



T.C.
OSMANIYE KORKUT ATA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Ali Armağan GÖK

Bazı Hedef Halo Çekirdek Reaksiyonları İçin Skyrme
Potansiyelini Kullanılarak Nükleer Reaksiyon Tesir
Kesiti Formüllerinin İncelenmesi

FİZİK ANABİLİM DALI

OSMANIYE – 2016

**T.C.
OSMANIYE KORKUT ATA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**BAZI HEDEF HALO ÇEKİRDEK REAKSİYONLARI İÇİN
SKYRME POTANSİYELİNİ KULLANILARAK NÜKLEER
REAKSİYON TESİR KESİTİ FORMÜLLERİNİN
İNCELENMESİ**

Ali Armağan GÖK

**FİZİK
ANABİLİM DALI**

**OSMANIYE
AĞUSTOS-2016**

TEZ ONAYI

BAZI HEDEF HALO ÇEKİRDEK REAKSİYONLARI İÇİN SKYRME POTANSİYELİNİ KULLANILARAK NÜKLEER REAKSİYON TESİR KESİTİ FORMÜLLERİNİN İNCELENMESİ

A.Armağan GÖK 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: Doç. Dr. Muhittin ŞAHAN
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

Üye:Doç. Dr. İsmail Hakkı SARPÜN
Fizik Anabilim Dalı, AKÜ

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: OKÜBAP-2016-PT3-012

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.

Ali Armağan GÖK

ÖZET

BAZI HEDEF HALO ÇEKİRDEK REAKSİYONLARI İÇİN SKYRME POTANSİYELİNİ KULLANILARAK NÜKLEER REAKSİYON TESİR KESİTİ FORMÜLLERİNİN İNCELENMESİ

Ali Armağan GÖK
Yüksek Lisans, Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Eyyup TEL

Ağustos 2016, 46 sayfa

Bu çalışmada, proton halosu olan ^{17}F ve ^{19}F hedef çekirdekleri seçilmiştir. Seçilen ^{17}F ve ^{19}F hedef çekirdekleri için nötronlarla oluşturulan nükleer reaksiyon tesir kesitleri SKM^* kuvvet parametresi kullanılarak yoğunluğa bağlı olarak hesaplanmıştır. Hesaplamalarda Tel ve ark (2003) tarafından geliştirilen (n,p) ampirik tesir kesit formülü ve literatürden elde edilen deneysel veriler kullanıldı ve sonuçlar tartışıldı.

Anahtar Kelimeler: ^{17}F , ^{19}F , Halo, SKM^* , (n,p), Tesir kesiti

ABSTRACT

INVESTIGATION OF NUCLEAR REACTION CROSS SECTION FORMULAS BY USING SKYRME POTANTIAL FOR SOME TARGET HALO NUCLEI REACTIONS

Ali Armağan GÖK
M.Sc., Department of Physics
Supervisor: Prof. Dr. Eyyup TEL

August 2016, 46 pages

In this study, ^{17}F and ^{19}F target nuclei isotopes which are proton halo were selected. The nuclear reaction cross-sections are calculated by neutrons for the selected ^{17}F and ^{19}F target nuclei depending on density calculated by using the SKM* strength parameters. In calculations, the (n,p) empirical cross-section formula developed by Tel et al. (2003) and experimental data obtained in the literature were used and then results are discussed.

Key Words: ^{17}F , ^{19}F , Halo, SKM*, (n,p), Cross-sections



Çok kıymetli aileme...

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tez konumun belirlenerek tez çalışmamın yürütölmesini üstlenen, çalışmalarım süresince değerli bilgi ve tecrübeleriyle katkılarını esirgemeyen danışman hocam Sayın Prof. Dr. Eyyup TEL'e teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca bölümdeki çalışmalarım süresince beni destekleyen diğer hocalarıma ve arkadaşlarıma teşekkür ederim.



İÇİNDEKİLER

TEZ ONAYI	
TEZ BİLDİRİMİ	
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
İTHAF SAYFASI	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
İÇİNDEKİLER	v
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	2
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	3
3.1 Çekirdeğin Taban Durum Özelliklerine Ait Bilgiler.....	3
3.2 Durum Yoğunluğu Ve Fermi Enerjisi.....	5
3.2.1 Durum Yoğunluğu	5
3.2.2 Fermi Enerjisi.....	8
3.3 Hartree-Fock Yaklaşımı	9
3.4 Skyrme Yaklaşımı	14
3.4.1 Teori ve Hesaplama Metodu	15
3.5 Halo Çekirdekler	17
3.5.1 Proton Halo Özellikli Çekirdekler.....	22
3.5.2 Halo Çekirdeklerinde Yarıçap.....	24
3.6 Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri	25
3.6.1 Tesir Kesiti.....	25
3.6.2 Diferansiyel Tesir Kesiti	27
3.6.3 Ortalama Serbest Yol	28
3.7 Deneysel Reaksiyon Tesir Kesitleri Ve Elde Edilen Formüller	29
4. BULGULAR VE TARTIŞMA	32
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	41
KAYNAKLAR	43
ÖZGEÇMİŞ	46

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1. Bazı halo çekirdeklerin yapısal özellikleri.....	19
Çizelge 3.2. 14-15 MeV (n, p) için formüller ve literatürdeki en iyi fit parametrelili sonuçları ile elde edilen χ^2 değerleri.	30
Çizelge 3.3. SKM* Kuvvet Parametreleri.....	31
Çizelge 4.1 14-15 MeV enerjili (n,p) reaksiyon tesir kesiti (mb) deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması	33
Çizelge 4.2. ^{17}F İçin SKM* Deneysel Verileri	34
Çizelge 4.3. ^{19}F İçin SKM* Deneysel Verileri	37



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1	^{208}Pb ' gözlenen minimumlar.....	4
Şekil 3.2	Bazı çekirdeklerin yüzey kalınlığı	5
Şekil 3.3.	Uzayın kübik bir hacminde sınırlanmış bir parçacığın izinli durumlar	6
Şekil 3.4.	$\bar{e} - \bar{e}$ etkileşiminin Coulomb enerjisini hesaplayan diyagram	14
Şekil 3.5.	Taşma sınırı yanındaki halo çekirdeklerin genel özellikleri	18
Şekil 3.6.	İki nötron halo çekirdeği ^{11}Li ve tek nötron halo çekirdeği ^{11}Be	20
Şekil 37.	Halo çekirdekleri gösteren grafik.....	21
Şekil 3.8.	Bir nötronlu halo, iki nötronlu halo çekirdekleri ve proton halosu olan bazı çekirdekler.....	22
Şekil 3.9	Bir halo çekirdekteki nötron ve proton yoğunluk dağılımı.....	23
Şekil 3.10.	Taşma sınırı yanındaki çekirdeklerin yarıçaplarındaki ani değişim	25
Şekil 3.11.	Bir nükleer reaksiyonda tesir kesiti.....	26
Şekil 3.12.	Diferansiyel tesir kesitinin geometrik gösterimi.....	28
Şekil 4.1.	^{17}F Nötron- proton yoğunlukları	35
Şekil 4.2.	^{17}F (n-p) Reaksiyon Tesir Kesitleri.....	36
Şekil 4.3	^{19}F Nötron- proton yoğunlukları.....	38
Şekil 4.4.	^{19}F (n-p) Reaksiyon Tesir Kesitleri.....	39

SİMGELER ve KISALTMALAR

A	Kütle Numarası
fm	Fermi
J_n	Nükleonların toplam açısal momentumu
l	Yörünge Kuantum sayısı
N	Çekirdekdeki nötron sayısı
P	Momentum
Q	Bir çekirdeğin bozunma enerjisi
R	Yarıçap
R_{mermi}	Mermi çekirdeğin yarıçapı
R_{hedef}	Hedef çekirdeğin yarıçapı
S	Asimetri parametresi
σ etkileşim	Etkileşme tesir kesiti
π	Pi sayısı
Z	Çekirdekdeki proton sayısı
b	Barn
mb	Mili Barn
n	Nötron
(n+k)	Nötron+Kor
(n+n+k)	Nötron+Nötron+Kor
p	Proton
rms	Ortalama karekök değeri (Roof Mean Square)

1.GİRİŞ

Günümüzde halo çekirdekler nükleer fizikte ilgi duyulan bir araştırma konusu haline gelmiştir. Yapılan deneylerde bazı çekirdeklerin nötron veya protonlarının çekirdek yüzeyinin dışına taşıdığı gözlenmiştir. Bu çekirdekler halo çekirdekler olarak bilinmektedir ve yüzeyden sızan nükleonların çekirdekten belli uzaklıkta yoğunlaşmış hale şeklinde bir sis bulutu oluşturmaktadır. Nükleon başına düşen 1 MeV 'lik bağlanma enerjisine sahip olan halo çekirdeklerin dışarıdan bombardıman edilen parçacıklarla etkileşimleri daha kolay ve hızlı olur (Tanihata ve ark., 1985; Sagawa, 1992; Baye ve ark., 1994; Jonson, 1994, 1995).

Radyoaktif çekirdeklerin nükleer davranışlarının çeşitliliği ve uygulama alanlarının fazla olması doğal olarak bu çekirdekler üzerinde pek çok çalışmanın yapılmasına neden olmuştur (Poppelier ve ark, 1985; Hoshino ve ark, 1990; Bertsch ve ark, 1991; Sagawa ve ark, 1992).

Skyrme Hartree - Fock metodu, yarıçap hesaplanmalarında kullanılması yanında bağlanma enerjisi, nötron-proton yoğunluğu, elektromanyetik moment gibi birçok çekirdek özelliklerinin belirlenmesinde de yaygın olarak kullanılmaktadır (Vauthering ve Brink,1972).

Bu hesaplamalara proton halosu olan ^{17}F ve ^{19}F hedef çekirdeklerinin nötronlarla oluşturulan nükleer reaksiyon tesir kesitleri SKM* kuvvet parametresi kullanılarak yoğunluğa bağlı hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar literatürdeki hesaplamalarla karşılaştırılarak yorumlanmıştır.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Taban durum özellikleri ile birlikte aynı anda uyarılmış durumları açıklamak için 1970 yılında bilinen Skyrme kuvvetleri önerilmiştir. Özellikle 1972 'de Vautherin ve Brink' in yaptığı ^{16}O ve ^{208}Pb çekirdekleri üzerindeki çalışmalar fermi seviyesi yakınlarında oldukça doğru yoğunluk değerlerine ulaşmalarını sağladı ancak 1s enerji durumlarında güçlü farklılıklar buldular, bu sonuçlar düşük enerjili nükleer fizik alanında yapılan çalışmalarını büyük ölçüde hareketlendirdi (Vauthering ve Brink,1972).

Deneysel bağlanma enerjilerini ve nükleon yoğunluklarını fit ederek SI ve SIII olarak adlandırılan iki yeni kuvvet parametresi belirlediler. Brack ve ark. 1985'de hareketli çekirdeklerin yoğunluk hesaplamalarında Hartree-Fock ile Skyrme arasında iyi bir uyum olabilmesi için SKM* ile gösterilen yeni bir parametre buldular(Brack ve ark. 1985).

Chabanat ve ark.(1995) SLy4 olarak adlandırılan başka yeni bir Skyrme kuvveti önerdiler ve bulunan bu kuvvet parametreleri ışığında Skyrme potansiyeli tekrardan düzenlendi.

E.Tel ve ark. (2003) Skyrme Hartree - Fock metodu ile nükleer yakıt olarak kullanılan bazı ağır radyoaktif çekirdeklerin kütle ve yük yarıçaplarını hesaplanmışlardır. Telve ark. (2003) yine düşük enerjili çekirdekler içinde yarı ampirik bir formül daha önerdiler.

Baldık (2009) ^6He , ^8He , ^{11}Li ve ^{11}Be gibi halo çekirdeklerin kare ortalama karekök proton ve nötron dağılımlarının yarıçapları, proton ve nötron yoğunlukları gibi taban durum özellikleri SLy4, SLy5, SLy6 ve SLy7 kuvvet parametrelili Skyrme Hartree-Fock yöntemi kullanarak hesaplamışlardır.

3. MALZEME VE YÖNTEM

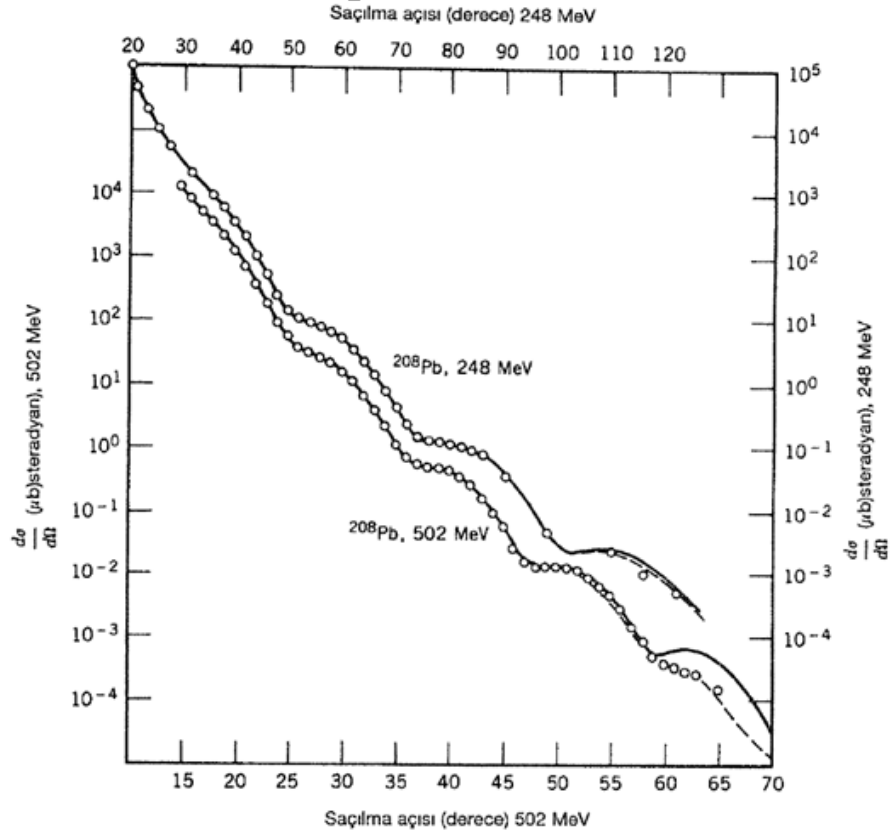
3.1 Çekirdeğin Taban Durum Özelliklerine Ait Bilgiler

Çekirdek özelliklerinin belirlenmesi gözle görülmesi makro boyutta cisimlerin görülmesine göre çok zordur. Makro boyutta bir aracın benzerini yapmak için gerekli işlemlerin sayısı kısmen azdır. Ancak 50 nükleonlu bir çekirdekteki çekirdekteki nükleonların etkileşimini ifade etmek için 10^{64} terim gereklidir. Bu yüzden çekirdeğin tüm özelliklerini belirlemek için farklı bir yaklaşım seçeriz. Bu yaklaşımları elektrik yükü , yarı çap , kütle bağlanma enerjisi, açısal momentum, parite, manyetik dipol, elektrik kuadrupol moment ve uyarılmış durumların enerji parametreleri olarak belirleyebiliriz (Kennet Krane,2006).

