluşan durumun incelenmesi gerekiyordu. Hızlı parçacığın proton olabileceği fakat yine pozitif yüklü bir çekirdeğe doğru gönderilmesi durumunda Coulomb itmesi sebebi ile etkileşmenin olabilmesi için protonun belirli bir hıza sahip olması gerekliliği ortaya çıkmıştı. Bu hızlandırmayı temin eden sistemlere parçacık hızlandırıcıları denmiştir. Hızlandırıcı yarışında ilk adım, 1926 yıllarında daha enerjik ve daha şiddetli X-ışınları elde etmek maksadıyla geliştirilmeye başlanan elektron hızlandırıcıları ile atılmıştır.

Katot ışınları tüpü olarak bilinen ilk hızlandırıcı, aralarında yüksek voltaj farkı uygulanmış katot ve anot elektrotlarına sahip bir lambadan ibaretti. Günümüzde var olan parçacık hızlandırıcılarının gelişimi 1920'li

yıllara kadar uzanmaktadır. 1920'lerde, John Douglas Cockroft ve Ernest Thomas Sinton Walton bir vakum teknesine konulmuş iki elektrot arasına 100 KeV'luk gerilim uygulayarak, ilk yüksek voltaj parçacık hızlandırıcısını yaptılar. Takip eden yıllarda, parçacıkların zamanla değişken potansiyele sahip bir dizi geçitler üzerinde hızlandırılması düşüncesi doğdu. Bu düşünce doğrultusundaki çalışmalar neticesinde; Rolf Widereo 1929 yılında ilk modern lineer elektron hızlandırıcısını(Linac), Ernest O. Lawrence ise 1932 yılında magnetik alanı da kullanarak, dairesel tipte olan siklotronu tasarlayıp hayata geçirdiler. Cokcroft-Walton elektrostatik hızlandırıcısı da yine aynı dönemde gerçekleştirilmiştir ve 1932 de Cokcroft-Walton proton hızlandırıcısı ile hızlandırılan protonlar Li çekirdekleri üzerine gönderilerek iki He çekirdeği ortaya çıkarılmıştır. Daha yüksek elektrostatik hızlandırma potansiyelleri ise Van de Graff jeneratörü ile elde edilmiştir. Bu hızlandırıcı ile enerji olarak MeV düzeyine ulaşılmıştır. İndüksiyon doğrusal hızlandırıcıları ile yine bir kaç MeV enerjiye ulaşmak aynı tarihlerde söz konusu olmuştur^(1,2).

1940 lı yılların sonlarından başlayarak gelişen teknoloji ile ortalama her yedi yılda bir hızlandırıcılarla ulaşılan enerjinin üst sınırı 10 kat arttırmış ve günümüzde TeV (10^{12} eV) boyutlarındaki enerjilere ulaşılmıştır.

Parçacık fiziğinin ve nükleer fiziğin vazgeçilmez deneysel aygıtları olan hızlandırıcılar günümüzde temel parçacıkların üretimi, ikincil demetlerin üretimi, sinkrotron ışınımı üretimi, serbest elektron lazerlerinin üretimi ve başta temel araştırmalar olmak üzere, endüstriyel ve teknolojik ürünlerin üretilmesinde, tıpta teşhis ve tedavi amaçlı kullanılan radyoizotopların üretilmesinde ve özellikle gelişmiş ülkelerde temel bilimlerin, mühendisliğin

ve teknolojinin gelişmesinde kilit rol oynayarak makro ekonominin bir parçası halini almıştır.

Günümüzde, yaklaşık olarak 15000 parçacık hızlandırıcısı, değişik alanların hizmetinde faaliyet göstermektedir. Bunlardan, çekirdek ve temel parçacık fiziği araştırmalarında kullanılan hızlandırıcıların, sayılarının 100 civarında olması dikkat çekicidir. Radyoterapi amaçlı tasarlanmış hızlandırıcıların, 5000 adet ile en yaygın çeşit olduğu söylenebilir. Tıbbi izotop üretiminde kullanılan siklotron hızlandırıcı sayısı 200 civarındadır. Dünya nüfusuna oranladığımızda, 30 milyon insan başına 1 siklotron düşmektedir. Buradan, dünya ortalamasını tutturabilmemiz için 2 adet siklotron hızlandırıcısı gerektiği ortaya çıkmaktadır⁽³⁾.

Çizelge.1.1 Parçacık hızlandırıcıların kullanım alanları

PARÇACIK HIZLANDIRICILARININ KULLANIM ALANLARI	
KATEGORİ	
İyon implantasyonu ve yüzey modifikasyonları	7000
Endüstrideki hızlandırıcılar	1500
Radyoterapi	5000
Tıbbi izotop üretimi (Siklotron)	200
Hadronterapi	20
Sinkrotron radyasyonu kaynakları	70
Nükleer olmayan araştırmalardaki hızlandırıcılar	1000
Nükleer ve parçacık fiziği araştırmaları	110
TOPLAM	~ 15000

Yukarıda da bahsedildiği gibi, teşhis ve tedavi amaçlı tıbbi radyoizotopların üretimi, nükleer teknoloji ve nükleer fiziğin önemli bir uygulama alanıdır. Söz konusu izotoplar, nötronlar ile oluşturulan nükleer reaksiyonlar ile nükleer reaktörlerde veya yüklü parçacıklarla oluşturulan nükleer reaksiyonlar ile hızlandırıcılarda üretilirler. Tıbbi uygulamaların amacı, yapay radyoizotoplar kullanılarak, insan organizmasını araştırmak, hastalıklara tanı koyabilmek ve tedavi edebilmektir. Bu bakımdan radyoizotoplarla ilgili nükleer reaksiyon tesir kesiti verilerinin önemi, radyoizotop üretim programlarında iyi bilinmelidir.

Bu çalışmada, ülkemizde kurulması planlanan siklotron tipi bir hızlandırıcıda üretilebilecek ^{61}Cu , ^{62}Cu , ^{63}Zn , ^{66}Ga , ^{111}In , ^{123}I ve ^{124}I gibi radyoizotopların üretim tesir kesitleri hesaplandı. Bu hesaplamalarda farklı nükleer reaksiyon modellerini kullanan bilgisayar programlarından yararlanıldı. Elde edilen sonuçlar, uluslar arası atom enerjisi kurumundan ve literatürden alınan deneysel tesir kesiti verileri ile karşılaştırıldı. Nükleer reaksiyon modellerinin bu verilere uygunluğu araştırıldı ve ayrıca tezde konu edilen radyoizotopların üretiminde gerekli olan en uygun proton enerji aralıkları belirlendi.

2. MATERYAL VE YÖNTEM

2.1. Nükleer Teknolojinin Tıpta Uygulanması

X-ışınlarının 1895'de Röntgen tarafından keşfedilmesi ve hemen ardından 1896 yılında H. Becquerel tarafından radyoaktifliğin bulunması, tıbbi teşhis uygulamalarını da hızla beraberinde getirdi. X-ışınları, yumuşak vücut dokusu boyunca kolayca yol alır, fakat kemikler tarafından engellenir. Böylece X-ışını fotoğrafları insanın iskelet yapısını ayrıntılı bir şekilde ortaya koyabilir. X-ışını fotoğraflarının iki dezavantajı onların kullanım alanlarını sınırlar: farklı tipteki yumuşak dokuları ayırt etmekte çok etkili değildirler (örneğin yerleşik tümörlerde) ve iki boyutlu görüntülerde belli bir anormalliği tespit etmekle birlikte derinlik hakkında bilgi vermezler.

Nükleer tıp uygulamalarının köşe taşlarını Irene Juliot ve Frederic Curie'nin 1934 yılında yapay radyoaktifliği bulması oluşturmaktadır. Bu tarihten sonra deneysel nükleer fizikteki teknik gelişmeler, tıbbi görüntüleme alanında da paralel gelişmelere izin vermiştir: γ -ışını kameraları, tıbbi radyoizotopların üretimi için kullanılan özel hızlandırıcılar ve vücutta belirli derinliklerdeki görüntüleri elde etmek için kullanılan üstün teknikler, bunlardan bazılarıdır. Bu araştırma alanı *nükleer tıp* olarak adlandırılır ve uzmanları, tekniklerin geliştirilmesi ve uygulanmasında tıp doktorlarıyla yakın ilişkide olan nükleer fizikçilerdir⁽¹⁾.

Yapay izotop üretimi, hızlandırılmış olan proton veya döteron gibi yüklü parçacıkların, siklotrona monte edilmiş bir tepkileşim ünitesindeki hedef

üzerine düşürülmesiyle gerçekleştirilebilir. Tıbbi izotop üretimi açısından ele alındıklarında; Siklotronlar enerji bölgelerine göre 3 grupta toplanmaktadır:

1. Grup (Küçük Makineler) : Yüklü parçacıkların 10-13 MeV lik enerjilere hızlandırıldığı siklotronlardır. Bu siklotronlar, ^{18}F , ^{15}O , ^{13}N ve ^{11}C gibi PET (positron emission tomography) uygulamalarında kullanılan radyoizotopların üretimi için uygundur.

2. Grup (Orta Büyüklükte Makinalar) : Yüklü parçacıkların 16-18 MeV lik enerjilere hızlandırıldığı siklotronlardır. ^{18}F , ^{15}N , ^{13}N ve ^{11}C gibi PET uygulamalarında kullanılan radyoizotopların yüksek miktarda üretimi için uygundur. Ayrıca bu siklotronlarda diğer PET radyoizotoplarının (^{124}I , ^{76}Br , ^{68}Ga , ^{82}Rb ve ^{64}Cu) yeterli miktarda üretimi yapılabilir.

3. Grup (Büyük Makinalar): Yüklü parçacıkların 30-32 MeV lik enerjilere hızlandırıldığı siklotronlardır. SPECT (single-photon emission tomography) radyoizotoplarının (^{123}I , ^{201}Tl) ve PET radyoizotoplarının üretimine ek olarak, ^{67}Ga üretimi yapılabilir.

Dünyada olduğu gibi Türkiye'de de radyoizotopların tıpta teşhis ve tedavi amaçlı kullanımı yaygınlaşmaktadır. Türkiye'de halen işler durumda olan yaklaşık 300 gama kamerada ^{201}Tl , ^{67}Ga gibi radyoizotoplar, kalp-damar, guatr ve böbrek gibi hastalıkların sintigrafi incelemelerinde kullanılmaktadır. Standart sintigrafi yöntemleri için gerekli olan bu izotoplar çok yüksek fiyatlar ödenerek yurtdışından getirilmektedir. 1999 yılında ithal edilen 39,5 Ci ^{201}Tl , 4,7 Ci ^{67}Ga ve 100 Ci ^{123}I radyoizotopları için yaklaşık 2,0 Milyon \$ ödenmiştir. Özellikle ^{111}In , ^{18}F gibi radyoizotopların ithal edilmeleri ne kadar yüksek fiyat ödenirse ödensin yarı ömürlerinin

kısalığından dolayı mümkün olmamaktadır. Dolayısıyla bu izotopların yurt içinde üretilmeleri zorunludur.

Radyoizotop üretimi $X(a,b)Y$ şeklinde ifade edilen nükleer reaksiyonları temel alır. Genelde nükleer reaksiyonlarda, X ile gösterilen bir hedef, üzerine belli enerjide gönderilen a parçacıklarla reaksiyona girdiğinde bir Y ürün çekirdeği oluşur ve bu ürün çekirdek kimyasal yöntemlerle işlem görüp nükleer tıpta kullanılacak hale getirilir. SPECT ve PET yöntemlerinde kullanılan ve EC(elektron yakalaması)/ $\beta+$ bozunumu yapan ^{11}C , ^{18}F , $^{61,62}\text{Cu}$, $^{66,67}\text{Ga}$, ^{201}Tl , $^{123,124}\text{I}$ gibi radyoizotopların üretimi, hızlandırılmış yüklü parçacıklar kullanılarak siklotronda mümkündür.

Nükleer tıpta görüntüleme, ilgili organı radyoaktif kaynak haline getirecek radyofarmasötikün hastaya uygulanmasını takiben, salınan ışınların etkin bir ölçme sistemi tarafından algılanması ile elde edilir. Bu amaçla, SPECT ile PET kullanılmaktadır. Halen ülkemizde nükleer tıp alanında 134 nükleer tanı merkezi faaliyet göstermekte olup bu sayı hızla artmaktadır. Bu merkezlerde SPECT (220 civarında) ve PET (3 adet) görüntüleme merkezleri bulunmaktadır. Ancak, bu cihazlarda kullanılan radyoizotopların tümünün ithalat yoluyla temin ediliyor olması ülkemizde ciddi parasal kayba neden olmakta ve söz konusu radyoizotopların yarı ömürlerinin çok kısa olması nedeniyle insan sağlığı yönünden sıkıntılar yaşanmaktadır. Yarı ömürlerinin kısa olması nedeniyle ithal edilemeyen radyoizotopların sağlık hizmetlerinde kullanılamamasının parasal bedelini tayin etmek mümkün değildir. Bu nedenle ülkemizde kurulması planlanan hızlandırıcı, yarı ömrü kısa ve

sağlıkta etkin olarak kullanılan radyoizotopların üretimi ile ülkemizde önemli bir sağlık hizmetinde bulunmuş olacaktır.

2.2. Tıpta Kullanılan Radyoizotoplar

Nükleer tıp birimlerinde teşhis ve tedavi amacıyla birçok radyoizotop kullanılmaktadır. Çizelge 2.1'de nükleer tıpta kullanılan bazı radyoizotopların yarı ömürleri ve uygulama alanları verilmiştir.

Çizelge 2.1 Nükleer Tıp alanında kullanılan bazı radyoizotoplar

IZOTOP	YARI ÖMÜR	UYGULAMA ALANLARI
As-72	26.0 saat	Düzlemsel görüntüleme, SPECT veya PET uygulaması.
As-74	17.8 gün	Pozitron yayınlı izotop
Au-198	2.69 gün	Karaciğer incelemesi, prostat ve beyin kanseri tedavisi
Br-75	98 dakika	Düzlemsel görüntüleme, SPECT veya PET uygulaması
Br-77	57 saat	Hücre dışı sıvı miktarı tayini
C-11	20.3 dakika	Beyin fonksiyonlarının incelenmesinde kullanılan PET uygulamalarında

C-14	5730 yıl	Göğüs kanseri tümörlerinin belirlenmesi.
Ca-47	4.7 gün	Kalsiyum metabolizması
Cr-51	27.7 gün	Kan hacminin tayini, kırmızı yuvarların ömrünün tayini, dalak sintigrafisi.
Cu-61	3.35 saat	Düzensel görüntüleme, SPECT veya PET uygulaması.
Cu-62	4.7 dakika	Pozitron yayınlıyıcı, Beyin ve kalpteki kan akışının izlenmesi
Cu-64	12.7 saat	Hormon metabolizmasında yağların sindirimini incelenmesi
Cu-67	61.9 saat	Kanser teşhis ve tedavisi
F-18	110 dakika	Beyin ile ilgili uygulamalarda iz izotopu olarak.
Ga-66	9.49 saat	Pozitron yayınlıyıcı
I-123	13.1saat	Beyin, troid, böbrek ve kalp görüntüleme
I-124	4.17 gün	Troid ve karaciğer tümörlerinin belirlenmesi
In-111	2.81 gün	Kalp hastalıklarının ve beyaz kan hücrelerinin görüntülenmesi, tümörlerin teşhis edilmesi
Zn-63	38.47 dakika	Beyin ve kalpteki kan akışının izlenmesi

2.3. Nükleer Reaksiyonlar

Bir reaktörden veya bir hızlandırıcıdan ya da bir radyoaktif kaynaktan yayınlanan, enerji taşıyan parçacıklar, kütleli bir hedef malzeme üzerine düşürülürse, bu hedef içerisindeki elementlerin atomları ile enerjik bombardıman parçacıkları arasında nükleer reaksiyonlar oluşabilir.

Nükleer reaksiyonlar, enerji taşıyan bu bombardıman parçacıkların kütle numaralarına ve enerjilerine göre üç ayrı kategoride toplanabilir. Kütle numarası $A \leq 4$ ve nükleon başına enerjisi 10 MeV ya da daha az olan bombardıman parçacıkları için klasik düşük enerjili nükleer reaksiyon kuralları geçerlidir ve nükleer fizik kapsamında genellikle bu reaksiyonlar incelenir. Son zamanlarda üzerinde yoğun araştırmaların yapıldığı, $A < 40$ olan bombardıman parçacıkları ile oluşturulan nükleer reaksiyonlar, ağır iyon reaksiyonları olarak adlandırılır. Kinetik enerjisi 100 MeV - 1 GeV olan bombardıman parçacıkları orta enerjili reaksiyonlar sınıfındadır ve bu reaksiyonlarda proton ve nötronlar birbirlerine dönüşebilirken, mezon oluşumu gözlenir. 1 GeV üzerinde enerjiye sahip parçacıklar için, nükleonları oluşturan kuarklar yeniden yapılanabilir ve tüm sihirli (exotic) parçacıklar oluşturulabilir. Bu tür reaksiyonlar, yüksek enerjili reaksiyonlar grubundadır⁽¹⁾.

2.4. Nükleer Reaksiyon Türleri

Nükleer reaksiyonlar, gelen bombardıman parçacığının nükleon başına enerjisi (MeV/A) ve reaksiyon zamanına bağlı olarak hızlı ve yavaş olmak üzere ikiye ayrılabilir.

