



FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜLERİ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI



YÜKSEK LİSANS TEZİ

Mustafa SAKAL

NÜKLEER FÜZYON ENERJİSİ ÜRETEEN
REAKSİYONLARDA KULLANILAN
ÇEKİRDEKLERİN YAPILARININ
İNCELENMESİ

Fizik ANABİLİM DALI

OSMANIYE – 2015



TC
OSMANIYE KORKUT ATA
ÜNİVERSİTESİ



TC
MUSTAFA KEMAL
ÜNİVERSİTESİ

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**NÜKLEER FÜZYON ENERJİSİ ÜRETEEN
REAKSİYONLARDA KULLANILAN ÇEKİRDEKLERİN
YAPILARININ İNCELENMESİ**

Mustafa SAKAL

FİZİK ANABİLİM DALI

**OSMANIYE
OCAK-2015**

Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü “Fizik” Ana Bilim Dalı “12FZK007” no’lu öğrencisi “Mustafa SAKAL” tarafından “Prof. Dr. Eyyup TEL” danışmanlığında hazırlanan “Nükleer Füzyon Enerjisi Üreten Reaksiyonlarda Kullanılan Çekirdeklerin Yapılarının İncelenmesi” başlıklı bu çalışma aşağıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından oy birliği/çokluğu ile Yüksek Lisans/~~Doktora~~ Tezi olarak kabul edilmiştir.

İmza

Prof. Dr. Eyyup TEL (Danışman)

Prof.Dr. İ. Hakkı KARAHAN (Üye)

Doç.Dr. Abdullah KAPLAN(Üye)

Yukarıdaki Jüri kararı Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu’nun.../.../.....tarih vesayılı kararı ile onaylanmıştır.

Doç. Dr. A. Ali GÜRTEN
Enstitü Müdürü

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.

Mustafa SAKAL

Üniversitesi : **Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi**
Enstitüsü : **Fen Bilimleri Enstitüsü**
Anabilim Dalı : **Fizik Anabilim dalı**
Tez Danışmanı : **Prof. Dr. Eyyup TEL**
Tez Türü : **Yüksek Lisans**
Tarihi : **Ocak - 2015**

Mustafa SAKAL

**NÜKLEER FÜZYON ENERJİSİ ÜRETEN REAKSİYONLARDA
KULLANILAN ÇEKİRDEKLERİN YAPILARININ İNCELENMESİ**

ÖZET

Nükleer füzyon enerjisi gelecekte enerji kaynaklarından biri olabilir. Ekonomik ve verimli bir füzyon güç santralının olabilmesi için trityum üretiminin kendi kendine yetmesi gereklidir. Ticari bir (D-T) bir füzyon reaktörü için trityum üretim oranı 1,05 ten daha büyük olmalıdır. Trityum doğal olarak bulunan bir element değildir. Trityum, Lityum çekirdeğinin nötronlarla bombardımanından oluşan reaksiyonlarla elde edilebilir. Bu çalışmada Füzyon enerji üretiminde kullanılabilecek hafif, ^4He ve $^{6,7}\text{Li}$ çekirdeklerin taban durum özellikleri Skyrme - Hartree – Fock yöntemi ile incelendi. Bu çekirdeklerin nötron ve proton yoğunlukları iki-cisim nükleon-nükleon etkileşmesini temsil eden SKM*, S3 ve T3 parametre grubu kullanılarak elde edildi. Hesaplanan ve elde edilen sonuçlar tartışıldı.

Anahtar Kelimeler:Nükleer, nükleer füzyon, reaksiyon, proton, nötron

University : Osmaniye Korkut Ata University
Institute : Institute of Natural and Applied Sciences
Science Programme : Physics
Supervisor : Prof. Dr. Eyyup TEL
Degree Awarded : M.Sc.
Date : January - 2015

Mustafa SAKAL

**INVESTIGATION OF NUCLEAR STRUCTURE WITH USING OF THE
REACTIONS ON THE NUCLEAR FUSION ENERGY PRODUCTION**

ABSTRACT

Nuclear fusion can be one of the most attractive sources of energy in the future. Tritium self-sufficiency must be maintained for a commercial fusion power plant. For self-sustaining (D-T) fusion driver tritium breeding ratio should be greater than 1.05. In this thesis, ground state features of the ${}^4\text{He}$ and ${}^{6,7}\text{Li}$ nucleus which most widely used fusion energy research have been investigated by using Skyrme, Hartree – Fock method, and the other results have been compared and all values gathered have been analysed. In this calculation method, neutron and proton density of the target nucleus ${}^4\text{He}$ and ${}^{6,7}\text{Li}$ was obtained from Hartree-Fock approach using Skyrme type forces where approximate field approach was taken into consideration. The results obtained were analysed by comparing the results.

