



**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜLERİ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI**



YÜKSEK LİSANS TEZİ

Merve Sonay ERZİN

**SIHIRLI HEDEF ÇEKİRDEKLERDEKİ
NÜKLEER REAKSİYONLARIN YARI-AMPIRİK
TESİR KESİTİ FORMÜLLERİ İLE
ARAŞTIRILMASI**

FİZİK ANABİLİM DALI

OSMANIYE – 2015

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI**

**SIHİRLİ HEDEF ÇEKİRDEKLERDEKİ NÜKLEER
REAKSİYONLARIN YARI –AMPİRİK TESİR KESİTİ
FORMÜLLERİ İLE ARAŞTIRILMASI**

Merve Sonay ERZİN

**FİZİK
ANA BİLİM DALI**

**OSMANIYE
EYLÜL-2015**

TEZ ONAYI

Sihirli Hedef Çekirdeklerdeki Nükleer Reaksiyonların Yarı –Ampirik Tesir Kesiti Formülleri ile Araştırılması

Merve Sonay ERZİN tarafından Prof. Dr. Eyyup TEL danışmanlığında Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Anabilim Dalı'nda hazırlanan bu çalışma aşağıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından oy birliği/çokluğu ile **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Eyyup TEL
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

.....

Üye: Prof. Dr. İsmail Hakkı KARAHAN
Fizik Anabilim Dalı, MKÜ

.....

Üye: Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPUN
Fizik Anabilim Dalı, Afyon Kocatepe Ün.

.....

Yukarıdaki jüri kararı Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../..... tarih ve /..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Prof. Dr. A. Ali GÜRTEN
Enstitü Müdürü, **Fen Bilimleri Enstitüsü**

.....

Bu Çalışma OKÜ Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi Tarafından Desteklenmiştir.

Proje No: 2014-PT3-027

Bu tezde kullanılan özgün bilgiler, şekil, çizelge ve fotoğraflardan kaynak göstermeden alıntı yapmak 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunu hükümlerine tabidir.

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, bu çalışma sonucunda elde edilmeyen her türlü bilgi ve ifade için ilgili kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını ve bu tezin Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Merve Sonay ERZİN

ÖZET

SİHİRLİ HEDEF ÇEKİRDEKLERDEKİ NÜKLEER REAKSİYONLARIN YARI-AMPİRİK TESİR KESİTİ FORMÜLLERİ İLE ARAŞTIRILMASI

Merve Sonay ERZİN
Yüksek Lisans, Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Eyyup TEL

Eylül 2015, 61 sayfa

Bu çalışmada çekirdeğin Kabuk(Shell) Modeli kullanan ve çekirdek reaksiyon tesir kesitleri için oluşturulan formüllerle hesaplamalar yapılmıştır. Yeni deneysel değerler kullanılarak Tel ve arkadaşları tarafından çekirdek kabuk modeli ve asimetri parametresi $s = (N-Z)/A$ 'de göz önüne alınarak, yeni bir deneysel (n,p) reaksiyon tesir kesiti formülü geliştirilmiştir. Tel ve arkadaşlarının geliştirmiş olduğu tesir kesiti için yeni deneysel (n,p), (n,2n) ve (n, α) formüller ve yeni deneysel sonuçları göz önüne alan, sihirli hedef çekirdekler (2,8,20,28,50,82,126) için araştırılacaktır. Tesir kesiti incelenmesinde kullanılan modelden elde edilen sonuçlar literatürdeki benzer çalışmaların teorik ve deneysel sonuçları ile karşılaştırılmıştır ve birçoğunun uyum içinde olduğu görülmüştür. Hesaplamalarda genel olarak hafif çekirdeklerin tesir kesitlerinin incelenmesinde kütle numarasına bağlı olarak düzensiz değerler gözlemlenmiştir.

Anahtar sözcükler: Çekirdek Kabuk Modeli, Asimetri Parametresi, Tesir Kesiti, Sihirli Çekirdekler

ABSTRACT

INVESTIGATION OF REACTIONS CROSS-SECTIONS FOR TARGETED MAGIC NUCLEI WITH USING NEW EVALUATED SEMI- EMPIRICAL FORMULA

Merve Sonay ERZİN
M.Sc., Department of Physics
Supervisor: Prof. Dr. Eyyup TEL

September 2015, 61 pages

In this study, the calculations were made with formula used in shell model of nucleus and composed of cross-sections model of nucleus. Using new experimental values and considering shell model of nucleus and asymmetry parameter $s=(N-Z)/A$, it was evaluated a new experimental (n,p) cross section formula which is obtained by TEL and his colleagues. For cross-section formula developed by TEL and his colleagues regarding as new experimental formula (n,p), (n,2n), (n, α) and new experimental results, Target Magic Nuclei (2,8,20,28,50,82,126) will be researched. The results obtained from the model which is used in the examination of cross section has been compared with the theoretical and experimental results of other similar studies in literature and many of them were seen to be in excellent agreement. In this calculations, it was observed irregular values depending on the mass number in generally the examination of cross section of light nucleus.

Keywords: Nuclear Shell model, Asymmetry parameter, Cross section, Magic nucleuses

TEŐEKKÖR

Tezin hazırlanması ve tezin yazımı süresinde beni yönlendiren, yüksek lisans öğrenimim süresince ilgi, yardım ve desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen, yapmış olduğum bu çalışmanın her satırında bana rehber ve yardımcı olan çok değerli tez danışmanı hocam Prof. Dr. Eyyup TEL' e en içten dileklerle teşekkür ederim.

Bu süreç içerisinde desteğini esirgemeyen sayın hocam Prof. Dr. İsmail Hakkı KARAHAN'a teşekkür ederim.

Tez çalışmam sırasında göstermiş oldukları anlayış ve sonsuz destek için sevgili babam Recep ERZİN, annem Hatice ERZİN, ablam İlkay ERZİN ÖZGÜVEN'e, çok sevgili yeğenim Vedat ÖZGÜVEN'e ve çok değerli kıymetli arkadaşlarıma yürekten teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI	
TEZ BİLDİRİMİ	
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
ÇİZELGE.....	vi
ŞEKİLLER.....	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	3
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	4
3.1.Atomun Yapısı.....	4
3.1.1.Maddenin Yapısı.....	4
3.1.2.Atomun Yapısı.....	6
3.1.3.Atom Modelleri.....	6
3.1.3.1.Dalton Atom Modeli.....	6
3.1.3.2.Thomson Atom Modeli.....	7
3.1.3.3.Rutherford Atom Modeli.....	8
3.1.3.4.Bohr Atom Modeli.....	8
3.2.Çekirdeğin Yapısı ve Kütlesi.....	9
3.3.Çekirdek Yarıçapı ve Yük Dağılımı.....	11
3.4.Spin ve Parite.....	13
3.5.İzospin.....	14
3.6.Nükleer Kuvvet.....	15
3.7.Nükleer Momentler.....	19
3.7.1.Manyetik Dipol Moment.....	19
3.8.Nükleer Yapı ve Modelleri.....	21
3.8.1.Sıvı Damla Modeli.....	21
3.8.2.Fermi Gaz Modeli.....	26
3.8.3.Shell (Kabuk) Modeli.....	29
3.9.Nükleer Reaksiyon Türleri.....	35
3.9.1.Bileşik Çekirdek Reaksiyonları.....	35
3.9.2.Direk Reaksiyonlar.....	37
3.9.3.Denge ve Denge Öncesi Modeller.....	40

3.9.4.Denge Reaksiyon Modeli.....	43
3.9.5.Griffin (Exciton) Modeli.....	44
3.10. Tesir Kesiti.....	45
3.11. Diferansiyel Tesir Kesiti.....	49
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	52
4.1 (n, α), (n,p) ve (n,2n) Reaksiyon Tesir Kesitleri İçin Deneysel Formüller.....	52
4.1.1. 14-15 MeV enerjili (n,p) Reaksiyon Tesir Kesiti Sistematiikleri.....	53
4.1.2. 14-15 MeV enerjili (n,2n) Reaksiyon Tesir Kesiti Sistematiikleri.....	55
4.1.3. 14-15 MeV enerjili (n, α) Reaksiyon Tesir Kesiti Sistematiikleri.....	57
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	59
KAYNAKLAR.....	60
ÖZGEÇMİŞ.....	61

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1. 14-15 MeV enerjili (n,p) reaksiyon tesir kesiti (mb) sistematikleri.....	53
Çizelge 2. Sihirli sayıların 14-15 MeV enerjili (n,p) reaksiyon tesir kesiti (mb) Sistematikleri.....	54
Çizelge 3. 14-15 MeV enerjili (n,2n) reaksiyon tesir kesiti (mb) sistematikleri.....	55
Çizelge 4. Sihirli sayıların 14-15 MeV enerjili (n,2n) reaksiyon tesir kesiti (mb) Sistematikleri.....	56
Çizelge 5. 14-15 MeV enerjili (n, α) reaksiyon tesir kesiti (mb) sistematikleri.....	57
Çizelge 6. Sihirli sayıların 14-15 MeV enerjili (n, α) reaksiyon tesir kesiti (mb) Sistematikleri.....	58

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1. Maddenin Halleri.....	4
Şekil 3.2 Moleküllerin Yapısı.....	5
Şekil 3.3. Atomun Yapısı.....	6
Şekil 3.4. Dalton Atom Modeli.....	7
Şekil 3.5. Thomson Atom Modeli.....	7
Şekil 3.6. Lityum atomunun rutherford atom modeliyle gösterilişi.....	8
Şekil 3.7. Sodyum (11) Atom Modeli.....	9
Şekil 3.8. Atomun Parçacıkları.....	9
Şekil 3.9. Çekirdeğin Yapısı.....	11
Şekil 3.10.Çeşitli çekirdeklerin elektron saçılma deneylerinden elde edilen radyal yük dağılımları.....	12
Şekil 3.11. Çekirdek yük yoğunluğunun yarıçapa bağlı değişimi.....	13
Şekil 3.12. Nükleon –Nükleon potansiyeli.....	16
Şekil 3.13.Yarı deneysel bağlanma enerjisindeki terimlerin kütle numarasıyla değişimi.....	25
Şekil 3.14.Fermi gaz modelinde proton ve nötronlar için alınan potansiyel kuyu şekli.....	27
Şekil 3.15. Osilatör ve sonsuz kuyu potansiyel kuyu şekilleri.....	30
Şekil 3.16. Sonsuz kuyu ve harmonik salıncı potansiyelinden elde edilen enerji düzeyleri.....	31
Şekil 3.17. Kabuk modeli potansiyel şekli.....	32
Şekil 3.18. Spin –Yörünge etkileşmesi dahil edilerek hesaplanan enerji seviyeleri.....	34
Şekil 3.19. Nötronun ⁵⁶ Fe çekirdeğinden inelastik saçılmasının tesir kesitlerinin direkt fonksiyonları	37
Şekil 3.20. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi.....	38
Şekil 3.21. Orta enerjili bir nükleer reaksiyonun oluş şekli.....	39
Şekil 3.22. Etki kesiti kavramının geometrik bir yorumu.....	46
Şekil 3.23. Etki kesiti ve huzme şiddeti arasındaki bağıntı.....	47
Şekil 3.24. dΩ katı açısının hesap elemanları.....	50

Şekil 3.25. Atom ağırlığı ve saçılma açısının kosinüsünün bir fonksiyonu olarak,1
MeV'lik nötronların elastik saçılmalarına ait diferansiyel tesir-kesiti.....51

SİMGELER VE KISALTMALAR

σ_n	Mikroskobik tesir kesiti
N	Birim hacimdeki atom sayısı (atom/m^3)
$\sigma(\theta)$	Diferansiyel tesir kesiti
Σ	Makroskobik tesir kesiti
A	Çekirdek kütle numarası
Z	Çekirdekdeki proton sayısı
N	Çekirdekdeki nötron sayısı
s	Asimetri parametresi
f	Etkin alan kesri
A	Soğurma katsayısı
X	Ortalama serbest yol
$d\Omega$	Katı açısı
I	Nükleer spin
π	Parite
R	Çekirdek yarıçapı
b	Barn
MeV	Milyon elektron volt

1.GİRİŞ

İlk kez 1911 yılında Rutherford'un atom çekirdeğinin varlığını önermesiyle başlayan çekirdek çalışmaları giderek artan bir önemle günümüze kadar devam etmektedir.

Bu konuda fiziğin pek çok dalında, çekirdeğin yapısını düzenleyen kurallar ve çekirdeğin özelliklerinin belirlenmesi üzerine günümüze kadar pek çok çalışma yapılmıştır. Yapılan bu çalışmalarda çekirdeklerin uyarılmış durumları, spini, yarıçapı, yarı ömrü, bozunma modları, tesir kesitleri, vb. gibi özellikleri belirlenmeye çalışılmıştır. Nükleer bilimciler çekirdeği tanımlayan ve karışık matematiksel işlemleri ortadan kaldıran nükleer modeller geliştirmişlerdir. Herhangi bir çekirdek modeli tek başına çekirdeğin bütün özelliklerini açıklamakta yeterli değildir. Sonuçta, her biri; bir takım kabullere dayanan ve sınırlı şekilde kullanılabilen modeller ortaya çıkmıştır. Çekirdek yapısını ve çekirdeklerin özelliklerini açıklayabilmek için ortaya çıkan çekirdek modellerinin temelinde potansiyeller için belirli varsayımlar bulunduğundan modelin başarısı potansiyel seçiminin doğruluğuna bağlıdır.

Bu çekirdek modelleri, çekirdeklerin özelliklerinin anlaşılmasında, çekirdeklere ait deneysel verilerin yorumlanmasında ve bağlanma enerjisinde etkin mekanizmaların anlaşılmasında yararlı olmuştur (Serway, 1995). Tel ve arkadaşları tarafından çekirdek kabuk modelini ve asimetri parametresi $s = (N - Z)/A$ de göz önüne alınarak yeni bir deneysel (n,p) reaksiyon tesir kesiti formülü geliştirilmiştir. Aynı zamanda Belgaid ve Asghar beş parametrelili yarı-deneysel formül elde etmiş ve (n,p) , (n,α) 'nın $(N-Z+1)/A$ parametresine bağımlılığını ilk kez göstermiştir. Deneysel formüller birleşik çekirdek reaksiyon teorisinden türetilbilir ve izotopik eğilimde (çok küçük çekirdekler için) öncelikli olarak bir reaksiyon Q-değer etkisi vardır. Ancak $(n,2n)$ tesir kesitleri için ve uyarılma fonksiyonu hesaplamaları için bazı problemler vardır. Özellikle denge öncesi, eksiton model ve yarı-deneysel formüllerin teorik hesaplamaları kütle numarası $150 < A < 190$ ve $A > 220$ olan bölgelerde; sırasıyla nadir toprak ve aktinit elementler, nükleer deformasyonun karakterlerini tanımlamada yetersiz kalmaktadır. Bu bölgelerde ilk uyarılmış durumun enerjileri diğer çekirdeklerden daha küçüktür ve böyle çekirdeklerin kabuk konfigürasyonundan uzaklaştıkça kuadropol momentleri büyük değerlere sahip olur. Yaklaşık 14-15 MeV gelme enerjili nötronların tesir kesitinin tam olarak ölçülmesi füzyon reaktörlerinin yapı materyalleri ve nötron dozimetresi gibi bazı

uygulamalar için çok önemlidir. Aynı zamanda hızlı nötron tesir kesitleri nükleer teoriyi geliştirmek için de gereklidir. Nükleer reaksiyonlarda, hızlı nötron reaksiyon tesir kesiti ölçümleri nükleer modelleri geliştirmek, nükleer kabuk modelini anlamak ve desteklemek için gereklidir. Son zamanlarda Dünya’da hızlı nötron nükleer reaksiyon tesir kesiti verilerinin kullanımı birkaç uygulama alanında artmaktadır. Bir reaksiyonun tesir kesiti deneysel tekniklerle ölçülebilir ve teorik modeller ile hesaplanabilir. Deneysel ölçümler uzun süreli, masraflı ve her izotop için her enerjide ölçüm yapmak mümkün olmasa da, reaksiyon mekanizmalarının anlaşılabilmesi ve teorik modellerin hazırlanıp geliştirilebilmesi için gereklidir. Aynı zamanda; teorik modellerin doğrulanması ve ampirik formül çalışmalarının oluşturulabilmesi için, deneysel verilere ihtiyaç duyulur. Diğer taraftan bilimsel olarak doğrulanmış ve başarılı bir öngörüye sahip teorik nükleer model ile elde edilen tesir kesiti verisi, deneysel yolla elde edilemeyen eksikliği giderebilir. Bilgisayar programları, teorik çalışmalarda araştırmacılara çalışma kolaylığı sağlayan önemli araçlardan biridir.

Bu çalışmada çekirdeğin Kabuk(Shell) Modeli kullanılarak çekirdeklerin tesir kesitleri için oluşturulan formüller yeni yöntemlerle hesaplanmıştır. Tel ve arkadaşlarının geliştirmiş olduğu tesir kesiti için bu yeni deneysel (n,p) , $(n,2n)$ ve (n,α) formüller ve yeni deneysel sonuçlar göz önüne alınarak, sihirli hedef çekirdekler(2,8,20,28,50,82,126) için araştırılacaktır. Özellikle 50, 82 veya 126 nötron içeren çekirdeklerin nötron yakalama tesir kesiti düşüktür ve sihirli sayılarda nötron yakalama kesrinin çok düşük olması, kabukların kapalı olduğunu ve gelen nötronun soğurulmayacağını gösterir. Sihirli sayılardan bir fazla nötron sayına sahip olan elementin en sondaki nötronunun bağlanma enerjisi çok küçüktür. Tesir kesiti incelenmesinde kullanılan modelden elde edilen sonuçlar literatürdeki benzer çalışmaların teorik ve deneysel sonuçları ile karşılaştırılmıştır ve birçoğunun uyum içinde olduğu görülmüştür.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Tel ve arkadaşları tarafından çekirdek (shell) kabuk modeli ve asimetri parametresi $s = (N - Z)/A$ 'de göz önünde bulundurularak yeni bir deneysel (n,p) reaksiyon tesir kesiti formülü geliştirilmiştir.

Belgaid ve Asghar beş parametrelili yarı-deneysel formül elde etmiştir ve (n,p) , (n,α) 'nın $(N-Z+1)/A$ parametresine bağımlılığını ilk kez göstermiştir. Deneysel formüller birleşik çekirdek reaksiyon teorisinden türetilebilir ve izotopik eğilimde (çok küçük çekirdekler için) öncelikli olarak bir reaksiyon Q-değer etkisi saptamışlardır.

Ait-Tahar (n,α) tesir kesitini $(N-Z+1)/A$ parametresine bağımlılığını geliştirmiştir. Deneysel formüller ile birleşik çekirdek reaksiyon teorisinde türetilebilir ve izotopik eğilimde (çok küçük çekirdekler için) öncelikli bir reaksiyon Q-değer etkisi var olduğunu gözlemlemişlerdir.

Manokhin ve ark. $(n,2n)$, (n,np) reaksiyon uyarma fonksiyonlarının maksimumunda tesir kesitini belirlemek için bazı deneysel sistematiği geliştirmiştir. Mutlak tesir kesite ek olarak farklı izotoplarda (n,p) tesir kesitleri arasındaki oranlar formüller kullanılarak hesaplanmıştır.

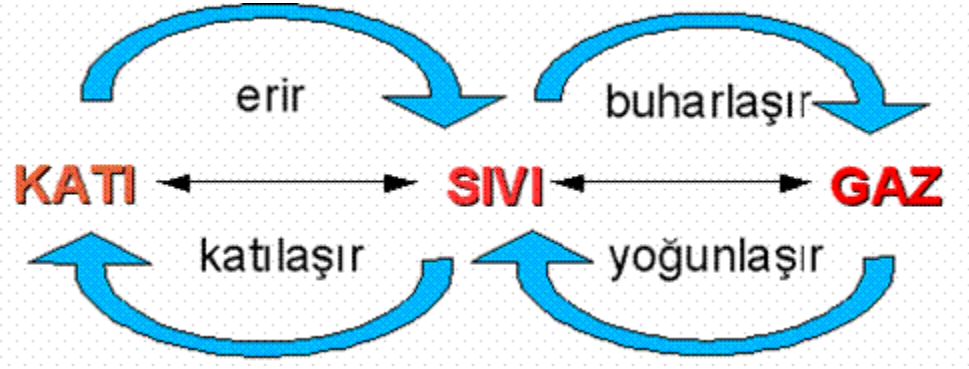
Levkovskii, Habbani ve Osman, Kasugai ve ark. , Konno ve ark. ile Bychkov ve ark. tarafından önerilen reaksiyonlar, kullanılarak elde edilen değerler ile karşılaştırılmıştır ve asimetri parametre bağıllığı ile (n,α) tesir kesitleri için kabuk yapısı ve çiftlenim etkisi incelenmiştir. 14-15 MeV enerjide (n,p) , $(n,2n)$, (n,α) ve (n,t) reaksiyon tesir kesitleri için çekirdekler çift-çift, çift-tek ve tek-tek sınıflandırılarak farklı parametre grupları belirlenmiştir.