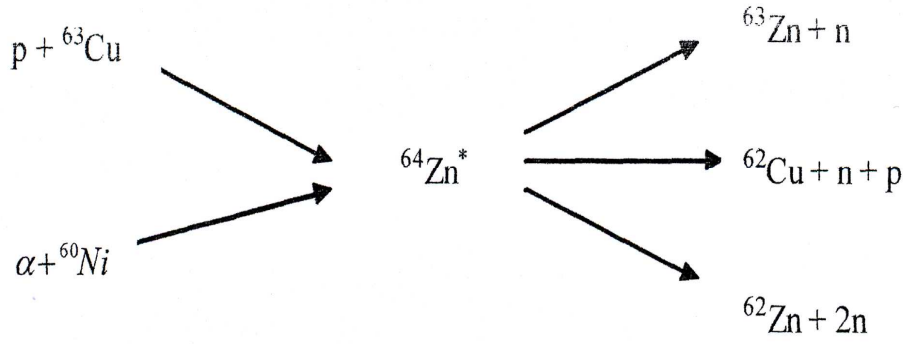
2.4.1. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Bombardıman parçacığı, çekirdek yarıçapına göre küçük, bir çarpma parametresi ile hedef çekirdeğe girdiğinde, gelen nükleonun hedef çekirdek nükleonlarıyla ardışık etkileşim yapma ihtimali vardır. Birkaç ardışık etkileşmeden sonra bombardıman parçacığının enerjisi, bombardıman parçacığı ve hedef çekirdekten oluşan bileşik sistemin nükleonları arasında paylaşılır. Bu etkileşimlerin sonucunda nükleonlar arası enerjilerdeki istatistiksel dağılımla çekirdekten bir nükleonun salıverilme olasılığı artar. Bombardıman parçacığının soğurulması ve çıkan parçacığın yayınlanmasından önceki bu süreç, bir ara durumu oluşturur ve bu duruma Bileşik Çekirdek denir ⁽¹⁾.

Bileşik çekirdek, buharlaşma (evaporation) modeli ile açıklanan parçacık salınımı yolu ile bozunur. Bileşik çekirdeğin oluşumu ve bozunumu sembolik olarak.

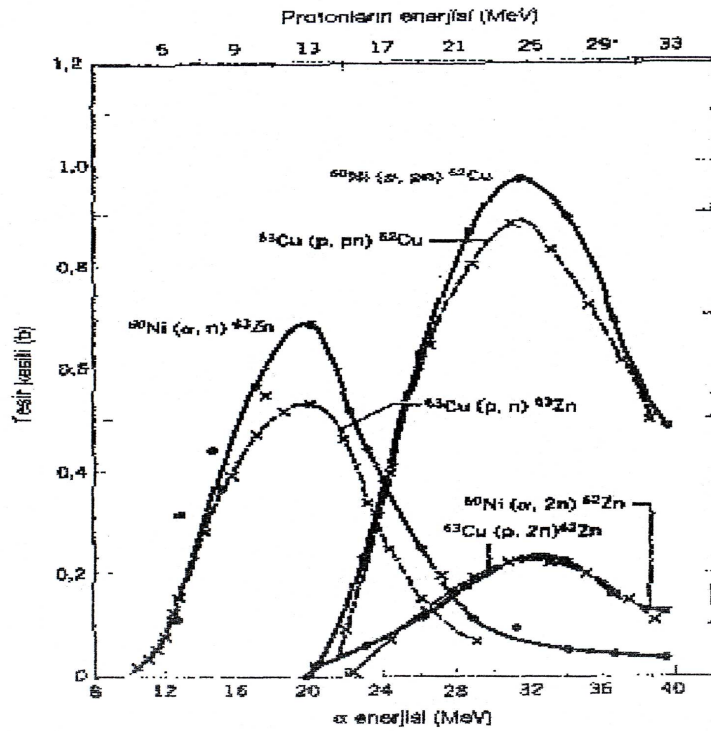


şeklinde gösterilir. Burada C, bileşik çekirdeği ifade eder. Bileşik çekirdeğin bozunma olasılığı bileşik çekirdeğin oluşum sürecinden bağımsızdır. Dolayısıyla çıkış kanalı olasılığı, Bohr bağımsızlık hipotezi gereği, giriş kanalı olasılığından bağımsızdır. Bileşik çekirdek bir kez oluştuğunda, oluşum sürecini unutarak farklı çıkış kanallarına belirli olasılıkla bozunur. Bu durum ⁶⁴Zn* bileşik çekirdeği için örnek olarak Şekil 2.1'de gösterilmektedir.



Şekil 2.1 ${}^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için farklı çıkış kanalları.

Bileşik çekirdeğinin oluşumu sonrasında farklı çıkış kanallarına karşılık gelen reaksiyon tesir kesitleri ${}^{64}\text{Zn}^*$ bileşik çekirdeği için Şekil 2.2'de verilmiştir. Bu reaksiyon tesir kesitleri, bileşik çekirdek modelinin temel varsayımlarıyla uyumlu, benzer özellikler göstermektedir.

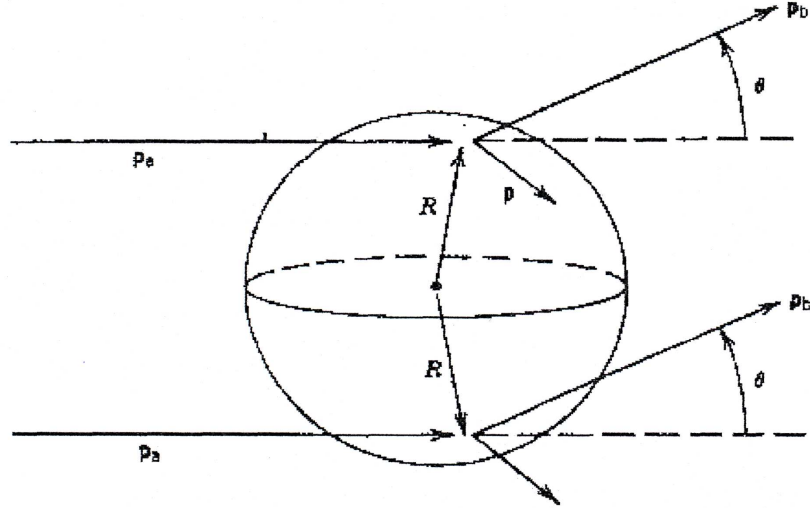


Şekil 2.2 Zn bileşik çekirdeğinin oluşmasıyla sonuçlanan farklı reaksiyonlar için tesir kesitleri

Bu bileşik çekirdeği oluşturmak için geçen zaman 10^{-16} ile 10^{-18} sn arasında değişmektedir.

2.4.2. Doğrudan Reaksiyonlar

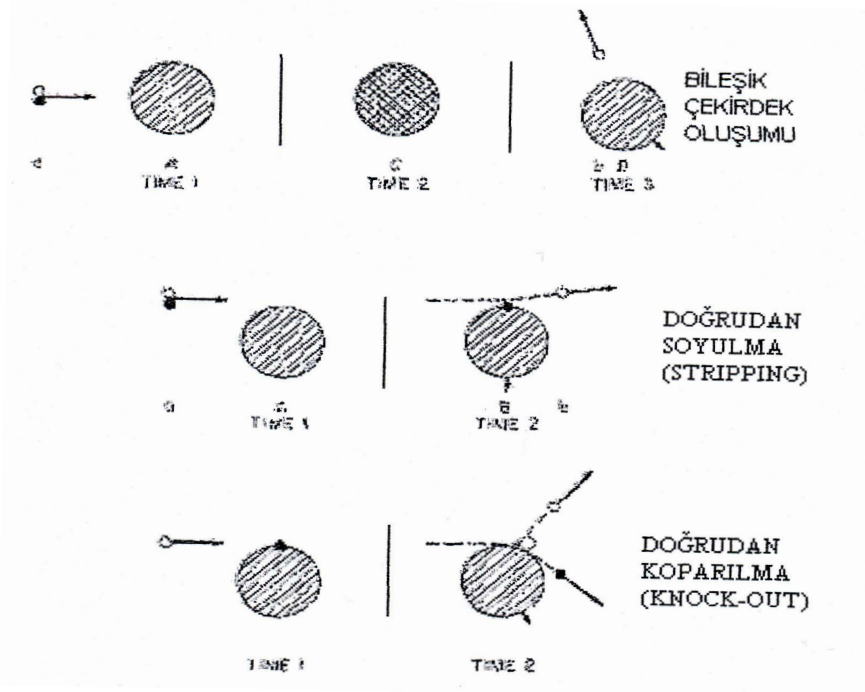
Bu reaksiyonda gelen bombardıman parçacığının enerjisi arttıkça, parçacığının dalga boyu, çekirdek içi nükleonla etkileşecek kadar düşer. Bu durumda gelen bombardıman parçacığı öncelikli olarak çekirdeğin yüzeyindeki nükleonlarla etkileşir. Bu etkileşme Şekil 2.3'de gösterilmektedir. Bu reaksiyon, doğrudan reaksiyonları oluşturur. Bu reaksiyonla, bir kabuk durumuna bir nükleon eklenip, koparıldığı için çekirdeğin kabuk yapısının incelenmesine katkıda bulunulur. Aynı zamanda ürün çekirdeğin birçok uyarılmış durumuna bu reaksiyonla ulaşılır.



Şekil 2.3 Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi

Doğrudan reaksiyonları, bileşik reaksiyonlardan ayıran temel fark doğrudan reaksiyonların 10^{-22} sn mertebesi kadar kısa bir zamanda meydana gelmesidir. İki reaksiyon için belirlenen açısal dağılımda ise direk reaksiyonların daha keskin piklere sahip olduğu gözlenmiştir.

İnelastik saçılma, büyük ölçüde gelen parçacığın enerjisine bağlı olarak, ya bir doğrudan reaksiyon veya bir bileşik çekirdek reaksiyonu ile meydana gelebilir. Bu reaksiyonların şematik gösterimi Şekil 2.3'de verilmiştir. (d,n) döteron doğrudan soyulma (stripping) reaksiyonu her iki reaksiyonla da oluşabilir. Ama bir (d,p) döteron doğrudan soyulma stripping reaksiyonu ancak direk reaksiyonla oluşabilir. Çünkü bileşik reaksiyonda, döteron, hedef çekirdeğe girdikten sonra istatistiksel dağılımının ardından, protonun Coulomb engelini aşarak buharlaşması güçtür.



Şekil 2.4 Bileşik çekirdek oluşum aşaması ve doğrudan reaksiyon türleri

2.5. Nükleer Reaksiyon Tesir Kesiti

$A(a, b)B$ şeklinde sembolize edilen bir reaksiyonda, N tane çekirdek sayısına sahip A hedef çekirdeği üzerine birim zamanda gelen parçacıkların akısı I_a olan bombardıman parçacıkları gönderdiğimizde, reaksiyon sonucu oluşan parçacıkların birim zamandaki sayısı R_b , I_a ve N ile orantılı olacaktır. Bu orantı sabiti tesir kesiti olarak tanımlanır ve alan boyutundadır. Tesir kesiti bir nükleer reaksiyonun bağlı oluşma olasılığını verir. Bu durumda nükleer reaksiyon tesir kesiti,

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N} \quad [2]$$

şeklinde yazılır. Birimi barn dır ve b ile gösterilir. ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ f m}^2$)

Bir hedef çekirdeğe (θ, ϕ) doğrultusunda sadece $d\Omega$ katı açısına sahip olan bir dedektör yerleştirilirse, bu dedektör reaksiyonda yayınlanan tüm b parçacıklarını algılayamaz. Dedektör tarafından gözlenen, b parçacıklarının yalnızca küçük bir kesri, dR_h olacaktır. Dolayısıyla, dedektör tarafından ölçülen de tesir kesitinin küçük bir kesri olan $d\sigma$ 'dır.

Yayınlanan b parçacıkları, uzaya izotropik olarak değil de θ, ϕ doğrultularında yayınlanırsa bu yayınlanmanın açısal dağılımı $r(\theta, \phi)$ fonksiyonu ile temsil edilir.

$d\sigma$ katı açısı içine yayınlanan dR_b kesri,

$$dR_b = r(\theta, \phi) d\Omega / 4\pi \quad [3]$$

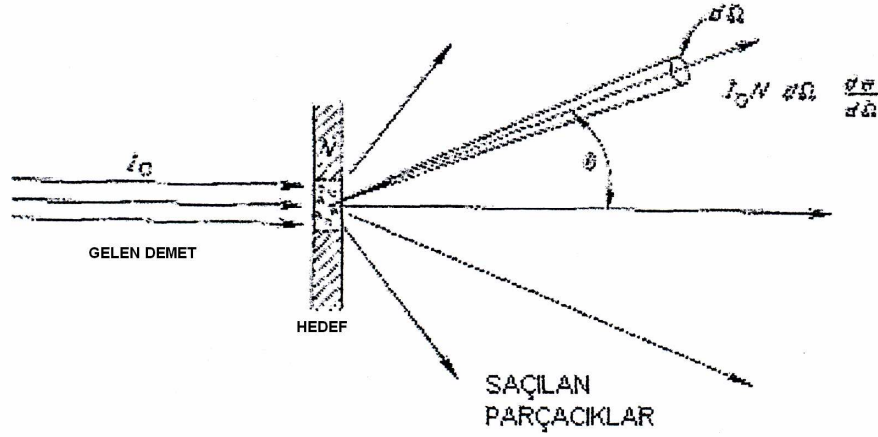
ile verilir. Tesir kesiti tanımından

$$d\sigma = dR_b / I_a N \quad [4]$$

ve buradan da,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \phi)}{4\pi I_0 N} \quad [5]$$

şeklinde yazılır. Burada $d\sigma / d\Omega$ niceliği diferansiyel tesir kesiti olarak bilinir (Şekil 2.5).



Şekil 2.5 Diferansiyel tesir kesiti için geometrik gösterim.

Nükleer reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı hakkında bilgi edinilmek istendiğinde, diferansiyel tesir kesiti hesabı yapılır. Bir küre merkezinden bakıldığında, küre yüzeyi üzerinde görülen katı açı 4π steradyandır. Diferansiyel tesir kesitinin birimi barn / steradyan olarak verilir. Tesir kesiti σ , $d\sigma / d\Omega$ niceliğinin tüm açılar üzerinden integre edilmesi ile bulunabilir. Küre yüzeyi üzerinde $d\Omega$ katı açısına sahip bir alan elemanı $r^2 d\Omega$ ile verilir. Küresel koordinatlarda alan elemanı $r^2 \sin\theta d\theta d\phi$ olduğundan, katı açı $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ olarak tanımlanabilir.

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad [6]$$

şeklinde yazılır. Burada $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ olduğundan, toplam diferansiyel tesir kesiti,

$$\sigma = \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi (d\sigma / d\Omega) \quad [7]$$

ifadesi ile verilir. Diferansiyel tesir kesiti $d\sigma / d\Omega$ açıdan bağımsızsa, açı üzerinden integral için

$$\int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi = 4\pi \quad [8]$$

değeri kullanılır ve toplam diferansiyel tesir kesiti, $\int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi = 4\pi$ değerine

indirgenir. Bu durumda toplam diferansiyel tesir kesiti ifadesi [2] denklemi ile özdeş hale gelir.

Bunun yanında tesir kesiti gelen bombardıman parçacığının kinetik enerjisine göre de değişir. Nükleer reaksiyonu başlatmak için bombardıman parçacığının sahip olması gereken en düşük enerjiye, eşik enerjisi denir. Bu eşik enerjisi altında gelen parçacıklar reaksiyonu başlatmazlar.

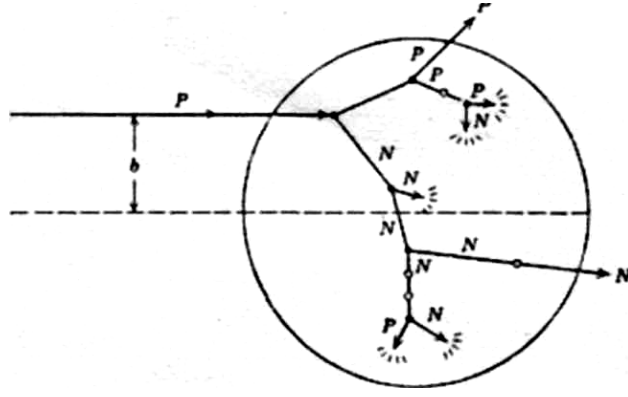
2.6. İtranükleer Kaskat ve Buharlaştırma Modeli

Kaskat Modeli ^(5,6,7) şematik olarak Şekil 2.6'de gösterilmiştir. Şekilde gösterildiği gibi mermi parçacık, örneğin b çarpma parametresi ile hedef çekirdek üzerine gönderilen bir nötron, çekirdeğin içerisine girer. Çekirdek içerisinde belli bir mesafe yol alarak, hedef parçacıklardan birine çarpar ve

onu dışarı çıkarır. Saçılan nükleonlar ise diğer nükleonlara çarparak ve dağılarak çekirdek içerisinde hareket ederler. Her çarpışma bölgesinde üç durum oluşabilir:

1. Çarpan ve çarpılan nükleonlar önemli miktarda enerji açığa çıkarabilir.
2. Biri veya her ikisi belli bir enerji seviyesinin altında enerjiye sahip olabilir.
3. Çarpışma Pauli dışarlama prensibine (Pauli exclusion principle) göre engellenebilir.