Key Words: Nuclear, nuclear fusion reaction, proton, neutron

Çok kıymetli aileme...

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tez konumun belirlenerek tez alışmamın yürütölmesini üstlenen, alışmalarım süresince değerli bilgi ve tecrübeleriyle katkılarını esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. EyyupTEL'eveYrd. Doç.Dr. Halide ŐAHAN, Doç. Dr. Muhittin ŐAHAN hocama teőekkürlerimi sunarım.

Ayrıca eşim, ailem ve bölümde 2 yıl boyunca geçirdiğim sürenin güzel bir atmosferde geçmesini sağlayan hocalarıma ve diğer yüksek lisans yapan arkadaşlarıma teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ONAY SAYFASI	
TEZ BİLDİRİMİ	
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iv
İÇİNDEKİLER.....	v
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
SİMGELER ve KISALTMALAR.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	3
3. MALZEME ve YÖNTEM.....	5
3.1. Nükleer Füzyon.....	5
3.2. Temel nükleer füzyon reaksiyonları.....	7
3.2.1. D-T Reaksiyonu.....	8
3.2.2. D-D Reaksiyonu.....	11
3.3. D-D ve D-T Füzyon Reaksiyonlarının Kıyaslanması.....	11
3.4. Hartree-Fock Metodu.....	11
3.5. Skyrme Etkileşmesi.....	13
3.6. Çekirdeğin Toplam Taban Durum Enerji Fonksiyonu.....	16
4. BULGULAR ve TARTIŞMA.....	21
5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER.....	32
KAYNAKLAR.....	34
ÖZGEÇMİŞ.....	37

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1. Skyrme kuvvet parametreleri.....	22
---	----

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1. Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarası ile değişimi.....	5
Şekil 3.2. Füzyon reaksiyonu	7
Şekil 3.3. Hafomn kodunun algoritması	19
Şekil 4.1. 4-He için SIII, SKM* ve T3 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron yoğunluk dağılımları.....	23
Şekil 4.2. 4-He için SIII, SKM* veT3 parametreleri kullanılarak hesaplanan proton yoğunluk dağılımları.....	24
Şekil 4.3. 4-He için SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron yoğunluk dağılımları	25
Şekil 4.4. ⁶ Li için SIII, SKM* veT3 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron yoğunluk dağılımları	26
Şekil 4.5. ⁶ Li için SIII, SKM* veT3 parametreleri kullanılarak hesaplanan proton yoğunluk dağılımları	27
Şekil 4.6. ⁶ Li için SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron yoğunluk dağılımları	28
Şekil 4.7. ⁷ Li için SIII, SKM* veT3 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron yoğunluk dağılımları	29
Şekil 4.8. ⁷ Li için SIII, SKM* veT3 parametreleri kullanılarak hesaplanan proton yoğunluk dağılımları	30
Şekil 4.9. ⁷ Li için SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron yoğunluk dağılımları	31

SİMGELER ve KISALTMALAR

α	:Alfa parçacığı
β	:Beta parçacığı
D	:Döteryum
d	:Molekül çapı
<i>e</i>	:Birim yük
E_{km}	:Kütle merkezinde kinetik enerji
E_{lab}	:Laboratuvar sisteminde enerji
eV	:Elektron volt
E_{α}	:Kütle merkezi sisteminde mermi ve hedefin birbirlerine göre bağlı hareketinin kinetik enerjisi
F	:Füzyon oranı
Fe	:Demir
${}^3\text{He}$:Helyum-3
I_{iyon}	:İyon akımı
I_{katot}	:Katot akımı
K	:Katodun ortalama ikincil elektron yakalama katsayısı
K	:Kelvin
keV	:Kilo elektron volt
kV	:Kilo volt
kWh	:Kilo watt saat
MeV	:Mega elektron volt
n	:Nötron
n/s	:Nötron/saniye
p	:Proton
Q	:Enerji kazanç faktörü
T_K	:Sıcaklık
σ	:Tesir kesiti
T	:Trityum
V	:Hacim
V_C	:Coulomb potansiyeli