3.MALZEME VE YÖNTEM

3.1. Atomun Yapısı

3.1.1. Maddenin Yapısı

Kütlesi, hacmi olan her şeye madde denir. Doğada altın, gümüş, bakır, gümüş bromür, toprak, hava, su ve tuzlu su gibi birçok madde bulunur. Maddeler sıcaklığa göre üç halde bulunurlar. Katı, sıvı ve gaz halindedir. Ayrıca maddeler çok yüksek sıcaklıkta plazma hali olarak tanımlanan dördüncü bir halde de bulunur. Şekil 3.1’ de maddenin hallerini gösteren şekil verilmiştir.



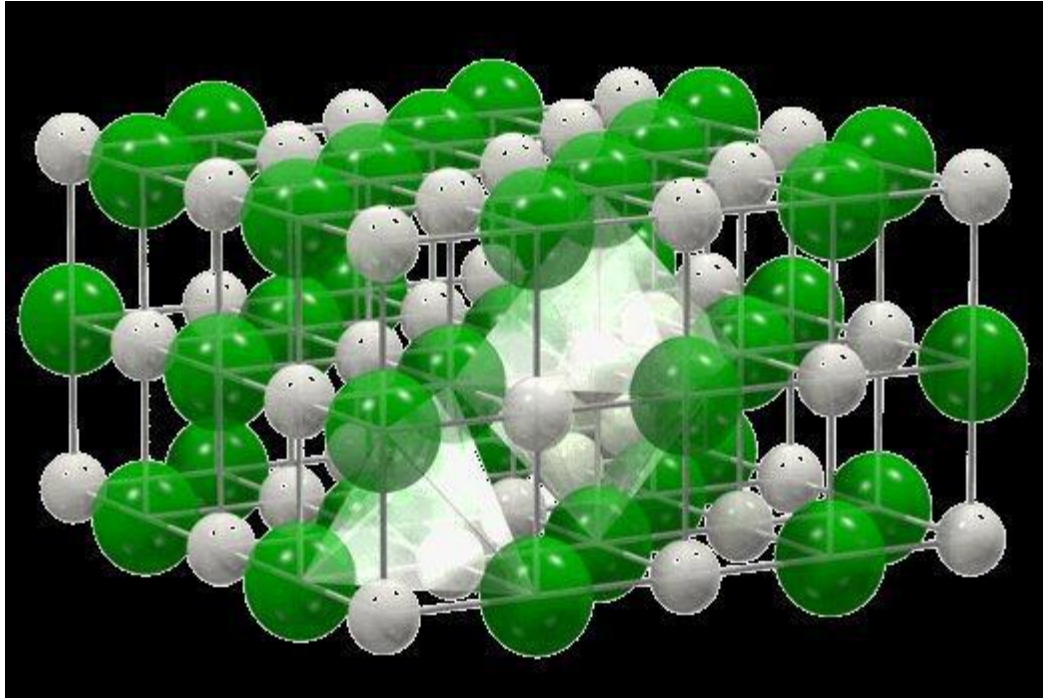
Şekil 3.1. Maddenin halleri

Element: Kimyasal metodlarla daha basit maddelere ayrışması mümkün olmayan basit maddedir. Su bir element değildir. Fakat suyun elektrolizinden elde edilen hidrojen ve oksijen birer elementtir. Saf şeker bir element değildir. Çünkü şekerden karbon, hidrojen ve oksijen çıkarılabilir. Element, aynı cins ve kimya tepkimelerinde bölünmeyen en küçük parçaların yığındır. Bu parçalara atom denir. Yani daha basit, bileşenlere ayrılmayan kimyasal maddelerdir. Günümüzde 115 element bilinmektedir. Bunların 85’i doğal kaynaklardan elde edilmiştir. Diğerleri ise nükleer tepkimelerle hazırlanmıştır.

Bileşik: iki veya daha fazla elementin belli oranlarda birleşmesinde oluşan maddelerdir. İlk kez Joseph Proust tarafından 1799 da önerilen sabit oranlar yasası saf bir bileşiğin daima aynı elementlerin kütlece aynı oranlarda birleşmesinden oluştuğunu ifade eder.

Bir elemente veya bileşiğe saf madde denir. Bunların dışında kalan bütün maddeler karışımlardır.

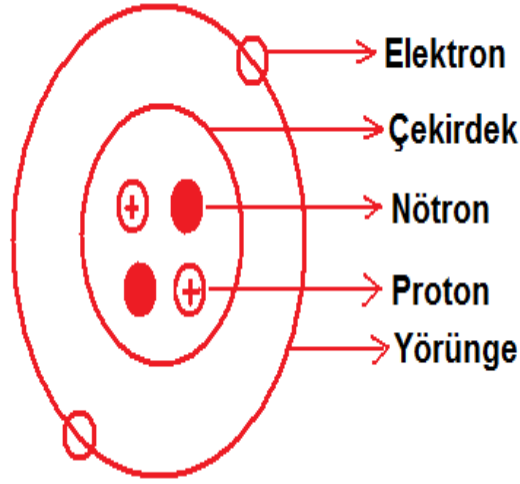
Molekül: Kimyada genel olarak en az iki atomun değişik durumlarında beraber durmasıyla oluşan, bütün şekline denir. Genel olarak bir **molekül**, saf kimyasal maddenin kendi başına bütün kimyasal bileşimini ve özelliklerini taşıyan en küçük parçasıdır. Bazı katı ve sıvı kimyasal maddelerde (örneğin; metaller, eriyik durumundaki tuzlar, kristaller, vb) bu tanım her zaman geçerli değildir ve böyle kimyasal maddelerin fark edilebilir moleküllerden değil atomlardan oluştuğu söylenmelidir. Atom ve molekül, maddelerin özelliğini taşıyan en küçük birimdir. Bazı moleküller tek çeşit atomdan oluşurken bazı moleküller farklı çeşit atom içerebilir. Örneğin su maddesini oluşturan en küçük parça, moleküldür. Bir su molekülü, iki hidrojen atomu ve bir oksijen atomunun birleşmesiyle oluşmuş bir moleküldür. Şekil 3.2 moleküllerin yapısını göstermektedir.



Şekil 3.2. Moleküllerin yapısı

3.1.2. Atomun Yapısı

20. yüzyılın başlarına kadar atom, basit maddenin en küçük yapı taşı olarak bilinmekteydi. Günümüzde, atomun basit ve bölünemez olmadığı anlaşılmıştır. Atom proton ve nötrondan oluşan çekirdek ile çekirdek çevresinde hem kendi etrafında, hem de çekirdek etrafındaki yörüngelerde dönen elektronlardan oluşmuştur. Şekil 3.3'de gösterildiği gibi. Elektronların bu hareketi güneş çevresinde dönen gezegenlerin hareketine benzetilir. Bir elementin bütün özelliğini taşıyan en küçük parçasına, atom denir.

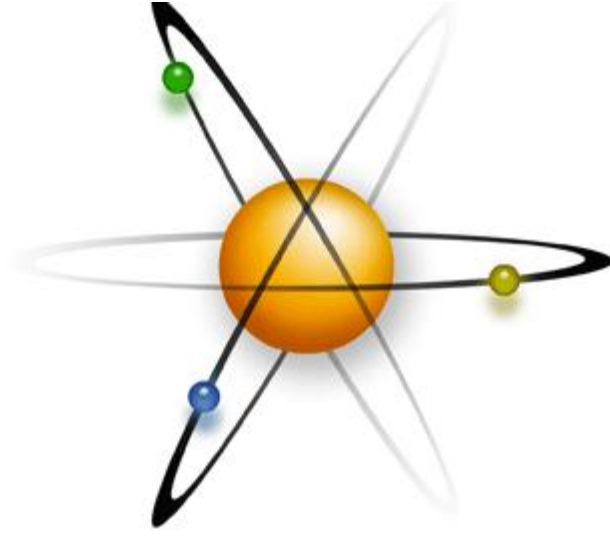


Şekil 3.3. Atomun yapısı

3.1.3. Atom Modelleri

3.1.3.1. □ Dalton Atom Modeli

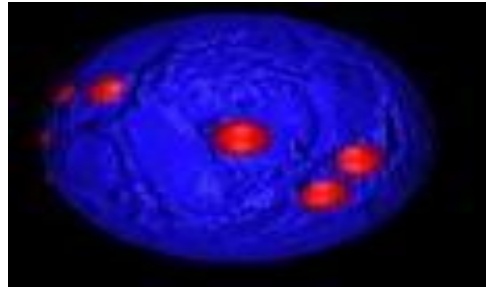
Madde, atom denilen içleri dolu, bölünemeyen taneciklerden oluşmuştur. □ Aynı elementin atomları büyüklük, ağırlık yönünden birbirinin aynı, farklı elementlerin atomları tamamen birbirinden farklıdır. □ Tepkimelerde atomlar korunur. □ Atomların birleşmeleri sonunda moleküller oluşur. Şekil 3.4'de Dalton atom modeli verilmiştir.



Şekil 3.4. Dalton atom modeli

3.1.3.2.Thomson Atom Modeli

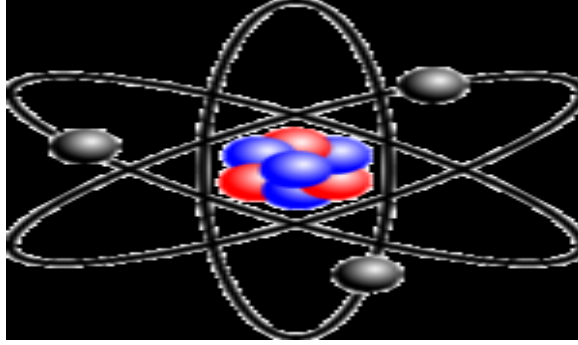
Thomson, maddenin düzgün olarak dağıtılmış pozitif yükler ve aralarına serpiştirilmiş negatif yüklerden oluştuğunu ifade etmiştir. Bu yönüyle madde, atom üzümlü keke benzetilebilir ve şekil 3.5’de gösterilmektedir. Kek pozitif yükü, üzümler ise elektronları belirtmektedir.



Şekil 3.5. Thomson atom modeli

3.1.3.3.Rutherford Atom Modeli

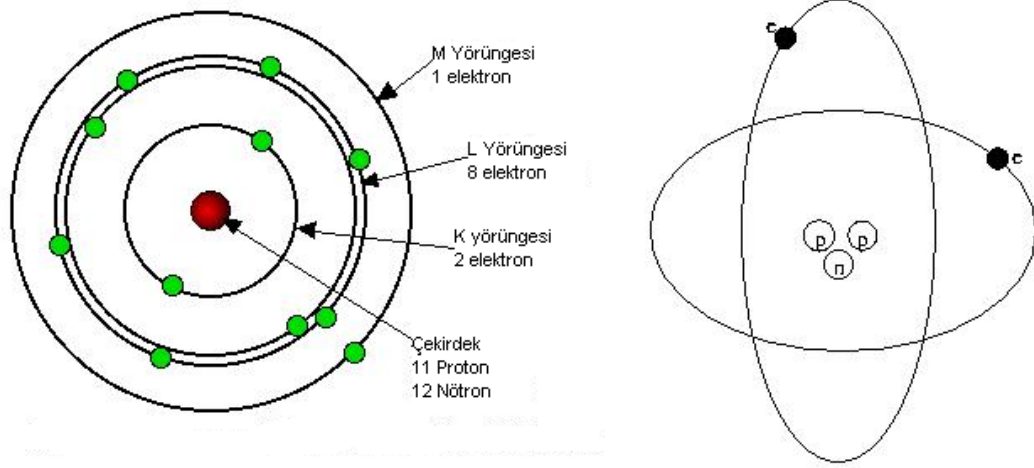
Merkezde kütlesi çok büyük bir çekirdek ve etrafında belirli yörüngelerde dolanan elektronlardan oluşmuştur. Bu görüşün yetersizliği ise elektronun neden çekirdeğe düşmediği ya da atomdan fırlayıp gitmediği sorusunun cevapsız kalmasıdır. Şekil 3.6'da Lityum atomunun Rutherford Atom modeliyle gösterimi verilmiştir.



Şekil 3.6. Lityum atomunun Rutherford Atom Modeliyle gösterilişi

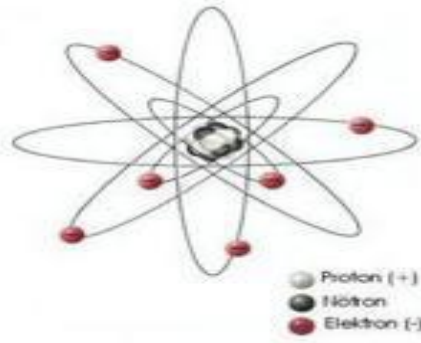
3.1.3.4.Bohr atom modeli

Bohr atom modeli, elektronların çekirdekten herhangi bir uzaklıkta bulunan tek bir yörüngede değil, belirli yörüngelerde olduğunu belirtir. Bir elektronun bulunduğu yer elektronun sahip olduğu enerjiye bağlıdır. Bu enerji düzeyleri çekirdeğe yakın olandan uzağa doğru 1,2,3 gibi numaralar verilerek gösterilir. Enerji düzeylerinin enerjisi çekirdeğe yaklaştıkça azalır, uzaklaştıkça artar. Elektron bir üst enerji seviyesine enerji verilerek uyarılır ve enerji kesilirse elektron eski yerine gelir ve bu arada aldığı enerjiyi, ışık şeklinde yayar.



Şekil 3.7. Sodyum (11) atom modeli

Atom çekirdek (proton ve nötrondan oluşmuştur) ve yörüngelerden oluşan bir sistemdir. Yörüngelerde çok hızlı dönen elektronlar vardır. Şekil 3.7 de görüldüğü gibi atomun temel parçacıkları proton, nötron ve elektronlardır. Protonlar ve nötronlar atomun kütlesini oluşturup çekirdekte bulunurlarken kütlesi yok denilecek kadar az olan elektronlar, çekirdeğin etrafındaki belirli yörüngelerde çok hızlı bir şekilde döner. Şekil 3.8'de atomun parçacıkları gösterilmiştir.



Şekil 3.8. Atomun parçacıkları

3.2. Çekirdeğin Yapısı ve Kütlesi

Atom çekirdeği nötronlardan ve protonlardan oluşan bir kuantum sistemidir. Rutherford ince altın metal levhadan alfa parçacıklarının saçılması deneyleri sonucunda yeterince yüksek enerjili pozitif yüklü alfa parçacıklarının, atom içinde son derece küçük, ağır ve

yüklü bir şeye çarpmasıyla geri saçılabileceğini savunmuş ve biyolojideki hücre çekirdeğine benzer biçimde “atom çekirdeği” kavramını ortaya atmıştır (Berezhnoy, 2005). Daha sonra, nitrojen gazıyla alfa parçacıklarının etkileşimini inceleyen Rutherford detektörlerde hidrojene benzeyen bir parçacığı fark etmiş ve hidrojen çekirdeğinin temel bir parçacık olduğunu ileri sürerek, bu parçacığa Yunancada ilk anlamına gelen “proton” adını vermiştir. Nötr bir atomun çekirdeğindeki proton sayısı etrafındaki elektron sayısı ile aynı olduğu için protonun, elektronun negatif yüküyle aynı büyüklükte pozitif yük taşıdığı bulunmuştur. Buradan her bir atomun pozitif yüklü merkezi bir çekirdeğe sahip olduğu anlaşılmıştır (Jevremovic, 2005). 1932 yılında Chadwick atom çekirdeğinde ikinci bir tür parçacık olduğunu keşfetmiş ve bu parçacığa nötron adını vermiştir. Chadwick tarafından nötronun keşfedilmesinden sonra, Heisenberg ve ondan bağımsız olarak Ivanenko tarafından atom çekirdeği kuramı tamamlanmıştır. Buna göre atom çekirdeği protonlardan ve nötronlardan oluşur ve protonlar ve nötronlar her ikisi birden nükleon olarak adlandırılır (Berezhnoy, 2005). Atomun çekirdeği içindeki toplam proton sayısına atom numarası adı verilir ve Z ile gösterilir. Çekirdekdeki nötron sayısı ise N ile gösterilir. Çekirdeğin kütle numarası, toplam nükleon sayısını ifade eder. Buradan bir atomun kütle numarası aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$A=N+Z \quad (3.1)$$

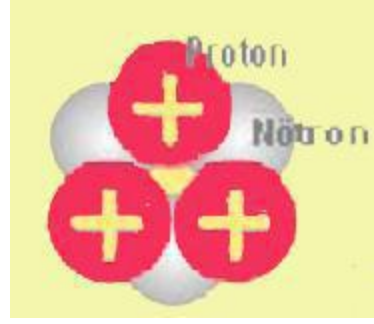
Nükleer kütleler atomik kütle birimi cinsinden ölçülür, kısaca “akb” ya da “u” olarak gösterilir. Atomik kütle birimi nötr bir karbon atomunun 12 de biri $1/12$ olarak tanımlanır.

$$1\text{akb}=1\text{u}=1.66\times 10^{-24}\text{g}=931,5\text{MeV}/c^2$$

Proton ve nötronun kütlesi u cinsinden,

$$m_p=1,00759\text{u} \quad \text{ve} \quad m_n=1,00898\text{u}$$

olarak elde edilir. Atom numarası aynı (Z), kütle numarası (A) farklı çekirdeklere izotop, nötron sayısı (N) aynı atom numarası (Z) farklı çekirdeklere izoton, kütle numarası aynı çekirdeklere ise izobar çekirdekler adı verilir (Boztosun, 2005; Taylor ve ark., 2008).



Şekil 3.9. Çekirdeğin yapısı

3.3. Çekirdek Yarıçapı ve Yük Dağılımı

Atomun yarıçapı gibi çekirdeğin yarıçapı da kesin olarak tanımlanmış bir nicelik değildir. Çekirdeğin biçimi iki parametre ile karakterize edilmektedir. Bunlardan birincisi merkezi nükleon yoğunluğunun yarıya düştüğü ortalama yarıçap, diğeri ise maksimum civarındaki değerinden minimum civarındaki değerine düştüğü yüzey kalınlığıdır (Krane, 2006). Çekirdeğin büyüklüğü birkaç fermi ($1\text{fm}=10^{-15}$) mertebesinde olup atomdan yaklaşık olarak 10^5 kez daha küçük bir yapıya sahiptir (Gökbulut, 2012). Çekirdek yarıçapı çeşitli yöntemlerle bulunabilir:

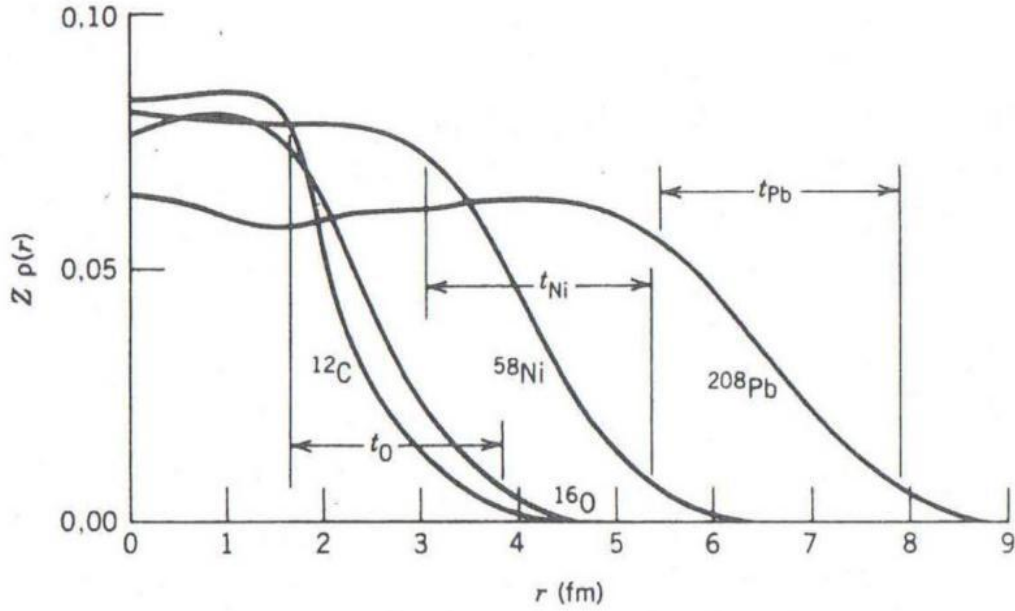
- 1) İki çekirdek arasındaki nükleer kuvvet,
- 2) Çekirdekten α saçılması deneyleri,
- 3) Çekirdeğin α parçacığı saldığı radyoaktif bozunmalar,
- 4) π mezik X ışınları enerjilerinin ölçülmesi.