Çekirdek yarıçapını iki değişken ile karakterize etmek oldukça doğaldır. Bu parametrelerden bir tanesi merkezi yoğunluğun yarıya düştüğü ortalama yarıçap, diğeri maksimum değerden minimum değere düştüğü yüzey kalınlığıdır. Çekirdek yarıçapının tanımlanmasında bazı problemler ile karşılaşmıştır. Bu problemler dağılımın tam olarak neyi tanımladığı konusunda belirsizlikten kaynaklanır. e^- saçılması, müonik X ışınları, X ışınları gibi yüklü parçacıkların çekirdek ile etkileşmesi Coulomb etkileşmesini ölçeriz. Rutherford saçılması , α bozunumu gibi kuvvetli nükleer parçacıkların kuvvetli nükleer etkileşmelerini ölçerek nükleer madde dağılımını yani nükleon dağılımını belirleyebiliriz.

Çekirdeğin yük dağılımı çekirdeğe gönderilen radyasyonun çekirdek ile etkileşimi sonucu yayınlanan radyasyonlara bakıldığında ^{16}O 'de 2,6 fm , ^{12}C 'de 2,3 fm olarak bulunur. Bu sonuçlar kabaca doğru olarak kabul edilebilir.

Şekil 3.1 'de ^{208}Pb 'deki elastik saçılma sonuçlarına bakıldığında kırınım deseninde görülen minimumlar sıfır olamazlar, bu nedenle çekirdeğin kesin sınırlara sahip olmadığı buradan anlaşılabilir.



Şekil 3.1 ^{208}Pb ' gözlenen minimumlar (Kennet Krane,2006).

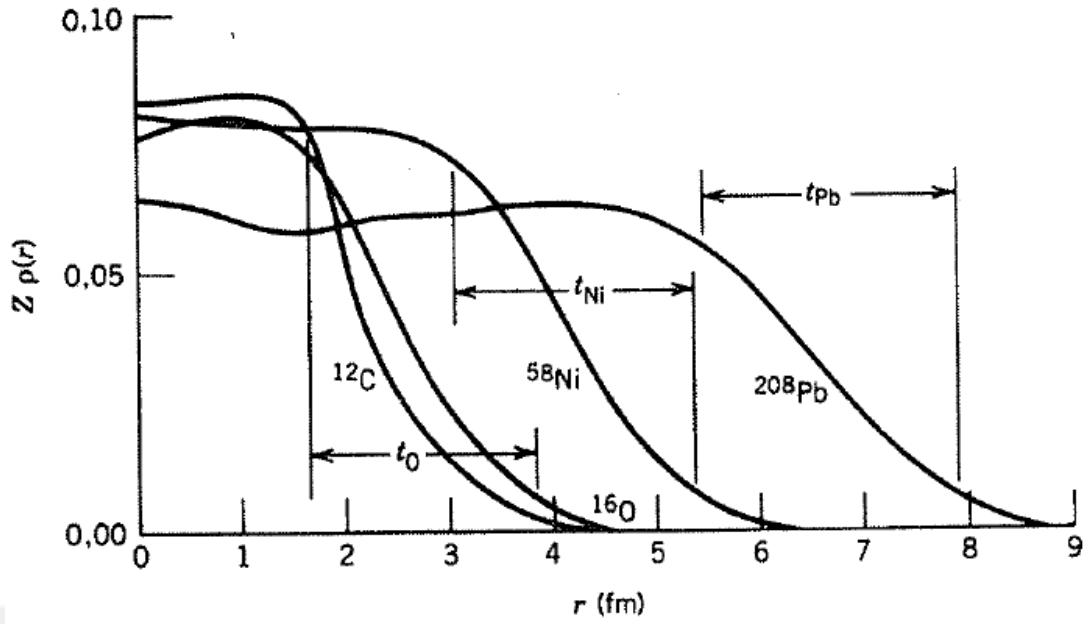
Bu saçılma deneyleri sonucunda merkezdeki çekirdek yük yoğunluğunun tüm çekirdekler için yaklaşık olarak aynı olmasıdır. Nükleonlar çekirdek merkezi yakınında toplanmış gözükmez, fakat gerçekte yüzeye doğru gidildikçe birim hacim başına düşen nükleon sayısı yaklaşık olarak sabit olur.

$$\frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx \text{sabit} \quad (3.1)$$

Burada R ortalama çekirdek yarıçapı olarak tanımlanır. $R \propto A^{\frac{1}{3}}$ ve R_0 orantı katsayısı ,

$$R \approx 1,2 \text{ fm} \quad (3.2)$$

Bu Eşitlik 3.1 ve 3.2 'den yapılan hesaplamalar sonucu çekirdeklerin yarı çapı $R \approx 1,2 \text{ fm}$ olur.



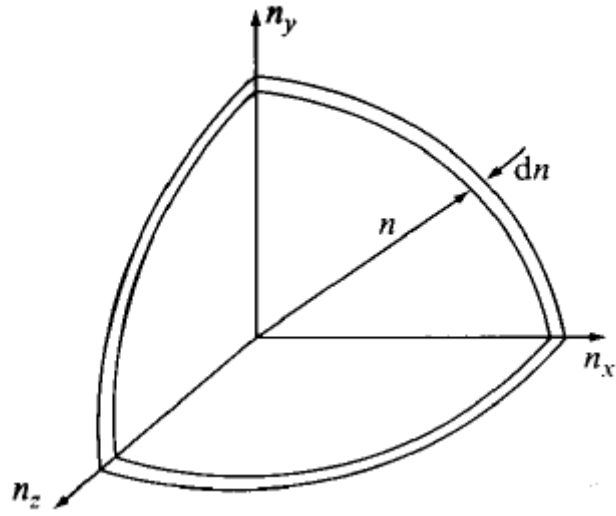
Şekil 3.2 Bazı çekirdeklerin yüzey kalınlığı (Kennet Krane,2006).

Şekil 3.2'den anlaşılacağı gibi yük dağılımının sıfır olma mesafesi çekirdek büyüklüğünden hemen hemen bağımsızdır. Yüzey kalınlığı(t) merkez yük yoğunluğunun yüzde 90'dan yüzde 10'a düştüğü uzaklık olarak tanımlanabilir. Bu yüzey kalınlığı 2,3 fm'dir.

3.2 Durum Yoğunluğu Ve Fermi Enerjisi

3.2.1 Durum Yoğunluğu

Durum yoğunluğu $\rho(E)$ ile gösterilir ve belirli bir uzay hacminde birim enerji başına düşen kuantum durumlarının sayısı olarak tanımlanır. Kutu içinde izin verilen kuantum durumlarını n_x, n_y ve n_z bir pozitif tam sayı setiyle belirlenebileceğini ifade edebiliriz. Bu durumların görsel sunumunu bu tam sayıları koordinat noktaları kabul eden üç boyutlu 1/8 küre, Şekil 3.3'de gösterildiği gibi, olarak ifade edebiliriz. Her bir nokta izinli bir duruma ve tüm tamsayı değerleri izinli olduğundan noktaların yoğunluğu bu n -uzayında 1 olur.



Şekil 3.3 Uzayın kübik bir hacminde sınırlanmış bir parçacığın izinli durumlar.

Her bir durum $n_x, n_y, n_z = 1, 2, \dots$ koordinatlarına sahip bir nokta ile gösterilir. $1/8$ kürenin kabuğunda n ve $n + dn$ arasındaki her durum yaklaşık olarak aynı enerjiye sahiptir.

$n = \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}$ yarıçaplı ve dn kalınlığında oktantın kabuğunu düşünelim. $n \gg 1$ kabul edelim, kabuktaki n ve $n + dn$ arasındaki yarıçaplı hacimdeki durumların sayısı

$$\pi n^2 dn / 2 \quad (3.3)$$

$E = \hbar^2 n^2 / 8ma^2$ olduğundan n değeri belirli bir enerjiye karşılık gelir. Bundan dolayı, Denklem (3.3) aynı zamanda E ve $E + dE$ enerjileri arasındaki değerlere sahip durum sayısını verir ve E enerjisindeki durumların yoğunluğu dE ile çarpılır. Denklem (3.3) E 'nin n ve $ndn = (4ma^2/\hbar^2)dE$ ile yer değiştirmesi sonucu aşağıdaki gibi yazılır.

$$\rho(E)dE = V \frac{2^{5/2} \pi m^{3/2}}{h^3} \sqrt{E} dE \quad (3.4)$$

$V = a^3$ hacmi parçacıkların içine hapsediği kutunun hacmidir. E parçacığın kinetik enerjisidir ve böylece durum yoğunluğunu momentumun $p (= \sqrt{2mE})$ büyüklüğü cinsinden ifade edebiliriz (Lilley, 2001).

Durumlar her biri ters yönde ilerleyen dalgaların üst üste bindiği durağan dalgalarla ifade edildiğinden net momentum yoktur. Yinede kuantum durumlarını, durumların sağa sola hareketiyle bağlantılı momentumun karesi cinsinden ifade etmek kullanışlıdır. Bu durumların yoğunluğu için ifade Denklem (3.4)'den direkt olarak $\sqrt{E}=p/\sqrt{2m}$ ve $dE=pd/m$ yer değiştirmesiyle elde edilir.

Böylece;

$$\rho(p)d_p = V \frac{4\pi p^2 d_p}{h^3} \quad (3.5)$$

Tüm analiz durağan dalgalar yerine ilerleyen dalgalar için yapılabilirdi. Sistem hala a boyutunda bir kutu içinde sınırlı olarak kabul edilmektedir, nihai olarak, çok büyük sayıda ayrı, sınırlandırılmış dalgalar ve serbest dalgalarının sürekliliği göreceli olarak küçük olduğu durumlar arasında bu kutunun hacmi sonsuza yaklaşacaktır. Bir ilerleyen dalganın sınır koşulu duran dalgadan farklıdır çünkü bir dalganın momentumu hiçbir yerde kaybolmaz. Yerine, periyodik sınır koşulları uygulamaya konur¹, yani, $\psi(0,y,z)=\psi(a,y,z)$, $\psi(x,0,z)=\psi(x,a,z)$ ve $\psi(x,y,0)=\psi(x,y,a)$ burada 0 ve a her üç boyutta alanı tanımlayan sınırlardır.

Bir ilerleyen dalgayı gösteren fonksiyon şu formdadır;

$$\psi(r) \propto \exp(ikr) = \exp[i(k_x x + k_y y + k_z z)] \quad (3.6)$$

Ve sınır koşulu eğer $k_x=2\pi n_x/a$, $k_y=2\pi n_y/a$, $k_z=2\pi n_z/a$ ve $n_x, n_y, n_z = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ olursa sağlanır. Artı ve eksi işaretleri her yönde pozitif ve negatif momentum bileşenlerini gösterir. Böylece (n_x, n_y, n_z) noktaları, izinli durumları göstermek üzere, Şekil 3.3'deki bütün n -uzayını doldurur ve $n + dn$ arasındaki durum sayısı tüm küresel kabuğun hacmidir.

$$4\pi n^2 dn \quad (3.7)$$

Parçacığın momentumunun büyüklüğü $p=\hbar k=hn/a$ ve $n (=ap/h)$ yerine konursa p ve $p+dp$ momentumu arasındaki durum sayısı $\rho(p) dp$ için bir ifade ederiz ki bu da Denklem (3.5) ile birebirdir (Lilley,2001).

3.2.2Fermi Enerjisi

Eğer A nükleonları bir V hacmi içine paketlenmişse, parçacıkların minimum toplam enerjiye sahip olacak şekilde düzenlendiği varsayılarak Fermi enerjisini ϵ_F , en üst düzey doldurulmuş durumun kinetik enerjisini, belirlemek için Denklem (3.4)'ü kullanabiliriz. Kolaylık olsun diye Coloumb enerjisini ihmal ediyoruz ve nötronların ve protonların aynı potansiyel kuyusunda sınırlandırıldığını varsayıyoruz. Her seviye dört nükleonu barındırabileceğinden A ve ϵ_F arasındaki ilişki Denklem (3.4)'den elde edilir.

$$A = 4 \int_0^{\epsilon_F} \rho(E) dE = V \frac{16\pi(2m\epsilon_F)^{3/2}}{3h^3} \quad (3.8)$$

Buradan aşağıdakini buluruz.

$$\epsilon_F = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3A}{16\pi V} \right)^{2/3} \quad (3.9)$$

Eğer A/V sabit ise, bir çekirdek içinde iyi bir yaklaşım olacağından, iki kullanışlı sonuç elde ederiz (Lilley,2001).

1. Fermi enerjisi A 'ya bağımlı değildir.
2. Fermi enerjisindeki $\rho(\epsilon_F)$ durum yoğunluğu, Denklem(3.4)'den, V ile ve dolayısıyla A ile orantılıdır.

3.3 Hartree – Fock Yaklaşımı

Schrödinger denklemi birden fazla parçacıkları sistemlerde kuantum mekaniksel olarak çözülemiyordu. 1928 yılında Hartree denklemlerinin yazılması ile Schrödinger denklemlerinin çözümünde biraz ilerleme oldu. Ancak bu denklemler elektronların dalga fonksiyonu ile hesaba katmamaktaydı. Fock bu metoda anti simetrik kuantum durumlarını (dalga fonksiyonları) ekleyerek Hartree–Fock teorisinin temellerini atmıştı.

Bu metot çok elektronlu kuantum sisteminin taban durum enerjisi ve taban durum dalga fonksiyonunun belirlenmesi için bir yaklaşım metodudur. Bu metot aynı zamanda öz uyumlu alan metodu olarak da bilinmektedir.

Hartree – Fock teorisinin daha iyi anlaşılabilmesi için önce He için sonra da çok elektronlu sistemlerdeki uygulanmasını inceleyelim.

Kuantum mekaniğinde He atomu için taban enerjisi ve iyonlaşma enerjisinin teorik hesaplanması için perturbasyon ve varyasyon yöntemlerinden faydalanabilir. Elektronlar arasındaki itme terimini perturbasyon alabiliriz. Bu durumda;

$$\hat{H}^{(0)} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_1^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_1} - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_2^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_2} \quad (3.10)$$

He atomunun birinci mertebeden perturbe enerjisi

$$E = E^{(0)} + E^{(1)} = -\frac{mZ^2 e^4}{4\pi\epsilon_0 \hbar^2} + \frac{5}{8} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z}{a_0} \quad (3.11)$$

dir.