W	:Watt
IEC	InertialElectrostaticConfinement
LAB	Laboratuvar
SANAEM	Sarayköy Nükleer Araştırma ve Eēitim Merkezi
TOKAMAK	ToroidalChamber in MagneticCoils

1. GİRİŞ

Gelecekte, güvenliliği ve çevreye olan minimum etkisi açısından nükleer füzyon en önemli enerji kaynaklarından biri olabilir. Füzyon karbondioksit (CO₂) ve Kükürtdioksit (SO₂) üretmeyeceğinden dolayı küresel ısınma veya asit yağmurları gibi zararlı çevresel sorunlara yol açmayı önleyecektir(Tel, Durgu, Aydın, Bölükdemir, Kaplan ve Okuducu, 2009: 377-384). Füzyon yakıtı olarak kullanılan ²D izotopu (döteryum atomu) denizlerde oldukça büyük miktarlarda bulunmaktadır. Diğer bir füzyon yakıtı olan ³T izotopu (trityum atomu) yapay olarak üretilebilmektedir. Çünkü trityum (³T) çekirdeği kararsız bir yapıya sahip olup yarı ömrü 12,3 yıl olduğundan doğada bulunmamaktadır. Bir füzyon reaktörünün ticari olabilmesi için, güç kaynağı trityum üretimini kendi kendine yetirmesi gerekmektedir. Kendi kendini idame ettiren (D-T) bir füzyon işlemci için trityum üretim oranı (TBR) 1,05'den büyük olmalıdır. Bu yüzden Trityum üretimi füzyon reaktörlerinin araştırmalarda önemli bir konudur. Çünkü füzyon reaktörlerinin ticari olabilmesi için trityum üretimi oranı bir den büyük olmalıdır Trityum yakıtı Lityum çekirdeğinin nötronlarla bombardımanından oluşan reaksiyonlarla yapay olarak elde edilebilir. Ayrıca Füzyon reaktörlerinin devreye girmesi demek ileride Füzyon-Fisyonhibrid reaktörlerinin geliştirilmesine katkı sağlayacaktır. Bu konular günümüzde halen üzerinde çalışılan ve araştırmalar yapılan ve önemini artıran durumlardır.

Günümüzde enerji gereksinimi (aydınlatma, ısıtma, taşımacılık, iletişim, gıda sektörü, endüstri vb.) hızlıca artmakta ancak bu ihtiyacı karşılayacak doğal kaynaklar hızla tükenmektedir. Ayrıca kullanılmakta olan enerji kaynaklarının bir kısmı çevresel bakımdan dezavantajlara sahiptir. Enerji üretimi için kullanılan kömür, petrol ve doğalgaz kaynaklarının tümü, sera gazı salınımına sebep olmakta ve çevreye zarar vermektedir. Kömür, petrol ve doğal gaz gibi fosil yakıt rezervlerinin dünyada gittikçe azalıyor olmasından dolayı, uzun vadede düşünüldüğünde bu kaynaklar enerji kaynağı olarak yeterli olmayacaktır (Freidberg, 2007).

Fosil yakıtlarının giderek azalması, diğer enerji kaynakların belirli bir sınırı olması ve teknolojinin ihtiyacının sürekli şekilde artması, günümüzde yaşanan enerji darboğazlarının oluşmasına neden olmuş, kaynaklar stratejik amaçlara da hizmet etmeye başlamış ve sonuç olarak yakın gelecek için oldukça karamsar bir tablo ortaya çıkmıştır. Bu tabloyu daha da karamsar yapan diğer bir etken de, özellikle fosil ve nükleer yakıtların bugünkü tempoda tüketilmeleri sonucu, atmosferdeki karbon monoksit ve karbon dioksit gazlarının yaratacağı sera etkisinin ve radyoaktif artıkların yol açacağı ekolojik felaketlerdir. Bilimsel araştırmaların, yukarıda tanımlanan trajik tablonun 20-25 yıl içinde oluşacağını ortaya koyduğu göz önüne alınırsa, çözümün ne kadar öncelikli olduğu açıkça görülebilir (Demokan, 1989).