Elektron saçılma deneyleri sonucunda elde edilen yoğunluk dağılımı şekil 3.10' da gösterilmiştir. Burada göze çarpan özellik merkezdeki yük yoğunluğunun tüm çekirdekler için yaklaşık aynı olmasıdır. Burada yüzeye doğru oldukça sabit sayılabilecek bir dağılım söz konusudur. Birim hacim başına düşen nükleon sayısı hemen hemen sabittir.

$$\frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \sim \text{sabit} \quad (3.2)$$

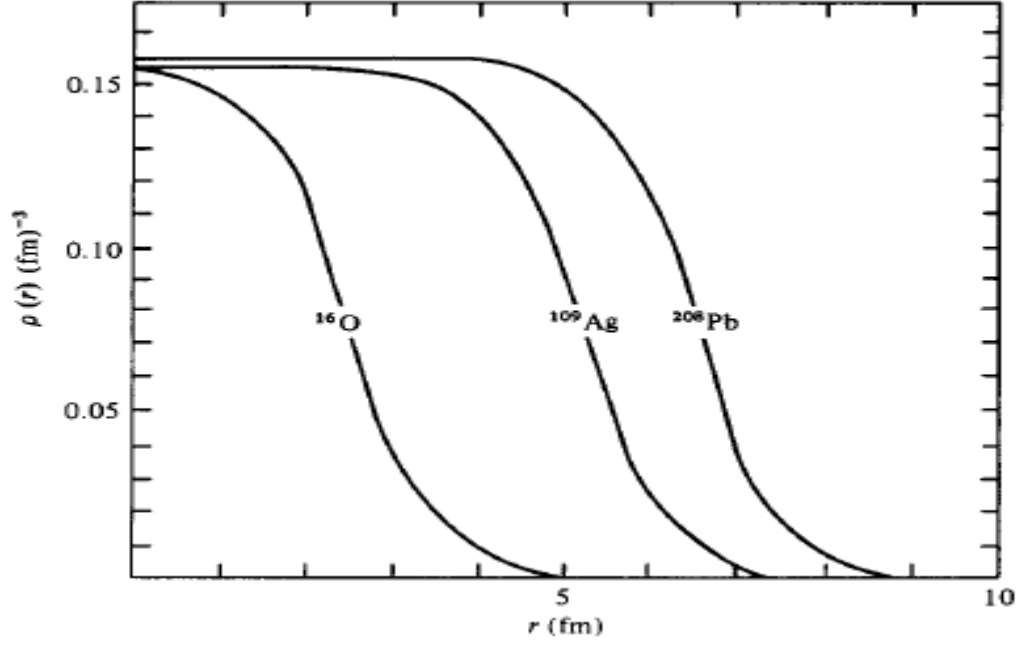
Burada, ortalama çekirdek yarıçapı $R=R_0A^{\frac{1}{3}}$ şeklinde ifade edilir. R_0 sabit olup değeri yaklaşık 1,2 fm' dir. Şekil 3.1' de yük dağılımı belli bir noktaya kadar kabaca sabittir,

sonra oldukça yavaş bir hızla sıfır olur. Yük dağılımının sıfır olma mesafesi çekirdek büyüklüğünden hemen hemen bağımsızdır ve genellikle sabit olarak alınır. t yüzey kalınlığı parametresi yük yoğunluğunun merkezdeki değerinin %90' ından %10' una düştüğü mesafe olarak tanımlanır ve yaklaşık olarak 2,3 fm' dir



Şekil 3.10. Çeşitli çekirdeklerin elektron saçılma deneylerinden elde edilen radyal yük dağılımları

Çekirdeğin parçacık yoğunluğu çekirdek boyutundan bağımsız hemen hemen sabittir (Walecka, 2004). Şekil 3.10'dan görüldüğü gibi nükleon yoğunluğu, nükleer potansiyele benzer biçimde kısa mesafe boyunca oldukça sabit daha sonra hızlı bir şekilde sıfıra gitme eğilimi gösterir (Krane, 2006).



Şekil 3.11. Çekirdek yük yoğunluğunun yarıçapa bağlı değişimi
(Cottingham ve Greenwood, 2004)

3.4. Spin ve Parite

Protonların ve nötronların her ikisi de $\frac{1}{2}\hbar$ spin açısai momentumuna sahiptir. Bununla birlikte, atomdaki elektronlar gibi, çekirdek içindeki nükleonlarda orbital açısai momentumuna sahiptir. Orbital açısai momentumun ve spin açısai momentumun vektörel olarak toplamı, çekirdeğin toplam açısai momentumunu verir. Bu toplam açısai momentumuna nükleer spin adı verilir ve I ile gösterilir. Nükleer spin kuantum mekaniksel momentum vektörlerinin tüm özelliklerine sahiptir (Das ve Ferbel, 2003). Açısai momentum ile ilgili birçok uygulamada çekirdek, I açısai momentumuna sahip tek bir parçacık gibi davranır. Bu nedenle I spini ve buna karşılık gelen spin kuantum sayısı, nükleer durumları tasvir etmek için kullanılır. Sık sık karşılaşılan bir durum, tek bir değerlik parçacığının nükleer özelliklerinin tümünü belirtmesidir. Bu durumda $I = j$ dir. İki değerlik parçacığının göz önünde bulundurulduğu durumlarda $I = j_1 + j_2$ olur. Bazı durumlarda tek parçacık ve nükleonların geri kalan kısmının oluşturduğu kor, momentuma katkıda bulunabilir. Bu durumda $I = I_{\text{parçacık}} + I_{\text{kor}}$ şeklinde ifade edilir. Nükleer spin tam sayı ve yarım sayı değerleri alabilir. Tek A 'lı çekirdekler yarım sayılı

spinlere, çift A'lı çekirdekler tam sayılı sipinlere sahiptir. Çift-çift çekirdeklerin taban durumundaki spinleri sıfırdır (Krane, 2006). Nükleer spinin yanı sıra parite de nükleer durumları tanımlamak için kullanılır ve π ile gösterilir. Parite, nükleonların uzaysal koordinatlarının işareti değiştiğinde toplam dalga fonksiyonlarının bileşenlerinin işaretini belirtir (Basdevant ve ark., 2005). Tek parçacık dalga fonksiyonunun açıl kısmı parite dönüşümü altında aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$PY_m^{l(\theta,\varphi)} = (-1)^l Y_m^{l(\theta,\varphi)} \quad (3.3)$$

Böylece tek nükleonlu bir durumun paritesi açıl momentum kuantum sayısına bağlı olarak $(-1)^l$ ile belirlenir (Martin, 2006). Parite çift (+) ve tek (-) değerler alabilir. Bir nükleonun veya bir çekirdeğin dalga fonksiyonu koordinatların işareti değiştiğinde dalga fonksiyonunun işareti değişmiyorsa çift pariteli, koordinatların işareti değiştiğinde dalga fonksiyonunun işareti değişiyorsa tek paritelidir. Eğer her nükleonun dalga fonksiyonunu bilirse, A nükleonun her birinin paritesi birbiriyle çarpılarak $\pi = \pi_1 \cdot \pi_2 \cdots \pi_A$ nükleer parite belirlenebilir (Krane, 2006).

3.5. İzospin

Protonlar ve nötronlar hemen hemen aynı kütleyle sahip olmalarının yanında nükleer reaksiyonlarda çok kapsamlı bir simetri gösterirler. Nükleer kuvvetlerin yükten bağımsız olması, birçok örnekte nötronlar ve protonlar arasındaki formalizmde ayırım yapılmasının gerekli olmadığı anlamına gelir. Nötronun 1932'de keşfedilmesinden hemen sonra Heisenberg nötronların ve protonların iki farklı yüke sahip aynı parçacık gibi göz önünde bulundurulabileceğini önermiştir. Buna göre nötron ve proton nükleon denilen parçacığın iki farklı durumu olarak ele alınır. Bu iki durumu ayırt etmek için Heisenberg izospin denilen ve t_z ile gösterilen bir kavramı ortaya atmıştır. Protonlar için, $t_z = -1/2$; nötronlar için, $t_z = +1/2$ dir. Eşitlik 3.4'de belirtilmiştir.

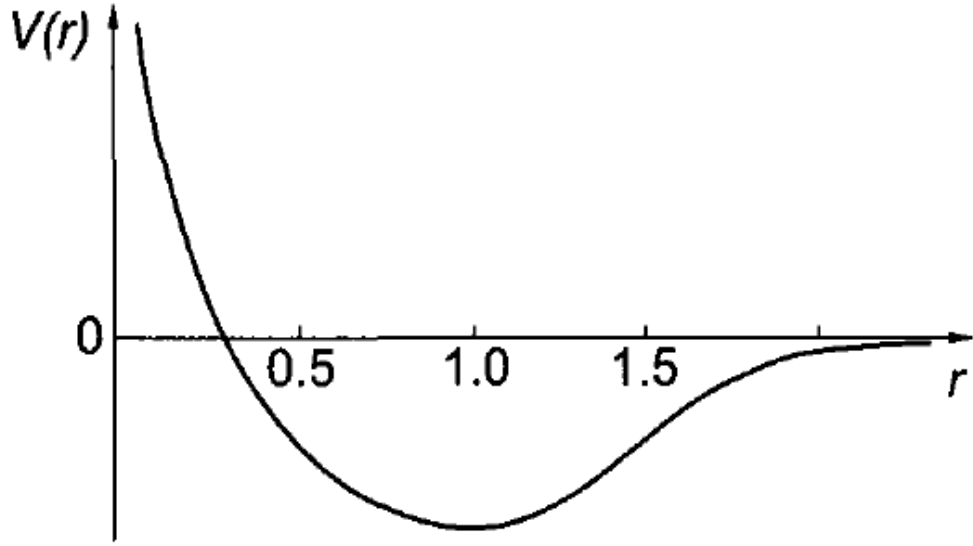
Çekirdeğin toplam izospini ise nükleonların izospinlerinin toplamı olarak ifade edilir:

$$T_z = \frac{1}{2}(N - Z) \quad (3.4)$$

İzospin bozunma ve reaksiyon olasılıklarının ifade edilmesinde, bir reaksiyonun izinli olup olmadığının belirlenmesinde önemli bir rol oynamaktadır (Brussaard ve Glaudemans, 1977; Krane, 2006).

3.6. Nükleer Kuvvet

Çekirdeğin özellikleri, çekirdeği oluşturan nötronlar ve protonlar arasında etkin olan kuvvetlerin belirlenmesiyle açıklanabilir. Bu kuvvet son derece karışıktır ve bu kuvvetin açık bir formunu elde etmek oldukça zordur (Lilley, 2001). Çekirdek içinde Gravitasyonel kuvvet, protonlar arasındaki itici elektrostatik kuvvetle karşılaştırıldığında çok küçüktür ve çekirdek içinde sadece Gravitasyonel ve elektrostatik kuvvetlerin bulunması durumunda, protonlardan ve nötronlardan oluşan kararlı bir yapının olamayacağı ortaya çıkmıştır (Jevremovic, 2005). Çekirdeği bir arada tutan kuvvete güçlü nükleer kuvvet adı verilir ve şu anda bilinen dört temel kuvvet arasında en güçlü olanıdır. İki parçacık arasındaki herhangi bir etkileşimin kuantum teorisi, bazı diğer parçacıkların değiş tokuş edilmesi üzerine dayanmaktadır. Nükleer kuvvetlerde nükleonlar arasındaki kuvveti taşıyan parçacıklara mezon adı verilir ve bu teori ilk olarak 1935'de Japon fizikçi Yukawa tarafından ortaya atılmıştır (Berezhnoy, 2005). Mikroskobik sistemlerin iç dinamikleri kuvvetler cinsinden direkt olarak yazılamaz fakat bir potansiyelden türetilir. Dolayısıyla nükleer kuvvetleri anlamak için yazılan nükleer potansiyelin özellikleri önemlidir. Nükleon-nükleon saçılma deneylerinden elde edilen nükleon potansiyel enerji grafiği Şekil 3.12 de gösterilmiştir.



Şekil 3.12 Nükleon-nükleon potansiyeli (Berezhnoy, 2005)

Nükleon-nükleon potansiyeli, potansiyel kuyu ile temsil edilir. Nükleer çekim kuvveti önce artmakta fakat belirli bir mesafeden sonra azalmaktadır. İtici ve çekici bileşenlerin eşit ve zıt olduğu nokta minimum noktasıdır ve bu denge konumunda çekirdek içindeki her bir nükleon komşularıyla belli bir mesafeyi koruma eğilimi gösterir. Bu aynı zamanda nükleer kuvvetin doygunluk özelliğine sahip olduğunu gösterir. Çekirdek içindeki bir nükleon diğer tüm nükleonlarla değil sadece komşu nükleonlarla etkileşir. Bir nükleonun sadece komşu nükleonlarla etkileşmesinden dolayı bir nükleonun bağlanma enerjisi, A kütle numarasından bağımsız olarak bir doyma değerine ulaşır. Bunu gösteren diğer bir kanıt çekirdek içindeki nükleer madde yoğunluğunun yaklaşık olarak sabit olması ve aşağı yukarı $A \geq 20$ için her bir nükleon başına bağlanma enerjisindeki değişimin oldukça küçük olmasıdır (Lilley, 2001). Çok daha küçük mesafelerde $r < 0.45 \times 10^{-15} \text{ m}$ nükleonlar arasındaki etkileşim kuvveti itici özelliğe sahiptir. Çoğunlukla çekici özelliğe sahip olan nükleer kuvvetin çok küçük mesafelerde itici özelliğe sahip olan bir kuvvete dönüşmesi çekirdeğin kendi üzerine çökmesine engel olmaktadır. Nükleer kuvvetlerin etki mesafesi $r_n = \frac{\hbar}{m_\pi c}$ ile belirlenir ve burada mezon (pion) kütlesi konularak $r_n \approx 1.4 \times 10^{-15} \text{ m}$ bulunmuştur. Buradan nükleer kuvvetin çok kısa bir menzile sahip olduğu ortaya çıkmıştır. Nükleer kuvvetin tahmini menzili çekirdek boyutuyla sınırlıdır (Das ve Ferbel, 2003; Berezhnoy, 2005).

Nükleer kuvvetin diğerk bir özelliği yük simetrisine sahip olmasıdır, bu durumda iki nötron arasındaki etkileşim kuvveti aynı durumdaki iki proton arasındaki etkileşim kuvvetiyle aynıdır. Çekirdek kuvvetinin yükten bağımsız olduğunun deneysel kanıtları nükleon-nükleon saçılma deneylerinden elde edilir. Diğerk bir kanıt ise izobar çekirdeklerin enerji düzeylerinin incelenmesidir. Çok küçük farklar dışında iki izobar çekirdeğin enerji düzeyleri neredeyse özdeşdir. Bu çekirdek kuvvetinin nötron ve protonlar için aynı olduğuna dair önemli bir delildir.

Nükleer kuvvet aynı zamanda, etkileşen parçacıkların elektrik yükünden bağımsızdır; yani iki proton, iki nötron ve bir proton bir nötron arasındaki etkileşim kuvveti hemen hemen aynıdır (Berezhnoy, 2005). Ancak bir proton ve bir nötronun bağılı bulunduğu döteron çekirdeği göz önünde bulundurulduğunda, doğada iki proton ya da iki nötron bağılı durumunun bulunmaması çekirdek içinde bir proton ve bir nötron arasındaki kuvvetin benzer iki nükleon arasındaki kuvvetten ortalama olarak daha büyük olduğunu gösterir. Çekirdeklerin eşit sayıda nötron ve proton sayısına sahip olma eğilimleri bu özellikten kaynaklanır (Lilley, 2001; Taylor ve ark., 2008).

Bununla birlikte nükleonların $\frac{1}{2}$ spinli parçacıklar olduğu ve Pauli dışarlama ilkesine göre aynı uzaysal durumlarda bulunabilecekleri göz ardı edilmemelidir. İki nötron veya iki proton aynı uzaysal durumda ancak birinin spini aşağı yönde diğerkinin spini de yukarı yönde olduğu zaman bulunabilir. İki proton veya iki nötronun en düşük taban durumunda net spinleri ($S=0$) sıfırdır. Bir nötron artı bir protondan oluşan bir sistemde böyle bir sınırlama yoktur. Onların spinleri paralel ($S=1$) ya da anti paralel ($S=0$) olabilir. Döteron çekirdeğinin gözlenen spini birdir ve bu durum nötron proton çifti arasındaki kuvvetin $S=1$ durumunda daha güçlü olduğunu ortaya çıkarmıştır. İki nükleon arasındaki etkileşim kuvvetinin $S=0$ ve $S=1$ durumlarında farklı olması nükleer kuvvetin spine bağımlı olduğunu gösterir. Burada ayrıca; iki nükleonun \vec{S} toplam spinaçısal momentum ve \vec{L} orbital açısal momentum yönelimlerine bağılı olarak nükleonlar arasındaki etkileşim kuvvetine bir katkı gelir. Bu spin-orbit kuvveti olarak adlandırılır ve $\vec{L} \cdot \vec{S}$ skaler çarpımına göre değışir. Bu kuvvet \vec{L} ve \vec{S} paralel ise çekici, anti paralel ise itici bir özelliğe sahiptir. Bu nedenle nükleer kuvvet aynı zamanda nükleonların spinlerinin paralel veya anti paralel olmasına da bağılıdır (Lilley, 2001).

Nükleon-nükleon kuvvetinin özelliklerini maddeler halinde verecek olursak (Kılıç, 2007);

1. Nükleer kuvvetler kısa menzillidir. Hafif çekirdeklerin büyüklüğü mertebesinde çekirdekdeki protonların Coulomb kuvvetinden daha güçlüdür. Nükleon başına bağlanma enerjisinin sabit olması çekirdekte nükleonların yalnız en yakın komşularıyla etkileştiğini gösterir. Fakat atomik boyut mertebesinde ihmal edilebilecek derecede zayıftır.

2. Nükleer kuvvetin birbirinden farklı iki bileşeni vardır: Asıl olarak nükleonları bir arada tutan çekici merkezci kuvvet ve çekim etkisinde çekirdeğin kısa erim bölgesi içine çökmesini önleyen itici bileşendir (Şirin, 2006).

3. Nükleer kuvvet, nükleonların proton veya nötron olup olmamasından bağımsızdır. Bu özelliğe nükleer kuvvetin yük bağımsızlığı denir (Krane, 2006).

4. Çekirdekte bir nükleonun etkileştiği yakın komşu sayısının bir üst sınırı vardır. Bu özelliğe doyma özelliği denir. Nükleer madde yoğunluğunun çekirdeğin iç bölgesinde sabit olması bu özellikten kaynaklanır (Şirin, 2006).

5. Nükleer kuvvet, nükleonların spinlerinin paralel veya antiparalel olup olmamalarına bağlıdır.

6. Bu kuvvetin merkezi olmayan veya tensör bir bileşeni vardır. Tensör kuvvet, merkezi kuvvetlerde bir hareket sabiti olan yörüngesel açısal momentumu korumaz (Krane, 2006).

7. Nükleon-nükleon etkileşmesi yük simetridir. Yani proton-proton etkileşmesinin nötron-nötron etkileşmesine özdeş olması demektir. Ancak doğada iki proton ya da iki nötron bağlı durumunun bulunmaması çekirdek içinde bir proton ve bir nötron arasındaki kuvvetin benzer iki nükleon arasındaki kuvvetten ortalama olarak daha büyük olduğunu gösterir. Çekirdeklerin eşit sayıda nötron ve proton sayısına sahip olma eğilimleri bu özellikten kaynaklanır (Lilley, 2001; Gökbulut, 2012; Taylor ve ark., 2008).