$a_0 = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{\pi m e^2}$ ve $Z=2$ ifadesi Denklem 3.11 'de yerine yazılırsa;

$$E = -\frac{11}{4} \frac{me^4}{4\pi\epsilon_0 h^2} = -74,83eV$$

bulunur. He atomunun taban enerji durumunu hesaplamak için varyasyon yöntemini kullanırsak;

$$\Psi^{(0)} = \Psi_{1s}(r_1)\Psi_{1s}(r_2) \quad (3.12)$$

Sıfırıncı mertebe taban-durumu dalga fonksiyonunu Z varyasyon değişkeni olmak üzere;

$$E(Z) = \int d\tau_1 d\tau_2 \Psi \hat{H} \Psi \quad (3.13)$$

olarak yazılabilir. Bu eşitlik düzenlendiğinde;

$$E(Z) = -\frac{mZ^2 e^4}{4\pi\epsilon_0^2 h^2} 2Z(Z-2) \frac{me^4}{4\pi\epsilon_0^2 h^2} + \frac{5}{8} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z}{a_0} \quad (3.14)$$

olarak hesaplanır. Taban durumdaki enerji;

$$E = -\left(\frac{27}{12}\right)^2 \frac{me^4}{4\epsilon_0^2 h^2} = -77,48eV \quad (3.15)$$

olarak hesaplanır. Burada, He atomu için perturbasyon ve varyasyon kuramları deneysel sonuç değeri olan -79,0 eV durum He atomunun iyonlaşma enerjisini hesaplamada ortaya çıkmamaktadır. Perturbasyon kuramına göre 20,4 eV varyasyon kuramına göre 23,1eV tur. Ancak, iyonlaşma enerjisinin deneysel değeri 24,6 eV' tur.

Eğer elektron fonksiyonu;

$$\Psi(r_1, \dots, r_z) = \varphi_1(r_1) \dots \varphi_z(r_z) \quad (3.16)$$

Daha esnek bir dalga fonksiyon olarak kullanılırsa daha iyi sonuçlar elde edilebilir. Bu esneklik Hartree – Fock durumu ile sağlanabilir. Bu nedende Denklem (3.16)'deki dalga fonksiyonu tek tek elektronların yörüngelerinin çarpımı biçiminde yazılır.

Denklem(3.16)'ya göre olasılık dağılımı $\phi^*(r_2)\phi(r_2)d\tau_2$ 'dir. Bu dağılım eksik yük yoğunluğu olarak da söylenebilir.

Buna göre 1. elektronun r noktasında, 2. elektronu nedeni ile sahip olduğu etkin potansiyel enerji,

$$V_1^e(r_1) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \Phi^*(r_2) \frac{1}{r_{12}} \Phi(r_2) d\tau_2 \quad (3.17)$$

dir. Etkin elektron Hamiltonienu,

$$H_1^e(r_1) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_1^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_1} + V_1^e(r_1) \quad (3.18)$$

Olarak tanımlarsak bu etkin Hamiltonienu karşılık gelen Schrödinger denklemi,

$$H_1^e(r_1)\Phi(r_1) = \mathcal{E}\Phi(r_1) \quad (3.19)$$

dir. Bu denklem He atomunun Hartree –Fock denklemidir.

Çok elektronlu atomlarda Hartree – Fock yönteminin uygulamasının basit olması için kapalı- tabakalı sistemlerin seçilmesi uygundur.

Bu durumda dalga fonksiyonları N tane iki elektron ile işgal edilmiş uzaysal yörüngelerden oluşur ve Slater determinantı taktır. Açık tabakalı sistemlerde dalga fonksiyonu Slater determinantının doğrusal bileşimidir.

2N elektronlu bir atomun Hamiltonienu

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{j=1}^N \nabla_j^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^{2N} \frac{Z}{r_j} + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^{2N} \sum_{j>1} \frac{1}{r_{ij}} \quad (3.20)$$

Veya dalga fonksiyonu ,

$$\psi(1,2,\dots,2N) = \frac{1}{\sqrt{(2N)!}} \begin{pmatrix} \phi_1 \alpha(1) & \phi_1 \beta(1) \dots & \phi_N \alpha(1) & \phi_N \beta(1) \\ \phi_1 \alpha(2) & \phi_1 \beta(2) \dots & \phi_N \alpha(2) & \phi_N \beta(2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \phi_1 \alpha(2N) & \phi_1 \beta(2N) \dots & \phi_N \alpha(2N) & \phi_N \beta(2N) \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

dir. Enerji ise,

$$E = \int \psi^*(1,2,\dots,2N) \hat{H} \psi(1,2,\dots,2N) d\tau_1 d\sigma_1 \dots d\tau_{2N} d\sigma_{2N} \quad (3.22)$$

ile verilir. Bu enerji değerine uzaysal yörüngesiler $\phi(r_i)$, Denklem (3.22)'de varyasyon ilkesi uygulanarak bulunabilir. Bu işlemler yapıldığında;

$$\hat{F}_i \phi_i = \epsilon_i \phi_i \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (3.23)$$

Burada \hat{F}_i 'ye Fock işlemcisi denir.

$$\hat{F}_i = \hat{f}_i + \sum (2\hat{J}_j - \hat{K}_j) \quad (3.24)$$

dir. Burada \hat{F}_i yükü Ze olan çekirdeğin alanında tek elektron işlemcisidir.

$$\hat{f}_i = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} \quad (3.25)$$

\hat{f}_i öz Hamiltonien olarak adlandırılır. He atomunda olduğu gibi Denklem(3.23)'teki Fock işlemcisi bütün yörüngesimlere bağlıdır ve yörüngesimler elde edilmeden

bulunarak bu denklem N tane birbirine bağılı denklemleri temsil eder. Bu denklemlerde öz uyumlu alan yöntemi ile çözülebilen sayısal olarak önce yaklaşık bir takım yörüngemsiler cümlesi seçilir ve bir Fock işlemciler cümlesi elde edilir. Bu işlemciler kullanılarak Denklem(3.23) çözülen ve yeni yörüngemsiler cümlesi elde edilir. Bu yeni yörüngemsiler yeni Fock işlemciler elde etmek için kullanılır. Bu işleme yörüngemsiler eşit oluncaya kadar devam eder.

Denklem (3.23)'te \mathcal{E}_i öz değerlerine yörüngemsi enerji denir. Koopmans teoremine göre yaklaşık olarak elektronların 1.inci yörüngemsi ϕ_i iyonlaşma enerjisidir. Koopmans teoremi bir elektronun 1.inci yörüngemsi uzaklaştığında geriye N-1 yörüngemsisinin bundan etkilenmediğini varsayar. Buna göre iyonlaşma enerjisi

$$E^+ - E = -\mathcal{E}_i \quad (3.26)$$

dir. Burada E nötr ve E^+ iyonlaşmış atomun Hartree – Fock enerjileridir (Köksal, 2010).

$$\hat{H}_k \phi_k(r_k) = E_k \phi_k(r_k) \quad (3.27)$$

$$\hat{H}_k \equiv \left[-\frac{\hbar^2 \nabla_k^2}{2m} + W(r_k) \right] \quad (3.29)$$

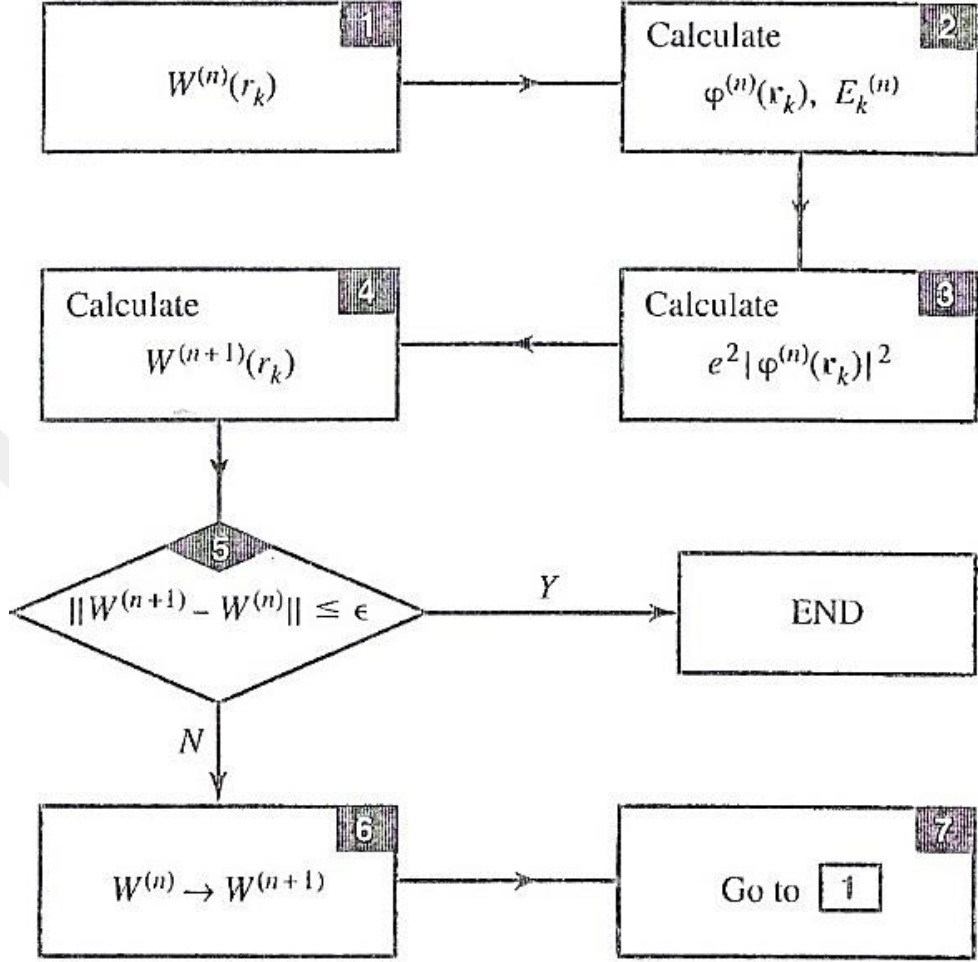
$$W(r_k) \equiv V_c(r_k) + V_k(r_k) \quad (3.30)$$

$$V_c(r_k) \equiv -\frac{Ze^2}{r_k} \quad (3.31)$$

$$V_k(r_k) \equiv \int \sum_{j \neq k} |\phi_j(r_j)|^2 \frac{e^2}{r_{jk}} dr_j \quad (3.32)$$

$$r_{jk} \equiv |r_j - r_k| \quad (3.33)$$

$V_c \rightarrow \tilde{e} - \tilde{e}$ etkileşiminin Coulomb enerjisi j-k elektron sayısı



Şekil 3.4 $\tilde{e} - \tilde{e}$ etkileşiminin Coulomb enerjisini hesaplayan diyagram(Richard, 2002).

3.4 Skyrme Yaklaşımı

Kararlılıktan uzak radyoaktif çekirdeklerin çalışılması, uzun zamandır nükleer bilimin temel amaçlarından biridir. Radyoaktif çekirdekler, kararlı hale gelebilmek için bozulan çekirdeklere denir. Günümüzde radyoaktif çekirdekler hemen hemen bütün bilimsel ve teknik alanlarda kontrol aracı olarak geniş bir uygulama alanı bulur. Örneğin, metalürjide çeliğin katılaşması ve metalürjik tepkimelerin kinetiğinin incelemesinde, tıpta kanser ve tümör tedavisinde radyoaktiviteden yani radyoaktif çekirdeklerden yararlanılmaktadır. Bu nedenle bu çekirdeklerin kullanım alanlarının

artırılması ve özelliklerinin tam olarak belirlenebilmesi için yeni modellerin kullanımına ihtiyaç duyulmaktadır. Radyoaktif çekirdeklerin nükleer davranışlarının çeşitliliği ve uygulama alanlarının fazla olması doğal olarak bu çekirdekler üzerinde pek çok çalışmanın yapılmasına neden olmuştur. Yoğun madde fiziği uygulamaları için polarize olmuş radyoaktif bir iyon kaynağı geliştirmeye çalışmışlardır. P. Strasser ve muonik X-ışını metodu ile kararsız çekirdeklerin nükleer yapılarını belirlemeye çalışmışlardır. Gama ışını spektroskopisi kullanarak radyoaktif çekirdeklerin yarılanma sürelerini belirlemişlerdir. Bir metal içine katılanmış radyoaktif çekirdeğin serbest bırakılması için bir model önermişlerdir. Skyrme Hartree- Fock metodu, yarıçap hesaplamalarında kullanılması yanında bağlanma enerjisi, nötron-proton yoğunluğu, elektromanyetik moment gibi birçok çekirdek özelliklerinin belirlenmesinde de yaygın olarak kullanılmaktadır (Vauthering ve Brink,1972).

Çekirdeklerin yük yarıçapı; hem nükleer yapı hesaplamaları hem de reaksiyon hesaplamaları için gerekli temel özelliklerden biridir(Kohler,1976). Aynı zamanda, çekirdeklerin taban özelliklerinin belirlenmesi yanında çekirdeklerin nötron, proton ayrılma enerjilerinin ve deformasyon durumlarının belirlenmesinde de oldukça önemlidir(Krevald ve ark,1977).

3.4.1 Teori ve Hesaplama Yöntemi

Skyrme kuvveti olarak adlandırılan nükleer kuvvetler ilk olarak Skyrme tarafından önerildi. Bu kuvvetler üç-cisim terimleri yanında iki-cisim terimlerini içerir.

$$V_y^2 = t_0(1 + x_0 p_\sigma) \delta(\vec{r}) + \frac{1}{2} t_1 \left[\delta(\vec{r}) \vec{k}^2 + \vec{k}'^2 \delta(\vec{r}) \right] + t_2 \vec{k}' \delta(\vec{r}) \vec{k} + i W_0 (\vec{\sigma}_i - \vec{\sigma}_j) \cdot \vec{k} \times \delta(\vec{r}) \vec{k} \quad (3.34)$$

ve,

$$V_{ijk}^3 = t_3 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_k) \quad (3.35)$$

ile birlikte,

$$V_{cs} = \sum_{i<j} V_{ij}^2 + \sum_{i<j<k} V_{ij}^3 \quad (3.36)$$

elde edilir. Burada $R = \frac{1}{2}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$ ve $\vec{r} = (\vec{r}_i - \vec{r}_j)$ momentum operatörü $\vec{k} = \frac{\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j}{2_i}$

$\vec{k}^2 = -\frac{\vec{\nabla}_i - \vec{\nabla}_j}{2_i}$ ve Denklem(3.34) aşağıdaki gibi tekrar yazılabilir,

$$\begin{aligned} V_{skryme} = \vec{V}_{ij} = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) \left\{ \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k}^2 + \vec{k}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \right\} \\ & + t_2(1 + x_0 P_\sigma) \vec{k} \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} + it_4(\vec{\sigma}_i - \vec{\sigma}_j) \vec{k} \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{k} + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \rho^\alpha \left(\frac{\vec{r}_i - \vec{r}_j}{2} \right) \end{aligned} \quad (3.37)$$

Burada $\delta(r)$ delta fonksiyonu, P_σ yer değiştirme operatörü, σ_i Pauli spin matris vektörü ve $t_0, t_1, t_2, t_3, t_4, x_0, x_1, x_2, x_3, \alpha$ Skyrme kuvvet parametreleridir.