Uyarılmış bir parçacığın izlediği yol, nükleer yüzeyi geçinceye veya enerjisi belirlenen düzeyin altına düşene kadar takip edilir. Tüm parçacıklar takip edildiğinde; çekirdekdeki geriye kalan toplam enerji, bu çekirdeğin karakteri ve yayınlanan tüm parçacıkların enerji ve açılarına ait bilgiler belirlenir. Yeni bir çarpma parametresi seçilir ve yeni bir kaskat hesaplanır. Bu süreç istatistiksel olaylar hesaplanana kadar tekrarlanır. Nükleer denge ve parçacık yayınlanmasını hesaplarırken, parçacığın durumu, enerjisi ve uyarılmış parçacıkların momentumu dikkate alınır. Bu modelin, saçılan parçacıkların toplam enerji spektrumlarını hesaplamasının yanında açısal dağılımlarını da hesaplamak gibi birtakım avantajları vardır.



Şekil 2.6 İtranükleer kaskat ve buharlaşma modelinde, uyarılmış parçacıkların izlediği yolların şematik gösterimi. İçi boş daireler, Pauli dışarlama prensibince yasaklanmış çarpışmaları temsil etmektedir. Ucu ışıltılı kısa oklar, Fermi enerji seviyesinin altındaki bir enerjiye sahip olan parçacıkları göstermektedir.

2.7. Griffin (Exciton) Modeli

Griffin modeli^(8,9,10) Şekil 2.7'de gösterilmiştir. Nükleer potansiyel, eşit aralıklı tek parçacık durumları olarak gösterilmiştir. Mermi, hedef çekirdeğe girdikten sonra $1p - 0h$ (1 parçacık - 0 deşik) durumu oluşturur. Daha sonra hedef nükleonlardan biriyle etkileşerek $2p - 1h$ (2 parçacık - 1 deşik) durumunu meydana getirir. Bunu takip eden etkileşmeler daha fazla parçacık - deşik çiftini oluşturur. Sonuç olarak yeteri kadar parçacık - deşik oluşunca, geriye doğru çift – yok olma süreci başlar ve bu olay, tekrar kararlı duruma gelinceye kadar devam eder. Sistemin durumu, parçacık ve deşik derecelerine göre sınıflandırılır. Denge süreci, çeşitli tek parçacık durumlarından ziyade, farklı nükleer durum gruplarının yerleşme ihtimallerinin hesaplanması ile takip edilir. Nükleer durumların her biri için parçacık

yayınlanması yapabilen bağlı olmayan durumlar oluşacaktır. Bu durum Şekil 2.7'de görülmektedir. Bu modele göre, her bir duruma ait parçacık yayınlanma hızı hesaplanabilir ve bu bilgiler, denge öncesi yayınlanma spektrumunu elde etmek için bulunma ihtimalleri ile birleştirilebilir.

Açıklandığı gibi bu model, denge süreci izlenirken ve parçacık yayınlanması hesaplanırken, sadece uyarılmış parçacık sayısı ve değişimleri dikkate alır. Ayrıca, denge sürecinin takibi için basit ve çözümü kolay olan birtakım denklemler kullanılır.

Denge öncesi işlemler, 10 MeV in üzerindeki hafif parçacıklar ile oluşturulan nükleer reaksiyonlarda önemli bir yer tutar. Exciton model, Cline⁽¹¹⁾ ve Ribansky⁽¹²⁾ tarafından verilen master denklemlerinin çözümüne dayanır.

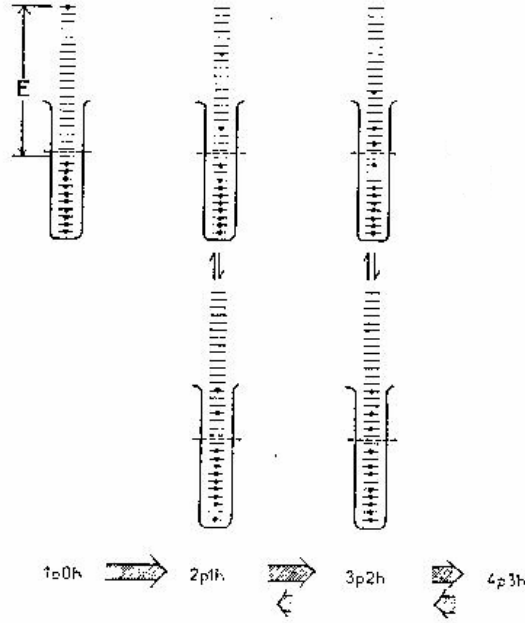
$$-q(n, t = 0) = \lambda^+(E, n+2) \tau(n+2) + \lambda^-(E, n-2) \tau(n-2) - [\lambda^+(E, n) + \lambda^-(E, n) + W_1(E, n)] \tau(n) \quad [9]$$

burada $q(n, t = 0)$; başlangıç şartıdır, $\tau(n)$; sistemin $n(n=p+h)$ excitonlu bir durumda kalma zamanı, W_1 ; n excitonlu durumun birim zamandaki toplam bozunum ihtimali, E ; bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi, λ^+ ve λ^- sırasıyla; $n \rightarrow n+2$ ve $n \rightarrow n-2$ durumları için geçiş ihtimalleridir.

Master denklem sistemi için başlangıç koşulu

$$P(p, h, 0) = \delta(p, p_0) \delta(h, h_0) \quad [10]$$

nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$, başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ dir.

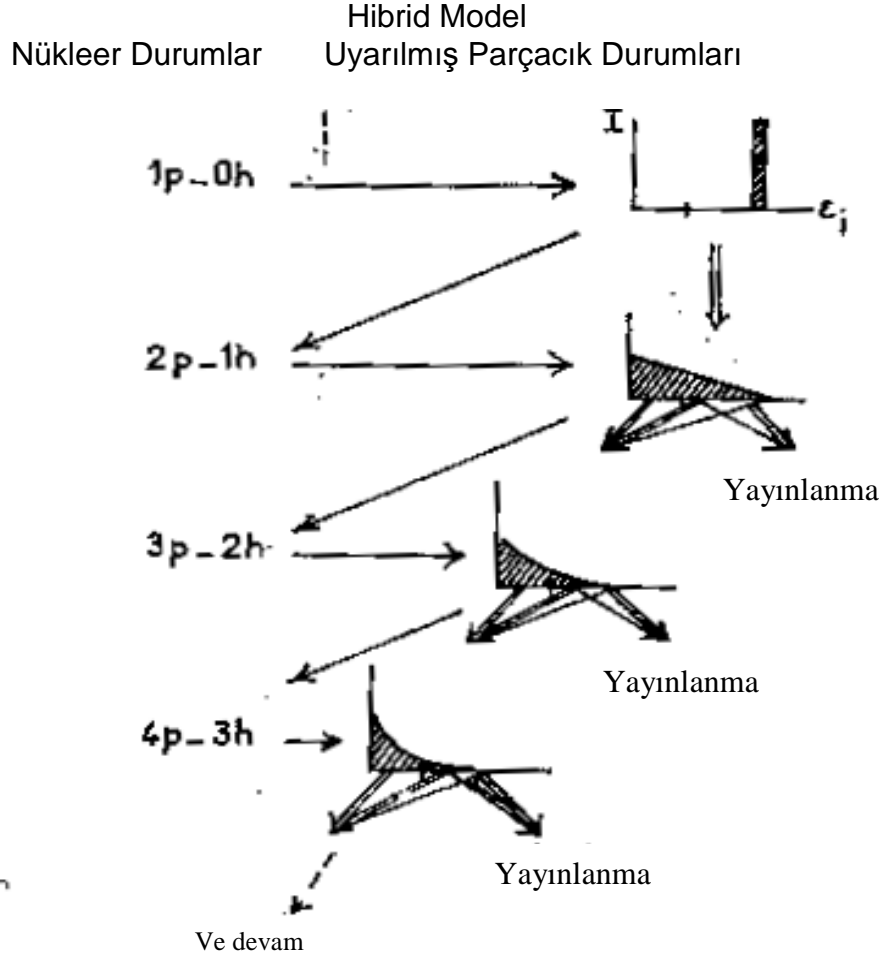


Şekil 2.7 Griffin modelinde, bir reaksiyonun ilk evrelerinin şematik temsili. Yatay çizgiler, potansiyel kuyusundaki eşit aralıklı tek parçacık durumlarını göstermektedir. Uyarılmış parçacık ve deşiklerin serbestlik derecesi, her konfigürasyon için listelenmektedir.

2.8. Hibrid (Melez) Model

Hibrid modeli^(13,14), Fermi-gaz-denge modeli ile Griffin (Exciton) modellerinin temel özelliklerinin birleşiminden meydana gelmektedir. Şematik olarak Şekil 2.8'de gösterilmiştir. Hibrid model; Griffin modelinde 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. Şekil 2.8'deki küçük grafikler, Fermi enerjisinin üzerinde bulunan, ϵ_i enerjili tek parçacık durumundaki uyarılmış parçacığın bulunma ihtimalini gösterir. Her parçacık uyarılma enerjisi için, yeni parçacık-deşik oluşumuna bağlı olarak kısmi parçacık yayınlanma oranları hesaplanır. İlk olarak $2p - 1h$ konfigürasyonu ile başlanırken, sıra ile bütün durumlar düşünülür. Parçacık yayınlanmasını tüm süreçler denge öncesi spektrumuna katkıda bulunur. Bu süreç, denge sistemindeki en muhtemel eksiton sayısına ulaşılan kadar devam eder. Daha sonra reaksiyonun denge kısmı için standart bir bileşik çekirdek modeli hesabına devam edilir. Bunu takiben nükleer dengede, sadece uyarılmış parçacıklar ve deşikler önemlidir. Parçacık yayınlanma oranlarını incelerken tek tek parçacıkların uyarılma enerjileri önem kazanır. Bu sadece kapalı tip hesaplamalar için geçerlidir. Griffin modelinde olduğu gibi Hibrid modelinde de mermi olarak kompleks parçacıklar kullanılabilir. Ancak parçacık yayınlanması, Fermi-gaz-denge modelindeki gibi ele alındığında; nükleonların yayınlanma hesabı mümkün olur.



Şekil 2.8 Hibrid modeldeki reaksiyonun ilk birkaç durumunun şematik temsili. Küçük grafikler, uyarılmış parçacıkların enerji dağılımını göstermektedir. Aralarındaki oklar da parçacık yayınlanma ve parçacık-deşik çifti oluşumu için geçiş ihtimallerini temsil etmektedir. Enerji skalasının sıfır noktası Fermi enerjisidir ve eksen üzerindeki işaret ise yayınlanma eşiğini göstermektedir .

2.9. Geometri Bağımlı Hibrid Model

Dengeöncesi bozunma için hibrid model formülü Blann ve Vonach^(15,16) tarafından

$$\frac{d\sigma_v(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \sigma_R P_v(\varepsilon) \quad [11]$$

ve

$$P_v(\varepsilon)d\varepsilon = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{\bar{n}} \left[{}_n\chi_v N_n(\varepsilon, U) / N_n(E) \right] g d\varepsilon \left[\lambda_c(\varepsilon) / (\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_+(\varepsilon)) \right] D_n \quad [12]$$

olarak verilmiştir. Burada σ_R ; reaksiyon tesir kesiti, ${}_n\chi_v$; n exciton durumundaki v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısı, $P_v(\varepsilon)d\varepsilon$; enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında sürekli bölgeye yayınlanan v tipli parçacıkların (proton veya nötron) sayısını gösterir. Ayrıca, $\lambda_c(\varepsilon)$; bir parçacığın ε kanal enerjisi ile sürekli bölgeye yayınlanma hızı, $\lambda_+(\varepsilon)$; ε enerjili bir parçacığın çekirdek içi geçiş hızı, E bileşik sisteminin uyarılma enerjisi, $N(\varepsilon, U)$ bir exciton ε kanal enerjisiyle yayınlandığında kalan çekirdeğin $U = E - B_v - \varepsilon$ uyarılma enerjisinin diğer n-1 excitonları arasında paylaşılacak şekilde n excitonunun uygun bir biçimde düzenlenme sayısı, $N_n(E)$ E uyarılma enerjisinde n parçacık artı deşik toplam birleştirim sayısı, D_n bir n- exciton zincirinde başlangıç popülasyon kesiti, g tek – parçacık düzey yoğunluğudur. Denk.[12]'deki köşeli parantez içindeki nicelik sürekli bölgede enerjisi ε ile $\varepsilon + d\varepsilon$ arasında olan parçacık sayısını verir. İkinci parantez içindeki ifade ise sürekli bölgeye geçiş hızının toplam geçiş hızına oranıdır.

2.10. Kaskat Exciton Model

Orta enerji bölgesindeki nükleon-çekirdek reaksiyonları, denge öncesi parçacık yayınlanmasının incelenmesinde elverişli olduğundan çekiciliğini korumaktadır. Uyarılmış bir nükleer sistem içerisinde istatistiksel dengeye ulaşana kadarki parçacık yayınlanma mekanizması, bir bileşik çekirdeğin bozunumları ve direk etkileşmeler arasındaki bir yerdedir^(17,18).

Nükleer reaksiyonların denge öncesi anlayışının gelişimi nükleer yapının anlaşılmasına ve parçacık yayınlanma mekanizmasının açıklanmasına olanak verir. Yüksek enerjilerde nükleer reaksiyonların birçok özellikleri, intranükleer kaskat işlemi dikkate alınarak gayet iyi bir şekilde incelenebilir.

Kaskat Exciton Model (CEM), reaksiyonların üç safhada meydana geldiğini kabul eder. İlk safha bir intranükleer kaskattır. İkinci safha denge öncesine, üçüncü safha ise denge (veya bileşik çekirdek) durumuna karşılık gelir. Genel olarak bu üç bileşen deneysel olarak ölçülen değerlere katkıda bulunur. Buna göre parçacık spektrumu için

$$\sigma(p)dp = \sigma_{in} [N^{cas}(p) + N^{prq}(p) + N^{eq}(p)]dp \quad [13]$$

yazılır. Buradaki σ_{in} esnek olmayan tesir kesiti, kaskat model içinde hesaplanır.

Kaskat modeli hızlı parçacıkların kinematik karakteristikleri hakkında bütün bilgileri içinde bulunduran reaksiyon geometrisini hesaba katar fakat kaskat parçacıkları arasındaki etkileşmeleri ihmal eder. Diğer taraftan; exciton modeli uyarılmış bir çekirdeği artık hh, ph ve pp (yani “parçacık-deşik”

serbestlik derecesi dahil edilmiştir) etkileşmeleri hesaba katan quasi-parçacık gazı gibi düşünür. Kaskat modelin şartları parçacığın kinetik enerjisi nükleonun bağlanma enerjisini aştığı yüksek enerjilerde daha iyi yerine getirilir. Geniş bir enerji bölgesinde yayılan parçacıkların nükleer reaksiyon özelliklerinin tanımını geliştirmek için bu iki modeli birleştirmek önemlidir.

2.11. İstatistiksel Model

Birçok yıldır deneysel olarak gözlenen nükleer seviye yoğunlukları, Fermi gaz modeli çerçevesinde incelenir.⁽⁸⁾ Bu model çerçevesinde parametrize edilen seviye yoğunluk ifadeleri, istatistik model hesaplamalarında kullanılır. Seviye yoğunluk ifadesindeki parametreler, mevcut deneysel veriye en iyi uyumu sağlayacak şekilde belirlenir. Aşağıdaki ifadeler sırasıyla, spin-bağımlı ve toplam seviye yoğunlukları göstermektedir.

$$\rho(U, J) = \frac{1}{24\sqrt{2}} \frac{2J+1}{\sigma^3 a^{1/4}} \frac{\exp\left[2(a(U-\Delta))^{1/2} - J(J+1)/2\sigma^2\right]}{(U-\Delta+t)^{5/4}} \quad [14]$$

$$\rho(U) = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{1}{\sigma a^{1/4}} \frac{\exp\left[2[a(U-\Delta)]^{1/2}\right]}{(U-\Delta+t)^{5/4}} \quad [15]$$

Burada termodinamik sıcaklık,

$$U - \Delta = at^2 - t \quad \text{şeklinde verilir.} \quad [16]$$

[14] ve [15] ifadeleri, seviye yoğunluk ifadeleri, açısal momentumun rastgele çiftlenimi durumlarının toplam yoğunluğundan çıkarılmıştır. Bu durum spin cut-off parametresi olan σ yı da tanımlar. Bu durum STAPRE programında giriş verisi olarak kullanılan ayırık enerji seviyeleri üzerinde, sürekli bölgeyi tanımlamak için kullanılan spin cut-off parametresi tanımlar.

$$\sigma^2 = g \langle m_j^2 \rangle t \quad [17]$$

Burada $\langle m_j^2 \rangle$ bombardıman parçacığının spininin karesinin ortalaması ve g ise Fermi seviyesine yakın tek parçacık yoğunluğudur. Yüksek uyarılmalarda a^2 nin beklenen değeri

$$\sigma_{\text{rigid}}^2 = I_{\text{rigid}} t / \hbar^2 \approx 0,0150 A^{5/3} t \quad \text{\textcircled{18}}$$

Burada $I_{\text{rigid}} = \frac{2}{5} MR^2$ hedef çekirdek için katı cisim eylemsizlik momentidir.

[18] denkleminde katı cisim eylemsizlik momentini, %50 ile %100 arasında bir değer olarak alınırsa, $\sigma^2 = I_{\text{eff}} t / \hbar^2$ şekline indirgenir. Burada, $I_{\text{eff}} = I_{\text{rigid}}$, eylemsizlik momentinin katı cisim eylemsizlik momentine eşit olduğu duruma, $I_{\text{eff}} = 0,5 I_{\text{rigid}}$ eylemsizlik momentinin katı cisim eylemsizlik momentinin yarısına eşit olduğu duruma karşılık gelir.