3.7. Nükleer Momentler

Nükleer yapı hakkındaki bilgilerin çoğu çekirdeklerin çevreleri ile kuvvetli nükleer etkileşmelerinin incelenmesinden değil, zayıf elektromanyetik etkileşmelerinin incelenmesinden ileri gelir. Nükleer etkileşme, çekirdek içerisindeki nükleonların hareketini ve dağılımını düzenler ve bu dağılım genel olarak elektromanyetik etkileşmeler ile incelenir. Bunu yaparken elektromanyetik alanlar kullanılır. Elektromanyetik alanların nükleonlar üzerindeki etkisi nükleer çevrenin uyguladığı kuvvetli etkileşmeden daha azdır ve böylece ölçme işlemi ölçmeye çalıştığımız sistemi daha az etkiler. Bu nedenle nükleer fizikte, manyetik dipol moment nükleer yapıyı yorumlamak için önemlidir (Krane, 2006).

3.7.1 Manyetik Dipol Moment

Dairesel bir yörüngede hareket eden yüklü bir parçacık manyetik dipol momente sahiptir. Sınırladığı alan A olan daireSEL bir i akım halkasının manyetik momenti

$$|\mu| = i \cdot A \quad (3.5)$$

şeklinde ifade edilir. Akımı oluşturan, r yarıçaplı daireSEL bir yörüngede ϑ hızıyla hareket eden bir e yükü ise; manyetik moment,

$$|\mu| = \frac{e}{2\pi r / \vartheta} \pi r^2 = \frac{e \vartheta r}{2} = \frac{e}{2m} |\ell| \quad (3.6)$$

şeklinde elde edilir. Burada $|\ell|$ klasik açısal momentum $m\vartheta r$ 'dir. Kuantum mekaniğinde manyetik dipol moment,

$$\mu = \frac{e}{2m} \int \Psi^*(r) \ell \Psi(r) dv \quad (3.7)$$

şeklinde belirlenir. Burada dalga fonksiyonu belirli bir ℓ_z durumuna karşılık geliyorsa, integralin sadece z-bileşeni sıfırdan farklı olur ve $\ell_z = m\ell\hbar$ ifadesi yazılabilir. Buna göre manyetik dipol moment,

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m} l \quad (3.8)$$

şeklinde ifade edilir. Burada l yörüngenin açısal momentum kuantum sayısıdır. Eşitlik 3.8'de $e\hbar/2m$ niceliğine manyeton denir. Atomik hareketlerde elektronun kütlesi kullanılır ve Bohr manyetonunun değeri, $\mu_B = 5,7884 \times 10^{-5} eV/T$ dir. Elektronun kütlesi yerine protonun kütlesi konularak nükleer manyeton elde edilir ve değeri $\mu_N = 3,15254 \times 10^{-8} eV/T$ dir. Elektronun ve protonun kütlelerinin farklı olmasından dolayı nükleer manyeton, Bohr manyetonundan daha küçüktür (Krane, 2006). Toplam manyetik dipol moment, orbital ve spin manyetik momentlerin vektörel toplamıdır.

$$\mu_j = \mu_l + \mu_s \quad (3.9)$$

Burada $j=l+s$ ve $\mu_l = g_l l \mu_N$, dir. Bu ifadede yer alan g_l , l yörünge açısal momentuma karşılık gelen g çarpanıdır. Protonlar için $g_l = 1$, nötronlar için $g_l = 0$ dir ve $\mu_s = g_s s \mu_N$, spin manyetik momentidir ve g_s spin g çarpanı protonlar için; 5,586 nötronlar için $-3,826$ dir. Burada proton ve nötron için $s=1/2$ dir (Krane, 2006; Fenyés, 2011). Proton ve nötronun tam olarak manyetik momentleri,

$$\mu_p = 2,7928 \mu_N \quad (3.10)$$

$$\mu_n = -1,9130 \mu_N \quad (3.11)$$

şeklinde elde edilir. Protonun manyetik momentinin pozitif, yani spinle aynı doğrultuda, nötronun manyetik momentinin ise negatif, spinle zıt doğrultuda uzandığı görülmektedir. Nükleonlardan oluşan çekirdeğin manyetik momenti aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\mu_I = g \mu_N I \quad (3.12)$$

Burada g , gyromagnetik faktor olarak adlandırılır. Tüm çift-çift çekirdeklerin taban durumunda spin ve manyetik dipol momentleri sıfırdır. Tek-tek çekirdeklerin taban durumu manyetik dipol momentleri pozitif veya negatif olabilir (Fenyés, 2011).

3.8. Nükleer Yapı ve Modelleri

Çekirdekler protonlardan ve nötronlardan oluşan karmaşık yapılardır. Nükleonlar (proton ve nötronlar) arasında oldukça kuvvetli etkileşimler vardır. Bu etkileşim kuvvetleri birçok araştırmaya rağmen elektromanyetik kuvvetler kadar iyi anlaşılammış ve bundan dolayı da çekirdek yapısının kuramı tamamlanamamıştır. Buradaki başarısızlık nükleer kuvvetlerin doğasından kaynaklanmaktadır. Bundan dolayı çekirdekteki olayları anlamak için çeşitli modeller ileri sürülmüştür (Küçük, 2007; Cansoy, 1978). Bunlardan bazıları aşağıdaki gibidir:

1. Sıvı Damla Modeli
2. Fermi Gaz Modeli
3. Nükleer Shell (Kabuk) Modeli
4. Kollektif (Birleşik) Model
5. Optik Model
6. Bileşik Çekirdek Modeli
7. Nillson Modeli
8. Doğrudan Etkileşme Modeli
9. Alfa Parçacık Modeli
10. Bozon Modeli

3.8.1 Sıvı Damla Modeli

Sıvı damla modeli çekirdeğin özelliklerini açıklamaya çalışan ilk modellerden birisidir.

- i) Çekirdeğin küresel olması,
- ii) Çekirdekte nükleon başına bağlanma enerjisinin periyodik tablonun büyük bir

bölümünde sabit olması,

iii) Nükleer madde yoğunluğunun sabit olması

özellikleri sıvı damlasının özelliklerine benzetilerek nükleonlar, çekirdek içindeki moleküller gibi ele alınır ve çekirdek güçlü nükleer kuvvetler tarafından bir arada tutulan nükleer sıvı damlası olarak tasvir edilir. Bu model ilk olarak George Gamow tarafından öne sürülmüş, Niels Bohr ve John Archibald tarafından geliştirilmiştir (Carter,2009). Sıvı damla modeli çekirdeğin tüm özelliklerini açıklayamamakla birlikte çekirdeklerin birçoğunun küresel şekle sahip olması ve Filyon olayını açıklayabilmektedir (Jevremovic, 2005). Modelin matematiksel analizi, çekirdeğin içerdiği nötron ve proton sayısına göre çekirdeğin bağlanma enerjisini veren yarı ampirik bir formülle verilir. Yarı ampirik bağlanma enerjisi formülü 1935’de Weizsacker tarafından geliştirilmiştir. Deneysel verilerle belirlenen sabitler içermesine rağmen bu formülün temeli teorik hesaplamalara dayanır(Martin, 2006).

Buna göre, A nükleonlu bir çekirdeğin bağlanma enerjisi;

$$B(Z, A) = a_1 - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} \pm \frac{a_5}{A^{3/4}} \quad (3.13)$$

şeklinde ifade edilir.

Eşitlik 3.13’deki katsayılar sırasıyla hacim terimi, yüzey terimi, Coulomb terimi, simetri terimi ve çiftlenim terimi adını alır. Bu katsayıların değerleri deneysel verilere uygun olarak elde edilir (Fenyas, 2011).

Hacim terimi her bir nükleonun etrafının diğer tüm nükleonlarla çevrili olduğu varsayımına dayanılarak yazılmıştır. Bu terimin A’ya bağıllığı nükleer kuvvetin doyunluk özelliğinden kaynaklanır (Boztosun, 2005; Lilley, 2001). Bağlanma enerjisinin A ile lineer olarak değişmesi, her nükleonun yalnızca en yakın komşularıyla etkileştiğini gösterir. Elektron saçılma deneylerinden de çekirdek yoğunluğunun kabaca sabit olmasından her nükleonun aynı sayıda komşuya sahip olduğu bilinmektedir dolayısıyla her nükleon bağlanma enerjisine kabaca aynı miktarda katkıda bulunur (Krane, 2006). Buradan nükleer bağlanma enerjisine toplam katkı A ile orantılı olup,

nükleer yarıçap $A^{1/3}$ ile orantılı olduğundan, çekirdeğin bağlanma enerjisi de çekirdeğin hacmiyle orantılı olur (Martin, 2006).

İkinci terim olan yüzey terimi nükleonların bir kısmının yüzeyde olmasından dolayı hacim terimi için eklenen bir düzeltme terimidir. Çekirdek yüzeyinde bulunan nükleonlar daha az sayıda nükleonla etkileştiğinden çekirdeğin merkezine yakın yerlerde bulunan nükleonlara göre daha zayıf bağlı olurlar ve bağlanma enerjisine merkezdeki nükleonlardan daha az katkıda bulunurlar (Krane, 2006). Bu nedenle yüzeydeki nükleonlar çekirdeğin bağlanma enerjisini azaltacak yönde bir eğilim gösterir. Buradan, $4\pi R^2 = 4\pi r_0^2 A^{2/3}$ olur ve çekirdeğin bağlanma enerjisi, $A^{2/3}$ faktörüyle orantılı olarak azalır (Jevremovic, 2005). Bu terim bir çekirdeğin yüzey enerjisi olarak tanımlanır. Bu enerji, gravitasyonel etkiler çok küçük olduğunda sıvı damlasının küresel bir şekle sahip olmasından sorumludur. Yüzey enerjisi, hafif çekirdeklerde daha çok önem kazanır; çünkü verilmiş bir hacim içinde en düşük yüzölçüme sahip olma eğiliminden dolayı, hafif çekirdeklerde nükleonların büyük bir kesri yüzeyde yer alır. Bu da bu çekirdeklerde, nükleon başına bağlanma enerjisinin niçin daha küçük olduğunun bir göstergesidir (Das ve Ferbel, 2003).

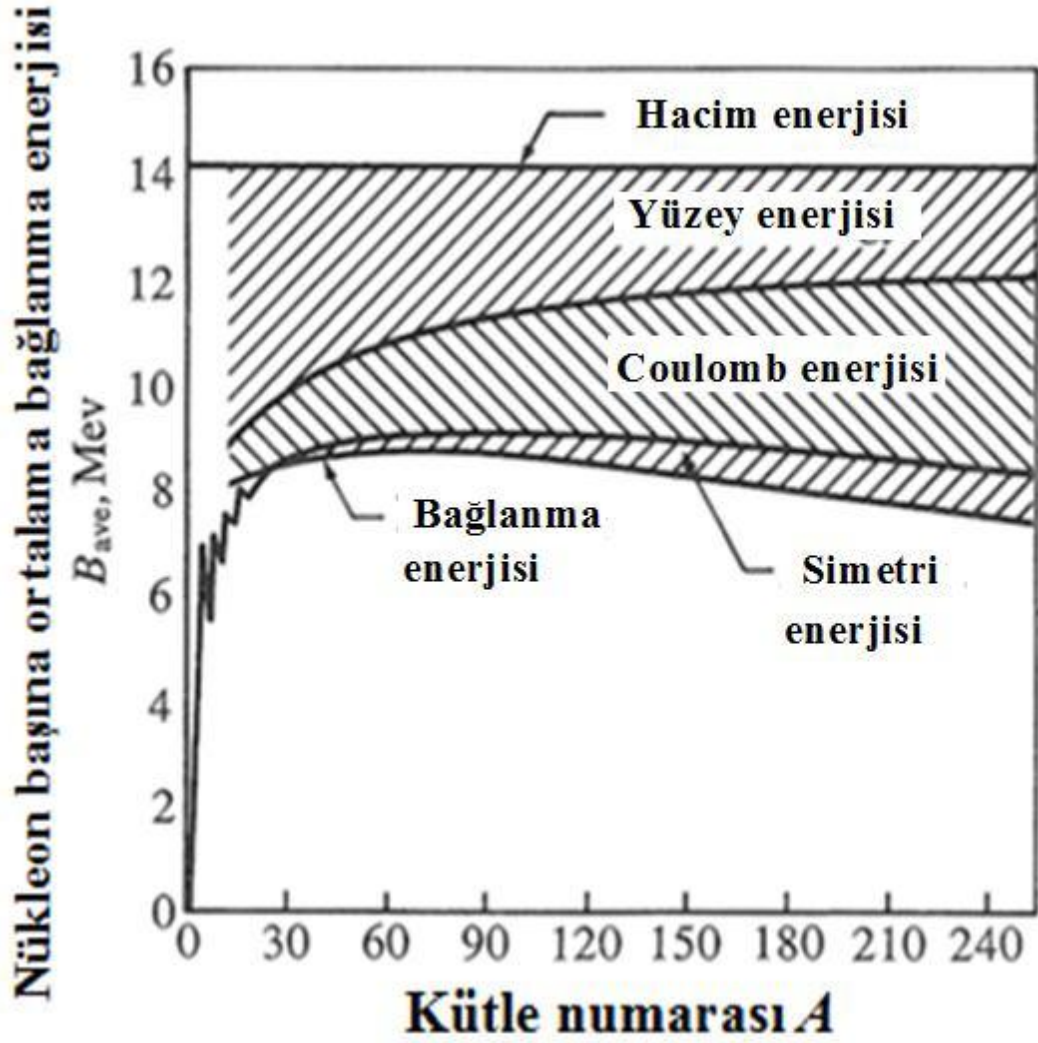
Üçüncü terim olan Coulomb terimi, potansiyel enerjiden dolayı bağlanma enerjisine gelen katkıyı gösterir. Çekirdekte protonlar arasındaki elektriksel itme kuvveti, çekirdeğin bağlanma enerjisini azaltacak yönde bir katkıda bulunur (Carter, 2009). Her proton diğer tüm protonları ittiğinden, bu terim $Z(Z-1)$ ile orantılıdır ve çekirdek düzgün yüklü bir küre olarak ele alınırsa, potansiyel enerji; $\frac{3}{5} \frac{e^2 Z(Z-1)}{4\pi\epsilon_0 r_0 A^{1/3}}$ şeklinde elde edilir (Krane, 2006). Coulomb terimi Z 'si büyük olan çekirdeklerde daha fazla önem kazanır ve çekirdeğin proton sayısından daha fazla nötron sayısına sahip olma eğilimine neden olur (Basdevant ve ark., 2005).

Kararlı ve radyoaktif izotopların dağılımı incelendiğinde kararlı çekirdeklerde $Z \approx \frac{A}{2}$ olduğu görülür. Eğer bağlanma enerjisi formülünün gözlenen kararlı çekirdeklerin tanımlanmasında gerçekçi olması isteniyorsa, dördüncü terimin katkısının da hesaba alınması gerekir. Bu terim çekirdeğin proton ve nötronlar bakımından simetrik olmasını sağlamaya çalıştığı için simetri terimi olarak adlandırılır ve $a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A}$ şeklinde yazılır

(Krane, 2006). Simetri terimi çekirdeklerin $N=Z$ 'ye sahip olma eğilimi ile açıklanır. Bu terimin teorik gerekçesi, Pauli dışarlama ilkesinden bir proton bir nötron arasındaki etkileşim kuvvetinin, iki proton ve iki nötron arasındaki etkileşim kuvvetinden ortalama olarak daha büyük olması gerçeğine dayanır (Lilley, 2001). Verilen bir nükleon sayısı için proton ve nötron sayısı arasındaki dengesizlik enerjinin olması gerekenden daha yüksek olmasına neden olur. Verilen bir A için, nötron ve proton çifti arasındaki etkileşimi maksimum yapmak enerjik olarak daha avantajlıdır ve bu nötron ve proton sayısını mümkün olduğu kadar birbirine eşit yapmakla gerçekleştirilir (Cottingham ve Greenwood, 2004).

Son olarak özellikle kararlı konfigürasyonlar meydana getirmek üzere nükleonların ikişer ikişer bağlaşımları eğilimini göz önünde bulunduran son terim çiftlenim terimi ilave edilir. Çekirdeklerin bağlanma enerjileri analizlerinin dikkatlice incelenmesi; çekirdek içinde aynı tür nükleonların çift kalmayı tercih ettiğini ortaya çıkarmıştır (Berezhnoy, 2005). Tek N ve Z sayısına sahip yalnızca dört çekirdek (2H , 6Li , ${}^{10}B$, ${}^{14}N$) varken çift N ve Z sayısına sahip 167 çekirdek bulunmaktadır. Çifttenim enerjisi, çift N ve Z 'ye sahip olan çekirdekler için ; $+a_5A^{-3/4}$ tek N ve Z 'ye sahip olan çekirdekler için; $-a_5A^{-3/4}$, tek A 'lı çekirdekler için ise sıfırdır (Krane, 2006).

Eşitlik 3.13'deki sabit katsayıların değerleri, geniş bir çekirdek aralığı için deneysel olarak gözlemlenen bağlanma enerjilerine uygun olacak şekilde; $a_1=15,5\text{MeV}$, $a_2=16,8\text{MeV}$, $a_3=0,72\text{MeV}$, $a_4=23\text{MeV}$, $a_5= 34\text{MeV}$ olarak belirlenmiştir (Das ve Ferbel, 2003). Weizsacker bağlanma enerjisi formülü nükleer kuvvetin temel teorilerine dayanmadığı için nükleer kuvvetin niceliksel özelliklerini ortaya çıkaramaz, fakat bağlanma enerjisinin etkileyici bir özetini verir. Bağlanma enerjisi eğrisinin şekli, Şekil 3.13'de gösterildiği gibi elde edilir (Cook, 2006).



Şekil 3.13 Yarı deneysel bağlanma enerjisindeki terimlerin kütle numarasıyla değişimi

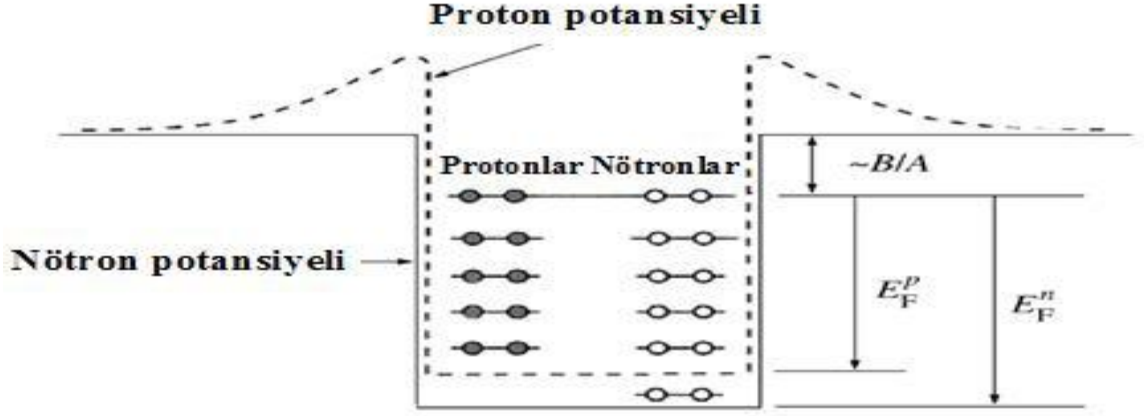
Sonuç olarak sıvı damla modeli, çekirdeği sıvı damlası gibi ele alarak çekirdeğin kollektif özelliklerinin (titreşim ve dönme) incelenmesinde kullanılır. Bu modelde çekirdeğin küresel bir yapıya sahip olduğu kabul edilir. Bağlanma enerjisinin sistematik davranışını ve çekirdeğin kütlelerini kaba bir şekilde açıklayan bu model, açısal momentum ve kararlılık koşulu gibi, çekirdeğin yapısının ince ayrıntılarını açıklamakta yetersiz kalır.

3.8.2 Fermi Gaz Modeli

Fermi gaz modeli, nükleer yapı tartışmaları içine kuantum mekaniksel etkileri katan ilk girişimlerden birisidir. Bu modelde çekirdek, çok küçük bir bölge ile sınırlandırılmış nükleer hacimde, serbest nötronlardan ve protonlardan oluşan bir gaz gibi ele alınır ve bu koşullar altında nükleonların çekirdek içinde ayrı ayrı enerji seviyelerine yerleştiği varsayılır (Das ve Ferbel, 2003). Çekirdek içerisinde bulunan nükleonların bu düzeyleri, sadece serbest oldukları ve çekirdek içinde çarpışma yapmadan hareket ettikleri zaman oluşturabilecekleri kabul edilir. Nükleon başına bağlanma enerjisinin ve merkezi yoğunluğun yaklaşık olarak sabit olması böyle bir modelle açıklanabilir (Eser, 2006). Bu sistem içindeki tek bir nükleonun enerji düzeyleri, bu nükleonun dışında kalan diğer tüm nükleonların oluşturduğu ortalama potansiyel için Schrodinger denkleminin çözülmesi ile bulunur ve nükleon çifti arasındaki etkileşmelerin önemli olmadığı varsayılır (Eser, 2006).