Füzyon sonucu açığa çıkan enerji, gelecekte enerji ihtiyacını karşılamak için kullanılabilir. Bu amaçla tüm dünyada füzyon çalışmaları yapılmaktadır. Dünyada füzyon çalışmaları ilk olarak 1930'lu yıllarda başlamıştır. Füzyon araştırmalarının başlamasından itibaren, kontrollü füzyon çalışmalarının neredeyse hepsi enerji üretmeyi amaçlamıştır (Cipiti, 2004).

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Füzyon enerjisi pahalı olmaması, çevre dostu olması ve neredeyse sınırsız güç kaynağına sahip olması nedeniyle caziptir. Ancak, iyonlar arasında kullanışlı ve kontrol edilebilir nükleer reaksiyonlar oluşturmanın en önemli problemi, belli bir zaman aralığında yeteri kadar yüksek sıcaklıkta enerjik iyonların istenilen yoğunlukta sıkıştırılması gerekliliğidir. Bu nedenle son yıllarda ortaya atılan Eylemsiz Elektrostatik Sıkıştırma (Inertial Electrostatic Confinement, IEC), manyetik sıkıştırma (tokamak ve stellarator vb.) ve eylemsiz sıkıştırma (lazer, ağır ve iyonlar) yöntemlerine alternatif bir yöntem olmuştur. Eylemsiz sıkıştırma ve manyetik sıkıştırma yöntemlerini iyonları sıkıştırmak için kullanmanın bazı zorluklardan dolayı dünyada pek çok araştırma grubu IEC düşüncesini gerçekleştirmeye çalışmıştır. Küresel geometride elektrik alan kullanarak iyonları hızlandırmak füzyon yakıtlarına enerji kazandırmanın ve yüksek füzyon verimi elde etmenin en kolay yoludur (Ashley ve ark., 2003).

Füzyon, doğaya sera gazı salınımının olmaması, güvenli olması ve yakıt rezervlerinin bol olması gibi avantajlara sahip olması sebebiyle enerji üretimi için önemli bir kaynak olarak görülmektedir (Bartlett, 2006; Freidberg, 2007).

Dünyada, doğal enerji kaynakların tükenmesinden dolayı bilim adamları farklı enerji kaynaklarının arayışına başlamışlardır. Doğal kaynaklara alternatif olarak 1930'lu yıllardan beri kontrollü nükleer füzyon konusu ele alınmış ve bu konuda yapılan çalışmalar hız kazanmıştır. Füzyon, nükleer reaksiyon sonucu iki hafif çekirdeğin birleşerek daha ağır bir çekirdek oluşturmasıdır. Bu reaksiyon sonucu enerji açığa çıkmaktadır (Chen, 1974; Ongena ve Van Oost, 2008).

Bazı egzotik çekirdeklerin taban durum özelliklerini iki farklı metod (Skyrme-Hartree-Fock) (SHF) ve Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov (SHFB) metodu kullanılarak hesaplanmıştır (Baldık, 2010). Literatürde yapılan çalışmalarda SHF metodu için kullanılacak olan Hartree-Fock yaklaşımının genel olarak bir fiziksel probleme nasıl uygulanacağı hakkında gerekli alt yapı oluşturulmaya çalışılmıştır.

Daha sonraki çalışmaları ise nükleon-nükleon etkileşmesi temelinde dayanan Skyrme etkileşmesinin doğası hakkında bazı bilgiler edinilmiştir. Edinilen bilgiler doğrultusunda SHF yöntemi ve bunun uygulandığı fortran kodunda yazılan HAFOMN programı yapılmıştır (Louisiana State University, 2007).