DeneySEL verilere fit yapılması için kullanılan seviye yoğunluk parametreleri, STAPRE programı giriş verileri hesaplamalarında ayrı ayrı hesaplanmaktadır. Hedef çekirdeğin tek ya da çift kütleli olup nötron-proton etkileşimine bağımlılığından bu etkileşimler,

$$P = \begin{cases} 2\delta A^{-1/2} & \text{\textcircled{2} - \textcircled{2}} \\ \delta A^{-1/2} & \text{\textcircled{2} - \textcircled{1}} \\ \mu A^{-1} & \text{\textcircled{1} - \textcircled{1}} \end{cases} \quad [19]$$

$$\delta = 12,8 \text{ MeV} \quad \mu = 29,4 \text{ MeV} \text{ olarak alınır}^{(22)}$$

a ve Δ parametreleri için⁽²²⁾,

$$a(\text{MeV}^{-1}) = 2,40 + 0,067 A \quad [20]$$

$$\Delta(\text{MeV}) = -130A^{-1} + P \text{ şeklinde verilir.} \quad [21]$$

DeneySEL olarak yapılan tesir kesiti hesaplamalarının, nükleer reaksiyon modelleri ile karşılaştırılması, bu reaksiyon modellerinin korunup korunmaması açısından öneme sahiptir. Buradaki hesaplamalar, bileşik çekirdeğe ulaşılmadan denge öncesi bozunum için "exciton" modelini ele almıştır. Ve içerisinde Hauser-Feshbach formülünü ve ilk parçacık salınmasını takriben gerçekleştiren parçacık salınımları için buharlaşma formülünü içeren STAPRE programı kullanıldı. Burada da doğrudan reaksiyonlar işleme katılmamıştır.

Tanımı yapılmış küresel optik model potansiyeli için gerekli geçiş katsayıları STAPRE programı içindeki SCAT 2 programının çalıştırılması ile bulundu⁽¹⁹⁾. SCAT 2 programında tanımlanan küresel optik potansiyel ifadesi,

$$U(r) = V_C(r) - V_r f(r) - i[-4W_S g(r) + W_V f(r)] + C_{SO}(\vec{r} \cdot \vec{s}) V_{SO} h(r) \quad [22]$$

şeklinde yazılır.

Buradaki ilk ifade coulomb potansiyelini, ikinci ifade reel hacim potansiyelini, üçüncü terim, sanal yüzey ve hacim potansiyelini ve son terim de spin-yörünge etkileşim potansiyelini göstermektedir.

2.12. Hesaplamalar

$^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$, $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$, $^{124}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$ ve $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonlarının tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanılan bilgisayar programları Uluslar arası Atom Enerjisi Ajansı'nın DATA BANK servisinden elde edildi.

Hesaplamlarda, ALICE91⁽²⁰⁾, PCROSS⁽²¹⁾, CEM95⁽¹⁷⁾ ve STAPRE⁽²²⁾ bilgisayar programları kullanıldı. Bu programların her biri reaksiyon tesir kesitlerini hesaplarken farklı model ve farklı yaklaşımlar kullanır. Aşağıda bu programların kullandıkları model ve yaklaşımlar özetlendi.

2.12.1. ALICE91 Bilgisayar Programı

Bu programda reaksiyonun denge bileşeni, geleneksel bileşik çekirdek modellerinden biri olan Weisskopf-Ewing⁽²³⁾ metoduyla, denge öncesi bileşeni ise hibrid^(13,24) veya geometri bağımlı hibrid modeli⁽²⁵⁾ ile hesaplanır.

Bu program ile yapılan hesaplamlarda Fermi gaz durum yoğunluğu seçildi. Reaksiyon Q değerleri Myers-Swiatecki kütle formülünden alındı. Kütle formülünde sıvı damlası, çiftlenim etkisi (pairing) ve kabuk (shell) düzeltmeli modeller kullanıldı. Açısal dağılımları hesaplamada Kalbach sistemi kullanıldı⁽²⁶⁾.

2.12.2. CEM95 Bilgisayar Programı

CEM95 programı Kaskat Exciton modelini kullanır. Bu model reaksiyonların üç safhada meydana geldiğini kabul eder. İlk safha bir intranükleer cascaddır. İkinci safha denge öncesine, üçüncü safha ise denge (veya bileşik çekirdek) durumuna karşılık gelir. Genel olarak bu üç bileşen deneysel olarak ölçülen değerlere katkıda bulunur.

2.12.3. PCROSS Bilgisayar Programı

Denge ve denge öncesi bileşenlerinin hesaplanmasında birleştirilmiş exciton (veya tam exciton) modeli kullanılır. Bu modelde $\tau(n)$ ortalama ömür çiftlenimli diferansiyel (Pauli) master denklem sistemi $t=0$ ile ∞ arasında integre edilerek elde edilen çiftlenimli lineer cebirsel denklem sistemi çözümlenerek hesaplanır. Cebirsel denklem sisteminin çözümünde Akkermans ve arkadaşlarının önerdiği algoritma kullanılır⁽²⁷⁾.

Parçacık-deşik durum yoğunluklarının hesaplanmasında Pauli düzeltmeli Williams bağıntısı kullanılır⁽²⁸⁾. Pauli düzeltme faktörü Kalbach tarafından geliştirilmiştir⁽²⁴⁾. Ayrıca F_u ⁽²⁹⁾ veya Kalbach'ın⁽³⁰⁾ çiftlenim düzeltme faktörleri eklenebilir.

Bileşik çekirdek oluşturma ve ters reaksiyon tesir kesitleri Chatterjee⁽³¹⁾ parametrizasyonu kullanılarak hesaplanır; nötronlar ve protonlar için Becchetti-Greenless⁽³²⁾ optiksel model parametreleri kullanılır. Exciton modelin en önemli parametrelerinden biri n_0 başlangıç exciton sayısıdır. Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için genellikle $n_0 = 3$ alınır, bu sayı $2p1h$ konfigürasyonuna karşılık gelir. Diğer önemli parametre g tek parçacık durum yoğunluğudur ve $g = A/13 \text{ MeV}^{-1}$ alınır, A bileşik sistemin kütle numarasıdır.

2.12.4. STAPRE Bilgisayar Programı

STAPRE programı, nükleer reaksiyonlar için, enerji ortalamalı tesir kesitlerini, birkaç parçacık ve gama ışınları salınımı ile ardışık buharlaşma

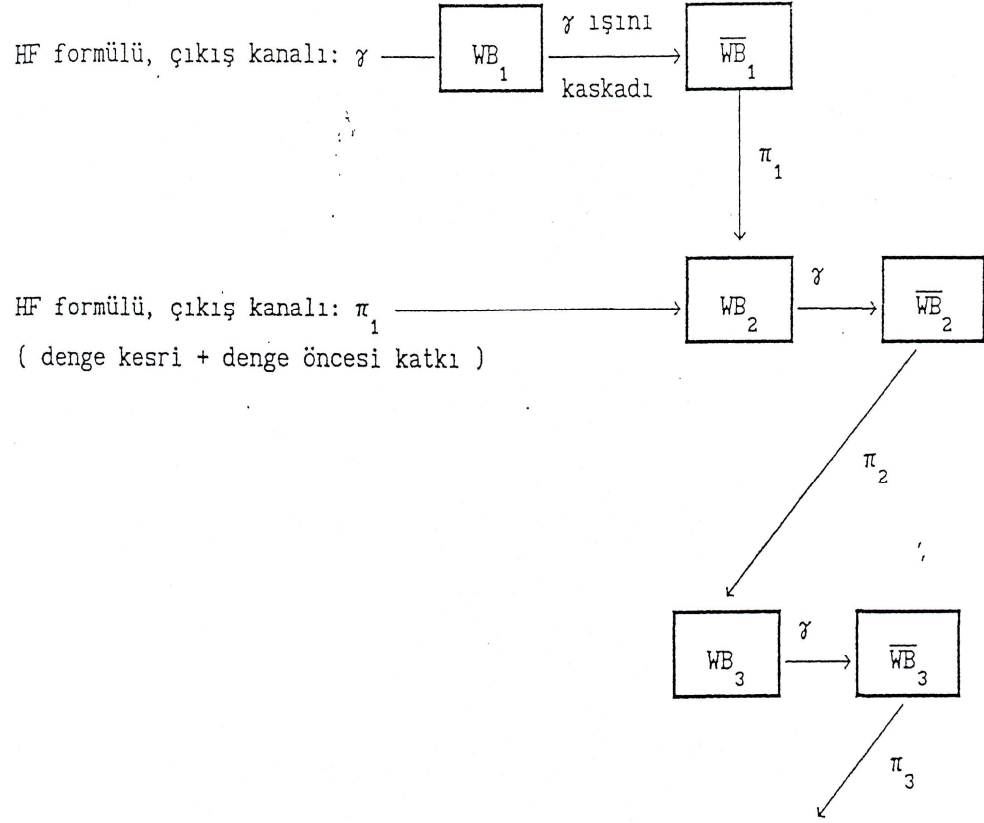
varsayımına dayanarak hesaplar.⁽²³⁾ Açısal momentum ve parite korunumunun göz önünde bulundurulduğu her bir buharlaşma adımı istatistiksel model çerçevesinde incelenmiştir. Buharlaşma modelinde, bileşik çekirdek sistemi termodinamik bir sistem olarak ele alınır. Bileşik çekirdekten yayınlanan nükleonlar, termal dengede bulunan kapalı bir gaz sisteminden yayınlanan gaz moleküllerine benzetilebilir. Yayınlanan parçacıkların enerjileri Maxwell tipi dağılım gösterir. Yayınlanan her parçacık sistemden çok az bir enerji götürdüğünden, sistem ardışık parçacık salınımına oldukça uygun bir yapıdadır. STAPRE programında ilk parçacığın salınımı için, denge öncesi bozunum (pre-equilibrium decay) hesaba katılmıştır.

Belirli bir salınım parçacıklar dizisi için (burada en çok altı ardışık parçacık salınım dikkate alınmaktadır) aşağıda belirtilen nicelikler hesaplanabilir:

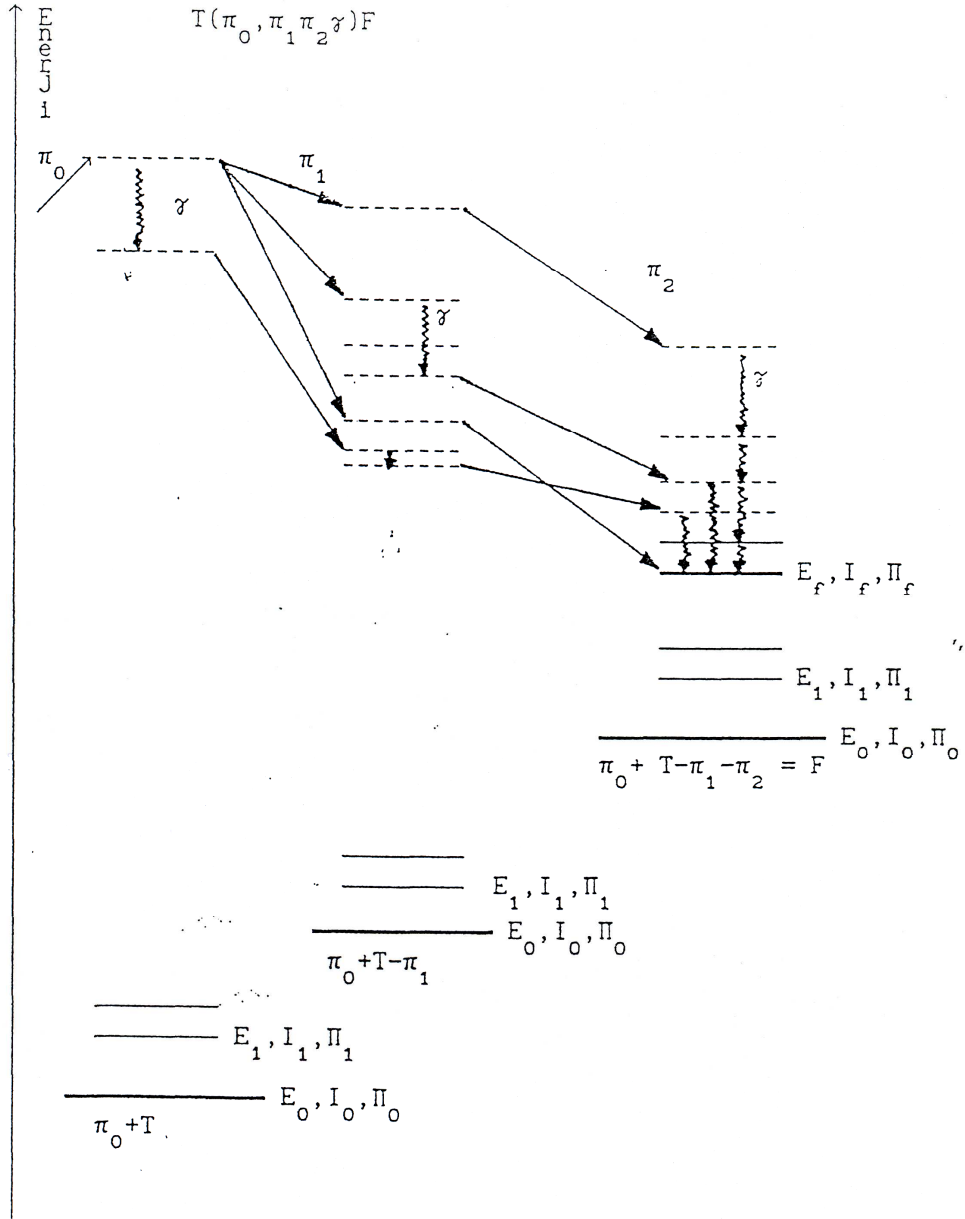
- i) aktivasyon tesir kesiti
- ii) ulaşılabilen izomerik seviyelerin sayısı
- iii) düşük uyarılmış seviyelerden gama ışınları üretim kesiti
- iv) tüm yayınlanan parçacıklar için enerji spektrumu
- v) gama ışını üretim spektrumu

i indisli bileşik çekirdek, $(i-1)$ indisli çekirdekten bir parçacık $(\pi_1, \pi_2, \pi_3, \dots)$ yayınımlı sonucu oluşan çekirdektir. Açısal momentumu l , paritesi π olan, E uyarılmış enerji seviyesi etrafında ΔE enerji aralığında yer alan ulaşılabilen birincil seviyelerin sayısı, $WB_1(E, l, \pi) \Delta E$ ile verilir. Burada, i indisi ilgili bileşik çekirdeği göstermektedir. Parçacık yayınlanması sonucu oluşan i indisli bileşik çekirdeğin seviyeleri arasında, parçacık yayınımlı

takip eden gama ışını kaskadı $\overline{WB}_1(E,I,\pi)\Delta E$ seviye bolluğuna yol açar. Bu anlatım Şekil 2.9 ve Şekil 2.10'da verilmektedir.



Şekil 2.9 A hedef çekirdeğinin, π_0 mermi çekirdeği ile yaptığı reaksiyon sonucu, γ ya da parçacık salınımı yolu ile ulaşılan, erişilebilir seviye bollukları WB_1 'nin şematik gösterimi



Şekil 2.10 A hedef çekirdeğinin, π_0 bombardıman parçacığı ile yaptığı reaksiyon sonucu parçacık ve γ salınımı ile ulaşılan uyarılmış seviyelerin şematik gösterimi.

Buharlaşma kaskatının ilk basamağında, denge öncesi yayınım (pre-equilibrium emission) göz önüne alınır. Bileşik sistemin (composite system) denge öncesi bozunumundan sonra geriye kalan kesrine Hauser-Feshbach formülü uygulanır.⁽³³⁾ Başlangıçta bir parçacığın yayınlandığı durumda denge öncesi katkısı, Hauser-Feshbach tesir kesitine eklenir. Daha sonra gerçekleşen tüm yayınlanmalar, $WB_1\Delta E$ birincil seviye bolluğuna neden olur ve bu durum buharlaşma modeli ile incelenir. Buna eklenen gama ışını kaskat modeli $WB_1\Delta E$ seviye sayısını açıklar. WB_1 niceliğinden, aktivasyon kesiti, izomerik durumların bolluğu ve i. bileşik çekirdekle ilgili sonuçlar elde edilir. WB_1 'ye buharlaşma formülünün uygulanması, i. bileşik çekirdekten, parçacık yayınlanmasından önce gama ışını kaskatının hesaba katılması anlamına gelir.