Burada protonlar ve nötronlar, sınırları çekirdeğin yarıçapı ile belirlenen keskin sınırlara sahip, derinliği bağlanma enerjisini verecek şekilde ayarlanabilen küresel simetrik bir kuyu içinde hareket ediyormuş gibi ele alınır. Protonlar arasındaki Coulomb etkileşmesinden dolayı, Şekil 3.14'te görüldüğü gibi protonların algıladığı potansiyel, nötronların algıladığı potansiyelden (enerji seviyelerinden) farklıdır (Das ve Ferbel, 2003; Martin, 2006).

Nükleonlar fermiyon oldukları için, Fermi-Dirac istatistiğine uygun olarak, Pauli dışarlama ilkesine göre, herhangi bir enerji seviyesi, spin yönelimleri farklı olacak şekilde en fazla iki özdeş nükleon tarafından doldurulabilir. En düşük enerji seviyesi çok güçlü bağlanma enerjisine sahip olduğundan, çekirdeğin taban durumunda büyük bir kararlılığa ulaşmak için enerji seviyeleri aşağıdan yukarıya doğru doldurulur. Tamamen dolu olan en yüksek enerji seviyesi fermi seviyesi olarak adlandırılır ve bu düzeydeki nükleonun enerjisi E_F fermi enerjisi şeklinde tanımlanır. Eğer fermi enerjisi ötesinde hiçbir fermiyon yoksa en son nükleonun bağlanma enerjisi E_F ile verilir. Aksi takdirde bir sonraki seviyedeki fermiyonun enerjisi en son nükleonun bağlanma enerjisini yansıtır (Das ve Ferbel, 2003).



Şekil 3.14. Fermi gaz modelinde proton ve nötronlar için alınan potansiyel kuyu şekli

Şekil 3.14'te görüldüğü gibi proton kuyusunun tabanı, nötron kuyusu ile karşılaştırıldığında yaklaşık olarak 1 eV kadar yüksektedir. Eğer nötronların ve protonların kuyu derinlikleri aynı olsaydı, nötron sayısının proton sayısından fazla olduğu ağır çekirdeklerde nötronların fermi düzeyi, protonların fermi düzeyinden daha yüksekte uzanır ve son nükleonun bağlanma enerjisi yüke bağımlı olarak nötronlar ve protonlar için farklı olurdu. Aynı zamanda bu tür çekirdeklerin tümü kararsız olur ve nötronlar β^- bozunumu yoluyla proton seviyelerine düşerdi. Ancak nötronların ve protonların her ikisi için doldurulmuş en yüksek enerji seviyeleri hemen hemen aynıdır. Bu durum kararlı ağır çekirdeklerde neden nötron sayısının proton sayısından fazla olduğunu da açıklamaktadır (Das ve Ferbel, 2003). E_F fermi enerjisi düzeyinin momentumu; M nükleonun kütlesi olmak üzere, $p_F = (2ME)^{1/2}$ dir. Momentum uzayında, V hacmi içinde p ve dp arasındaki durum sayısı, aşağıdaki gibi durum yoğunluğu ile verilir.

$$n(p) dp = dn = \frac{4\pi V}{(2\pi\hbar)^3} p^2 dp \quad (3.14)$$

Her bir seviye iki fermiyon içerdiğinden, $n = 2 \int_0^{p_F} dn$ kullanılarak nötron ve proton sayısı aşağıdaki gibi elde edilir.

$$N = \frac{V(p_F^n)^3}{3\pi^2\hbar^3}, \quad Z = \frac{V(p_F^p)^3}{3\pi^2\hbar^3} \quad (3.15)$$

Nükleer hacim,

$$V = \frac{4}{3}\pi R^2 = \frac{4}{3}\pi R_0^2 A \quad (3.16)$$

şeklinde alınır. Eşitlik 3.16'da ki R_0 sabiti, elektron ve hadron saçılma deneylerinden elde edilmiştir ve değeri 1.21 fm'dir. Nötron ve proton kuyularının derinliklerinin aynı olduğu varsayılarak, $N = Z = \frac{A}{2}$ için fermi momentumu,

$$p_F = p_F^n = p_F^p = \frac{\hbar}{R_0} \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{1/3} \approx 250 \text{ MeV}/c \quad (3.17)$$

olarak elde edilir. Nükleonlar çekirdek içinde büyük bir momentum değerine sahip olarak serbestçe hareket etmektedir. Buradan fermi enerjisi,

$$E_F = \frac{p_F^2}{2M} \approx 33 \text{ MeV} \quad (3.18)$$

şeklinde bulunur. Nükleon başına bağlanma enerjisinin değeri ortalama olarak 7-8 MeV dir. Buradan potansiyel kuyunun derinliği,

$$V_0 = E_F + \frac{B}{A} \approx 40 \text{ MeV} \quad (3.19)$$

olarak elde edilir. Fermi gaz modeline göre nükleonlar, yaklaşık olarak 40 MeV değerinde bir potansiyel içinde serbest olarak hareket etmektedir. Böylelikle Fermi gaz modeli ile potansiyel kuyu derinliği hakkında tahmini bir değer elde edilebilir. Fermi gaz modeli kullanılarak, bağlanma enerjisinin nötron fazlalığına bağımlılığını veren teorik bir ifade de elde edilebilir. Her bir nükleonun ortalama kinetik enerjisi ve protonların ve nötronların birbirleriyle etkileşim potansiyelleri göz önünde bulundurularak ayrı ayrı simetri teriminin Weizsacker yarı-ampirik bağlanma enerjisi formülündeki varlığının doğal bir yolla hesaba alındığı gösterilebilir (Heyde, 1999).

3.8.3 Shell (Kabuk) Modeli

Kabuk (shell veya tabakalı) modeli üzerine kurulan atom teorisi, atomun karmaşık yapısını açıklamada çok büyük başarı sağlamıştır. Atomik modelin başarıları, çekirdeğin özellikleri incelenirken aynı modelin kullanılabileceği fikrini ortaya çıkarmıştır. Atomik kabuk modelinde kabuklar giderek artan enerjili elektronlarla Pauli prensibine uyacak şekilde doldurulur ve tamamen dolu kabuklardan oluşan eylemsiz bir kor ve birkaç değerlik elektronu elde edilir. Atomik özelliklerin esas olarak değerlik elektronları tarafından belirlenebileceğini varsayılır. Çekirdeğin dinamik ve statik özelliklerinin araştırılması sonucunda, çekirdeğin atomdaki gibi bir kabuk yapısına sahip olabileceği ilk olarak Gamow ve Elsassner tarafından ortaya atılmıştır (Arya, 1966).

Atom kabuk yapısına benzer şekilde, nükleer kabukların varlığını destekleyen bir takım deneysel veriler gözlenmiştir. Herhangi bir çekirdekte bir nötron veya bir proton ayırmak için gerekli olan enerji miktarına ayrılma enerjisi adı verilir. Nötron ve proton ayrılma enerjileri atom fiziğindeki iyonlaşma enerjisine benzer ve en dıştaki nükleonların yani değerlik nükleonlarının bağlanmaları hakkında bilgi verir.

Ayrılma enerjisi, atomik iyonlaşma enerjisi gibi N veya Z ile bazı nötron ve proton sayılarında ki birkaç keskin düşme dışında düzgün olarak artar. Ayrılma enerjisindeki keskin süreksizliklerin, atomik yapıdaki gibi, kabukların dolmasına karşılık geldiği düşünülmüştür. Ayrılma enerjisindeki ani ve keskin davranış, aynı proton-nötron sayılarında ortaya çıkmaktadır. Bu sayılara “sihirli sayılar” denir. Bu sayılar N veya Z için; 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 dır (Krane, 2006).

Atom numarası sihirli sayılardan birine karşılık gelen bir elementin kararlı izotop sayısı ve kararlı izoton sayısı komşularından daha fazladır. Ayrıca sihirli sayıda nötrona veya protona sahip izotopların doğal bolluğunun genel dağılım içinde beklenenden daha fazla olduğu gözlemlenmiştir (Arya, 1966).

Ayrıca, özellikle 50, 82 veya 126 nötron içeren çekirdeklerin nötron yakalama tesir kesiti düşüktür ve sihirli sayılarda nötron yakalama kesrinin çok düşük olması,

kabukların kapalı olduğunu ve gelen nötronun soğurulmayacağını gösterir. Sihirli sayılardan bir fazla nötron sayına sahip olan elementin en sondaki nötronunun bağlanma enerjisi çok küçüktür (Arya,1966).

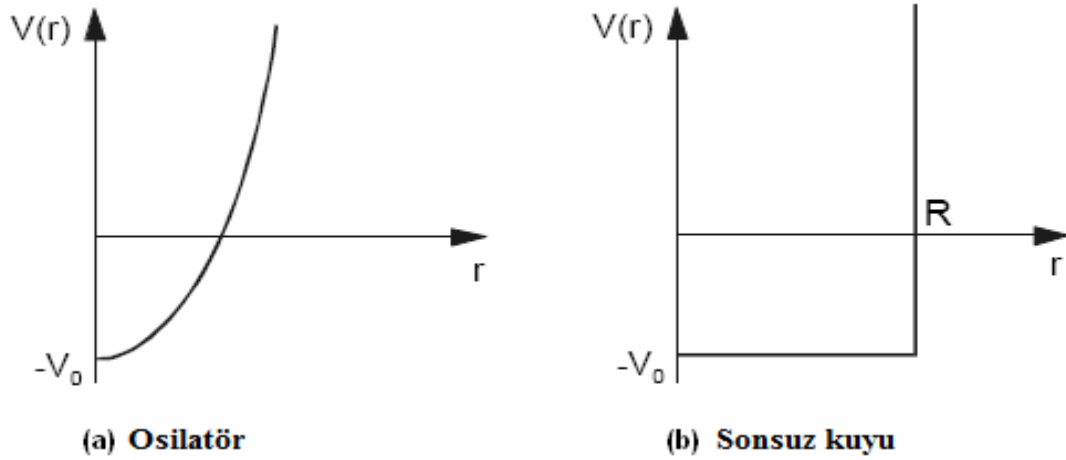
Elde edilen bu veriler protonlar ve nötronların, atomdaki elektronlar gibi, çekirdek içindeki kabuklarda yer aldıklarına işaret eder ve her bir kabuk belirli maksimum sayıda proton ve nötronla sınırlıdır (Kaplan, 1979).

Shell modeline göre, çekirdekteki nükleonlar tarafından enerji seviyeleri Pauli dışarlama ilkesine göre doldurulur. Çekirdekdeki nükleonlar, bir $V(r)$ potansiyelinde bağımsız olarak hareket eder. Bu potansiyel bir nükleona diğer tüm nükleonlardan gelen ortalama etkiyi gösterir ve $V(r)$ sadece radyal uzaklığa bağlıdır. Potansiyelin farklı formları sihirli sayıları elde edebilecek şekilde alınır (Arya, 1966).

Pauli prensibine göre, toplam dalga fonksiyonu nükleonların dalga fonksiyonlarının çarpımı şeklinde yazılabilir.

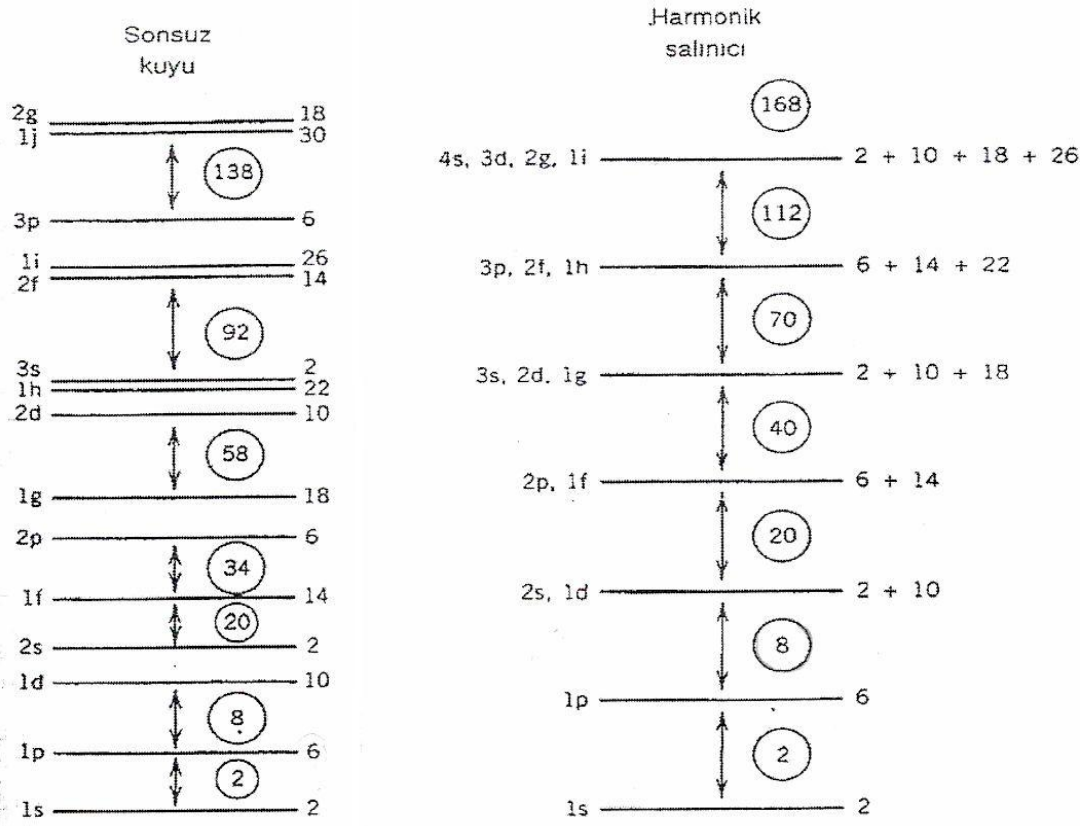
$$\Psi = \phi(1)\phi(2)\phi(3) \dots \phi(n) \quad (3.20)$$

Buradan Şekil 3.15'teki gibi potansiyel formuna sahip olan harmonik osilatör ve sonsuz kuyu potansiyel ifadeleri radyal schrodinger denkleminde yerine yazılarak enerji seviyeleri bulunur.



Şekil 3.15. Osilatör ve sonsuz kuyu potansiyel kuyu şekilleri (Arya, 1966)

Çekirdekdeki potansiyel sonsuz kare kuyu potansiyeli olarak alınırsa, bir nötronu veya bir protonu ayırmak için onu kuyudan dışarıya çıkarmaya yetecek enerjiyi, sonsuz büyüklükte sağlamak gerekir. Nükleer potansiyel keskin kenarlı değildir ve ortalama yarıçapının ötesinde düzgün olarak sıfıra yaklaşır. Harmonik salıncı potansiyeli ise keskin bir şekle sahip değildir ve yine sonsuz bir ayrılma enerjisi gerektirir (Krane, 2006). Her iki potansiyel formu kullanılarak elde edilen enerji düzeyleri Şekil 3.16'da gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi sihirli sayıların tümü elde edilememiştir.

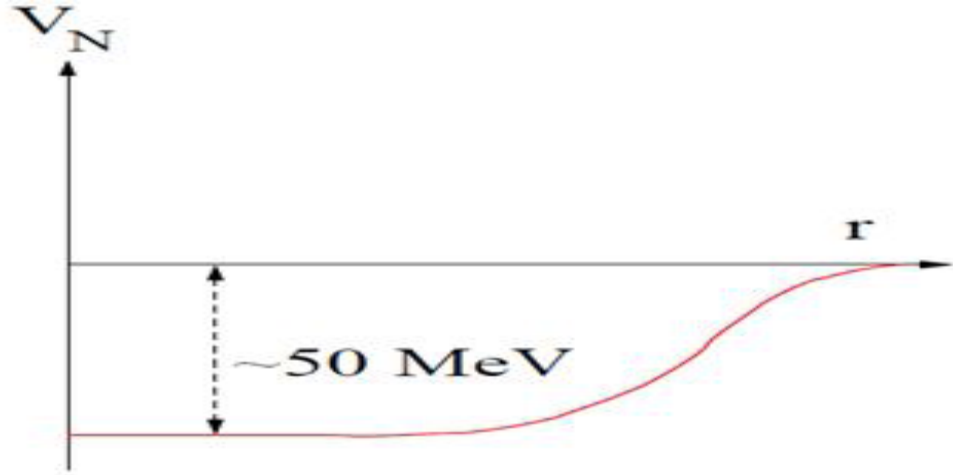


Şekil 3.16. Sonsuz kuyu ve harmonik salıncı potansiyelinden elde edilen enerji düzeyleri (Krane, 2006)

Sihirli sayıları elde edebilmek için bu iki potansiyel formundan hareket edilerek Saxon ile Woods tarafından aşağıdaki gibi ifade edilen bir potansiyel formu geliştirilmiştir (Cansoy, 1978).

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left[\frac{r-R}{a}\right]} \quad (3.21)$$

Eşitlik 3.21 de R ve a parametreleri sırasıyla ortalama yarıçap ve yüzey kalınlığını verir bu ifade de $R = 1,21A^{1/3} fm$ ve $a = 0,524 fm$ olarak seçilir. Kuyu derinliği V_0 , uygun ayrılma enerjisini verecek şekilde ayarlanır ve 50 MeV mertebesindedir (Krane, 2006). Bu potansiyel formu Şekil 3.17’de gösterilmiştir.



Şekil 3.17. Kabuk modeli potansiyel şekli (Mulders ve Ubachs, 2003)

Kabukların sırasıyla $2(2l+1)$ nükleonla doldurulmasıyla 2, 8 ve 20 sayıları elde edilmiş fakat daha üst enerji seviyeleri için yapılan hesaplamalarda sihirli sayılar elde edilememiştir (Krane, 2006).

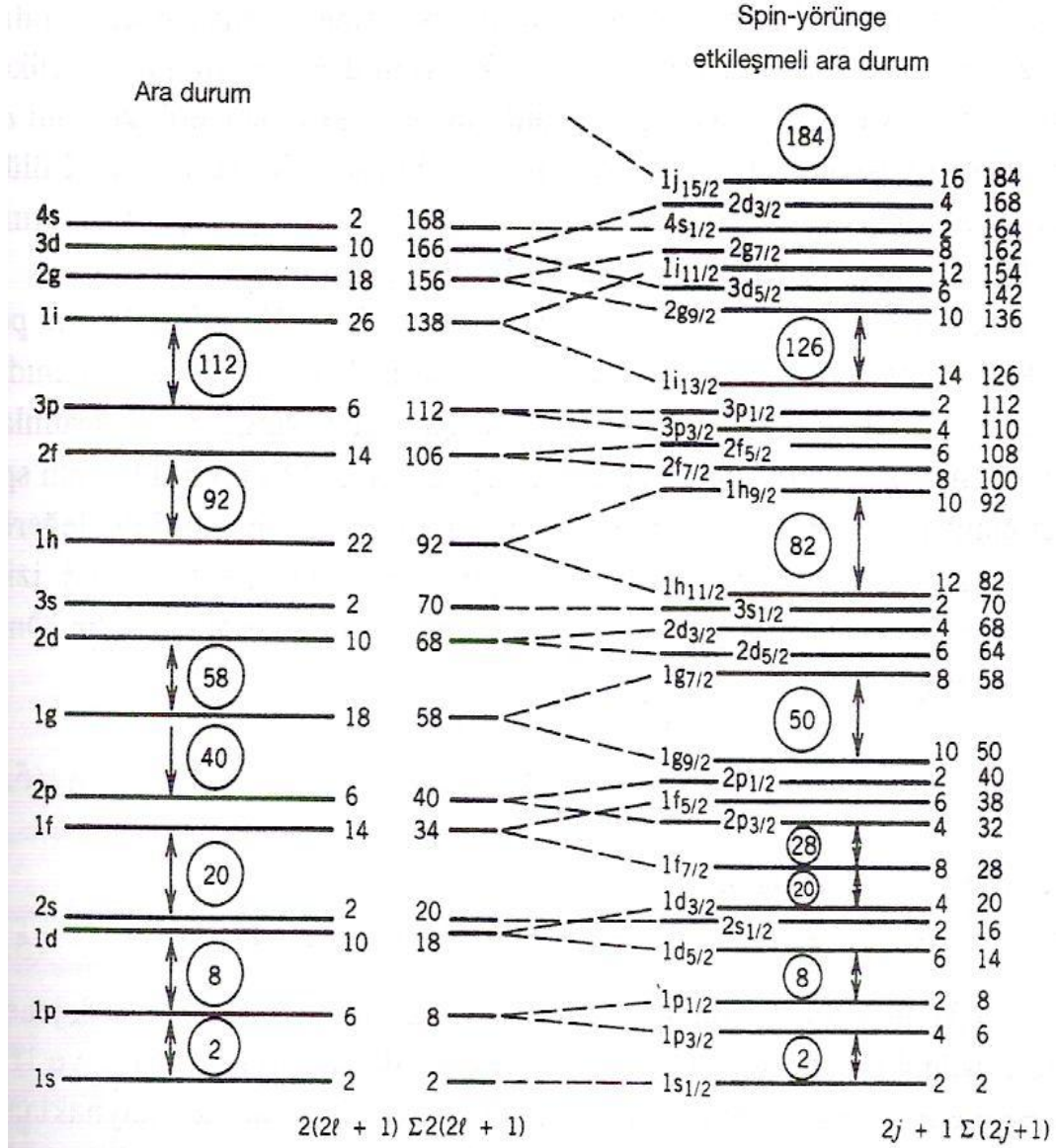
Sihirli sayıların elde edilebilmesi için, atom fiziğindeki gibi spin-orbit etkileşimini içeren bir terimin Woods-Saxon potansiyeline eklenmesi 1949’da Mayer ve Jensen tarafından ortaya atılmıştır. Buradan toplam potansiyel aşağıdaki gibi yazılır (Martin, 2006).

$$V_T = V(r) + V_{ls}(r) \cdot \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (3.22)$$

Eşitlik 3.22’de L ve S tek bir nükleonun orbital ve spin açısal momentum operatörleridir ve $V_{ls}(r)$ radyal koordinatlara bağlı olarak seçilen keyfi bir fonksiyondur. Burada enerji düzeylerinin yeniden düzenlenmesine neden olan $\vec{L} \cdot \vec{S}$ çarpandır (Martin, 2006).