Nükleer yük yoğunluğu, hem nükleer yapı analizinde çok önemli bir gözlemdir hem de çekirdeğin şekli hakkında bilgi verir.

Nükleer yük yoğunluğu elastik elektron saçılmalarına göre tesir kesitinden veya Fourier-Bessel dönüşümü göre yük faktöründen belirlenebilir.

Nükleer yük yoğunlukları düşünüldüğünde rms proton, nötron ve yük yarıçapı aşağıdaki gibi yazılabilir.

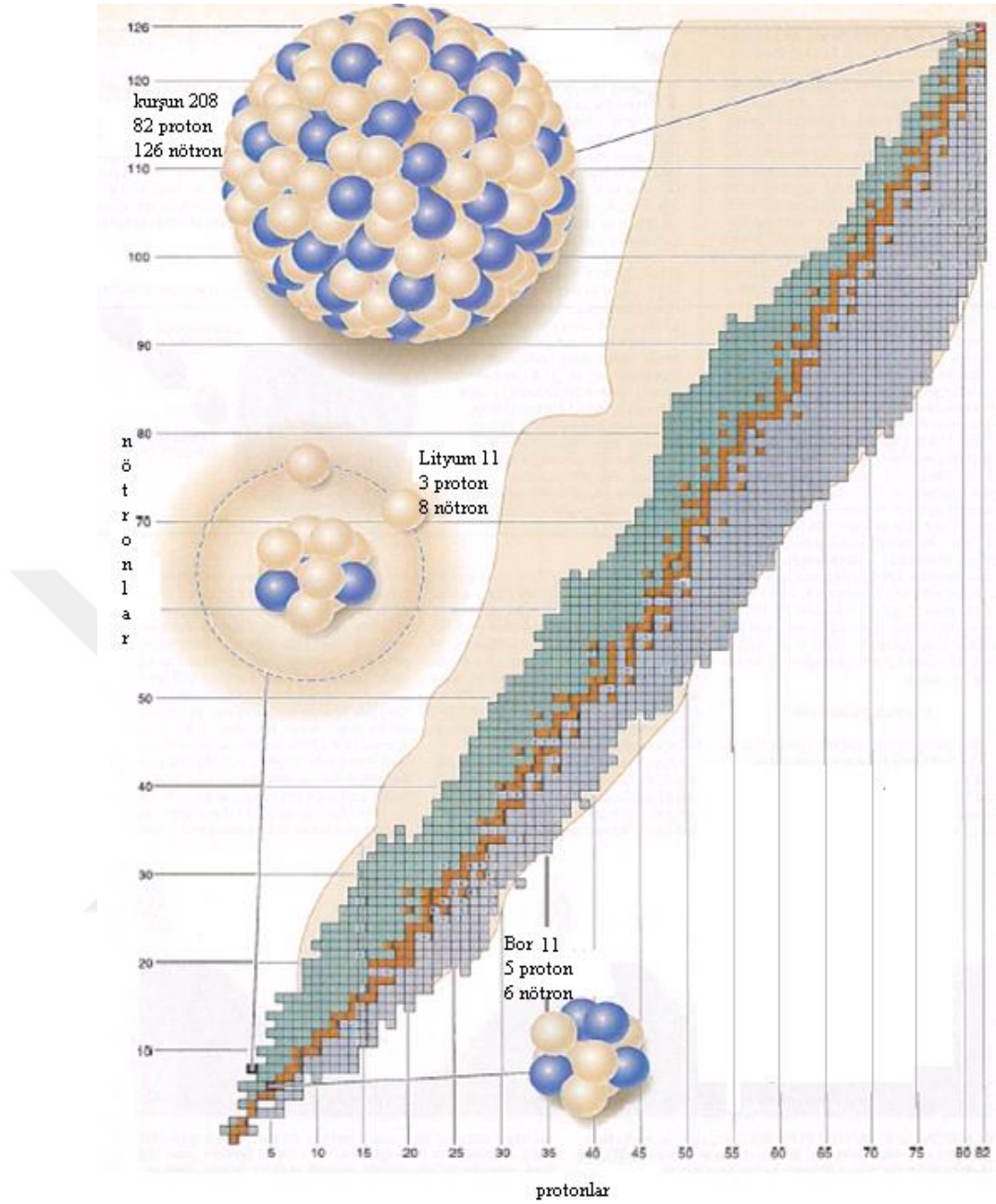
$$r_q = \langle r_q^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{\int r^2 \rho_q(r) dr}{\int \rho_q(r) dr} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.38)$$

Burada q, nötron veya protonu tanımlar.

3.5 Halo Çekirdekler

Proton ve nötronlardan oluşan atom çekirdeğinin su damlası modeli ile açıklanabilmesine karşın bazı araştırmalar proton ve nötronun damla yüzeyinin dışında sis bulutu veya halo şeklinde bulunabileceğini ortaya koymuştur. Bu şekilde bulunan çekirdekler diğer normal çekirdeklere göre hemen uyarılıp parçalanabilirler. Bu çekirdeklere halo çekirdekler adı verilir. Halo çekirdekler normal çekirdekleri ile çok kolay etkileşirler ve normal fizik yasalarına uymayan kuantumsal bir olgudur. Kararlı çekirdeklerde proton ve nötron sayıları birbirine yakındır. Bu proton (Z) – nötron(N) sayısı yakınlığı ne kadar fazla ise çekirdeğin kararlılığı o kadar fazla olur.

Çekirdek içinde sayısal olarak p-n dengesizliği olursa bu durum β^- bozunum ile dengelenir. Kararlı çekirdekler doğru etrafında birikirler. Kararsızlar bu doğrunun uzağında kalırlar ve yarı ömürleri küçük olduğu için hızlı bozunurlar.



Şekil 3.5 Taşma sınırı yanındaki halo çekirdeklerin genel özellikleri (Austin ve ark,1995).

Kararlı çekirdekler yukarıdaki bu sınırı geçemezler bu sınırın en dışına taşma sınırı denir ve halo çekirdekler buralarda bulunur. Kararlı çekirdeklerin nükleon başına düşen 6-8 MeV'lik bağlanma enerjisi taşma sınırındaki halo çekirdeklerin nükleon başına düşen 1MeV'lik bağlanma enerjisine göre oldukça büyüktür. Bu nedenle zayıf bağlı halo çekirdeklerin yoğunluk dağılımı uzun kuyruk şeklinde görülür ve etkileşimleri daha kolay olur.

Çekirdek kabuk modelindeki yörüngelerinde bulunan son nükleonların ayrılma enerjileri ile yarıçapları arasında kuvvetli ilişki vardır. Son nükleonun ayrılma enerjisi ne kadar küçükse, o çekirdeğe ait yarıçap değerinin daha büyük olduğu gözlenmektedir(Sato ve ark,1985; Tanihata,1985,1988).

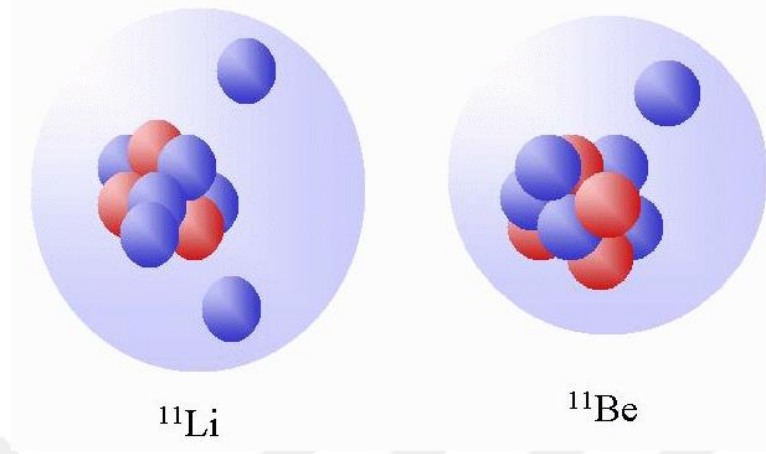
^{11}Li 'in 1p yörüngesindeki yarıçap büyüklüğü (kare ortalama karekök, rms) değeri $3,12\pm 0,3$ fm iken 2s yörüngesindeki yarıçap rms 'si ise $3,05\pm 0,3$ fm'dir.Shell model varsayımına göre ^9Li 'u kor kabul edilirse, ^{11}Li 'in rms koryarıçapı, $2,61\pm 0,1$ veya $2,5\pm 0,1$ fm'dir.Bu çekirdeğe ait nötron halo yarıçapı ise $4,8\pm 0,5$ fm'dir (Tanihata,1985) .Yapılanbu deneyler göstermiştir ki nötron halo yarıçapı ^{11}Li 'de kor yarıçapının yaklaşık iki katıdır.

Buda halo çekirdeklerde ki rms yarıçaplarının büyük olması, β -bozunma hızlarının da daha büyük olmasını gerektirir. β -bozunma ihtimalinin artması ise kıyaslanabilir yarı ömürlerinin küçülmesine dolayısıyla da logft değerlerinin daha da azalmasına sebep olur (Nyman ve ark,1990; Gibbs ve ark, 1991;Chou ve ark,1993;Timofeyuk ve ark, 1996; Zhukov ve ark,1995; Hussein ve ark, 1995).

Çizelge 3.1 Bazı halo çekirdeklerin yapısal özellikleri

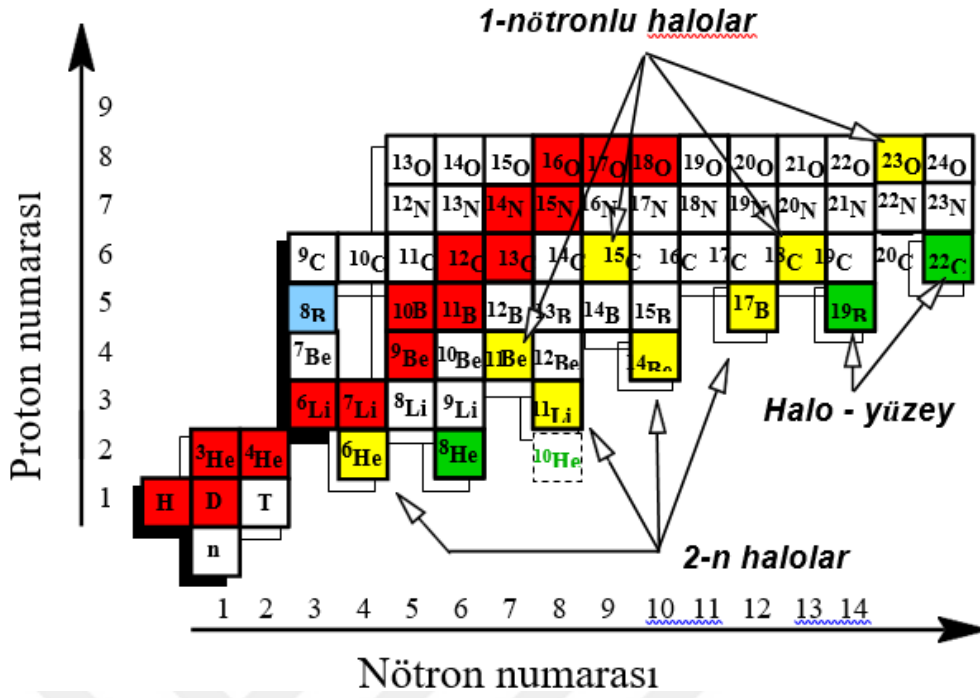
Çekirdekler	Sn veya Sp	S_{2n} veya S_{2p} (MeV)	Orbital	Q (MeV)	$t_{1/2}$ (s)
^6He	-	0,97	$(1P\ 3/2)^2$	3,507	0,8067
^{11}Li	1,051	0,247	$(1P\ 1/2- 2S\ 1/2)^2$	20,675	0,0085
^{11}Be	0,503	-	$(2S\ 1/2)$	11,506	113,81
^{14}Be	-	1,28	$(1P\ 1/2- 2S\ 1/2)^2$	16,22	0,00435
^8B	0,14	-	$(1P\ 3/2)$	17,97	80,770
^{17}B	-	2,45	$(1d\ 5/2)^2$	-	-

Nötron halosu olan ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Be}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$ kararsızlığı hafif nötron fazlalığı olan çekirdeklerdir.



Şekil 3.6 İki nötron halo çekirdeği ${}^{11}\text{Li}$ ve tek nötron halo çekirdeği ${}^{11}\text{Be}$ (Al-Khalili,2004).

Halo çekirdekler yörüngesinde bulundurulan nükleer sayısına göre iki kısımda incelenir. Çift nötron halolu çekirdekler ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^8\text{H}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$ olarak verilebilir. Tek nötron halolu çekirdeklere ${}^{11}\text{Be}$, ${}^{15}\text{C}$, ${}^{19}\text{C}$, ${}^{23}\text{O}$ örnek verilebilir. Çift nötron halosu ($k+n+n$), tek nötron halosu ($k+n$) olmak üzere üç ve iki cisim şekillerine sahiptir.



Şekil 3.7 Halo çekirdekleri gösteren grafik(J. Al-Khalili, 2004).