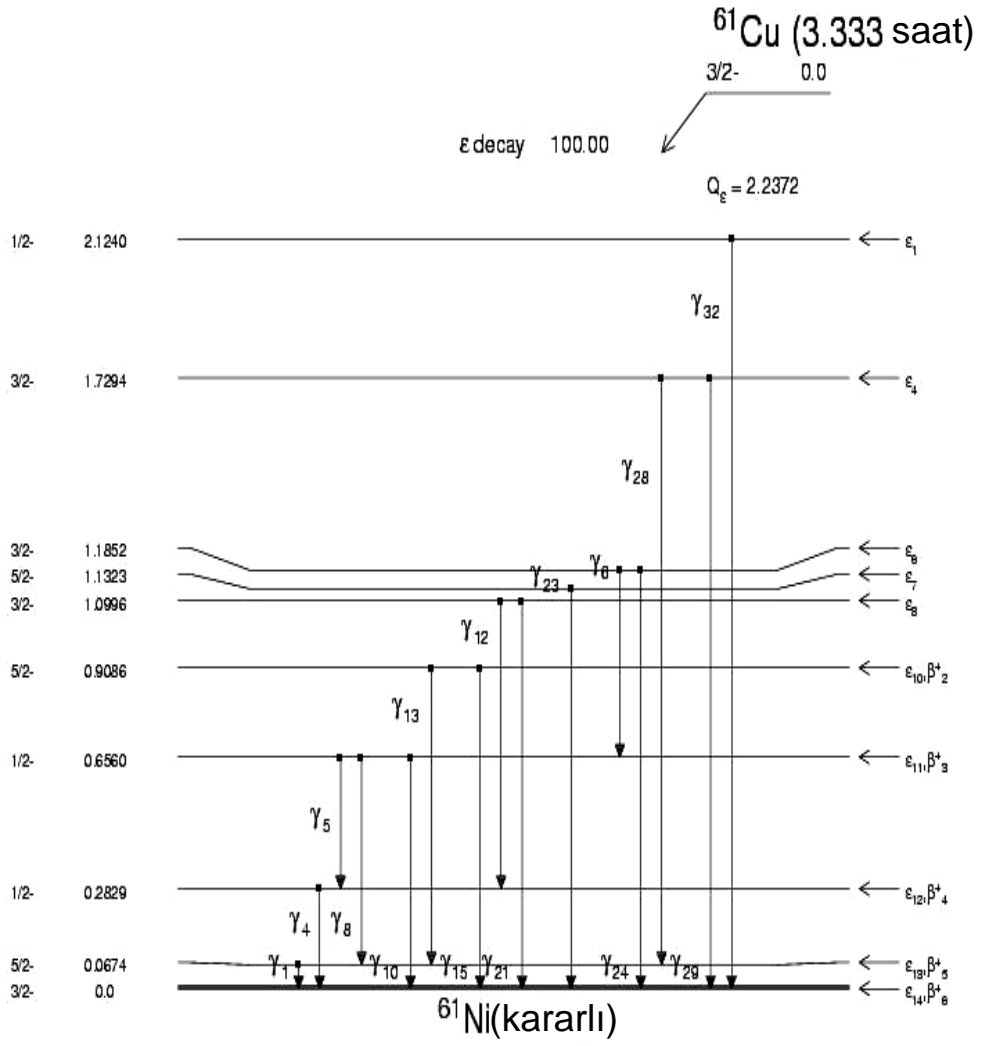
Belirli bir reaksiyon için, ilgili tüm çekirdeklerin uyarılmış seviyeleri, $\rho(E, l, \pi)$ seviye yoğunluğu formülü ile tanımlanır. Burada E uyarılma enerjisi, l açısal momentum ve π paritedir.

3. ARAŞTIRMA BULGULARI

Bu çalışmada $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$, $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$, $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ ve $^{124}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$ reaksiyonlarının tesir kesitleri 5 – 30 MeV proton enerji aralığında hesaplandı. Hesaplamalar, denge öncesi nükleer reaksiyon modeli, kaskat exciton model, tam exciton model ve istatistiksel model öngörülerini kullanan bilgisayar programları ile yapıldı. Hesaplamalarda elde edilen sonuçlar literatürden alınan deneysel verilerle karşılaştırıldı.

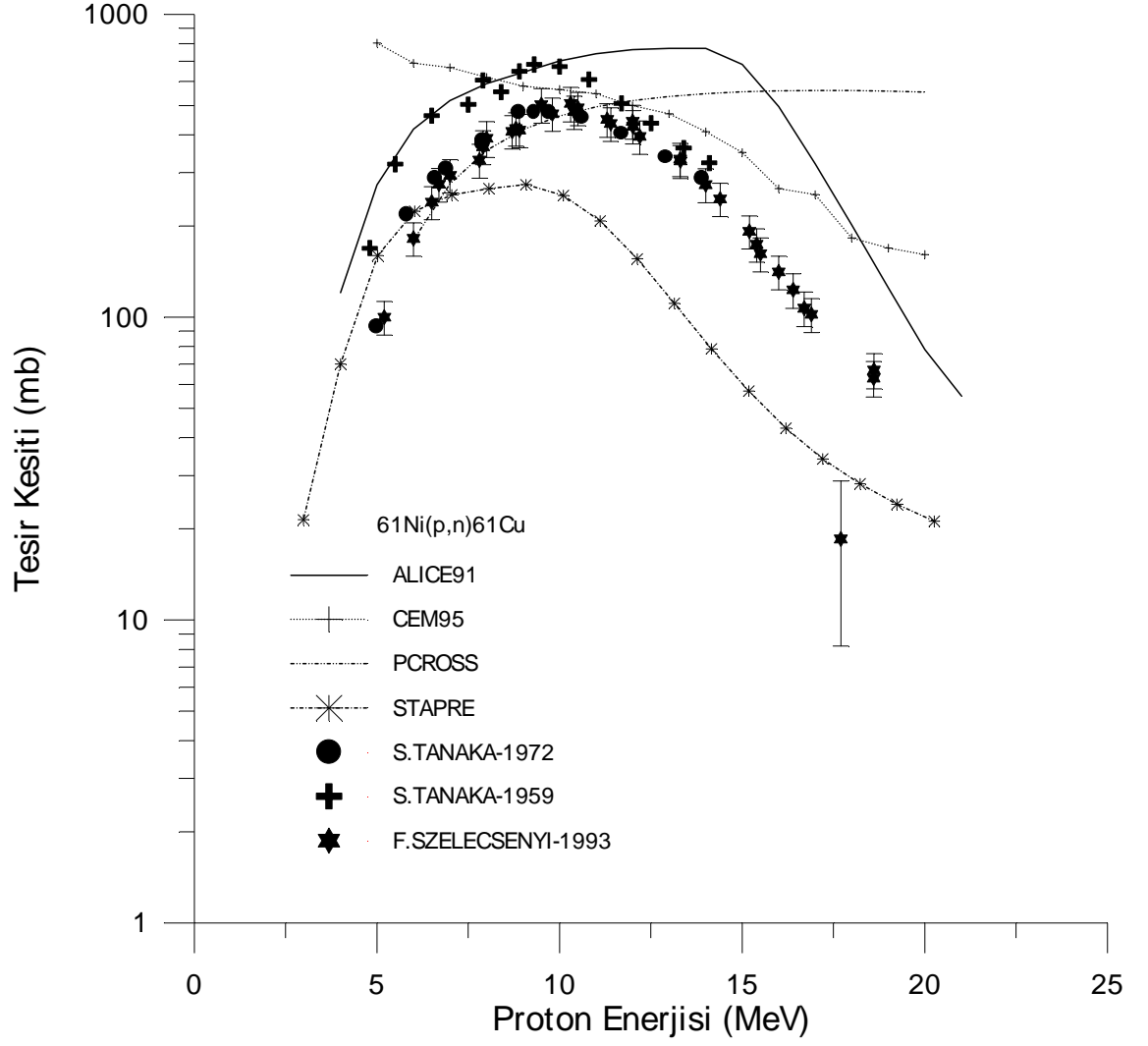
3.1. $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ Reaksiyonu

^{61}Cu radyoizotopu yarı ömrü 3,33 saat olan ve SPECT veya PET uygulamaları ile birlikte düzlemsel görüntülemeye kullanılan bir izotoptur. β^+ ve elektron yakalaması yoluyla kararlı olan ^{61}Ni izotopuna bozunur. Bu izotopun bozunum şeması Şekil 3.1'de gösterilmiştir.



Şekil 3.1. ^{61}Cu radyoizotopunun bozunum şeması

$^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneysel verilerle karşılaştırılması Şekil 3.2'de gösterilmiştir.

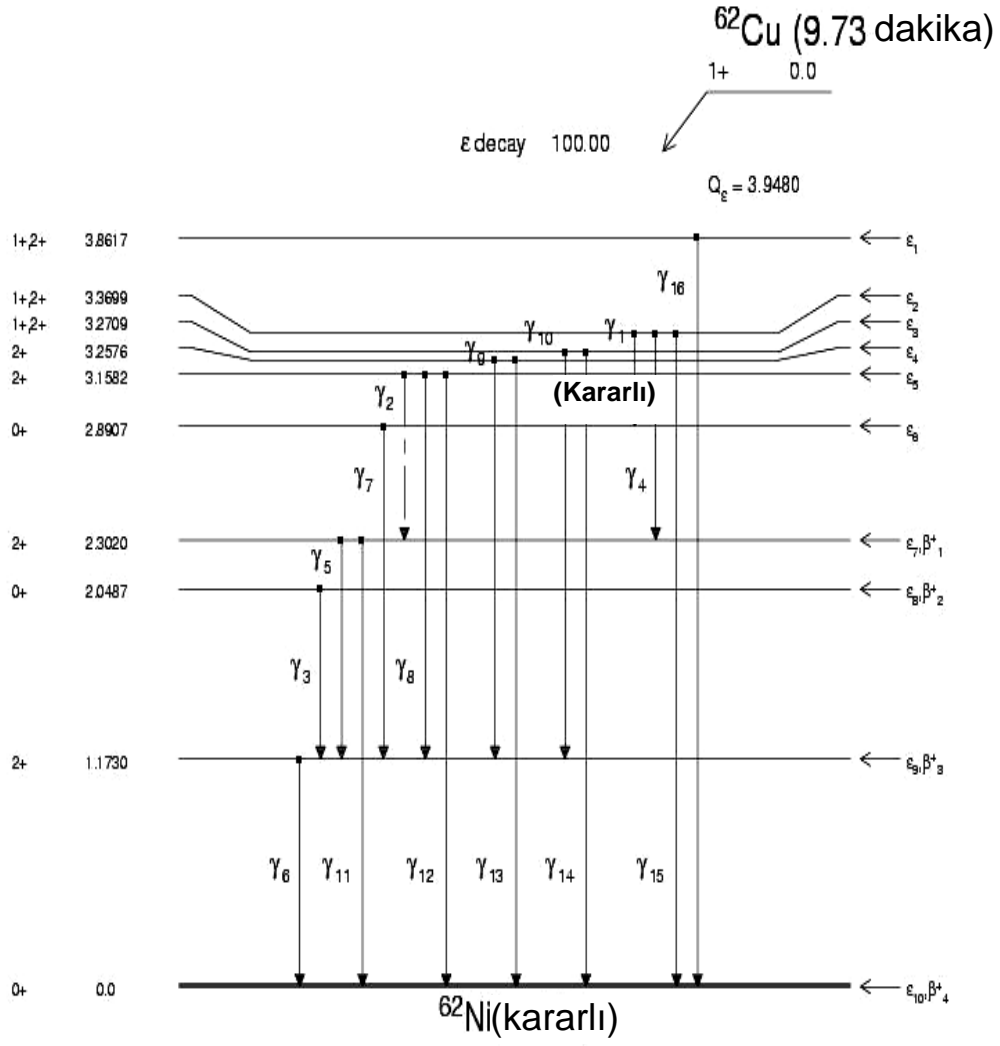


Şekil 3.2 $^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$ Reaksiyonu. Deneysel veriler grafikteki sırasıyla 34, 35 ve 36 numaralı kaynaklardan alınmıştır.

ALICE91 programıyla yapılan dengeöncesi model hesapları yüksek enerjiler hariç olmak üzere, S. Tanaka – 1959 deneysel verilerine iyi bir uyum göstermektedir. Kaskat Exciton Model öngörülerini dikkate alan CEM95 programı, düşük enerjiler haricinde S. Tanaka – 1959, S. Tanaka – 1972 ve F. Szelecsenyi – 1993 deneysel verilerine daha yakın sonuçlar vermektedir. Tam exciton model öngörülerini dikkate alan PCROSS programı yüksek enerjiler hariç olmak üzere S. Tanaka – 1959, S. Tanaka – 1972 ve F. Szelecsenyi – 1993 deneysel verilerine yakın sonuçlar vermiştir. İstatistiksel model öngörülerini dikkate alan STAPRE programı ise spektrum olarak uyar fakat genel olarak daha düşük sonuçlar vermektedir. Şekil 3.2'e bakıldığında ^{61}Cu radyoizotopunun üretimi için en uygun enerji aralığının 8 – 12 MeV aralığında olduğu ve bunun da orta ölçekli bir siklotronda gerçekleştirilebileceği görülmektedir.

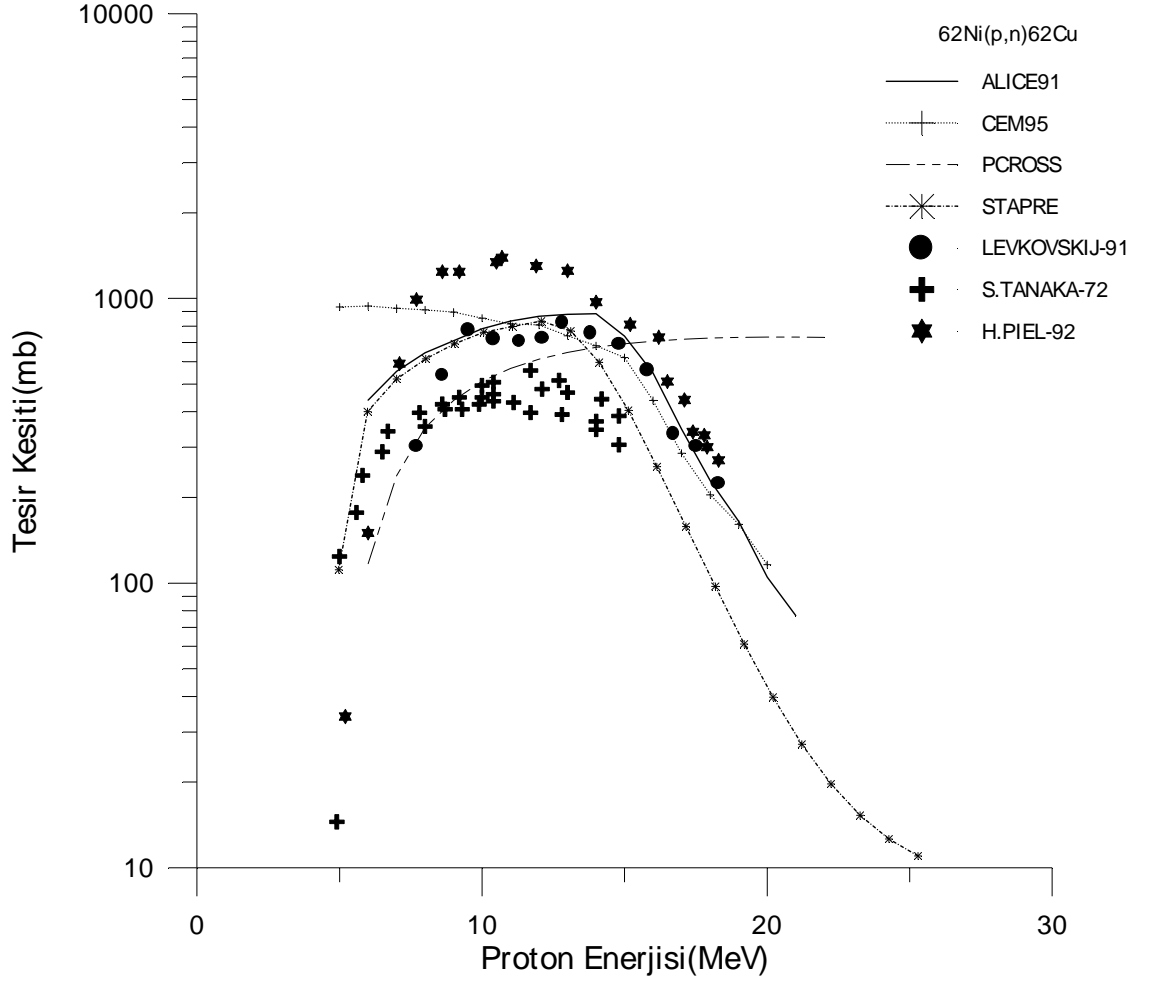
3.2. $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ Reaksiyonu

^{62}Cu radyoizotopu yarı ömrü 9,73 dakika olan pozitron yayınlayıcı bir izotopdur. β^+ ve elektron yakalaması yoluyla kararlı olan ^{62}Ni izotopuna bozunur. Beyin ve kalpteki kan akışının izlenmesinde kullanılır. Bu izotopun bozunum şeması Şekil 3.3'de gösterilmiştir.



Şekil 3.3 ^{62}Cu radyoizotopunun bozunum şeması

$^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ reaksiyonu için hesaplanan uyarılma fonksiyonlarının deneyle karşılaştırılması Şekil 3.4'de gösterilmiştir.