Toplam açısal momentum $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ şeklinde tanımlanır ve kuantum durumları (l, s, j, j_z) kuantum sayıları ile belirlenir. Atomik spektroskopide olduğu gibi $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ olan kuantum durumları s, p, d, f, ... olarak adlandırılır. Spin-yörünge etkileşiminin dahil edilmesi, $2(2l + 1)$ katlı dejener (n, l) seviyelerini $n_{l+1/2}, n_{l-1/2}$ ile gösterilen iki seviyeye ayırır (Açıkgöz ve Yıldırım, 2001).

Deneysel olarak V_{ls} 'nin işareti negatif olarak bulunmuştur. Bu durum $j = l + 1/2$ seviyesinin, $j = l - 1/2$ seviyesinden daha aşağı bir seviyede bulunmasına neden olur. Her bir düzeyin alabileceği nükleon sayısı $2j + 1$ ile bulunur (Martin, 2006). Bu durumda elde edilen enerji düzeyleri Şekil 3.17'de gösterilmiştir.



Şekil 3.18. Spin-yörünge etkileşmesi dahil edilerek hesaplanan enerji seviyeleri (Krane, 2006).

Shell modeli, protonların ve nötronların sihirli sayıları ile birlikte çekirdeğin kararlılığını açıklar. Çiftlenmemiş tek nükleon tarafından belirlenen spin, parite ve nükleer momentler gibi bazı nükleer özellikleri açıklamakta başarılıdır. Taban durumundaki çekirdeğin açıl momentumu hakkında sağladığı bilgiler dışında bazı ağır çekirdekler için gözlenen birkaç barn gibi aşırı büyük kuadropol momentleri kestirmekte ise başarısızdır (Krane, 2006).

3.9. Nükleer Reaksiyon Türleri

Birçok reaksiyon tipi olmasına rağmen, nükleer reaksiyonlar, bileşik çekirdek reaksiyonları ve direkt reaksiyonlar olmak üzere iki kategoride incelenebilir. İlkinde, gelen parçacık ile hedef çekirdek birleşerek uyarılmış halde bir bileşik çekirdek oluşur. Direkt reaksiyonlarda ise, bileşik çekirdek oluşmadan, gelen parçacık hedef çekirdekle etkileşir. Bu iki tip reaksiyon arasındaki bir ayrım, etkileşme sürelerinin farklı olmasıdır. Direkt reaksiyonların gerçekleşme süreleri, çekirdekle etkileşen parçacığın, çekirdek boyunca yol alması için gereken süre mertebesinde olup, yaklaşık $10^{-22}s$ civarındadır. Uyarılmış bir çekirdek için en hızlı bozunma süresi, bu süreden daha uzun olduğundan dolayı, bileşik çekirdek reaksiyonlarının gerçekleşme süreleri $10^{-14} - 10^{-20}s$ aralığında değer alır. Bir nükleer reaksiyonda nötron ve proton sayıları korunur; yani toplam nötron ve proton sayısı reaksiyonun her iki tarafında da eşit olmalıdır. Ayrıca nükleer reaksiyonlarda enerji, doğrusal momentum, açısal momentum ve parite de korunur. (Satchler 1980, Hodgson vd. 1997).

3.9.1. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, gelen mermi parçacığı hedef çekirdeğe çekirdek yarıçapına göre küçük bir çarpma parametresi ile girdiğinde, hedef çekirdeğin nükleonlarıyla ardışık olarak etkileşim yapma ihtimali vardır. Nükleonlarla ardışık etkileşim yapan mermi parçacığı enerjisini hedef çekirdekteki nükleonlarla paylaşır ve soğurur. Çekirdek bu durumda kararsızdır ve enerjisini azaltmak için bir nükleon yayımlayabilir. Bileşik çekirdek reaksiyonları; gelen mermi parçacığının soğurulduktan sonra oluşan kararsız çekirdeğin bir parçacık yayınlamadan önce bileşik çekirdek oluşturmasıdır. Bileşik çekirdeğin oluşumu ve bozunumu,



reaksiyonu için sembolik olarak,



şeklinde yazılır, reaksiyondaki $*C$, bileşik çekirdeği göstermektedir.

Eğer ürün çekirdek B^* 'ın enerjisi yeterince yüksek ise, nükleon veya örneğin α yayınlanması meydana gelir. Enerjinin yeterince yüksek olmadığı durumda ise ($E < \sim 8MeV$) bu ürün çekirdek, gama bozunumu ile taban durumuna döner. Bu süreci daha iyi açıklamak için, çekirdeğe bir sıvı damlası gibi bakmak yararlı olabilir. Buna göre, bileşik çekirdek reaksiyonunda iki sıvı damlası birleşerek, yüksek sıcaklıkta tek bir bileşik damla oluştururlar. Bu damlanın bir veya birkaç parçacığının buharlaşması, bozunum olarak düşünülür.

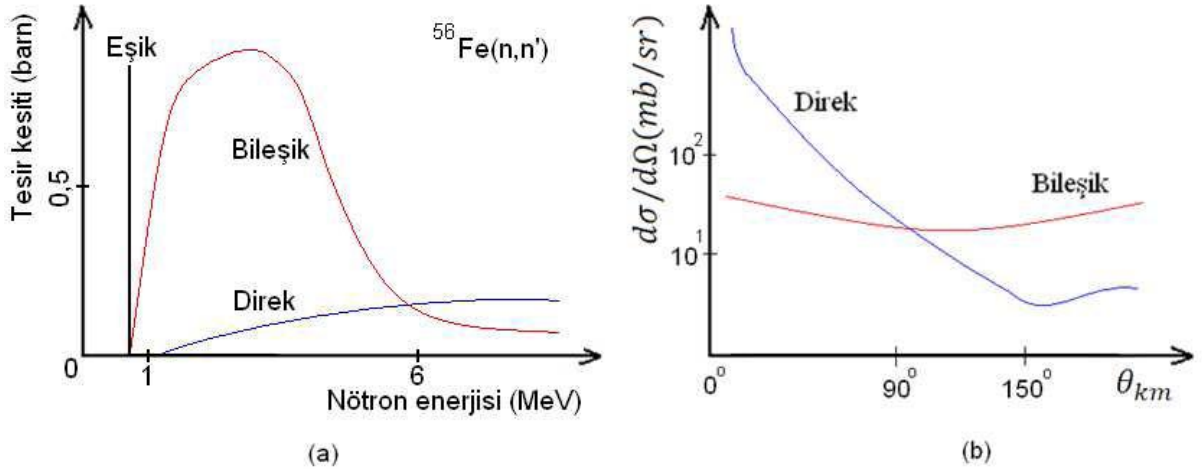
Bileşik çekirdeğin oluşması ve bozunumu arasındaki zaman gecikmesinden ve bileşik çekirdekteki pek çok nükleonun karmaşık hareketlerinden dolayı C^* sistemi, kendini oluşturan $A+a$ reaksiyon kanalını unuttur. Bundan dolayı bileşik çekirdeğin bozunacağı olası $B+b$ kanalları, giriş kanalından ve birbirlerinden bağımsızdır. Bu bağımsızlık hipotezine göre, bileşik çekirdek reaksiyonu için tesir kesiti, (3.25)'deki gibi verilir.

$$\sigma = \sigma_{A+a}^C(E) + G_{B+b}^C(E) \quad (3.25)$$

Bu ifadede, $\sigma_{A+a}^C(E)$ bileşik çekirdeğin E toplam enerjili $A+a$ reaksiyonuyla oluşma tesir kesiti ve $G_{B+b}^C(E)$ ise, bileşik çekirdeğin E enerjisi ile $B+b$ ' ye bozunmasının bağıl olasılığıdır.

Direkt ve bileşik çekirdek reaksiyonları, birbirlerinden tamamen bağımsız değişimlerdir ve belirli bir son duruma götüren bir reaksiyona her ikisi de katkıda bulunabilir. Bu reaksiyonların bağıl önemleri, hedef çekirdekle etkileşmeye giren parçacığın enerjisine bağlıdır. Sekil 3.19.a'da nötronların inelastik saçılmalarıyla ilk uyarılmış haline çıkarılan orta ağır bir çekirdek için, reaksiyon tesir kesitlerinin değişimleri gösterilmiştir. Düşük enerjilerde, bileşik çekirdek reaksiyonu baskındır, fakat yeni reaksiyon kanallarının açılmasıyla birlikte önemi azalmaya baslar. Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, uyarılmış haldeki çekirdeğin sahip olduğu enerji, nükleonlara hemen hemen homojen bir şekilde dağıldığından, çekirdekten yayınlanan parçacıkların enerji spektrumu, Maxwell tipli bir dağılım gösterir. Çekirdekteki tüm enerjinin büyük çoğunluğunu taşıyan bir parçacık bulma olasılığının düşük olması nedeniyle bu

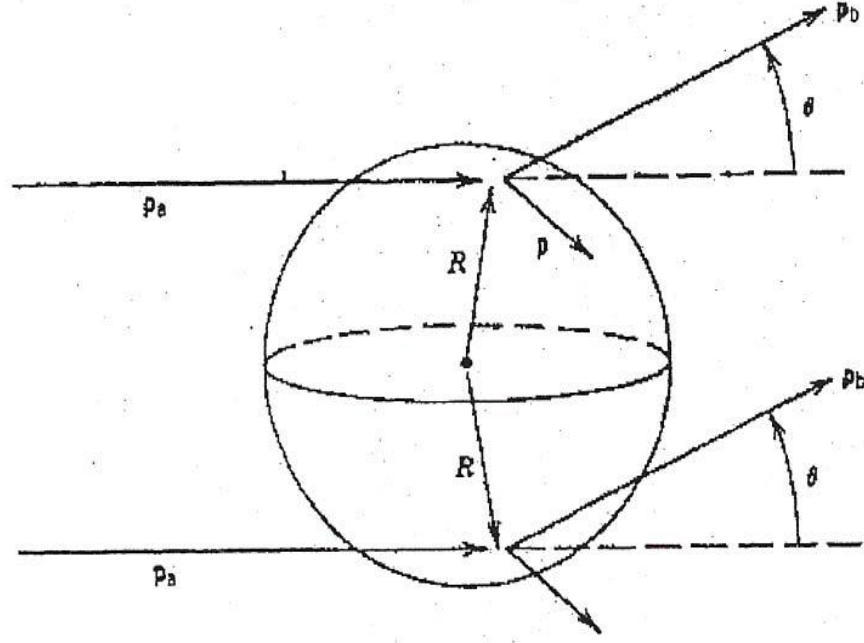
spektrum, düşük enerjilerde yoğunlaşma gösterir. Bileşik çekirdek reaksiyonlarının bir karakteristiği de, çekirdeğin bozunmasından açığa çıkan ürünlerin açısal dağılımlarıdır. Nükleonlar arasındaki rastgele etkileşmelerden dolayı parçacıklar, direkt reaksiyonların aksine izotropik olarak yayınlanırlar (Sekil 3.19.b).



Sekil 3.19.a Nötronun ^{56}Fe çekirdeğinden inelastik saçılmasının tesis kesitlerinin, direkt reaksiyonlar ve bileşik çekirdek reaksiyonları için, nötron enerjisine bağlı değişimleri, b. Direkt ve bileşik çekirdek reaksiyon ürünlerinin, kütle merkezi çerçevesindeki açısal dağılımları

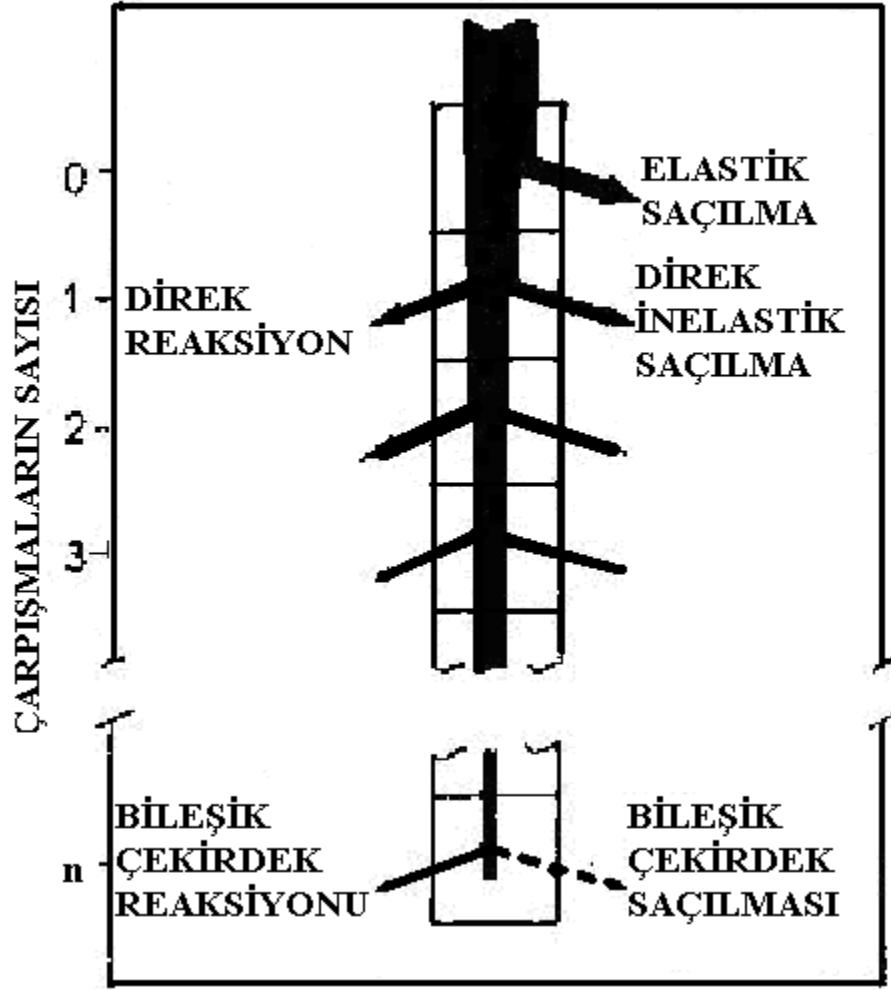
3.9.2 Direk Reaksiyonlar

Doğrudan reaksiyonlarda, gelen parçacık önce çekirdek yüzeyindeki nükleonlar ile etkileşir, gelen parçacığın enerjisi arttıkça parçacığın dalga boyu, çekirdeğin içindeki nükleonlarla da etkileşmeye başlar. Doğrudan 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.



Şekil 3.20. Çekirdek yüzeyinde meydana gelen doğrudan reaksiyonların geometrisi (E.G. Yalçın, 2008)

Doğrudan reaksiyonları bileşik çekirdek reaksiyonlarından ayıran bazı özellikler vardır. Bunlar; Doğrudan reaksiyonlarda gelen parçacığın enerjisinin artması ile doğrudan reaksiyonların gerçekleşme ihtimali artmaktadır. Doğrudan reaksiyonlar $10^{-22}s$ süre içerisinde, bileşik çekirdek reaksiyonların ise, $10^{-16}s$ ile $10^{-18}s$ arasında değişen süre içerisinde meydana gelmektedir. Doğrudan reaksiyonlarda, giden parçacıkların açısal dağılımları daha keskin piklere sahip olmaktadır.



Şekil 3.21. Orta enerjili bir nükleer reaksiyonun oluş şekli

Şekil 3.21’de görüldüğü gibi, çarpışma sayısının sıfır olması durumunda, çekirdek potansiyeli tarafından elastik saçılma meydana getirirler. Eğer parçacıklar ilk çarpışmadan sonra yayınlanırlarsa yarı-direk reaksiyonlar olması söz konusudur. Çekirdek içindeki çarpışmaların sayısı arttıkça parçacık tarafından sisteme aktarılan enerji giderek daha çok nükleon arasında paylaşılır ve herhangi bir parçacığın, çekirdeği terk etmesi için gerekli enerjiye sahip olması olasılığı azalır. Yeteri kadar çok sayıda çarpışmadan sonra, sistem gelişigüzel duruma gelir ve kararlı bir yapıya ulaşır. Bu, bir bileşik çekirdek durumudur ve oldukça düşük bir parçacık yayınlanma hızına sahiptir.

Son yıllarda yapılan deneyler doğrudan ve bileşik çekirdek reaksiyonlarının dışında üçüncü bir nükleer reaksiyon türünün varlığını göstermektedir. Doğrudan reaksiyonlar nükleer sistemi belirleyen kararlı dalga fonksiyonundaki açık konfigürasyonlar, Griffin

veya Exciton Model, Hibrid Modeli ve INC (Intra Nuclear Cascade Model) ise kapalı konfigürasyonlar arasındaki geçişler ile ilgilidir. Bileşik çekirdek durumunda açık ve kapalı konfigürasyonlar arasındaki geçişlerin son basamakları denge öncesi reaksiyonları ise başlangıç basamakları ile ilgilidir. Denge öncesi modeller 10-60 MeV enerjili proton, nötron ve alfa parçacıkları ile oluşturulan reaksiyonlarda enerji spektrumunun yüksek enerji bölgesini açıklamakta oldukça başarılıdır. Fakat yine de bu modeller yayımlanan parçacıkların açısal dağılımlarını kestirmede fazla başarılı değildir.

Özellikle 10 MeV'in üzerindeki gelme enerjilerinde denge-öncesi bileşeni nükleer reaksiyonlara ihmal edilmeyecek katkıda bulunur. Bu bakımdan özellikle temel nükleer fizik problemlerinin aşılabilmesi için, denge öncesi bileşenin nükleer reaksiyonlarda oynadığı rolü deneysel olarak gözlemek ve teorik olarak hesaplamak gereklidir.

Nükleer reaksiyonlar için Griffin (veya Eksiton) denge öncesi model (Griffin, 1966) ilk kez 1966 yılında Griffin tarafından ileri sürülmüştür. Daha sonra birçok araştırmacı tarafından genişletilip, düzeltilerek hem yayımlanan parçacıkların açı integralli spektrumlarının hesaplanmasında hem de çekirdeklerin uyarılma fonksiyonlarının elde edilmesinde büyük bir başarıyla kullanıldı. Ancak, ne Griffin modeli ne de Blann tarafından geliştirilen Hibrid Model (Blann ve Vonach, 1983) yayımlanan parçacıkların açısal dağılımlarını açıklamayı başarmıştır. Denge öncesi modeller arasında ilk olarak sadece “nükleer kaskat” (INC) yayımlanan parçacıkların açısal dağılımlarını açıklayabilmiştir. Ancak, bu modelin başarı düzeyi sınırlıdır.