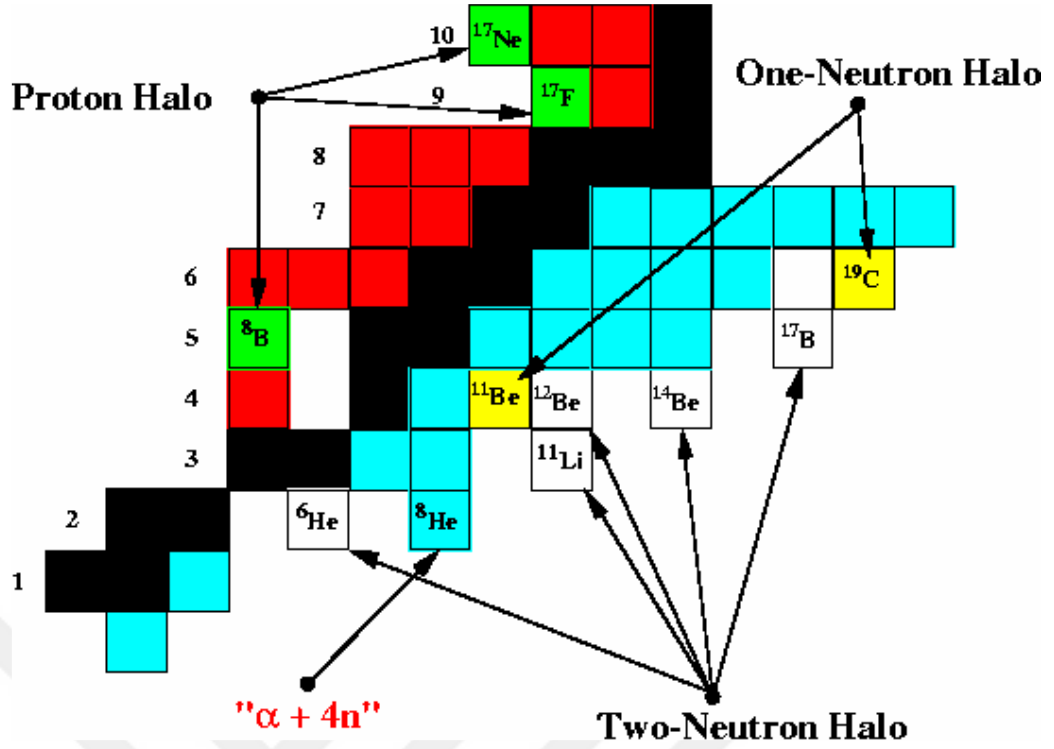
Çift nötronlu haloda çekirdek yüzeyinde protondan dolayı Coulomb engeli meydana gelir. Bu engel dalga fonksiyonlarını genliğini azaltır.

Dalga fonksiyonu; yörüngesel açıl momentumuna $\alpha(\alpha + 1)/r^2$ ile bağlı olan merkezi potansiyele de bağlıdır.

${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$ gibi çift nötron halolu çekirdekler açıl momentumları ($j_n = 0$) sıfır olacak şekilde eşlenirler.

Merkezi engelin büyüklüğünün açıl momentum eşleşmesine bağlı olduğu kadar nötron oluşum şekline de bağlıdır.

Tek nötronlu halosu olan ${}^{11}\text{B}$ ve ${}^{19}\text{C}$ 'unda tek nükleonun $2s_{1/2}$ orbitalinde olması ve küçük tesir kesininin gözlenmesinde merkezi potansiyel engelin büyüklüğü etkilidir.

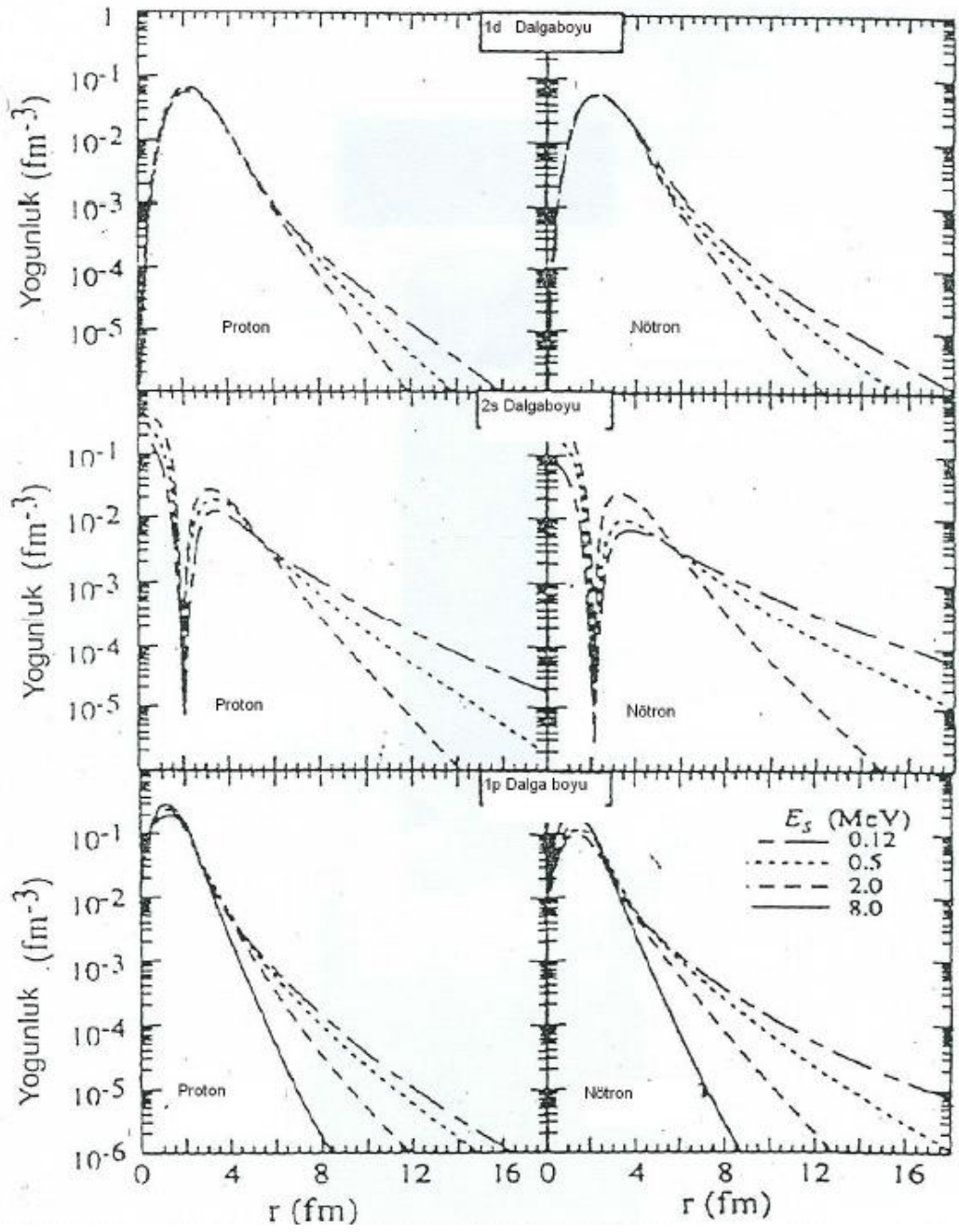


Şekil 3.8 Bir nötronlu halo, iki nötronlu halo çekirdekleri ve proton halosu olan bazı çekirdekler

3.5.1 Proton Halo Özellikli Çekirdekler

Taşma sınırındaki zayıf bağlı protonlar halolarını oluşturabilir. Bu kararsız proton fazlalığı olan ${}^9\text{C}$, ${}^{12}\text{N}$, ${}^{17}\text{F}$, ${}^8\text{B}$ elementlerinin çekirdeklerine proton halosu çekirdekleri olarak örneklendirebilir. Bunlar nükleer haloları oluştururlar.

Proton halosuna aday çekirdeklere 2s, 1p, 1d yoğunluk dağılımına Coulomb etkileşimi ve merkezi potansiyel etkisi vardır. Merkezi potansiyel varlığı 2s orbitalinde yoğunluk dağılımı en fazla yapmıştır. Ancak bu etki Coulomb etkisinden dolayı nötron halosununda olan yoğunluk dağılımından küçüktür.



Şekil3.9. Bir halo çekirdekdeki nötron ve proton yoğunluk dağılımı.

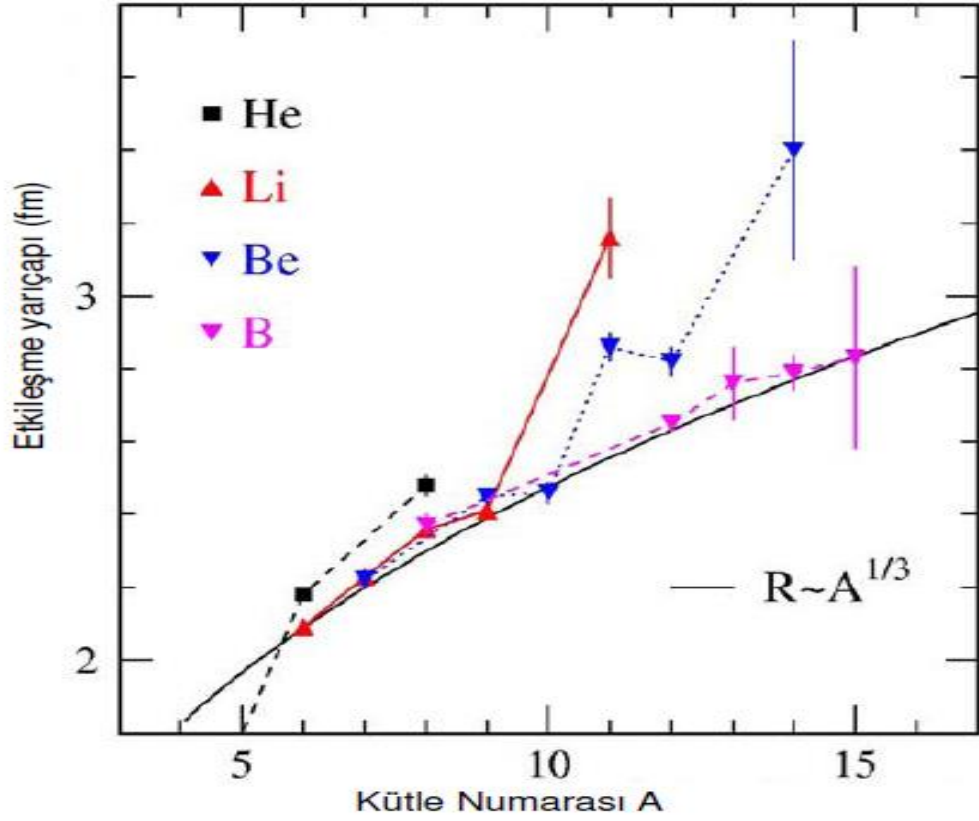
Proton halosu çekirdeklerde en dış yörüngedeki proton zayıf bağlı olduğu için merkezi engel ve Coulomb engeli bu tür çekirdekleri küçük kuyruklu olmasını sağlayarak yüksek enerjili tesir kist reaksiyonun etkisiz denebilecek kadar küçük olmasını sağlayacaktır. Merkezi engel ve Coulomb etkileri proton halosuna aday çekirdeklerin büyüklüğü etkiler.

Şekil (3.9)'da görüldüğü gibi halo özelliğine sahip bir çekirdekteki nükleonlara ait dağılımda Coulomb etkileşmesinin ve merkezi potansiyelin etkisi açık şekilde gözlenmektedir (Tanihata, 1996). Şekil (3.9)'da görüldüğüne göre 2s orbitali için merkezi potansiyel ve Coulomb etkisinin engel yükseklikleri daha küçük olduğundan dalga fonksiyonlarında diğer 1p ve 1d orbitallerine göre daha uzun bir bölgeye yayılmıştır. Bu nedenle engel yüksekliği az olan çekirdeğin yüzey bölgesindeki yoğunluk dağılımı küçük olur ve dalga fonksiyonunun kuyruğu o kadar uzun olur.

3.5.2 Halo Çekirdeklerinde Yarıçap

Taşma sınırı bölgesinde olan bulunan çekirdeklerin kitle dağılımları korun dışını taşıyarak proton ve nötron halolarını oluştururlar. Korun dışına taşan halo çekirdeklerin ortalama yarıçapları kor yarıçapından büyük olur. Örneğin Li çekirdeğinin 1p orbitali için ortalama yarıçapı (ortalama karekök değeri,rms) $3.12 \pm 0.30 \text{ fm}$ ve 2s orbitali için $3.05 \pm 0.30 \text{ fm}$; ${}^9\text{Li}$ korunun ortalama yarıçapı $2.61 \pm 0.10 \text{ fm}$ iken halo rms= $4.8 \pm 0.5 \text{ fm}$ olarak ölçülmüştür (Tanihata, 1996).

Halo çekirdeklerin ortalama yarıçap diğer kararlı çekirdeklerden daha büyük olduğundan son yörüngedeki çekirdeklerden daha büyük olduğundan son yörüngedeki nükleonların ayrılma enerjilere de küçüktür.



Şekil 3.10 Taşma sınırı yanındaki çekirdeklerin yarıçaplarındaki ani değişim (Blank ve ark,1992).

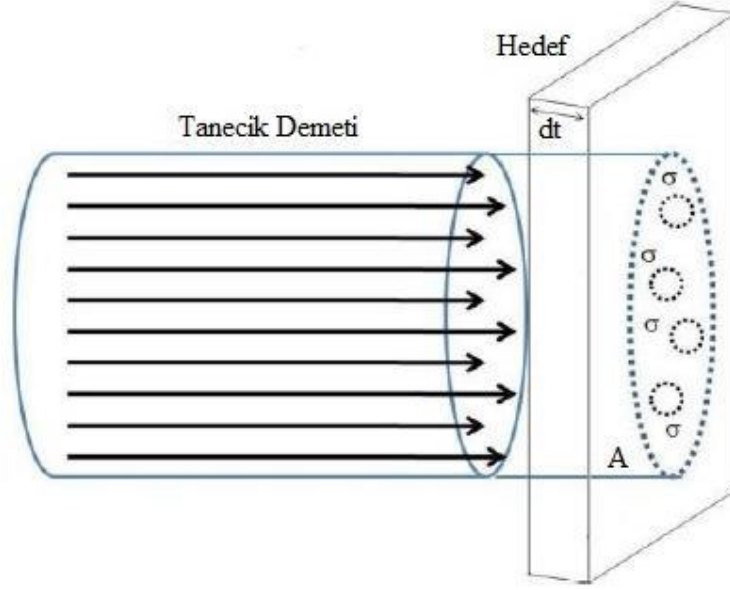
3.6 Nükleer Reaksiyon Tesir Kesitleri

3.6.1 Tesir Kesiti

Nükleer reaksiyon tesir kesiti (cross - section) σ ile gösterilir ve bir mermi parçacığın hedef çekirdekle etkileşme ihtimalini gösterir. Çekirdek (Fermi) boyutlarındadır. Birimi barn' dır.

1 barn = 10^{-24} cm², dir.

Nükleer reaksiyon tesir kesiti hedef çekirdek türüne, nükleer reaksiyon türüne, gelen parçacığın cinsine ve enerjisine bağlı olarak değişir. Özellikle suni radyoizotop üretiminde, gelen demetteki parçacıkların, hedef çekirdekle çarparak etkileştiklerinde neler olabileceğini önceden bilmek gereklidir. Bunun içinde tesir kesiti kavramına ihtiyaç duyulur (Arya, 1999).



Şekil 3.11. Bir nükleer reaksiyonda tesir kesiti.

σ , bir nükleer reaksiyonun meydana gelme ihtimaliyetiyle orantılıdır ve

$$-\frac{dI}{I} = n\sigma dx \quad (3.39)$$

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

$$I = I_0 \exp(-n\sigma x) \quad (3.40)$$

Tanecik demetindeki N parçacık sayısı tanecik demetinin şiddetiyle orantılı olduğundan bağıntı parçacık sayısı cinsinden:

$$N = N_0 \exp(-n\sigma x) \quad (3.41)$$

olarak yazılabilir. Burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve N 'de levhanın x kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır (Deconinck, 1978).