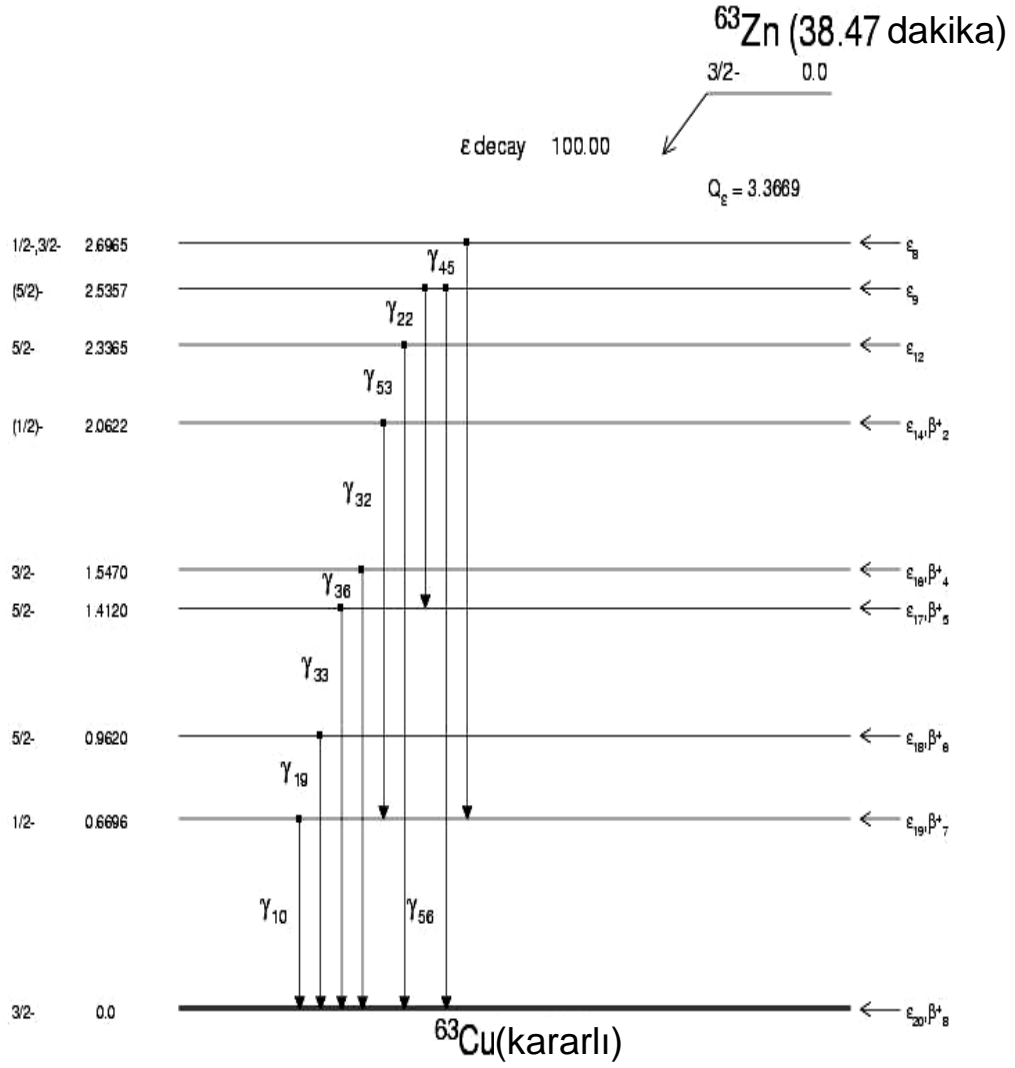
Şekil 3.4 $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$ Reaksiyonu. Deneysel veriler grafikteki sırasıyla 37, 34 ve 38 numaralı kaynaklardan alınmıştır.

Bu reaksiyon için elde edilen deneysel veriler arasında 6 – 14 MeV enerji bölgesinde oldukça büyük ayrılıklar mevcuttur. ALICE91 programıyla yapılan dengeöncesi model hesapları Levkovski – 1991 sonuçlarıyla uyum göstermektedir. Kaskat Exciton Model öngörülerini dikkate alan CEM95 programı, özellikle 8 – 20 MeV enerji bölgesinde Levkovski – 1991 deneysel verilerine iyi bir uyum göstermektedir. Tam exciton model öngörülerini dikkate

alan PCROSS programı yüksek enerjiler hariç olmak üzere, S. Tanaka – 1972 deneysel verilerine yakın sonuçlar vermiştir. İstatistiksel model öngörülerini dikkate alan STAPRE programı ise Levkovski – 1991 deneysel verilerine oldukça iyi bir uyum göstermektedir. Şekil 3.4'e bakıldığında ^{62}Cu üretimi için en uygun proton enerji aralığının 8 – 12 MeV aralığında olduğu ve bunun da orta ölçekli bir siklotronda gerçekleştirilebileceği görülmektedir.

3.3. $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ Reaksiyonu

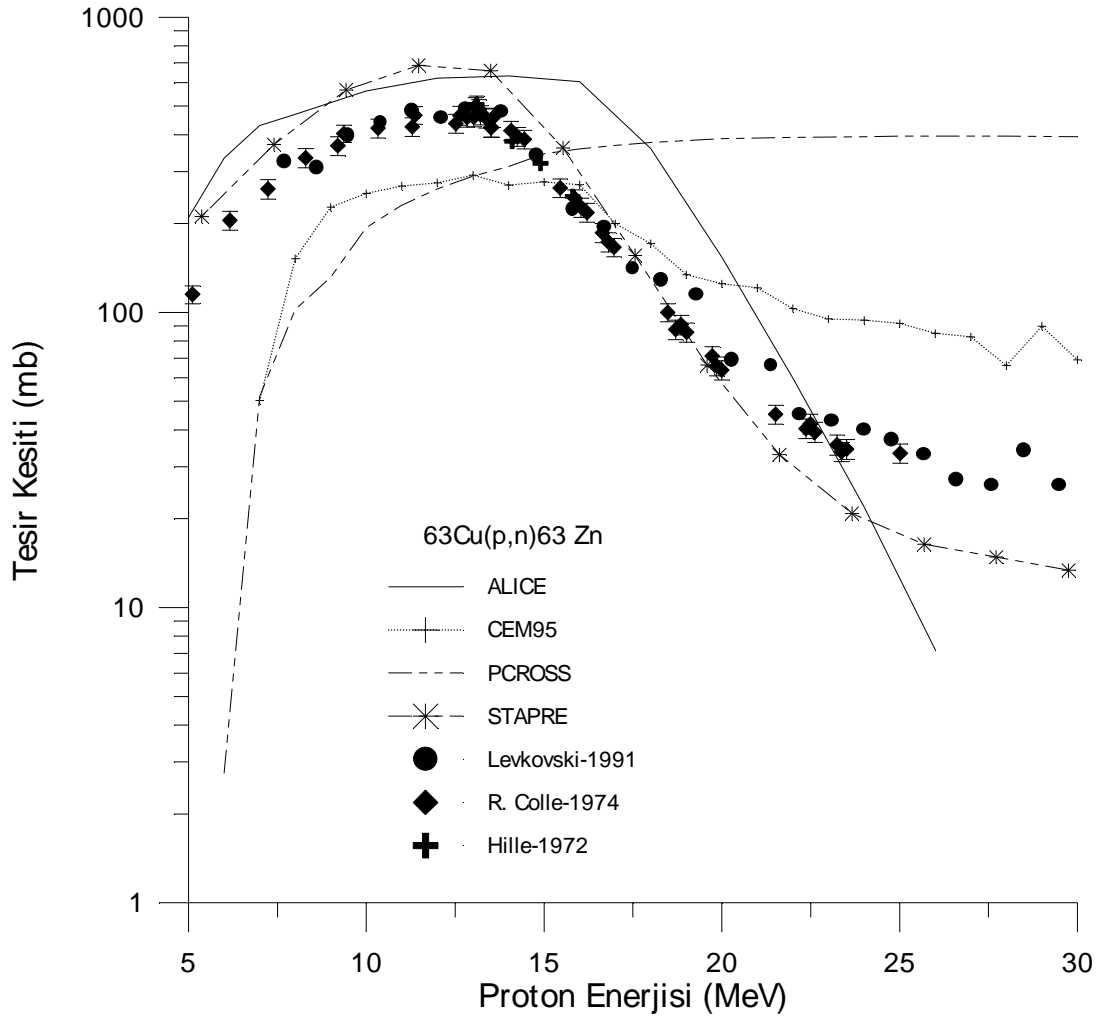
^{63}Zn radyoizotopu yarı ömrü 38,47 dakika olan pozitron yayınlı bir izotopdur. β^+ ve elektron yakalaması yoluyla kararlı olan ^{63}Cu izotopuna bozunur. Beyin ve kalpteki kan akışının izlenmesinde kullanılır. Bu izotopun bozunum şeması Şekil 3.5'de gösterilmiştir.



Şekil 3.5 ^{63}Zn radyoizotopunun bozunum şeması

$^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ reaksiyonu için hesaplanmış uyarılma fonksiyonları Şekil

3.6'da deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.



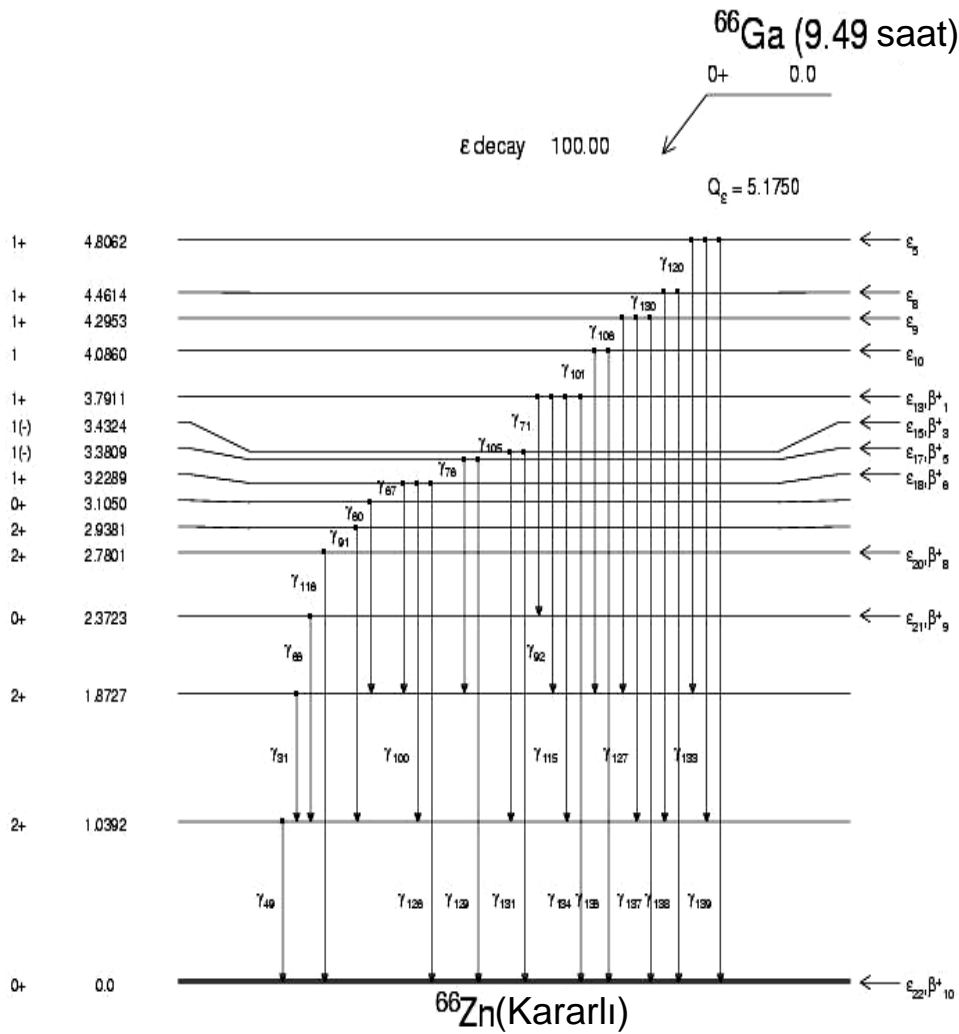
Şekil 3.6 $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ Reaksiyonu. Deneysel veriler grafikteki sırasıyla 37, 39 ve 40 numaralı kaynaklardan alınmıştır.

Deneysel veriler ALICE91 programıyla yapılan dengeöncesi model hesapları ve Kaskat Exciton Model öngörülerini dikkate alan CEM95 hesapları arasında kalmaktadır. Tam exciton model öngörülerini dikkate alan PCROSS programının verdiği sonuçlar deneysel verilere oldukça uzak sonuçlar vermiştir. İstatistiksel model öngörülerini dikkate alan STAPRE

programının verdiği sonuçlar ise 20 MeV'e kadar deneysel verilere oldukça iyi bir uyum göstermektedir.

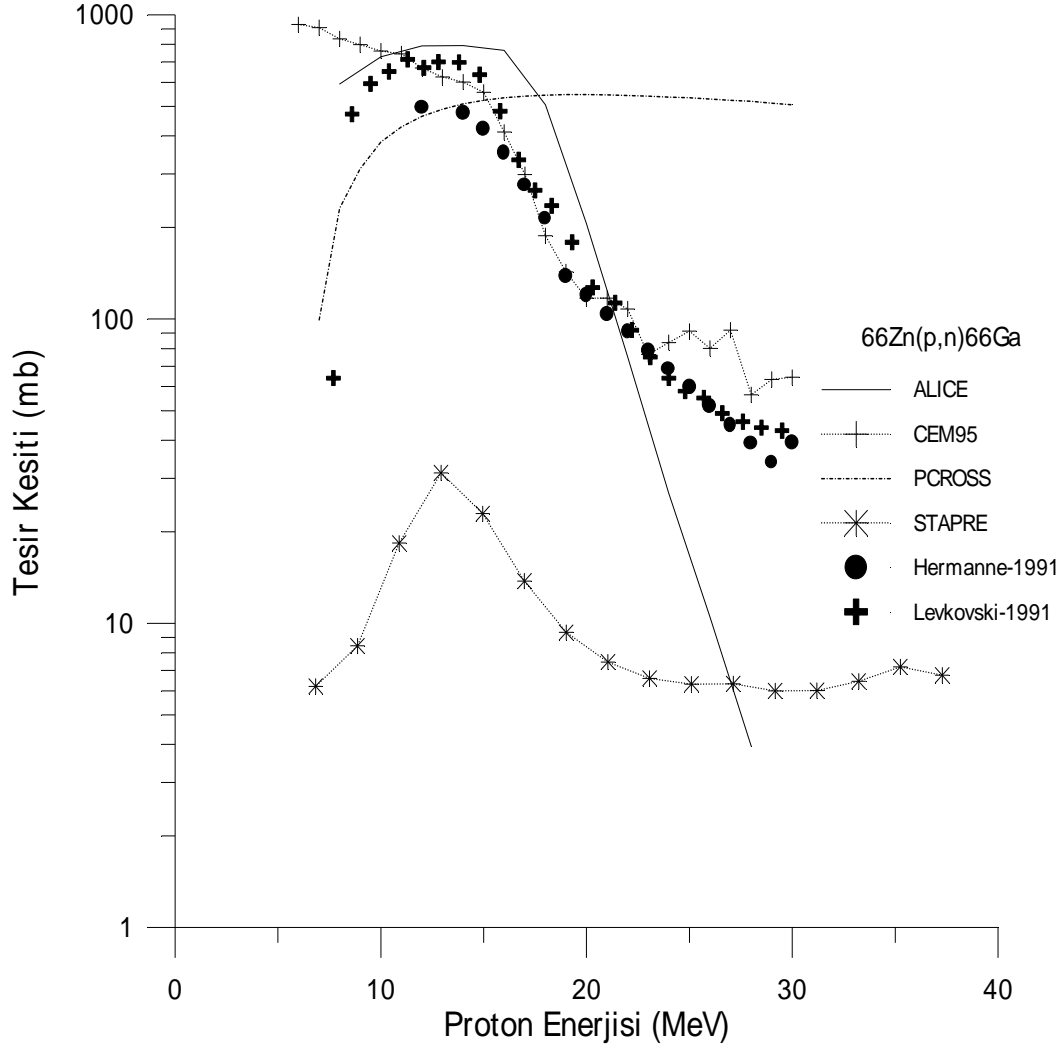
3. 4 . $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ Reaksiyonu

^{66}Ga radyoizotopu yarı ömrü 9,49 saat olan pozitron yayınlı bir izotopdur. β^+ ve elektron yakalaması yoluyla kararlı olan ^{66}Zn izotopuna bozunur. Bu izotopun bozunum şeması Şekil 3.7'de gösterilmiştir.