3.9.3. Denge ve Denge-Öncesi Modeller

Deneysel ölçümlerin uygun olmamasından veya deneysel zorluklar nedeniyle ölçüm yapılamamasından dolayı tesir kesitlerini tahmin etmekte modelleme önemli bir rol oynamaktadır. Veri tabanı protonlar, döteryumlar, He ve alfa parçacıkları mermi ve hafiften ağıra (azottan bizmuta) kadar çekirdeklerin hedef olarak kullanıldığı ve enerji aralığı, eşik değerinden (birkaç MeV), yaklaşık 100 MeV'e kadar değişen reaksiyonlar için bilgi içermektedir. Genellikle kullanılan denge öncesi modeller, "eksiton" modeli ve

hibrid modeldir(Gadioli, 1992; Blann, 1975). Nükleer durum bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi ve Fermi yüzeyinin üstündeki parçacıkların ve altındaki deşiklerin toplam miktarı olan eksiton numarası ile tanımlanmıştır. Aynı eksiton numaralı farklı parçacık-deşik konfigürasyonları arasındaki uyarılma enerjisinin paylaşılma olasılığının eşit olduğu varsayılmıştır. Çekirdek içi iki kütle çarpışması sonucu oluşan nükleer süreç esnasında eksiton numarası değişir. Reaksiyonun her bir aşamasında, sıfırdan farklı parçacık yayılma olasılığı mümkündür. Bu erken bir aşamada gerçekleşirse, denge öncesi yayılmadan bahsedilir. Eğer yayılma erken bir aşamada gerçekleşmezse sistem sonunda denge veya buharlaşma aşamasına ulaşır. Denge aşaması Weisskopf-Ewing (Weisskopf, 1940) tarafından (açısal momentum ve pariteyi ihmal eder) veya daha ayrıntılı bir şekilde bileşik ve artık çekirdekler ve saçılanlar arasındaki spinlerin ve paritelerin vektör çiftlenimini temel alan Hauser-Feshbach (Hauser ve Feshbach, 1952) tarafından tanımlanmıştır.

Denge öncesi modeller 200 MeV'in altındaki nükleer tesir kesitlerinin modellenmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu modeller çıkan parçacık spektrumunun (Blann, 1994; Michel, 1997) yüksek enerji bölgesindeki (kesikli durumlar ile buharlaşma tepe noktası arasındaki bölge) durumunu yeterince açıklamaktadır.

Denge öncesi bozunum için Hibrid, Geometri Bağımlı Hibrid ve Eksiton Model formülasyonları kullanılmaktadır. Bu yaklaşımlar kısmi durum yoğunluğu diye bilinen nicelikle tanımlanır. Kısmi durum yoğunluğu her p parçacığı ve h deşığının eşit olasılıkla oluştuğu varsayılan Fermi gazı için uygun olan enerji bölünmeleri sayısıdır,

$$\rho_n(E) = g(gE)^{n-1} / (p! h! (n-1)! \quad (3.26)$$

Burada, n eksiton sayısı= uyarılmış parçacıklar, “ p ” + deşikler “ h ”, E MeV olarak uyarılma enerjisi olup, g Fermi enerjisindeki tek parçacık durum yoğunluğudur. Yaklaşımları yaparken kullanılan denge öncesi bozunum modelleri, her eksiton düzeni içinde, bütün konfigürasyonların eşit olasılıkla olduğu varsayımına dayanır.

Griffin modeldeki ikinci nicelik, eksiton-eksiton geçiş hızıdır. Bu, birinci dereceden zamana bağımlı pertürbasyon teorisinin “altın kuralıyla” verilebilir:

$$\lambda_{nn'} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \rho_{n'}(E) \quad (3.27)$$

Burada; $|M|^2$, iki cisim etkileşimiyle ilişkili matris elemanının karesidir. Uygulamaların çoğunda, $|M|^2$ için enerji ve kütle bağımlı ortalama değer kullanılır. \mathcal{C} enerjili bir parçacığın denge öncesi yayımlanma olasılığı aşağıdaki gibi verilebilir:

$$W_p(\varepsilon) d\varepsilon = \sum_n \frac{\rho_{n-1}(U) \rho_c(\varepsilon) d\varepsilon}{\rho_n(E)} \quad (3.28)$$

Buradaki toplam, başlangıç eksiton numarası ile başlar ve ulaşılacak tüm olası eksiton durumları üzerindedir.

Nükleer uyarılma enerjisi U , $U = E - (\varepsilon + B)$ ile verilir. Burda, B yayımlanan parçacığın bağlanma enerjisidir. Blann (Blann, 1968) ve diğer bazı araştırmacılar (Williams, 1971; Oblozinsky, 1974) tarafından genişletilen Griffin modeli eksiton geçiş hızları için daha kesin ifadeler verir.

$$\lambda_{n,n-2} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g \frac{p h (n-2)}{2} \quad (3.29)$$

$$\lambda_{n,n} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g^2 E \frac{p(p-1) + 4ph + h(h-1)}{2n} \quad (3.30)$$

$$\lambda_{n,n+2} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{g^3 E^2}{2(n+1)} \quad (3.31)$$

Bu noktada, Eksiton Modeli ile Hibrid Modeli formülasyonları arasında geçiş hızlarının ele alınması bakımından önemli bir fark olduğu söylenebilir. Hibrid ve geometri bağımlı hibrid modeller “matris elemanı” formülasyonlarını kullanmazlar. Denge öncesi yayımlanmalardan sonra, Hauser-Feshbach veya Weisskopf-Ewing teorileri, reaksiyon sürecinden kalanı ele alır. $A(a,b)B$ reaksiyonunun tesir kesiti

$$\sigma_{ab} = \sum_j \pi \frac{T_a T_b}{\sum_i \sum_c T_{ic}} \quad (3.32)$$

şeklinde verilebilir. Burda i , farklı tipte çıkan parçacıkları (n,p,d,..) tanımlar. T 'ler a ve b parçacıkları için optik bir potansiyelden hesaplanan geçiş katsayılarıdır ve c ise bütün olası son durumlar için kullanılmaktadır. Bu son durumlar, ya artık çekirdeklerin kesikli uyarılmış düzeyleri, ya da düzey yoğunluk formülü ile tanımlanmış sürekli düzeylerdir(Yalçınmer ,1994).

3.9.4. Denge Reaksiyon Modeli

Denge yayınlanması açısal momentumu ihmal eden Weisskopf ve Ewing (WE) modeline 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;

$$\sigma_{ab}^{WE} = \sigma_{ab}(E_{inc}) \frac{T_b}{\sum_{b'} T_{b'}} \quad (3.33)$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_{inc} gelme enerjisi

$$T_b = \frac{2S_b+1}{\pi^2 h^2} \mu_b \int d\varepsilon \sigma_b^{inv}(\varepsilon) \varepsilon \frac{W_1(U)}{W_2(E)} \quad (3.34)$$

'dur. Toplam tek-parçacık durum yoğunluğu;

$$W_1 = \frac{1}{\sqrt{48}} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha(E-D)}]}{E-D} \quad (3.35)$$

ile verilir. σ_b^{inv} ters tesir kesiti, E bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi , D çiftlenim enerjisi, g tek parçacık durum yoğunluğu, s_b , b parçacığının spini, indirgenmiş kütle, $W_1(E)$ toplam uyarılmış tek parçacık durum yoğunluğu ve $\alpha = \frac{6}{\pi^2} g'$ dır (Yalçınmer, 2008)

3.9.5. Griffin (Exciton) Modeli

Griffin model, nükleer potansiyeli, eşit aralıklı tek parçacık durumları olarak kabul eder. 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 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 deşikleri dikkate alır. Ayrıca, Fermi-gaz-denge modelinde olduğu gibi, denge sürecinin takibi için birtakım denklemler kullanır, fakat bu denklemler daha basittir ve çözümü daha kolay ve hızlıdır. Çekirdek hakkındaki detaylı bilgilerden vazgeçildiğinde model, çok farklı reaksiyon çeşitlerini ele almaya uygun olur. Özellikle, mermi olarak kompleks parçacıkları (d,t, α) içeren reaksiyon hesaplarının yapılabilmesi gibi bir avantajı vardır.

Uyarılmış parçacık ve deşiklerin serbestlik derecesi, her konfigürasyon için listelenmektedir. Eksiton Model gelen parçacık ve hedef çekirdek arasındaki ilk etkileşmeden sonra uyarılmış sistemin karmaşık bir dizi basamaktan geçtikten sonra dengeye ulaşabildiğini varsayar ve bu basamakların her birinden yayınlanma mümkün olabilir. Karmaşıklığın farklı basamakları uyarılmış parçacık ve deşiklerin sayısına göre sınıflandırılır ve eksiton model hesaplamaları, ana denklemin bir dizi çözümünü içerir. Denge öncesi işlemler, 10 MeV in üzerindeki hafif parçacıklar ile oluşturulan nükleer reaksiyonlarda önemli bir yer tutar. Exciton model, Cline ve Ribansky tarafından verilen master denklemlerinin çözümüne dayanır.

$$-q(n, t = 0) = \lambda^+(E, n + 2)\tau(n + 2) + \lambda^-(E, n - 2)\tau(n - 2) - [\lambda^+(E, n) + \lambda^-(E, n) + W_1(E, n)] \tau(n) \quad (3.36)$$

Burada, $q(n, t=0)$ sürecin başlangıç koşuludur. $\tau(n)$ ana denklemin çözümüdür ve sistemin n eksiton durumunda kalma süresini ifade eder. $\lambda^+(E, n)$ ve $\lambda^-(E, n)$ iç geçiş hızlarıdır. Ana denklemde kullanımı hem dengeye geçiş olasılığını $\lambda^+(E, n)$ ve en az karmaşık duruma geçme olasılığının $\lambda^-(E, n)$ her ikisini de içerir.

$W_1(E, n)$ exciton durumundan yayınlanma hızıdır. İfadeler bileşik çekirdekten buharlaşma için Weisskopf'un klasik ifadesi ile özdeştir, parçacık ve deşik yoğunluğunu açıklamada farklılık gösterir. Eşitlik 1'in cebirsel çözümü için her başlangıç koşulu için doğru bir sonuç veren algoritma kullanılır. Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$ başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ 'dir. ε_b enerjili bir b nükleonunun p uyarılmış parçacık ve h deşikli bir durumdan (n eksiton) yayınlanma olasılığı $W_b(E, n, \varepsilon_b)$;

$$W_b(E, n, \varepsilon_b) = \frac{2S_b + 1}{\pi^2 + \hbar^3} \varepsilon_b \mu_b \sigma_b^{inv}(\varepsilon_b) \frac{W(p-p_b, h, V)}{W(p, h, E)} Q_b(p, h) \quad (3.37)$$

İfadesi ile verilir. Burada nötronlar ile protonlar arasındaki farkı hesaba katan $Q_b(p, h)$ faktörü nötron-proton ayırtedebilme faktörüdür. Nükleonlarla oluşturulan reaksiyonlar için başlangıç parçacık sayısı $p_0 = 2$, başlangıç deşik sayısı $h_0 = 1$ 'dir (Yalçınar, 2008).

3.10. Tesir kesiti

Tesir kesiti (σ) kavramı, gelen şudaki azalmayı hesaplamak amacıyla kullanılır. A yüzeyine ve dx kalınlığına sahip ince bir levha üzerine I şiddetiyle gelmekte olan bir parçacıklar şuası düşünelim. Bir parçacık ince levhadan geçerken bir çekirdeğe çok yaklaşmışsa, çekirdek tarafından bu parçacığın bir miktar yutulma (soğurulma) veya saçılma şansı vardır. Farz edelim ki, σ bir atomu kuşatan etkin alandır; şayet gelen parçacık bu alana düşerse bir nükleer reaksiyon meydana gelecektir. Eğer, levhanın birim hacmi başına n tane hedef çekirdeği olduğu kabul edilirse yine levha o kadar ince

olsun ki hiçbir çekirdek diğer bir çekirdek üzerine binmesin ve böylece her birinin gelen parçacıklarla nükleer reaksiyona aynı ölçüde sebep olmaları mümkün olsun. Bu kabullenişlerden sonra :

$$n_{dx} = \text{Birim yüzey başına düşen çekirdek sayısı} \quad (3.38)$$

$$A n_{dx} = \text{A alanındaki toplam çekirdek sayısı} \quad (3.39)$$

olacaktır. Her bir çekirdek σ etkin alanıyla iştirak ettiğinden, bir nükleer reaksiyon için mümkün olan toplam hassas veya etkin alan

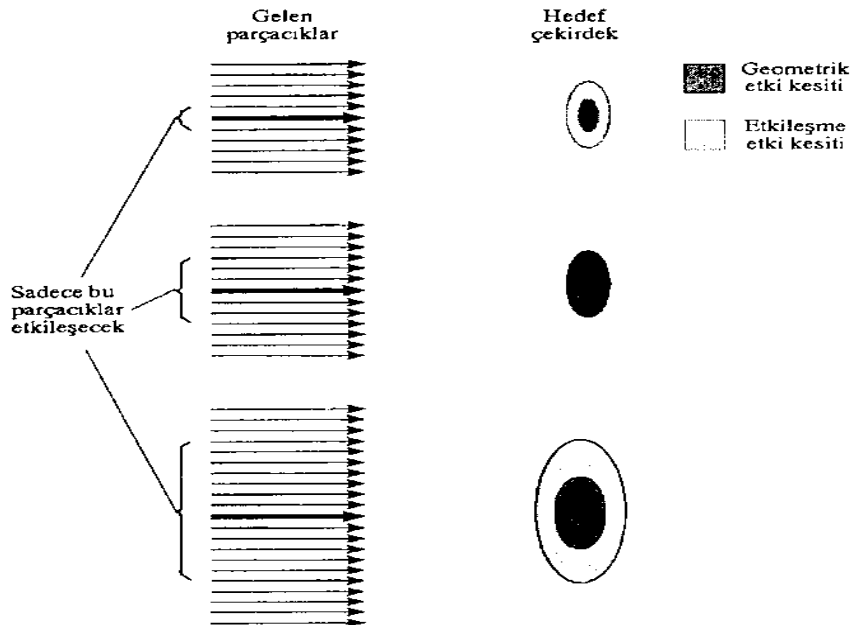
$$A n \sigma_{dx} = \text{Toplam etkin alan} \quad (3.40)$$

olacaktır. Etkin alan kesri (f) ise

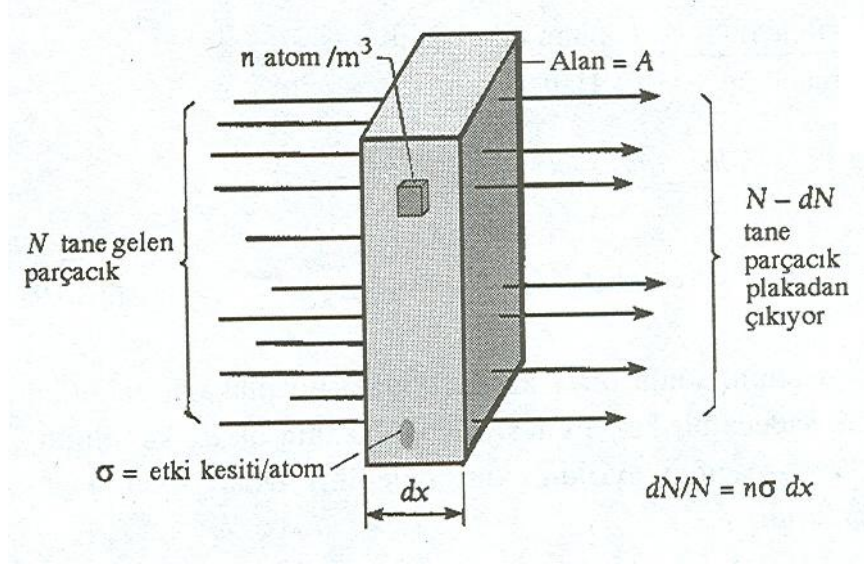
$$f = \text{Toplam etkin alan} / \text{toplam yüzey alan} \quad (3.41)$$

$$= \sigma A n_{dx} / A \quad (3.42)$$

$$= n \sigma_{dx} \text{ ifadesiyle verilir.} \quad (3.43)$$



Şekil 3.22.Etki kesiti kavramının geometrik bir yorumu



Şekil 3.23.Etki kesiti ve hüzme şiddeti arasındaki bağıntı.

Bu etkin alan kesri, şuanın ince levhadan geçerken I şiddetinde meydana gelen değişiklik kesrini temsil eder. Böylece şiddetteki dI değişimi:

$$dI = -f I \quad (3.44)$$

ile verilir. İhtimaliyetten bahsettiğimize göre f 'nin ve σ 'nın atomun geometrik büyüklüğüyle pek ilgisi yoktur. Gerçekten de σ , bir nükleer reaksiyonun meydana gelme ihtimaliyetiyle orantılıdır. Bağlantılar birleştirilirse:

$$-dI/I = n\sigma dx \quad (3.45)$$

elde edilir. Buradaki negatif işaret x kalınlığı arttıkça I şiddetinin azalacağı anlamına gelir. $x=0$ anında $I = I_0$ olduğunu kabul ederek yukarıdaki bağıntının integrali alınırsa:

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} \quad (3.46)$$

elde edilir. Şuadaki N parçacık sayısı şuanın şiddetiyle orantılı olduğundan bağıntı parçacık sayısı cinsinden:

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (3.47)$$

olarak yazılabilir.

Burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve N 'de levhanın x kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. Tesir kesiti genellikle σ ile gösterilir. Tesir kesitinin birimi barn'dır ve b ile gösterilir.

$$1b = 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad \text{olup daha küçük birimi milibarn dır.} \quad (3.48)$$

$$1mb = 10^{-3} b \quad (3.49)$$

n ile σ 'nın çarpımına makroskobik tesir-kesiti (Σ) denir.

$$\Sigma = n\sigma \quad (3.50)$$

şayet sadece soğurma ile ilgileniyorsak o zaman Σ 'nin yerine soğurma katsayısı (a) terimini de kullanabiliriz.

$$a = n\sigma \quad (3.51)$$

Şimdi, (3.47) bağıntısı:

$$N = N_0 \Sigma^x = N_0 a^x \quad (3.52)$$

şeklinde yazılabilir. İnce levhanın anlamı şimdi açıklığa kavuşabilecektir. Şayet $ax \ll 1$ ise levha incedir; ki bu, hem levhanın geometrik olarak ince olması halinde hem de tesir kesitinin yeterince küçük olması halinde doğrudur. Bu durumda

$$e^{-ax} \cong 1 - ax \quad (3.53)$$

$$N \cong N_0 (1 - ax) \quad (3.54)$$

olur. Böylece x kalınlığını geçerken soğurulan parçacıkların sayısı

$$dN = N_0 - N_0 (1 - ax) = N_0 a x = N_0 n \sigma x \quad (3.55)$$

ifadesiyle verilir. Bunun, etkin alan kesrinin tarifiyle ($f=n\sigma dx$) tam bir uyum içinde olduğuna dikkat ediniz. Hüzmede kalan parçacıkların N sayısı, plakanın x kalınlığı arttıkça üstel olarak azalır. Bir SI birimi olmamakla birlikte barn kullanışlıdır, çünkü, bir çekirdeğin geometrik kesitinin yüzölçümüyle aynı mertebededir. Adı, daha bilinen bir hedefin kesit alanından, samanlık (barn = samanlık) duvarından gelir.

3.11.Diferansiyel Tesir Kesiti

Gelen parçacıklar hedef çekirdeklerle 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 kısmi-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 θ 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, $\sigma(\theta, \phi)$ ile göstereceğiz:

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{tesir-kesiti/steradyan}) \quad (3.56)$$

Böylece toplam tesir-kesiti

$$\sigma_T = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.57)$$

olacaktır. $d\Omega$ katı açısının değeri

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{(\text{mesafe})^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r \sin \theta d\phi)}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.58)$$

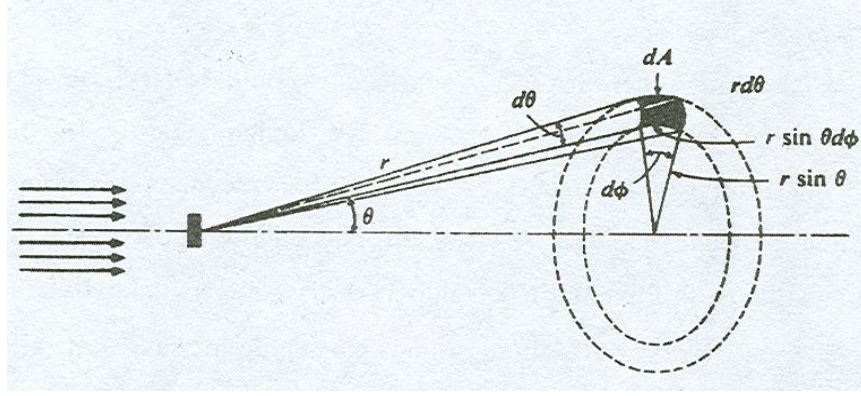
ifadesiyle verilir. Toplam katı açı

$$\Omega = \int_{\Omega} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi \quad (3.59)$$

olup katı açı kesri ise

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (3.60)$$

dir. σ_T , toplam tesir kesiti iki bağıntı birleştirilerek bulunabilir.