3.6.2 Diferansiyel Tesir Kesiti

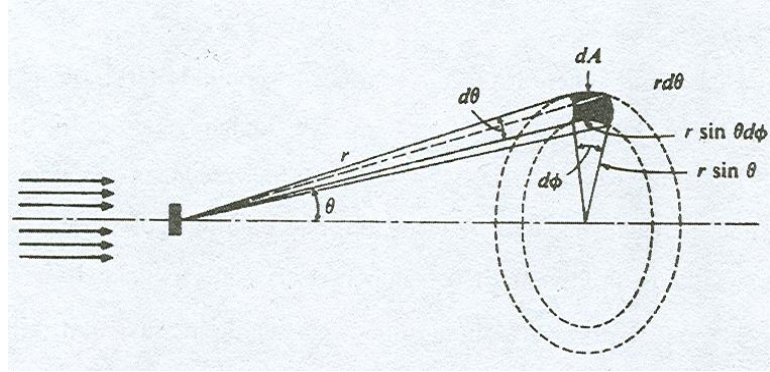
Bir nükleer reaksiyonda hedef çekirdek ile mermi parçacıkları birden fazla türde reaksiyon oluşursa her bir tür ait reaksiyon tesir kesiti farklı olur(Deconinck, 1978).

Bu özel tesir kesitlerine kısmi-tesir kesitleri denir ve toplam tesir-kesitide bunların toplamına eşit olacaktır. Geliş doğrultusuyla θ açısı yaparak saniyede $d\Omega$ katı açısı içinde giden parçacıkların sayısının bilinmesi önemlidir. $\sigma(\theta, \phi)$ ile gösterilir birimi steradyandır;

$$\sigma(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.42)$$

toplam tesir-kesiti

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{A}{r^2} \frac{1}{4\pi} = \frac{A}{4\pi r^2} \quad (3.43)$$



Şekil 3.12 Diferansiyel tesir kesitinin geometrik gösterimi

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.44)$$

Şeklindedir.

3.6.3 Ortalama Serbest Yol

Bir ortamda ilerleyen bir parçacığın soğrulmadan veya saçılmadan alabileceği yola ortalama serbest yol denir ve λ ile gösterilir.

Bir nükleer madde ortamında bulunan herhangi bir nükleonun ortalama serbest yolu, o maddenin en temel karakteristik özelliklerinden birisidir. Ortalama serbest yol,

$$\frac{\int_0^{N_0} x dN}{\int_0^{N_0} dN} = \int_0^{N_0} x dN/N \quad (3.45)$$

şeklinde ifade edilebilir. (2.38) bağıntısındaki N ifadesinden:

$$dN = -n\sigma N_0 \exp(-n\sigma x) dx \quad (3.46)$$

olarak elde edilir.

dN 'nin bu değeri (3.41)'de yerine konulursa

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{\int_0^x xn\sigma N e^{-nx} dx}{N_0 \int_0^x xn\sigma e^{-nx} dx} \\ &= \frac{1}{n\sigma} \int_0^x xn\sigma e^{-nx} d(xn\sigma) \\ &= \frac{1}{n\sigma} \int_0^x ye^{-y} dy \\ &= \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{\Sigma} \end{aligned} \quad (3.47)$$

olur. Dolayısıyla

$$\bar{x} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{\Sigma} \quad (3.48)$$

olur. Görüldüğü gibi ortalama serbest yol makroskopik tesir kesitinin tersidir.

Soğurma ortalama serbest yolu

$$\bar{x} = \frac{1}{\sum_a} = \frac{1}{a} \quad (3.49)$$

ile verilir. Burada \sum_a makroskopik soğurma tesir-kesitidir.

3.7 Deneysel Reaksiyon Tesir Kesitleri Ve Elde Edilen Formüller

Literatürde 14-15 MeV'lik enerjili nötronlarla oluşturulan (n,yüklü parçacık) ve (n,p) reaksiyon tesir kesitlerine ait çok sayıda deneysel veri bulunmaktadır. Bu deneysel veriler EXFOR DATA Kütüphanesinde toplanarak nükleer enerji ajansları aracılığı ile uluslararası alanda dağıtılmaktadır (Neutron Cross Section, 1976).

Çekirdeğin tesir kesitlerinin hedef çekirdeğin kütle numarası A, nötron sayısı N ve proton sayısı Z ile orantılı olarak değişmektedir.

Asimetri parametresi

$$S = \frac{(N - Z)}{A} \quad (3.50)$$

ile de ifade edilir. 14- 15 MeV'lik nötronlar için tesir kesiti formülü

$$\sigma(n, x) = C\sigma_{ne} \exp[as] \quad (3.51)$$

Buradaki σ_{ne} nötronun elastik olmayan tesir kesiti ve C ile a katsayıları farklı reaksiyonlar için fit parametreleridir. Denklem (3.51)'deki C ve a katsayıları aşağıdaki gibi en küçük kareler fiti ile belirlenir.

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i^N \left(\frac{\sigma_{deney}^i - \sigma_{hesap}^i}{\Delta \sigma_{deney}^i} \right)^2 \quad (3.52)$$

Burada σ_{Deney}^i ve σ_{Hesap}^i sırasıyla deneysel ve hesaplanmış tesir kesitleri ve σ_{Deney}^i , σ_{Hesap}^i ile ilişkili hatadır. Literatürdeki (n, p) için formüller ve bu çalışmadaki en iyi fit parametrelili sonuçları ile elde edilen χ^2 değerleri Çizelge 3.2’de verildi.

Çizelge 3.2. 14-15 MeV (n, p) için formüller ve literatürdeki en iyi fit parametrelili sonuçları ile elde edilen χ^2 değerleri(Telve ark,2003).

Yazar*	Kütle No	σ (n,p)	χ^2
Tel ve ark.	$17 \leq A \leq 239$	$14.56 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-26.58s]$	0.807
	Çift-Z, Çift-N	$16.33 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-26.17s]$	0.863
	Çift-Z, Tek-N	$9.71 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-21.87s]$	0.835
	Tek-Z, Çift-N	$7.31 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-20.21s]$	0.788

Çizelge3.3 SKM* Kuvvet Parametreleri (Vauthering ve Brink, 1972).

Kuvvet	SI	SIII	SVI	T3	SKM	SKM*	Sly4
$t_0(\text{MeV}\cdot\text{fm}^3)$	-1057.3	-1128.75	-1101.81	-1791.80	-2645.0	-2645.0	-2488.91
$t_l(\text{MeV}\cdot\text{fm}^5)$	235.9	395.0	271.67	298.50	385.0	410.0	486.82
$t(\text{MeV}\cdot\text{fm}^5)$	-100.0	-95.0	-138.33	-99.50	-120.0	-135.0	-546.39
$t(\text{MeV}\cdot\text{fm}^{3\alpha})$	14463.5	14000.0	17000.0	12794.0	15595.0	15595.0	13777.0
$t(\text{MeV}\cdot\text{fm}^5)$	0	120	115	126	130	130	0.0
x_0	0.56	0.45	0.583	0.138	0.09	0.09	0.834
x_1	0.0	0.0	0.0	-1.0	0.0	0.0	-0.344
x_2	0.0	0.0	0.0	1.0	0.0	0.0	-1.0
x_3	1.0	1.0	1.0	0.075	0.0	0.0	1.354
α	1.0	1.0	1.0	1/3	1/6	1/6	1/6

4.BULGULAR VE TARTIŞMA

^{17}F için halo çekirdeği için 14-15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan (n,p) reaksiyon tesir kesiti Çizelge 3.2'deki Tel ve ark. (2003) formülünü kullanarak hesaplırsak; $s = \frac{N-Z}{A}$ asimetri parametresinin değeri $(8-9)/17 = -0.058$ olacaktır. Bu değer Tel ve ark. (2003) formülünde kullanılırsa;

$$\sigma_{(n,p)} = 7.31 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-20.21s]$$

olacaktır. Flor hedef çekirdeğin kütle numarası 17 ve nötron mermi çekirdeğin kütle numarası 1 olduğundan;

$$\sigma_{(n,p)} = 7.31 (17^{1/3} + 1)^2 \exp[-20.21(-0.058)]$$

şeklinde olacaktır. Buradan hesaplamaları yaptığımızda

$$\sigma_{(n,p)} = 7.31 (12.81) (3.222) = 301.711 \text{ mb}$$

olarak elde ederiz.

^{19}F için halo çekirdeği için 14-15 MeV enerjili nötronlarla oluşturulan (n,p) reaksiyon tesir kesiti çizelge 3.1'deki Tel ve ark. II formülünü kullanarak hesaplırsak $S = \frac{N-Z}{A}$ asimetri parametresinin değeri $(10-9)/19 = 0.0527$ olacaktır. Bu değer Tel ve ark. (2003) formülünde kullanılırsa

$$\sigma_{(n,p)} = 7.31 (A^{1/3} + 1)^2 \exp[-20.21s]$$

olacaktır. Flor hedef çekirdeğin kütle numarası 19 ve nötron mermi çekirdeğin kütle numarası 1 olduğundan;

$$\sigma_{(n,p)} = 7.31 (19^{1/3} + 1)^2 \exp[-20.21 (0.0527)]$$

şeklinde olacaktır. Buradan hesaplamaları yaptığımızda

$$\sigma_{(n,p)} = 7.31 (13.47) (0.3444) = 33.911 \text{ mb}$$

olarak elde ederiz. Yukarıda yaptığımız hesaplamaları aşağıdaki çizelgeye yerleştirebiliriz.

Çizelge4.1. 14-15 MeV enerjili (n,p) reaksiyon tesir kesiti (mb) deneysel ve teorik sonuçlarının karşılaştırılması

Hedef çekirdek	Gelme enerjisi (MeV)	N	Z	S	σ^* (mb)	σ_{Deneysel} (mb)
^{17}F	14-15	Çift	Tek	-0.058	$\sigma_{(n,p)} = 301.711$	-
^{19}F	14-15	Çift	Tek	0.0527	$\sigma_{(n,p)} = 33.911$	14,3±3,5

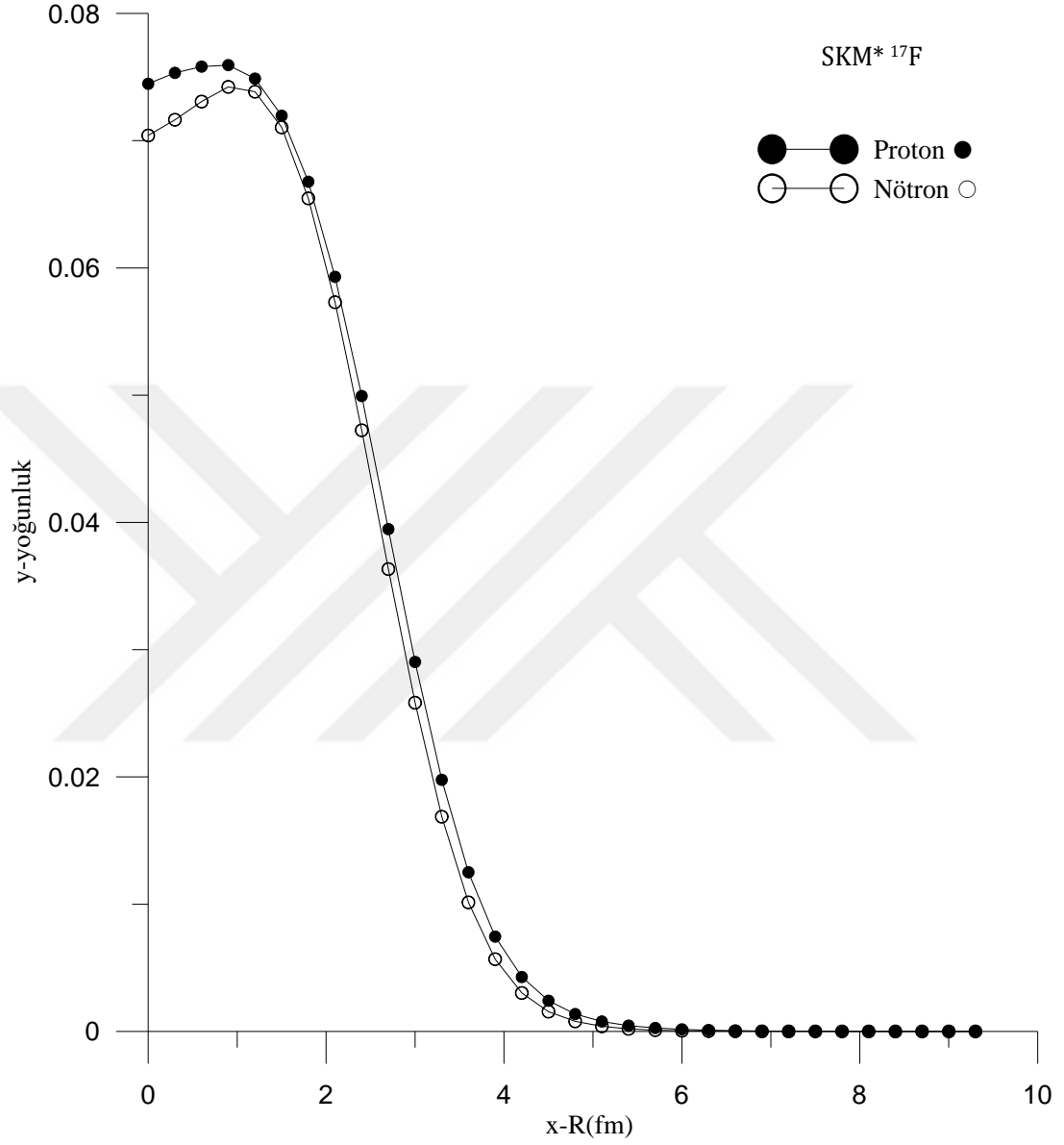
*: Tel ve ark. (2003)

Çizelge 4.1’de asimetri parametresis $= \frac{N-Z}{A}$ geleneksel şekilde hesaplandığında; ^{17}F için $S = -0,058$ ^{19}F için $0,0527$ tek bir değer olarak hesaplanmıştır. Ancak bu asimetri parametresiproton ve nötron yoğunluklarına göre $S = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$ formülü ile hesaplanırsa Çizelge 4,2’deki gibi tek bir değer çıkmamaktadır.