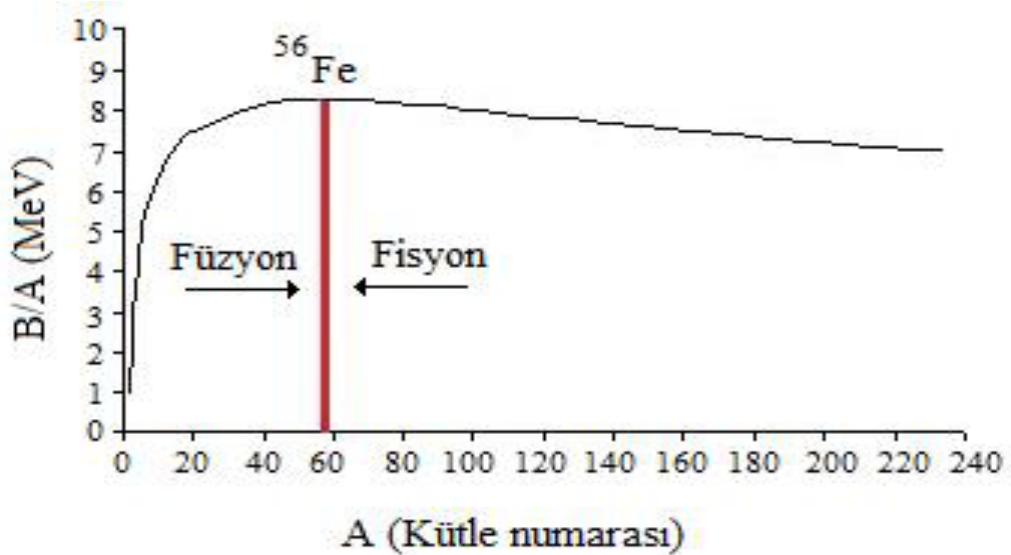
20 yıl önce, Skyrme kuvvetlerinin tanımlanmasıyla, nükleer fizikte Hartree-Fock hesapları yapılmaya başlanmıştır. O zamandan beri, bu hesaplamalar, deformasyon özellikleri, süper ağır çekirdekler, titreşimler ve ağır iyon çarpışmaları gibi çeşitli olaylara uygulanmıştır. Bununla birlikte, bu hesaplamaların çoğunun uygulamaları, küresel çekirdeğin taban durumunun tanımlanmasında faydalı bir araç olmuştur. Bu hesaplamalar, nükleer yapı fiziğinde çok daha fazla uygulamanın temeline hizmet etmiştir; örneğin, kuvvet değişkenlerinin ve yararlı ilavelerin çalışılması için, elektron verilerinin anlaşılması için, çekirdekteki hyperonların tanımlanması veya taban durumun RPA (rastgele faz yaklaşımı) titreşimleri için.

3. MALZEME ve YÖNTEM

3.1. Nükleer Füzyon

Füzyon iki hafif çekirdeğin, nükleer reaksiyon sonucunda dışarıya enerji açığa çıkararak daha ağır bir çekirdek oluşturması olayıdır. Fisyon ise füzyonun tersi olarak, bir nötronun, uranyum gibi ağır bir element atomunun çekirdeğine çarparak yutulması, bunun sonucunda bu atomun kararsız hale gelerek daha küçük iki ayrı çekirdeğe bölünmesi reaksiyonudur. Bir çekirdeğin bölünmesinde enerji bakımından öncelik, nükleon başına bağlanma enerjisinden anlaşılabilir. Birçok çekirdeğin ortalama bağlanma enerjisi, nükleon başına 8 MeV civarındadır (Krane, 2002).

Kütle numarası ile nükleon başına bağlanma enerjisinin değişimini gösteren grafik, Şekil 3.1 ile verilmektedir. Eğri $A=56$ yakınlarında bir maksimum değere ulaşır; burada çekirdekler çok sıkı bağlıdır. Grafikte de belirtildiği gibi füzyon olayı, $A=56$ 'dan daha küçük çekirdek bölgesinde, fisyon ise $A=56$ 'dan daha büyük çekirdek bölgesinde meydana gelir(Krane, 2002).



Şekil 3.1. Nükleon başına bağlanma enerjisinin kütle numarası ile değişimi (Krane, 2002)

Füzyon, hafif çekirdeklerin bol miktarda bulunmaları ve kolay elde edilebilmeleri, ürünlerin genellikle hafif çekirdekler olması ve ağır radyoaktif çekirdeklere göre daha kararlı olmaları gibi avantajlara sahip olduklarından dolayı enerji kaynağı olarak düşünülebilir. Avantajlarının yanı sıra hafif çekirdeklerin birleşmeden önce Coulomb engelini aşmak zorunda olması gibi önemli bir dezavantaja sahiptir. Füzyon Coulomb engeli nedeniyle, dünyada doğal (fisyonda olduğu gibi) bir işlem değildir. Yani kendiliğinden meydana gelmez ancak Coulomb engeli aşıldığında füzyon gerçekleşir ve çekirdekler minimum enerji durumuna sahip olacak şekilde hızla birleşirler. Etkileşen parçacıkların yarı çapları R_a ve R_x ise parçacıkların yüzeylerinin temas ettiği andaki ($R = R_a + R_x$) Coulomb engeli;