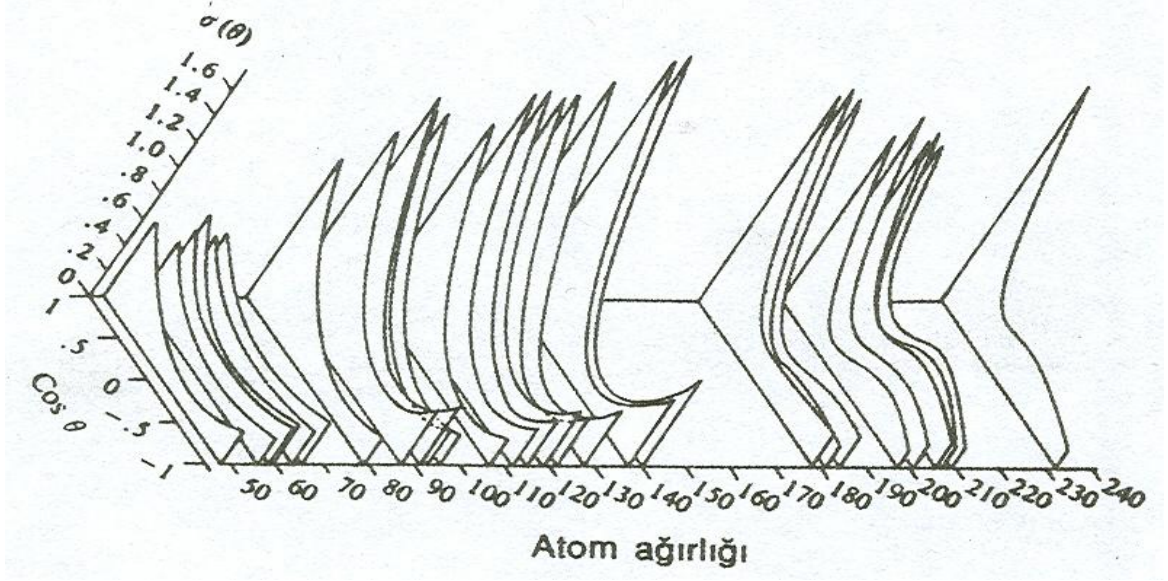
Şekil 3.24. $d\Omega$ katı açısının hesap elemanları

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.61)$$

Şayet diferansiyel tesir kesiti ϕ den bağımsız ise tesir kesiti (ϕ üzerinden integral alındıktan sonra)

$$\sigma_T = 2\pi \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta \quad (3.62)$$

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



Şekil 3.25. Atom ağırlığı ve saçılma açısının kosünüsünün bir fonksiyonu olarak, 1 MeV'lik nötronların elastik saçılmalarına ait diferansiyel tesir-kesiti.

4.BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1.(n,α), (n,p) ve (n,2n) Reaksiyon Tesir Kesitleri İçin Deneysel Formüller

Nükleer modellerde çoğunlukla ya yeterli olmadıklarından yada yapmanın çok zor olduğu ölçümlerden dolayı çoğu kez nötronlu reaksiyon tesir kesitlerinin tahminine ihtiyaç duyulur. Ancak, bu hesaplamalar deneysel verilerin yeterince uyumlu olmadığı parametreler kullanarak yürütüldüğü zaman elde edilen sayısal sonuçlar fazla güvenilir olmayabilir. 14-15 MeV enerjili nötronlar sayesinde elde edilen (n,yüklü parçacık) ve (n,2n) reaksiyon tesir kesitlerinin çok sayıda deneysel verisi yayımlanmaktadır (the Computer Index of Neutron Data bibliographic catalogues). Pek çok çekirdeğin tesir kesitlerinin hedef çekirdeğin kütle numarası A, nötron sayısı N ve proton sayısı Z ile orantılı bir şekilde değiştiği uzun zamandır bilinmektedir. Bu etkiler verilerde gözlenmekte olan izotopik, izotonik ve çekirdeğin tek-çift özelliklerinin yanı sıra $s=(N-Z)/A$ asimetri parametreleri ile de simgelenir. Hızlı nötronlar sayesinde oluşan reaksiyonların deneysel tesir kesitleri yaklaşık olarak aşağıdaki gibi tanımlanabilir;

$$\sigma(n, x) = C \sigma_{ne} \exp[as] \quad (4.1)$$

Burada σ_{ne} nötronun elastik olmayan tesir kesiti ve C ile a katsayıları farklı reaksiyonlar için fit parametreleridir.

Deneysel verilerin çoğu nötron enerjisi 14 MeV'e yakın enerjilerde alınır. 14-15 MeV enerjili nötronlarda farklı reaksiyonlar için tesir kesitinin izotopik bağımlılığını tanımlayan birkaç formül vardır. Ölçülen tesir kesitleri küçük kütlelerde ($Z \leq 30$) artan asimetri parametresi ile büyük değişim sergiler ve daha sonra orta ve ağır çekirdekler ($A \leq 100$ 'den başlayan) için hemen sabitlenir. Daha önce yapılan çalışmalarda (n,p), (n,α) ve (n,2n) tesir kesitlerinin

$s=(N-Z)/A$ asimetri parametresi ile ilişkili olan deneysel değerler tanımlanmaya çalışıldı. Literatürdeki (n,p), (n,α) ve (n,2n) için formüller ve bu çalışmalar sihirli sayılar için en iyi fit parametrelili sonuçları Çizelge 2,4 ve 6'da verildi.

4.1.1. 14-15 MeV enerjili (n,p) reaksiyon tesir kesiti sistematiikleri

Çekirdekte bir proton ile bir nötronla yer değiştiğinde kütle numarası değişmez fakat yük bir birim azalır. Böylece atom çekirdek tablosundaki kararlılık çizgisinin altına hareket etmiş olur. Yüklü bir parçacığın dışarı atılması önemli miktarda enerji gerektirdiğinden bu tür (n,p) reaksiyonlarının düşük enerjili nötronlarla meydana gelmesi nadir görülür.

Çizelge 1. 14-15 MeV enerjili (n,p) reaksiyon tesir kesiti (mb) sistematiikleri

Yazar	Enerji (MeV)	Kütle numarası	σ (n,p) Formülü	R ²
Tel ve ark.	14-15	Çift-Z, Çift-N	$\sigma(n,p) = 16,33(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-26,17.S}$	0.863
	14-15	Çift-Z, Tek-N	$\sigma(n,p) = 9,71(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-21,87.S}$	0.835
	14-15	Tek-Z, Çift-N	$\sigma(n,p) = 7,31(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-20,21.S}$	0.788

Çizelge 2.Sihirli sayıların 14-15 MeV enerjili (n,p) reaksiyon tesir kesiti (mb) sistematikleri

Enerji (MeV) 14-15		N	Z	$S=(N-Z)/A$	σ (Tel formülü) mb	σ (Deneysel)
	$^{16}_8\text{O}$	Çift	Çift	0	202.32	259±43 (M.L.Sanchez) 50.2±3.8 (M.Subashi,2000)
	$^{17}_8\text{O}$	Tek	Çift	0.058	34.63	27.4±4(E.B.Norman,1998) 23±5 (Y.Kasugai, 2000)
	$^{18}_8\text{O}$	Çift	Çift	0.111	11.98	2.3± 0.5(W. Schontl,1970) 1.15±17(Y. Kasugai,2000)
	$^{40}_{20}\text{Ca}$	Çift	Çift	0	319	298±38 (D.L.Allan,1961) 138±12 (E. Betak,1999)
	$^{41}_{20}\text{Ca}$	Tek	Çift	0.024	67.77	
	$^{42}_{20}\text{Ca}$	Çift	Çift	0.047	95.53	140±45 (P.Hille,1963) 160 ± 30 (V.N.Levkovskiy,1963)
	$^{58}_{28}\text{Ni}$	Çift	Çift	0.034	158.74	150.5±6(B.M.Bahal,1985) 227±51 (M.Bormann,1966)
	$^{59}_{28}\text{Ni}$	Tek	Çift	0.050	76.93	
	$^{60}_{28}\text{Ni}$	Çift	Çift	0.06	81.88	97± 10 (M.Viennot,1991) 120± 18 (K.T.Osman,1996)
	$^{112}_{50}\text{Sn}$	Çift	Çift	0.107	33.62	37.7±7 (P.M.Gopych,1987) 42± 7.5 (H.Sakane,1997)
	$^{113}_{50}\text{Sn}$	Tek	Çift	0.115	26.39	
	$^{114}_{50}\text{Sn}$	Çift	Çift	0.122	22.79	20.5± 1.1(E.Betak,2005) 19± 4.7 (Y.Ikeda, 1983)
	$^{208}_{82}\text{Pb}$	Çift	Çift	0.21	3.13	1.19±0.07(S.V.Begun,2001) 1.26± 0.2(G.N.Maslov)
	$^{209}_{82}\text{Pb}$	Tek	Çift	0.215	4.196	
	$^{210}_{82}\text{Pb}$	Çift	Çift	0.219	2.512	

4.1.2. 14-15 MeV enerjili (n,2n) reaksiyon tesir kesiti sistematiikleri

Yüksek enerjili nötron yakalandığı zaman iki ya da daha fazla nötron yayınlanır. (n,2n) reaksiyonunda kütle değişimi daima negatiftir; böylece bu reaksiyonlar için hızlı nötronlar gereklidir. Çok yüksek enerjili nötronlar 3 veya 4 veya daha çok nötronların yayınlandığı reaksiyonlar üretebilirler. (n,2n) reaksiyonu çekirdeğin yükünü değiştirmez ve ürün çekirdek hedef çekirdeğin bir birim eksik kütle numaralı izotopudur.

Çizelge 3. 14-15 MeV enerjili (n,2n) reaksiyon tesir kesiti (mb) sistematiikleri

Yazar	Enerji (MeV)	Kütle numarası	σ (n,2n) Formülü	R ²
Tel ve ark.	14-15	Çift A	$\ln\sigma(n, 2n) = 7.15[(1 - 2,45e^{-31,62.s})]$	0.921
	14-15	Tek A	$\ln\sigma(n, 2n) = 7.65[(1 - 1,59e^{-23,06.s})]$	0.981

Çizelge 4.Sihirli sayıların 14-15 MeV enerjili (n,2n) reaksiyon tesir kesiti (mb) sistematikleri

Enerji(MeV) 14-15		A	S=(N-Z)/A	σ (Tel formülü) mb	σ (Deneysel)
	$^{16}_8\text{O}$	Çift	0	3.16×10^{-5}	
	$^{17}_8\text{O}$	Tek	0.058	84.52	
	$^{18}_8\text{O}$	Çift	0.111	749.94	
	$^{40}_{20}\text{Ca}$	Çift	0	3.16×10^{-5}	
	$^{41}_{20}\text{Ca}$	Tek	0.024	2.046	
	$^{42}_{20}\text{Ca}$	Çift	0.047	27	
	$^{58}_{28}\text{Ni}$	Çift	0.034	3.28	
	$^{59}_{28}\text{Ni}$	Tek	0.050	45.83	
	$^{60}_{28}\text{Ni}$	Çift	0.06	142.6	
	$^{112}_{50}\text{Sn}$	Çift	0.107	1141.38	
	$^{113}_{50}\text{Sn}$	Tek	0.115	897.84	
	$^{114}_{50}\text{Sn}$	Çift	0.122	812.4	
	$^{208}_{82}\text{Pb}$	Çift	0.21	1176.14	
	$^{209}_{82}\text{Pb}$	Tek	0.215	1919.8	
	$^{210}_{82}\text{Pb}$	Çift	0.219	1248.87	

4.1.3. 14-15 MeV enerjili (n, α) reaksiyon tesir kesiti sistematikleri

Çizelge 5. 14-15 MeV enerjili (n, α) reaksiyon tesir kesiti (mb) sistematikleri

Enerji (MeV)	Kütle numarası	$\sigma(n, \alpha)$ Formülü	R ²
14-15	Çift-Z, Çift-N	$\sigma(n, \alpha) = 14,43(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-32.17.S}$	0.795
14-15	Çift-Z, Tek-N	$\sigma(n, \alpha) = 19,41(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-35.97.S}$	0.902
14-15	Tek-Z, Çift-N	$\sigma(n, \alpha) = 17,93(A^{1/3} + 1)^2 \cdot e^{-34.04.S}$	0.951

Çizelge 6.Sihirli sayıların 14-15 MeV enerjili (n, α) reaksiyon tesir kesiti (mb)
sistematikleri

Enerji (MeV) 14-15		N	Z	$S=(N-Z)/A$	σ (Tel formülü) mb	σ (Deneysel)
	$^{16}_8\text{O}$	Çift	Çift	0	176.76	250 \pm 75 (B.Leroux,1968) 150 \pm 40 (M.Bormann,1963)
	$^{17}_8\text{O}$	Tek	Çift	0.058	30.91	35.4 \pm 6.5 (Y.M.Verzilov,1998)
	$^{18}_8\text{O}$	Çift	Çift	0.111	5.482	7.6 \pm 1.7(M.Schmidt,1972)
	$^{40}_{20}\text{Ca}$	Çift	Çift	0	281.81	141 \pm 21(S.M.Qaim,1977)
	$^{41}_{20}\text{Ca}$	Tek	Çift	0.024	160.67	
	$^{42}_{20}\text{Ca}$	Çift	Çift	0.047	72.72	
	$^{58}_{28}\text{Ni}$	Çift	Çift	0.034	114.95	101.6 \pm 8.9(A.Fessler,1999) 105 \pm 7 (A.D.Majdeddin,1997)
	$^{59}_{28}\text{Ni}$	Tek	Çift	0.050	83.53	
	$^{60}_{28}\text{Ni}$	Çift	Çift	0.06	41.75	
	$^{112}_{50}\text{Sn}$	Çift	Çift	0.107	20.52	
	$^{113}_{50}\text{Sn}$	Tek	Çift	0.115	10.55	
	$^{114}_{50}\text{Sn}$	Çift	Çift	0.122	9.35	3.5 (P.M.Gopych,1991)
	$^{208}_{82}\text{Pb}$	Çift	Çift	0.21	0.78	0.54 \pm 0.04(S.V.Begun,2002) 1.58 \pm 0.2(R.F.Coleman,1959)
	$^{209}_{82}\text{Pb}$	Tek	Çift	0.215	0.466	
	$^{210}_{82}\text{Pb}$	Çift	Çift	0.219	0.590	

5.SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bilindiği gibi, çekirdeklerin fiziksel özelliklerinin incelenmesinde ve deneysel verilerin yorumlanmasında en çok kullanılan yöntemlerden biriside çekirdeğin Kabuk modelidir. Bu tezde, Kabuk modelini kullanarak sihirli hedef çekirdekler tesir kesitlerini hesaplamak için oluşturulan formüller kullanılarak daha hassas sonuçlar elde edilmiştir. Oluşturulan formüllerden görülür ki; sihirli hedef çekirdekler tesir kesiti hesabında atom numarası, kütle numarası gibi faktörler sonuçları etkilemektedir. (n,p) , $(n,2n)$ ve (n,α) tepkimeleri için oluşturulan formüller kullanılarak sihirli hedef çekirdeklerin tesir kesitleri hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar Çizelge-2, Çizelge-4, Çizelge-6' da gösterilmiştir. Hesaplama sonuçları literatür sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

Hesaplanan sonuçlardan görüldüğü gibi, sihirli hedef çekirdeklerin (n,p) ve (n,α) formüllerinden elde edilen değerler genel olarak deneysel değerlerle daha iyi bir uyum içindedir. (n,p) ve (n,α) reaksiyon tesir kesiti hesaplamalarında hafif çekirdeklere hesaplanan tesir kesiti düzenli olarak azalmıştır. Tesir kesitlerindeki bu düzenli azalma ağır çekirdeklere birazda olsun düzensizlik göstermiştir. Çift sihirli çekirdekler içinde durum böyledir. $(n,2n)$ reaksiyon tesir kesitleri hesabında ise daha fazla düzensizlik gözlenmiştir. Elde edilen sonuçlar deneysel sonuçlar ile çok fazla uyum içerisinde çıkmamıştır. $(n,2n)$ reaksiyon tesir kesiti hesabında kütle numarası arttıkça elde edilen tesir kesiti hafif çekirdeklere göre daha düzenlidir ve elde edilen sonuçlarda artış göstermiştir.

Özetle söylemek gerekirse, tesir kesitlerinin hesaplanmasında kabuk modeli kaçınılmaz bir konudur ve bu hesaplamaların tam doğruluğu için toplam tesir kesitine katkıda bulunan tüm etkiler dikkate alınmalıdır (yoğunluk,sıcaklık vs..) . Ayrıca (n,p) ve (n,α) reaksiyon tesir kesitleri kütle numarası artışına bağlı olarak aynı çekirdeğin izotoplarında daha düzenli sonuçlar elde edilmiştir.

KAYNAKLAR

- Arya, A. P., Çekirdek Fiziğinin Esasları, İstanbul: Aktif Yayınevi, 1999.
- Aydın, E. G., Tel, E., Kaplan, A., 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), 2007.
- Azman, G. A., Alfalarla Oluşturulan Ve Alfa Yayımlanan Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitlerinin Ve Uygulama Alanlarının Araştırılması, Doktora Tezi, Adana
- Blann, M., Vonach, H. K., Global test of modified pre-compound decay models, Phys. Rev. C, 28: 1475-1492, 1983.
- Blann, M., Extensions of Griffin's statistical model for medium-energy nuclear Reactions, Phys. Rev. Lett., 21: 1357-1360, 1968.
- Blann, M., Hybrid Model For Pre-Equilibrium Decay in Nuclear Reactions, Phys. Rev. Lett. 27 337, 1971.
- Boztosun İ., Nükleer Fizik Ders Notları. Erciyes Üniversitesi, 2005.
- Çetinkaya E., Nükleer Kabuk Modeli Kullanılarak Bazı Hafif Çekirdeklerin Enerji Seviyelerinin Hesaplanması, Yüksek Lisans Tezi, Tokat
- Gedikoğlu, A., Çekirdek Fiziğine Giriş, Karadeniz Teknik Üniversitesi Basımevi, Fakülte Yayın No: 43, Trabzon. 1988.
- Experimental Nuclear Reaction Data, National Nuclear Data Center (NNDC) (CSISRS alias EXFOR); <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>
- Tel, E. A., Übeyli, M., Demirkol, İ., Investigation of the (n,2n) reaction cross sections of some neighbouring nuclei with and without deformation, IJP
- Gökbulut, M., KURŞUN-208 Çekirdeğinin nötron ve proton yoğunluk dağılımlarının incelenmesi , Yüksek Lisans Tezi, Tokat 2012.
- Krane S. K. "Introductory Nuclear Physics", Çeviri Editörü: Başar Şarer, Nükleer Fizik I. Cilt, Palme Yayıncılık, Ankara, 2006.
- Savaş F., Medikal Fizikte Kullanılan Bazı Radyonüklidlerin Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitlerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, Adana
- Serway, R. A., Physics-3 (For Scientists & Engineers with Modern Physics), Palme Yayıncılık, 1995.
- Tel, E. ve ark., Semi-empirical systematics of (n,2n), (n,a) reactions cross, 2008.

ÖZGEÇMİŞ

1. Adı Soyadı : Merve Sonay ERZİN

2. Doğum Tarihi : 09.07.1990

3. Öğrenim Durumu :Yüksek Lisans

Derece	Bölüm/Program	Üniversite	Bitirme Yılı
Lisans	Fizik	Yıldız Teknik Üniversitesi	2011
Lisans	İşletme	Anadolu Üniversitesi	2015
Yüksek Lisans	Fizik	Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi	2015

4. Projeler:

TESNAT 2015 International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology - Poster Sunumu