Şekil 3.7 ^{66}Ga radyoizotopunun bozunum şeması

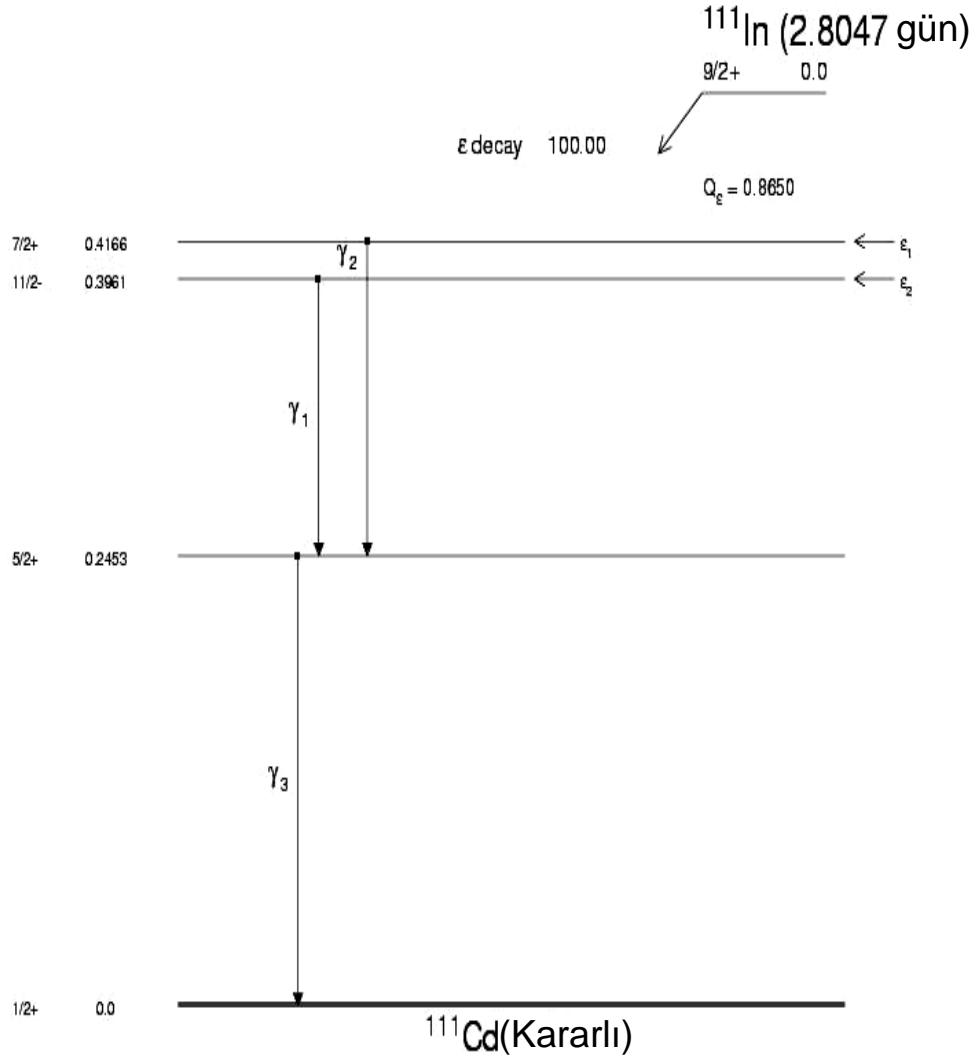
$^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonu için hesaplanmış uyarılma fonksiyonları Şekil 3.8'de deneysel verilerle karşılaştırılmıştır. ALICE91 programıyla yapılan dengeöncesi model hesapları 5 – 15 MeV enerji bölgesinde deneysel verilere uyum göstermektedir. Kaskat Exciton Model öngörülerini dikkate alan CEM95 programı ile elde edilen sonuçlar düşük enerjiler hariç olmak üzere deneysel verilere oldukça iyi bir uyum göstermektedir. Tam exciton model öngörülerini dikkate alan PCROSS programı deneysel verilere uzak sonuçlar vermiştir. Ayrıca Şekil 3.8' e bakıldığında, İstatistiksel model öngörülerini dikkate alan STAPRE programının verdiği sonuçların spektrum olarak deneysel verilere uyduğu, ancak büyüklük olarak oldukça aşağıda kaldığı görülmektedir.



Şekil 3.8 $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ Reaksiyonu. Deneysel veriler grafikteki sırasıyla 41 ve 37 numaralı kaynaklardan alınmıştır.

3.5. $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$ Reaksiyonu

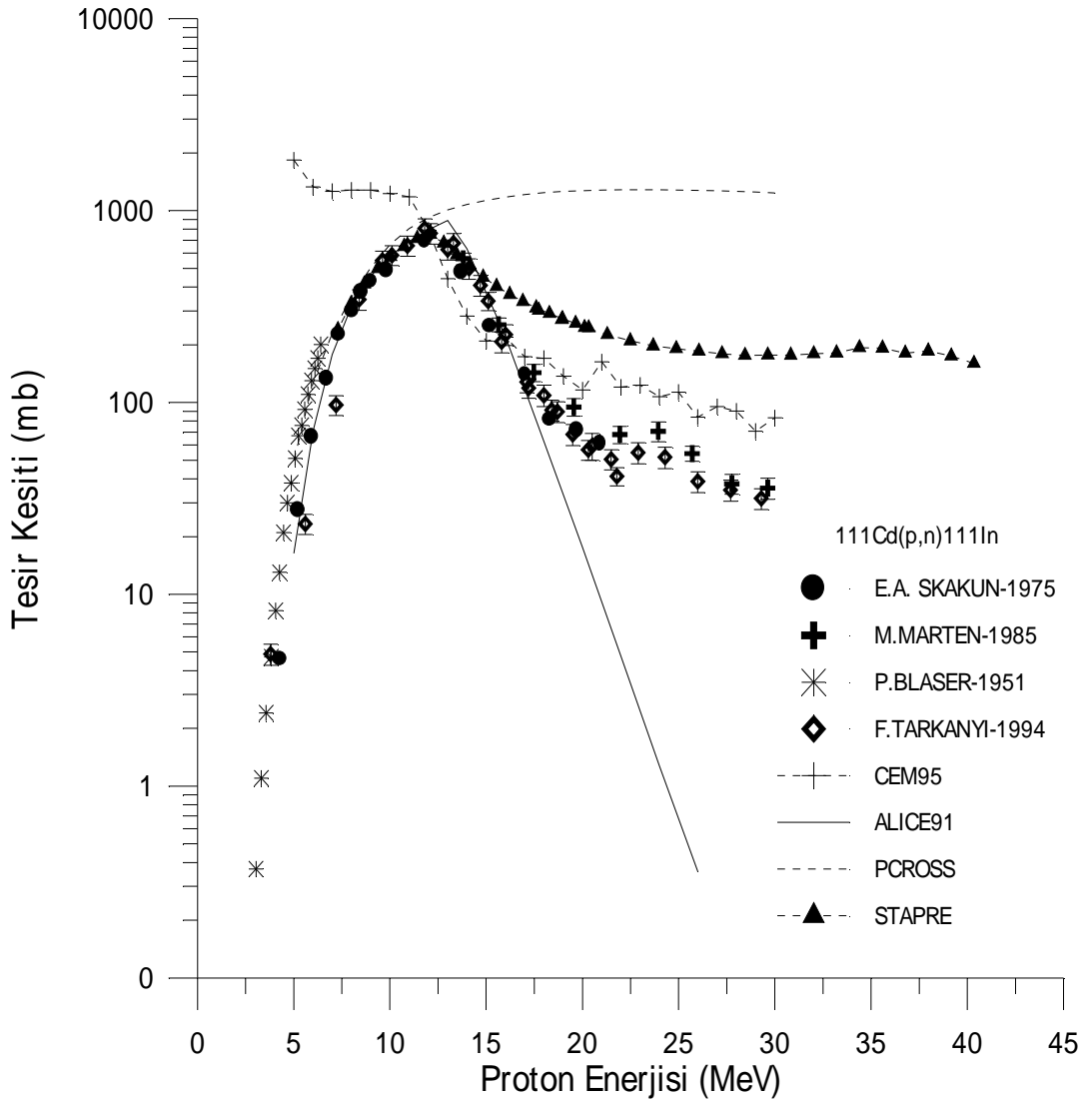
^{111}In radyoizotopu yarı ömrü 2,8 gün olan bir izotoptur. β^+ ve elektron yakalaması yoluyla kararlı olan ^{111}Cd izotopuna bozunur. Kalp hastalıklarının ve beyaz kan hücrelerinin görüntülenmesinde, ayrıca tümörlerin teşhis edilmesinde kullanılır. Bu izotopun bozunum şeması Şekil 3.9'da gösterilmiştir.



Şekil 3.9 ^{111}In radyoizotopunun bozunum şeması

$^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$ reaksiyonu için hesaplanmış uyarılma fonksiyonlarının karşılaştırılması Şekil 3.10'da gösterilmiştir. 5 – 20 MeV proton enerji bölgesinde ALICE91 ve STAPRE programları ile yapılan hesaplamalar deneysel verilere oldukça iyi uyum göstermektedir. 12 MeV den sonra Kaskat Exciton Model öngörülerini dikkate alan CEM95 programı ile elde edilen sonuçlar deneysel verilere iyi bir uyum göstermektedir. Tam exciton model

öngörülerini dikkate alan PCROSS programı 15 MeV den sonra deneysel verilerden uzaklaşmaktadır. Şekil 3.10'a bakıldığında ^{111}In üretimi için en uygun proton enerji aralığının 8 – 18 MeV aralığında olduğu ve bunun da orta ölçekli bir siklotrona gerçekleştirilebileceği görülmektedir.

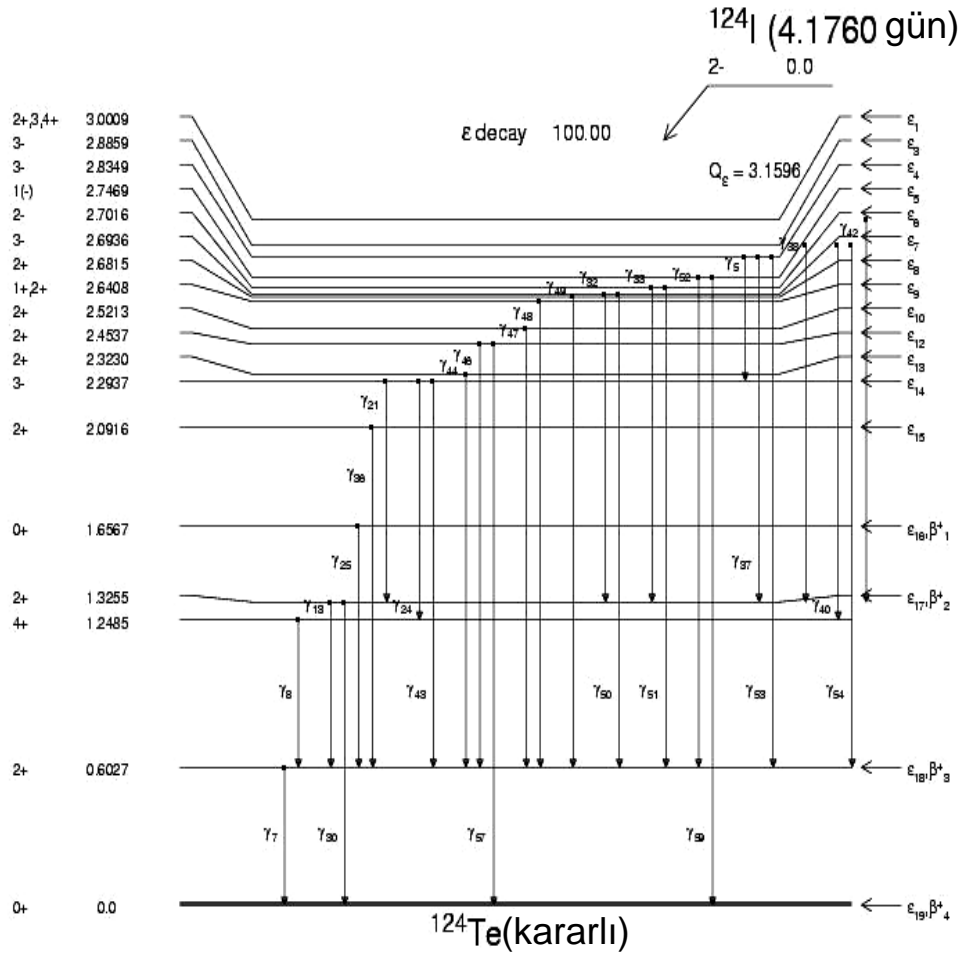


Şekil 3.10 $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$ Reaksiyonu. Deneysel veriler grafikteki sırasıyla 42, 43, 44 ve 45 numaralı kaynaklardan alınmıştır.

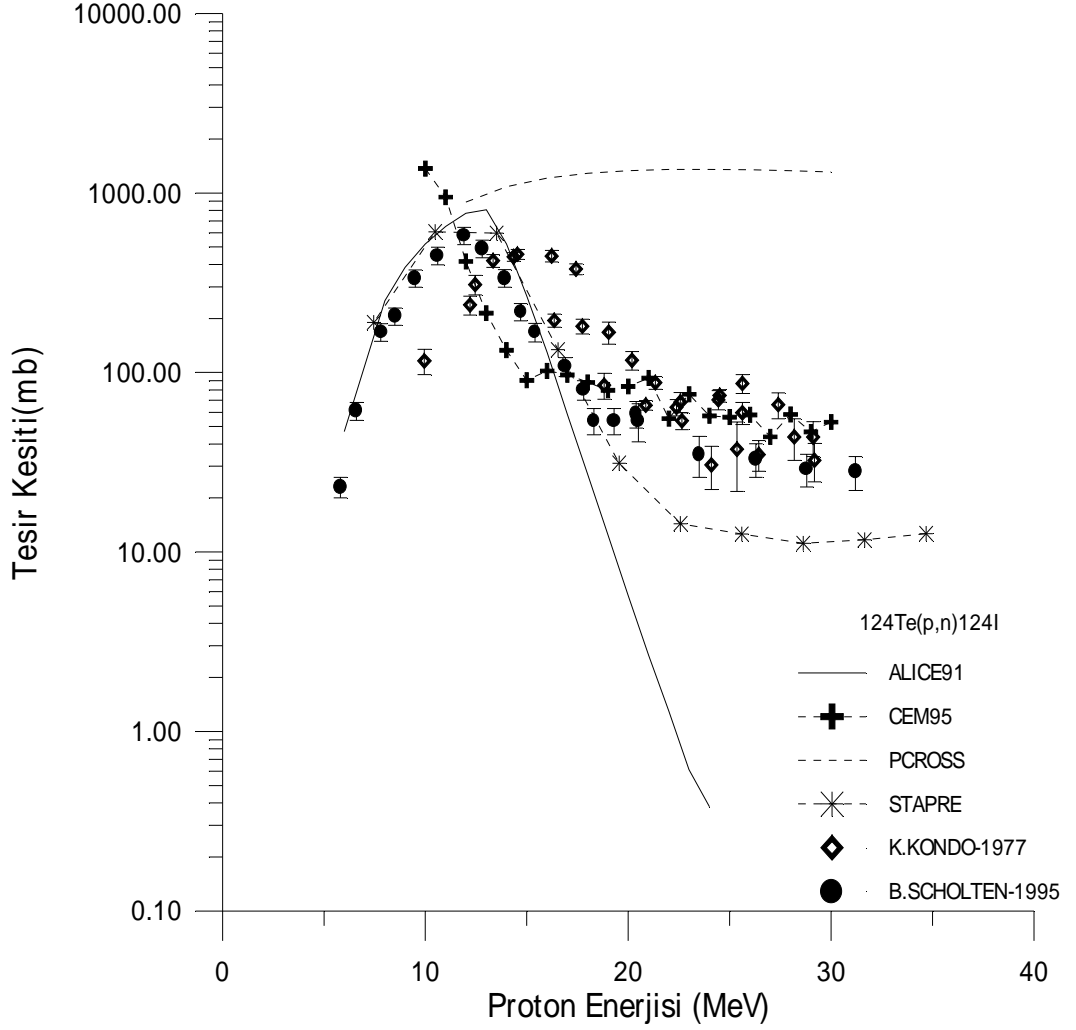
3. 6. $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ Reaksiyon

^{124}I radyoizotopu yarı ömrü 4,17 gün olan pozitron yayınlı bir izotopdur. β^+ ve elektron yakalaması yoluyla kararlı olan ^{124}Te izotopuna bozunur. Bağırsak absorpsiyonu, kan hastalıkları, tümörlerin belirlenmesinde, akciğer ve karaciğer sintigrafisinde ve kan hacminin incelenmesinde kullanılır. Bu izotopun bozunum şeması Şekil 3.11'de gösterilmiştir.

Şekil 3.11 ^{124}I radyoizotopunun bozunum şeması



$^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanmış uyarılma fonksiyonlarının deneysel verilerle karşılaştırılması Şekil 3.12'de gösterilmiştir.



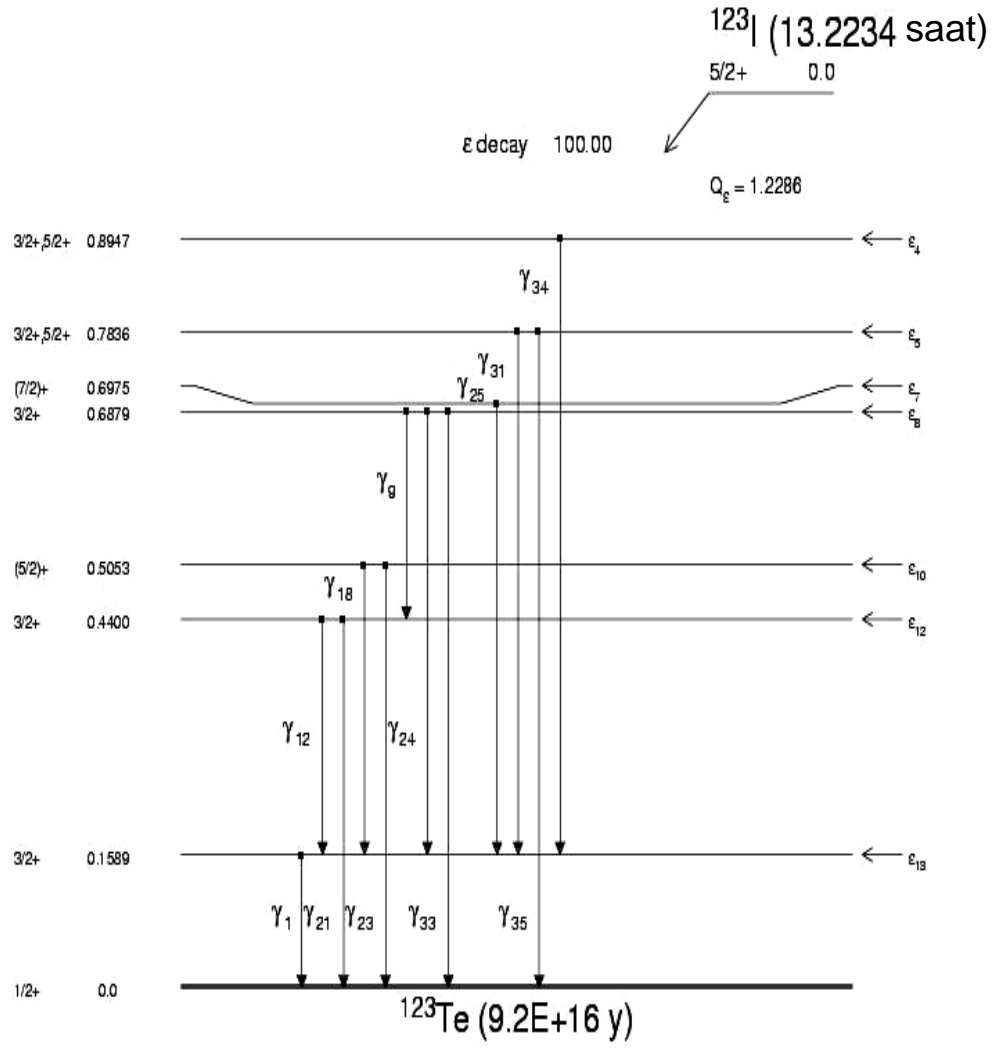
Şekil 3.12 $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ Reaksiyonu. Deneysel veriler grafikteki sırasıyla 46 ve 47 numaralı kaynaklardan alınmıştır.