Çizelge 4.2¹⁷F İçin SKM* Teorik Hesaplamalar

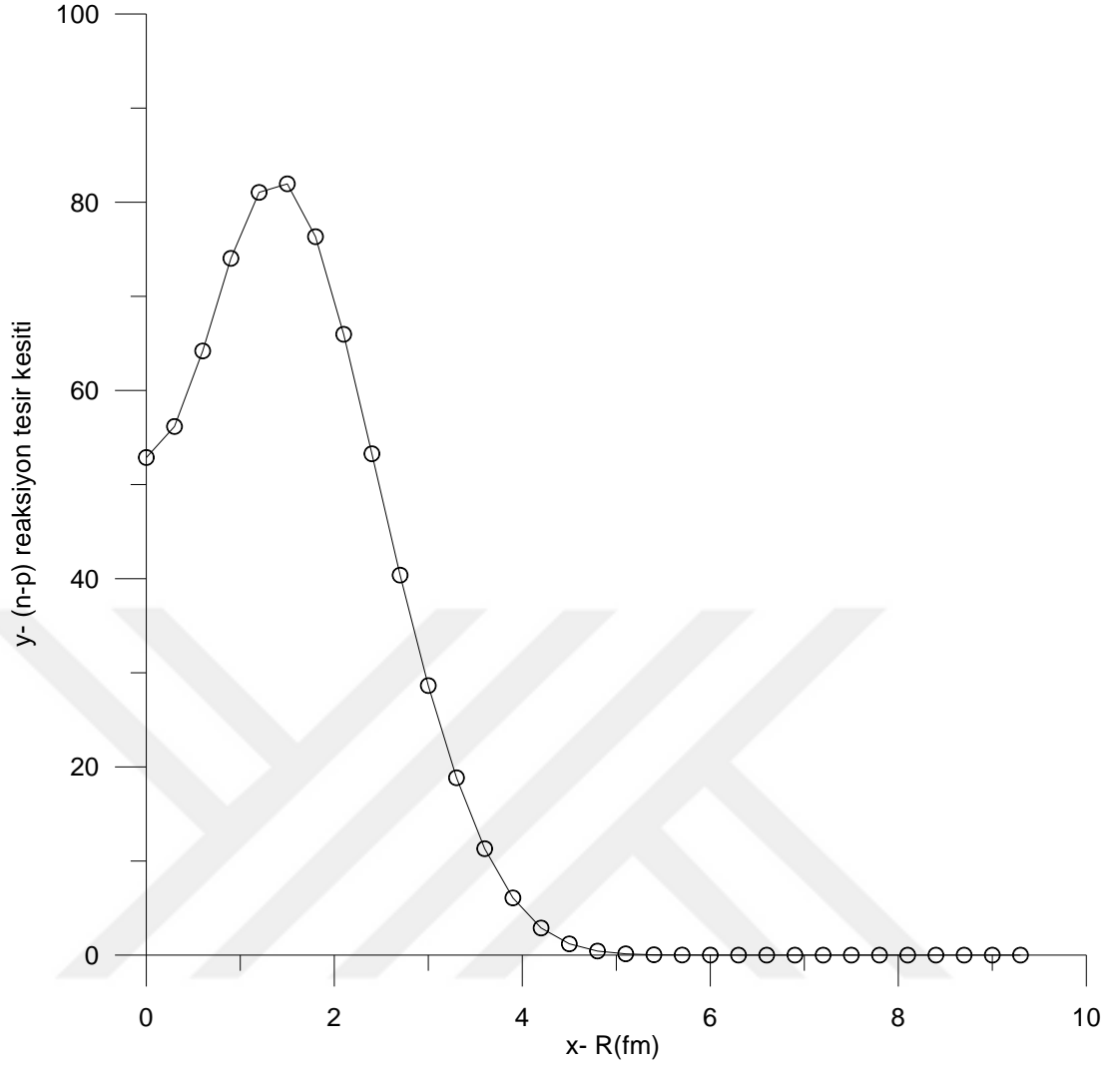
R (fm)	Proton Yoğunluğu (fm⁻³)	Nötron Yoğunluğu (fm⁻³)	$S = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$	$\sigma^*(n,p)$ (mb)
0	0,07447	0,07041	-0,02806	52,8732
0,3	0,07533	0,07164	-0,02507	56,1691
0,6	0,07582	0,07307	-0,01846	64,1966
0,9	0,07594	0,07423	-0,01141	74,0354
1,2	0,07488	0,07385	-0,00693	81,0437
1,5	0,07196	0,07104	-0,00638	81,9574
1,8	0,06677	0,06547	-0,00989	76,3394
2,1	0,0593	0,0573	-0,01712	65,9657
2,4	0,04993	0,04724	-0,02769	53,2718
2,7	0,03947	0,03633	-0,04141	40,3753
3	0,02903	0,02583	-0,0584	28,6413
3,3	0,01977	0,01687	-0,07911	18,8438
3,6	0,01251	0,01014	-0,10438	11,3087
3,9	0,00745	0,00568	-0,13508	6,08124
4,2	0,00428	0,00302	-0,17204	2,88133
4,5	0,00241	0,00156	-0,2156	1,19455
4,8	0,00136	0,00079	-0,26566	0,43432
5,1	0,00078	0,0004	-0,32178	0,13972
5,4	0,00046	0,0002	-0,38284	0,04068
5,7	0,00027	0,0001	-0,44726	0,01106
6	0,00017	5,3E-05	-0,51301	0,00293

*: Tel ve ark. (2003)



Şekil 4.1. ^{17}F Nötron- proton yoğunlukları

Çizelge 4,2' deki elde edilen veriler ile proton, nötron yoğunluğunun yarıçapa bağlı grafiğini Şekil 4,1 'deki gibi çizildi.



Şekil 4.2 ^{17}F (n-p) Reaksiyon Tesir Kesitleri

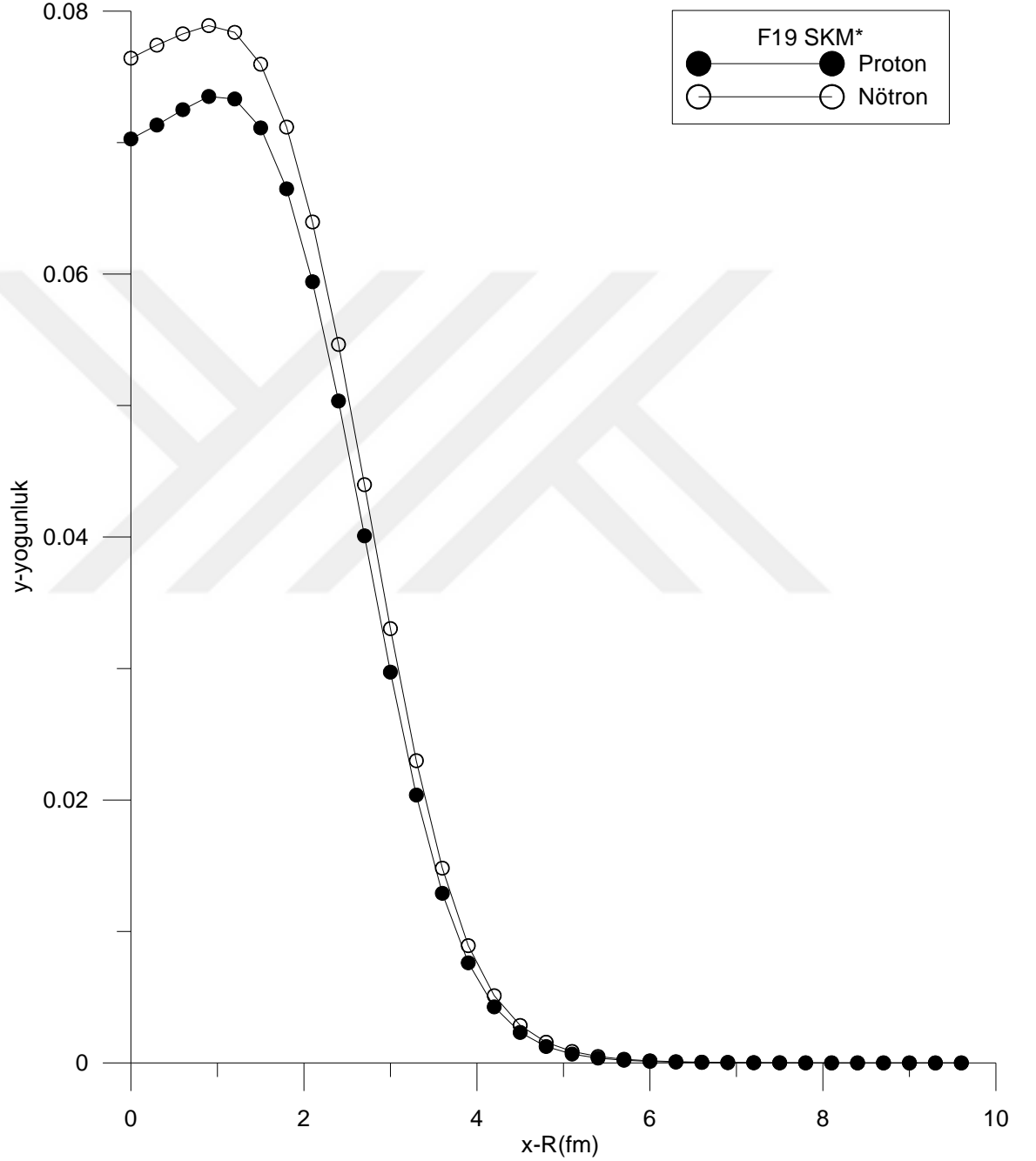
Çizelge 4,2' deki elde edilen veriler ile (n,p) reaksiyon tesir kesitinin yarıçapa bağlı grafiğini Şekil 4,2'de oluşturabiliriz.Çizelge 4,2' de görüldüğü gibi 1,2 fm ile 2,3 fm aralığında (n,p) reaksiyon tesir kesitinin maksimum değere ulaştığı görülmektedir.

Çizelge 4,3¹⁹F İçin SKM* Teorik Hesaplamalar

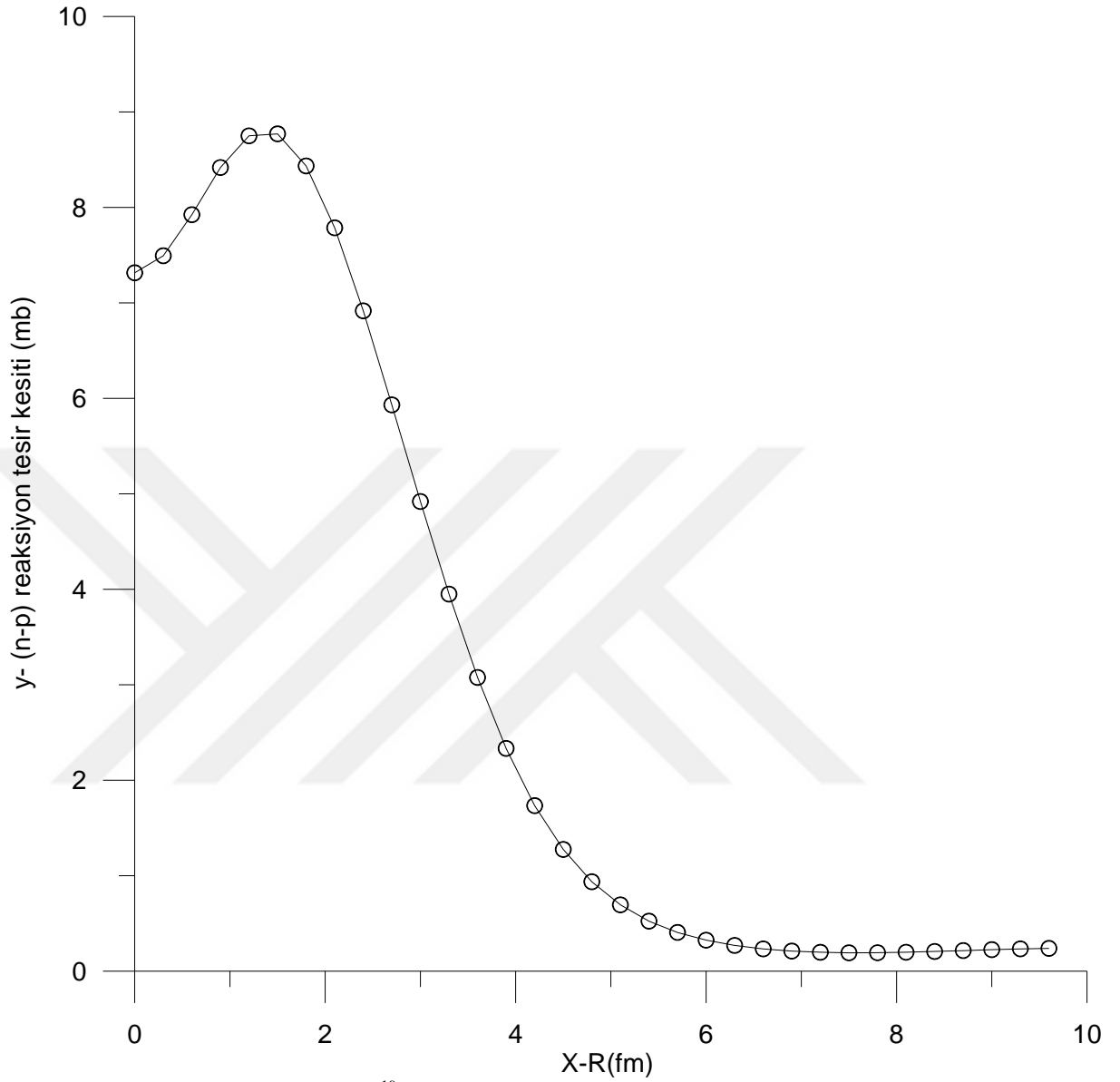
R(fm)	Proton yoğunluğu (fm⁻³)	Nötron yoğunluğu (fm³)	$S = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$	$\sigma^*(n,p)$ (mb)
0	0,070277	0,076421	0,04188	7,315452738
0,3	0,071335	0,077411	0,04085	7,493816457
0,6	0,072506	0,078272	0,03824	7,923974773
0,9	0,073509	0,0789	0,03537	8,418102451
1,2	0,073317	0,078385	0,03341	8,749572117
1,5	0,071119	0,075963	0,03293	8,770808122
1,8	0,066484	0,071181	0,03412	8,434662479
2,1	0,059415	0,063963	0,03686	7,786052871
2,4	0,050346	0,054649	0,04098	6,916760136
2,7	0,04009	0,043982	0,04629	5,9317095
3	0,029724	0,033032	0,05271	4,919459975
3,3	0,020375	0,022988	0,06026	3,949687518
3,6	0,012901	0,014813	0,06899	3,076400636
3,9	0,0076141	0,0089198	0,07897	2,33304925
4,2	0,0042663	0,0051116	0,09014	1,733797674
4,5	0,0023202	0,0028484	0,10219	1,274953648
4,8	0,0012486	0,0015723	0,11475	0,936608813
5,1	0,00067416	0,00087083	0,1273	0,694503958
5,4	0,00036832	0,00048763	0,13939	0,523952265
5,7	0,00020459	0,0002771	0,15053	0,405739171
6	0,00011578	0,00016001	0,16038	0,324395047

*: Tel ve ark. (2003)

Çizelge4.1'de ^{19}F için asimetri parametresi $S= 0,0527$ bulunmasına karşın Çizelge4.3'de birden fazla asimetri parametresi hesaplanmıştır. OluşturulanÇizelge4.3'deki veriler ile proton ve nötron yoğunluğunun yarıçapa bağlı olduğu Şekil 4,3 oluşturulmuştur.