5 – 20 MeV proton enerji bölgesinde ALICE91 ve STAPRE programları ile yapılan hesaplamalar deneysel verilere oldukça iyi uyum göstermektedir. 20 MeV den sonra Kaskat Exciton Model öngörülerini dikkate

alan CEM95 programı ile elde edilen sonuçlar deneysel verilere iyi bir uyum göstermektedir. Tam exciton model öngörülerini dikkate alan PCROSS programı 12 MeV den sonra deneysel verilerden uzaklaşmaktadır. Şekil 3.12'ye bakıldığında ^{124}I üretimi için en uygun proton enerji aralığının 8 – 20 MeV aralığında olduğu ve bunun da orta ölçekli bir siklotronda gerçekleştirilebileceği görülmektedir.

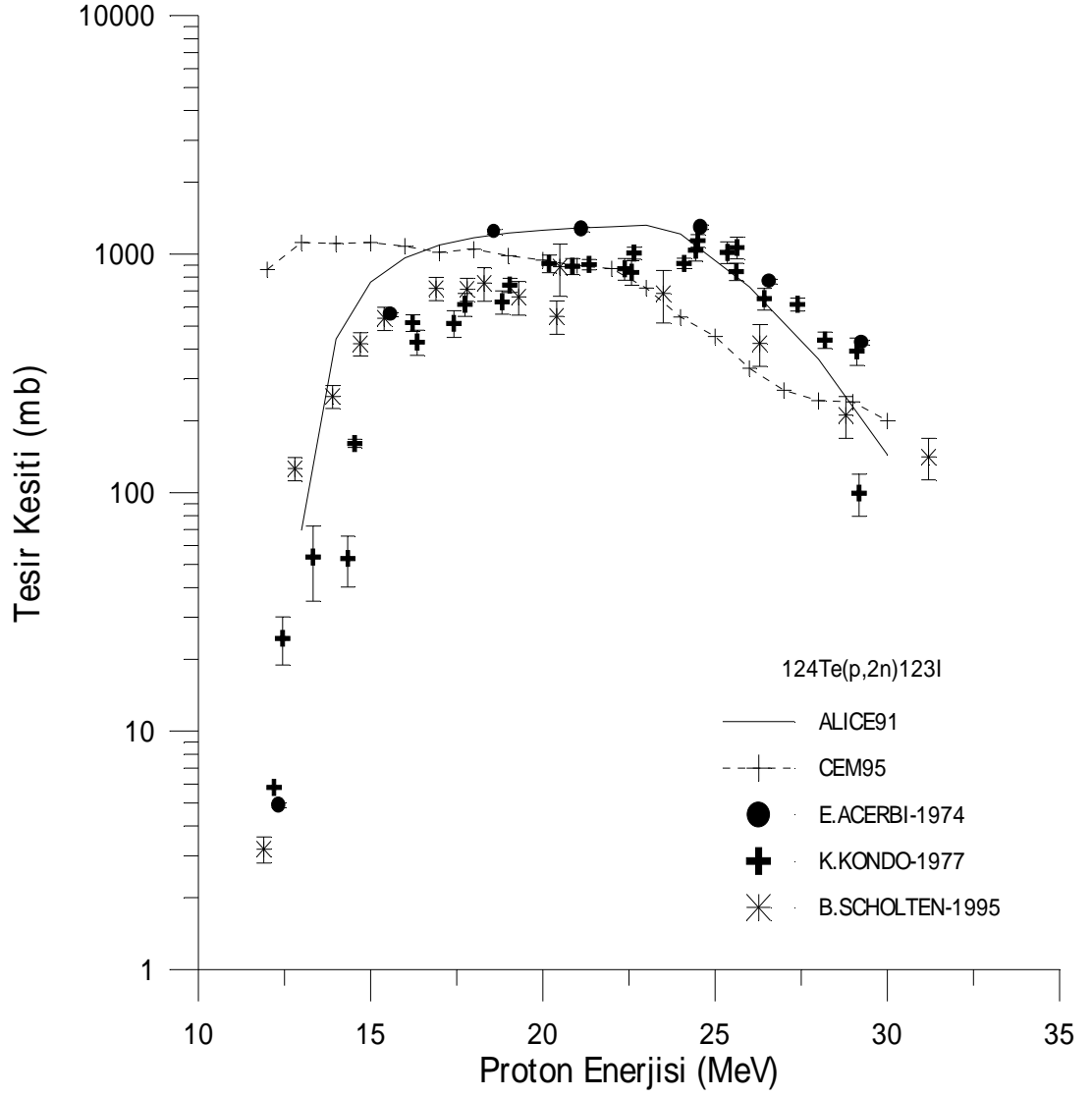
3. 7. $^{124}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$ Reaksiyonu

^{123}I radyoizotopu yarı ömrü 13,22 saat olan bir izotoptur. β^+ ve elektron yakalaması yoluyla yarı ömrü $9,2 \times 10^{16}$ yıl olan radyoaktif ^{123}Te izotopuna bozunur. ^{124}I izotopunda olduğu gibi bu izotop da bağırsak absorpsiyonu, kan hastalıkları, tümörlerin belirlenmesinde, akciğer ve karaciğer sintigrafisinde ve kan hacminin incelenmesinde kullanılır. Bu izotopun bozunum şeması Şekil 3.13'de gösterilmiştir.



Şekil 3.13 ^{123}I radyoizotopunun bozunum şeması

$^{124}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$ reaksiyonu için hesaplanmış uyarılma fonksiyonlarının deneysel verilerle karşılaştırılması Şekil 3.14'de gösterilmiştir.



Şekil 3.14 $^{124}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$ Reaksiyonu. Deneysel veriler grafikteki sırasıyla 48, 46 ve 47 numaralı kaynaklardan alınmıştır.

ALICE91 programının genel olarak deneysel verilere daha iyi uyum sağladığı ve ^{123}I radyoizotopunun üretimi için 15 – 30 MeV lik proton enerji bölgesinin uygun olacağı görülmektedir.

4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Günümüzde, yaklaşık olarak 15000 parçacık hızlandırıcısı, değişik alanların hizmetinde faaliyet göstermektedir. Bunlardan yaklaşık 5000 adeti radyoterapi amaçlı olarak tasarlanmış hızlandırıcılardır. Tıbbi izotop üretiminde kullanılan siklotron hızlandırıcı sayısı ise 200 civarındadır. Her geçen gün bu sayılar artmaya devam etmektedir.

Dünyada olduğu gibi Türkiye’de de radyoizotopların tıpta teşhis ve tedavi amaçlı kullanımı yaygınlaşmaktadır. Ülkemizde kullanılan radyoizotopların neredeyse tümünün ithalat yoluyla temin ediliyor olması ülkemizde ciddi parasal kayba neden olmakta ayrıca önemli bazı radyoizotopların yarı ömürlerinin çok kısa olması nedeniyle ithal edilememesiyle karşı karşıya kalınmaktadır. Bu nedenle ülkemizde kurulması planlanan siklotron tipi hızlandırıcı, yarı ömrü kısa ve sağlıkta etkin olarak kullanılan radyoizotopların üretimi ile ülkemizde önemli bir sağlık hizmetinde bulunmuş olacaktır.

Bu çalışmada; radyoizotop üretiminde kullanılan bazı nükleer reaksiyonların ($^{61}\text{Ni}(p,n)^{61}\text{Cu}$, $^{62}\text{Ni}(p,n)^{62}\text{Cu}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$, $^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$, $^{124}\text{Te}(p,n)^{124}\text{I}$ ve $^{124}\text{Te}(p,2n)^{123}\text{I}$) reaksiyonlarının tesir kesitleri 5 – 30 MeV proton enerji aralığında hesaplandı. Hesaplamalar, denge öncesi nükleer reaksiyon modeli, kaskat exciton model, tam exciton model ve istatistiksel model öngörülerini kullanan bilgisayar programları ile yapıldı. Hesaplamalarda elde edilen sonuçlar, Uluslararası Atom Enerjisi Ajansının Deneysel Nükleer Reaksiyon Verileri kütüphanesinden

(Experimental Nuclear Reaction Data www.nndc.bnl.gov/exfor/) ve literatürden alınan deneysel verilerle karşılaştırıldı.

Şekil 3.2, 3.4, 3.6, 3.8, 3.10, 3.12 ve 3.14 deki grafiklere bakıldığında denge öncesi nükleer reaksiyon modeli öngörülerini dikkate alan ALICE91 ve tam exciton model öngörülerini dikkate alan PCROSS programları ile elde edilen teorik sonuçların deneysel verilere düşük enerjilerde, kaskat exciton model öngörülerini dikkate alan CEM95 programı ile elde edilen teorik sonuçların ise yüksek enerjilerde daha iyi uyum sağladığı görülmektedir. İstatistiksel model öngörülerini dikkate alan STAPRE programının ise $^{66}\text{Zn}(p,n)^{66}\text{Ga}$ reaksiyonu hariç olmak üzere genel olarak deneysel verilere oldukça iyi bir uyum sağladığı görülmektedir.

Ayrıca bu grafiklere bakıldığında teze konu olan ^{61}Cu , ^{62}Cu , ^{63}Zn , ^{66}Ga , ^{111}In , ^{124}I ve ^{123}I gibi önemli radyoizotopların üretilmesindeki azami tesir kesitleri için en uygun proton enerji aralıklarının 8 – 20 MeV olduğu görülür. Bu sonuçlara göre, bu izotopların üretilirliğinin orta ölçekli bir siklotronda gerçekleştirilebileceği söylenebilir.

Nükleer tıp ve çeşitli araştırma alanlarındaki uygulamalarda yarılanma sürelerinin kısalığı sebebiyle temin edilemeyen radyoizotopların ülkemizde kurulacak siklotron tipi hızlandırıcıda elde edilmesi ülkemize sağlayacağı ekonomik katkılar bakımından büyük öneme sahiptir. Bu sebeple bu çalışmada, ülkemizde TAEK tarafından kurulma aşamasına gelmiş olan siklotron tipi hızlandırıcıda üretilebilecek bazı radyoizotopların üretim çevrimleri incelenerek, bu radyoizotopların elde edilmesi için en uygun proton enerji aralığı tespit edilmiş oldu.

Bundan sonra yapılacak olan çalışmalarda, nükleer reaksiyon modellerine dayanan nükleer reaksiyon hesapları, radyoizotop üretim teknolojisinin geliştirilmesi, deneysel çalışmalara ışık tutması ve gerekli radyoizotopların retilbilirliklerinin araştırılması bakımından önemli olacaktır.

KAYNAKLAR

1. Krane K.S., Nükleer Fizik I-II, Çeviri Editörü: Başar Şarer, Ankara,(2001).
2. Arıkan, P., I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi, TAEK ANKARA, 25-26 Ekim 2001
3. Ercan, A., I. Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi TAEK ANKARA, 25-26 Ekim 2001.
4. Williams F.C. Jr., Phys. Lett., **31 B**, 184, (1970).
5. West R. W., Phys. Rev., **141**, 1033, (1966).
6. Baraskenhov V. S., Bertini H. W. , Chen K., Friedlander G., Harp G. D., Iljinov A. S., Miller J. M., Toneev V. D., Nucl. Phys., **A 187**, 531, (1972).
7. Friedlander G., Kennedy J. W., Miller J. M., Nuclear and Radiochemistry. 2nd edition John Wiley, New York,(1964)
8. J. J. Griffin, Phys. Lett., **17**, 478, (1966).
9. Blann M. , Phys. Rev. Lett., **21**, 1357,(1968).
10. Oblozinsky P., Ribansky I., Acta Phys. Slov., **24**, 103, (1974).
11. Cline C.K., Nucl. Phys., **A193**, 417, (1972).
12. Ribansky I, Oblozinsky P., Betak E., Nucl. Phys., **A205**, 545, (1973).
13. Blann M., , Phys. Rev. Lett., **27**, 337, (1971).
14. Cline C.K., Nucl. Phys., **A195**, 353, (1972).
15. M. Blann and H.K Vonach, Phys. Rev.,**C28**, 1475, (1983).
16. M. Blann , A. Mignerey and W. Scobel , Nukleonika, **21**, 335, (1976).

17. Mashnik S. G., "CODE CEM95 " .Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for nuclear research. Dubna, Moskow, Russia 14 (1980).
18. Demirkol İ., Tel E., Arasoglu A., Özmen A., Sarer B., Acir A., Alkan M., Nucl. Sci. and Eng., **Vol.147**, No.1, 83-91, (2004).
19. Bersellion, O., SCAT2: Un Programme de Modele Optique Spherique. CEA-N-2227, INDC(E) 49/L, (1981).
20. Blann, M., Bisplinghoff, "Code ALICE /LIVERMORE 82 " UCID-19614. Lawrence Livermore National Laboratory, (1982).
21. Capote, R., Osorio ,V. Lopez, Herrera, E., and Piris, M., INDC (CUB)-004,Distr,L., Final Report on Research Contract 5472/RB " 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, (1991).
22. UHL, M. and STROHMADER, B., STAPRE: Computer Code for Particle Induced Activation Cross-Sections and Related Quantities. Institut für Radiumforschung und Kernphysik Report 76/01. And Addenda to This Report, (1976).
23. Weisskopf, W.F., and Ewing, D.H., Phys. Rev. **57**,472, (1940).
24. Kalbach. C, In Proc. IAEA Advisory Group Meeting on Basic and Applied Problems of Nuclear Level densities. Ed . Blatt, M.R. , Report BNL-Ncs-51694, p113, (1983).
25. Blann M. , Phys. Rev. Lett., **Vol.28**, No. 12, 757,(1972).
26. Kalbach C., Phys. Rev. **C 37**, 2350, (1988).
27. Akkerman J.M ., Gruppelaar. H, Reffo,G., Phys. Rev.**C22**,73 , (1980).

28. Williams , F.C , Nucl. Phys. **A166**, 231, (1971).
29. Fu C.Y., Nucl .Sci. and Eng.,**86**, (1984).
30. Kalbach C., Nucl .Sci. and Eng.**95**, (1987).
31. Chatterjee, Murty , K.H.N., Gupta, S.K, Pramana **16** ,391, (1981).
32. Becchetti F. D. and Greenless G. R., Phys. Rev. **182**, 1190, (1969).
33. Hauser, W. and Feshbach, H., Phys. Rev. **87**, 366-373, (1952).
34. Tanaka, S., Furukawa, M., and Chiba, M., J. In. and Nucl. Chem. **34**,
2419, (1972).
35. Tanaka, S., and Furukawa, M., Journal of the Physical Society of Japan
14, 1269, (1959).
36. Szelecsenyi, F., Blessing, G., and Qaim, S.M., Appl. Radiat. and
Isotopes **44**, 575, (1993).
37. Levkovski, B., Activation Cross Section Nuclides of Average
Masses(A=40-100) by Protons and Alpha-Particles with Average
Energies(E=10-50 MeV), Act.Cs.By Protons and Alphas,Moscow, (
EXFOR CODE: #A0510) (1991).
38. Piel, H., Qaim, S.M., Stoecklin, G., Radiochim. Acta **57**, 1, (1992).
39. Colle, R., Kishore, R., Cumming, J.B., Phys. Rev. **C9**, 1819, (1974).
40. Hille, M., Hille, P., Uhl, M., and Weisz, W., Nucl. Phys. **A198**, 625, (1972).
41. Hermanne, A., Walravens, N., Cicchelli, O., Optimization of Isotope
Production by Cross Section Determination, (EXFOR CODE: #A0494)
(1991).
42. Skakun E.A., Kljucharev A.P., Rakivnenko Yu.N., Romanij I.A.,
Excitation Functions of (P,N) –And (P,2N)- Reactions On Cadmium
Isotopes, (EXFOR CODE: #A0001)(1975).

43. Marten M., Schuring A., Scobel W., Zeitschrift fuer Physik, Section A;
Vol.322, p.93, (1985).
44. Blaser J.-P., Boehm F., Marmier P., Peaslee D.C, (EXFOR CODE:
#B0048), (1951).
45. Tarkanyi F., Szelecsenyi F., Kopecky P., Molnar T., Ando L., Mikecz P.,
Toth Gy., Rydl A., Applied Radiation and Isotopes; **Vol.45**, p.239, (1994).
46. Kondo K., Lambrecht R.M., Wolf A.P., Applied Radiation and Isotopes;
Vol.28, p.395, (1977).
47. Scholten B., Kovacs Z., Tarkanyi F., Qaim S.M., Applied Radiation and
Isotopes; **Vol.46**, p.255, (1995).
48. Acerbi E., Birattari C., Castiglioni M., Resmini F., Villa M., Applied
Radiation and Isotopes; **Vol.26**, p.741, (1975).