Şekil 4.3 ^{19}F Nötron- proton yoğunlukları



Şekil 4.4 ^{19}F (n-p) Reaksiyon Tesir Kesitleri

Çizelge 4,3' deki elde edilen veriler ile (n,p) reaksiyon tesir kesitinin yarıçapa bağlı grafiğini Şekil 4,4'de oluşturuldu.Çizelge 4,3 de görüldüğü gibi 1,2 fm ile 2,3 fm aralığında (n,p) reaksiyon tesir kesitinin en büyük değerlere ulaştığı görülmektedir

Hesaplamalar sonucunda çizelge 4,2 'de elde edildiği gibi ^{17}F 'nin ρ_p (proton yoğunluğu) $R=0$ fm 'de çekirdek merkezindeki $\rho_p = 0,075\text{fm}^{-3}$ ' den çekirdek yüzeyine doğru $R=5-6$ fm'de $\rho_p = 0,0001\text{fm}^{-3}$ 'e kadar yaklaşık 100 katazaldığı gözlenmektedir.

Benzer olarak yine ρ_N (nötron yoğunluğu) $R=0$ fm 'de çekirdek merkezindeki $\rho_N = 0,071 \text{ fm}^{-3}$ ' den $R=5-6$ fm'de $\rho_n = 0,0001 \text{ fm}^{-3}$ 'e yaklaşık 100 kat azaldığı gözlenmektedir. $R=3$ fm'deki çekirdek ortalama yarıçap bölgesinde (proton yoğunluğu) $\rho_p = 0,030 \text{ fm}^{-3}$ ve (nötron yoğunluğu) $\rho_N = 0,026 \text{ fm}^{-3}$ değerlerine sahiptir.

Çizelge 4.3 'de görüldüğü gibi ^{19}F 'nin ρ_p (proton yoğunluğu) $R=0$ fm 'de çekirdek merkezindeki $\rho_p = 0,0703 \text{ fm}^{-3}$ ' den çekirdek yüzeyine doğru $\rho_p = 0,000116 \text{ fm}^{-3}$ 'e yaklaşık 1000 kat azaldığı gözlenmektedir. ρ_N (nötron yoğunluğu) $R=0$ fm 'de $\rho_N = 0,077 \text{ fm}^{-3}$ ' den $\rho_N = 0,00017 \text{ fm}^{-3}$ 'e yaklaşık 1000 kat azaldığı gözlenmektedir. $R=3$ fm'deki çekirdek ortalama yarıçap bölgesinde (proton yoğunluğu) $\rho_p = 0,030 \text{ fm}^{-3}$ ve (nötron yoğunluğu) $\rho_N = 0,034 \text{ fm}^{-3}$ değerlerine sahiptir.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Halo çekirdeklerin son nükleonları çekirdek merkezinden çok uzakta bulunmaktadır. Halo çekirdeklerin bağlanma enerjileri ve yarı ömürleri de oldukça küçüktür. Root Mean Square (RMS) yarıçaplarının çok büyük olması, halo çekirdeklerin beta bozunum ihtimallerini arttırmaktadır. Taşma sınırındaki kararsız çekirdeklerin nükleer yapısının anlaşılması için daha fazla deneysel bilgiye gerek duyulmaktadır.

Halo çekirdekler ilgili deneysel bilgilerin daha fazla elde edilmesinin gerekliliğinin yanı sıra daha fazla teorik çalışmaların yapılması ve teorik yeni modellerin geliştirilmesine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu anlamda halo çekirdek yapısının anlaşılmasında nükleer reaksiyonlarla yapılan deneylerin ve elde edilen sonuçların teorik değerlendirilmesinin oldukça önemi vardır.

Bu çalışmada "Bazı Hedef Halo Çekirdek Reaksiyonları İçin Skyrme Potansiyelini Kullanılarak Nükleer Reaksiyon Tesir Kesiti Formüllerinin İncelenmesi" yapılmıştır. Skyrme Potansiyeli sıfır menzilli bir kuvvet olup temel nükleon- nükleon etkileşmesini iyi tasvir eden etkin bir potansiyel özelliğine sahiptir ve halo çekirdekler gibi kararsız çekirdeklerin nükleer yapısının anlaşılmasında yaygın kullanıma sahiptir. Hesaplamalarda hedef çekirdek olarak ^{17}F ve ^{19}F halo çekirdekleri alışılmıştır. ^{17}F ve ^{19}F halo hedef çekirdekleri için 14-15 MeV'lik nötronlarla oluşturulan (n,p) tesir kesitleri yoğunluğa bağlı yeni geliştirilmiş olduğumuz yarıçapa bağlı formül ile hesaplanmıştır.

Bu yeni yöntemde literatürden farklı olarak(n,p)reaksiyon tesir kesit formüllerindeki

asimetri parametresi ($S = N-Z/A$)'sindeki nötron-proton sayıları yerine $S = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$

alınarak yoğunluğa bağlı hesaplamalar yapılmıştır. Burada kullanılan ρ_n (nötron yoğunluğu)ve ρ_p (proton yoğunluğu) hesaplamalarında SKM* kuvvet parametresi kullanılmıştır. SKM* kuvvet parametresi halo çekirdek ve açık kabuklu çekirdek hesaplarında iyi sonuçlar veren etkin bir kuvvet parametresi olduğu daha önce yapılan çalışmalarda gözlenmiştir. Tüm hesaplamalarda Skyrme - Hartree Fock yöntemi kullanılmıştır.

Tel ve ark. (2003)(n,p) reaksiyon tesir kesiti (mb) hesaplamalarında ^{17}F için 301.72 mb ve ^{19}F için ise 33.911 mb sonuçları elde edilmiştir.

Bu çalışmada ise literatürden farklı olarak hesaplamalar sonucunda çizelge 4.2 'de elde edildiği gibi ^{17}F 'nin $R=0$ fm 'de çekirdek merkezindeki(n,p) reaksiyon tesir kesiti 52,88 mb iken, $R=3$ fm'deki çekirdek ortalama yarıçap bölgesinde 28,65 mb ve çekirdek yüzeyine doğru gidildiğinde $R=5,7$ fm 'de 0,012 mb 'na kadar azaldığı sonucuna ulaşılmıştır.

Exfor Data verilerine göre 14,7 MeV'de (n,p) reaksiyonu için J.Kantele, D.G Gardner tarafından ölçülen değer $14,3\pm 3,5$ mb'dır (J.Kantele,1962).Çizelge 4.3 'de görüldüğü gibi teorik hesaplama sonucunda elde ettiğimiz ^{19}F 'nin $R=1,5$ fm'deki (n,p) reaksiyon tesir kesiti 8,78 mb olup bu değer deneysel değer ile oldukça iyi uyumludur. Daha önceki yapılan klasik tesir kesiti hesaplamasında kullanılan Tel ve ark formülüne göre yaklaşık 34 mb civarında olduğu göz önüne alınırsa yeni geliştirdiğimiz yöntem ^{19}F için oldukça başarılı sonuçlar verdiği söylenebilir.

^{17}F halo hedef çekirdek için nötronlarla oluşturulan (n,p) nükleer reaksiyon tesir kesiti için Exfor Data'da deneysel sonuçlar bulunamadığından bu çalışmada yapılan teorik hesaplamalar, halo çekirdeklere ait literatürdeki bilgi birikimine ve bu alanda bilgi üretimine katkı sağlamaktadır. Literatürden farklı olarak yarıçap ve yoğunluğa bağlı yaptığımız hesaplamalar ve elde edilen sonuçlar halo çekirdeklerin yapısının daha iyi anlaşılmasına ve bu hedef çekirdeklerle ilerde yapılacak nükleer reaksiyon tesir kesiti ölçüm deneylerine yol göstermesi açısından büyük öneme sahiptir.

KAYNAKLAR

- Austin, S.M. ve Bertsch, G. F., “Halo Nuclei, Scientific American”, 90-95,(1995)
- Arya, A. P. , “Çekirdek Fiziğinin Esasları, İstanbul: Aktif Yayınevi”, (1999)
- Baldık, “Skyrme Etkileşmesi Kullanılarak Bazı Egzotik Çekirdeklerin Taban Durum Özelliklerinin İncelenmesi”,66-71 , (2009)
- Baye, D., Suziki, Y. ve Descouvemont, D., “Evidence for halo in Quenching of ${}^6\text{He}$ β Decay into α and Deuteron”, Prog of Theor.Phys., 91, 271-286, (1994)
- M. Brack, CH. Quiet ve H. B. Hakasson , Phys.Rep., 123, (1985)
- Bertsch, G.F. ve Esbensen, H., “Pair Correlations near the Neutron Drip Line”, Annals of Phys., 209, 327-363, (1991)
- Chabanat, E., Banche, P., ve et al., Physica Scripta T56, 231, (1995)
- Chou, W.T., Warburton, E.K. and Brown, B.A., “Gamow-Teller beta decay rates for $A < 18$ nuclei”, Phys.Rev., C47,163, (1993)
- Deconinck, G. Nuclear Methods Monographs No.1, Introduction to Radioanalytical Physics, Elsevier Scientific Publishing Co. Amsterdam., (1978)
- Gibbs, W.R. ve Hayes, A.C., “Determination Of the Radius of the ${}^{11}\text{Li}$ Neutron Halo from Pion Double Charge Exchange”, Phys.Rev.Lett., 67, 1395- 1398, (1991)
- Hoshino, T, Sagawa, H. ve Arima, A., “Shell-model Study of Light Neutron-rich Nuclei”, Nucl Phys., A 506, 271-292, (1990)
- Hussein, M.S., Bertulani, C.A. ve ark., “Fussion of Halo Nuclei”, Nucl.Phys., A 588, 85c-90c , (1995)
- Lilley J, “Nuclear Physics: Principles ve Applications”, Wiley, 334-335, (2001)
- Jonson, B., “Halo Nuclei”, Nucl.Phys., A574, 151c-166c, (1994)
- Jonson, B., “Halo Nuclei and Other Exotics”, Nucl.Phys., A583, 733-746, (1995)
- Kohler H S., “Skyrme Force And The Mass Formula. Nucl.Phys.”, A258 (2): 301-316, (1976)
- Krevald S, Klemt V, Speth J ve Faessler A. “ On The Use Of Skyrme Forces In Self-Consistent RPA calculations. Nucl.Phys.” A281(2): 166-206, (1977)
- Kennet S. Krane., İleri Nükleer Fizik I:34-55, (2006)
- M. Blann and J. Bisplinghoff, “Code Alice/Livermore82,” UCID-19614, (1992)
- Neutron Cross Section, “BNL 325, 3rd ed., Vol. II, Brookhaven National Laboratory”., (1976)

- Nyman, G., ve ark., “Beta Decay of ${}^9\text{Li}$ to Leves in ${}^9\text{Be}$ ”, Nucl.Phys., A 510,189, (1990)
- Poppelier, N.A.F.M., Wood, L.D. ve Glaudemans, P.W.M., “Properties of Exotic p-Shell Nuclei”, Phys. Lett., B 157, 120-122, (1985)
- Sagawa, H., “Density distrubution of halo nuclei”, Phys.Lett., B 286, 7-12 , (1992)
- Sato, H. ve Okuhara, Y., “High-energy Nucleus-nucleus Scattering and the Matter Radius of the Unstable Nucleus”, Phys.Lett., B 162, 217, (1985)
- Tanihata, I., Hamagaki, H., Hasmhimoto, O. ve ark., “Measurements of Interaction Cross Sections and Radii of He Isotopes”, Phys. Lett., B 160, 380- 384, (1985)
- Tanihata, I., Hamagaki, H., Hasmhimoto, O. ve ark., “Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region”, Phys. Rev. Lett., 55, 2676- 2679, (1985)
- Tanihata, I., “Nuclear Structure Studies Using High- Energy Radioactive Nuclear Beams”, Nucl. Phys., A 478, 795 c, (1988)
- Tanihata, I., “Nuclear Structure Studies Using High- energy Radioactive Nuclear Beams”, Nucl. Phys., A 478, 795c- 804c, (1988)
- Tanihata, I., ve ark., “Measuring of Interaction Cross Sections Using Isotope Beams of Be and B and Isospin Dependence of the Nuclear Radii”, Pyys. Lett., B 206, 592, (1988)
- Tanihata, I., “Neutron halo nuclei”, J. Phys. G. Nucl. Part. Phys., 22, 157-198, (1996)
- Tel, E., Şarer, B., Okuducu, Ş, Aydın. A. ve Tanır, G., A new empirical formula for 14-15 Mev neutron-induced (n,p) reaction cross sec-tions. Journal of Physics G: Nuclear and Par-ticle Physics29, 2169-2177, (2003)
- Tel, E., Aydın. A., Übeyli, M. ve Demirkol, İ Indian Journal of Physics 78(11),1229-1237, (2004b)
- Timofeyuk, N. K. ve Descouvemant, P., “ β - decay of the halo nucleus ${}^{14}\text{Be}$ ”, Phys.G. Nucl. Part. Phys., 22, L99- L104, (1996)
- J. Al-Khalili, An Introduction to Halo Nuclei, Lect. Notes Phys. 651, 77112 , (2004)
- J.Kantele, D.G.Gardner.,“Some Activation Cross Sections For 14.7 MeV Neutrons.”,Nuclear Physics, Vol.35, p.353, (1962)
- R.Libof,Introductory Quantum Mechanics, 700-759, (2003)

Vautherin D and Brink D M., Hartree-Fock Calculations With Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei. Phys. Rev. C, 5(3): 626-647, (1972)
Zhukov, M.V., Danilin, B.V. ve ark., " β decay of ^{11}Li to the deuteron channel and halo analog states in ^{11}Be ", Phys.Rev., C52, 2461, (1995)



ÖZGEÇMİŞ

- 1. Adı Soyadı** :Ali Armağan GÖK
2. Doğum Tarihi :19/06/1980
3. Unvanı :Fizikçi
4. Öğrenim Durumu :Lisans

Derece	Bölüm/Program	Üniversite	Bitirme Yılı
Lisans	Fizik	C.B.Ü	2002

5.İş Tecrübesi:

Görev Unvanı	Görev Yeri	Yıl
Öğretmen/İdareci	Özel Osmaniye Bilim Koleji	2005-

6.Yayımlar:

- Poster Sunumu - TESNAT 2015 International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology
- Poster Sunumu - TESNAT 2016 International Workshop on Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology

7. Projeler: OKÜBAP-2016-PT3-012