Coulomb engelini füzyon reaksiyonu üzerindeki etkisi, Coulomb engelini α bozunumundaki etkisine çok benzer. $Z_a Z_x$ çarpımı bir üstel engel delme olasılığı ifadesinde bulunduğu için füzyon tesir kesiti Coulomb engelini aşırı derecede bağlıdır. Bu durumda füzyon olasılığı $Z_a Z_x$ çarpımı ile hızla azalır ve engel hidrojen izotopları için en küçük değerini alır. Döteryum-Trityum (D-T) reaksiyonu için $V_C = 0,4$ MeV'dir, (2.8) hesaplamış olduğumuz bu değer çok küçük olmasına rağmen tipik bir gelme enerjisi olan 1-10 keV değerinden oldukça büyüktür. Parçacıkların enerjilerinin Coulomb engelinden büyük olması gerekmez; α bozunumunda olduğu gibi engel delme ihtimali de önemlidir (Krane, 2002).

Füzyon için önemli problemlerden bir tanesi de plazmanın sıkıştırılması olayıdır. Sıcak yakıtın içerisinde bulunduğu kabın çeperleri ile enerji alışverişi yapması sırasında kabın erimesi, plazma sıkıştırma işlemini en önemli sorun yapmaktadır. Bu nedenle plazma sıkıştırma iki yöntemle yapılmaktadır: Eylemsiz sıkıştırma, Manyetik sıkıştırma. Eylemsiz sıkıştırmada, lazer ve parçacık demetleri kullanılarak yakıt peletleri (topağı) sıkıştırılmaktadır. Bu yöntemde yakıt topağı ani olarak ısıtılır ve yoğun parçacık veya foton ışın demetleri ile her yönden aynı anda bombardıman edilerek sıkıştırılır. Manyetik sıkıştırmada ise plazma manyetik alanlar kullanılarak sıkıştırılır (Kammash, 1975; Krane, 2002).

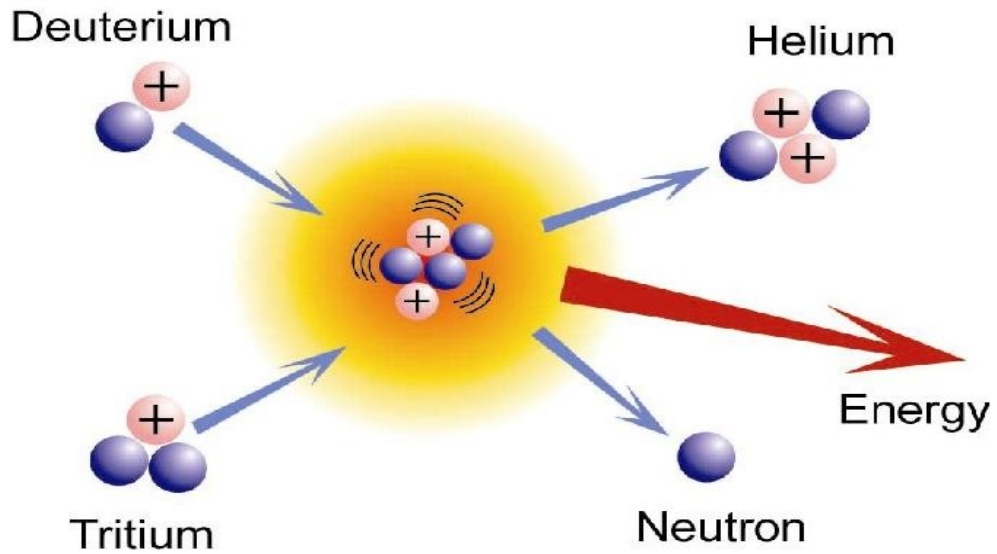
Füzyonda, Coulomb engelini aşmak için ısı enerjisi kullanılıyorsa termonükleer füzyon olarak adlandırılır. Bir fisyon reaktörü ile (10^9 W) kıyaslanabilir büyüklükte enerji elde etmek için, füzyon yapabilen çekirdeklerin 10^8 K mertebesine kadar ısıtılması ve yüksek reaksiyon tesir kesiti elde edebilmek için de yoğunluğunun artırılması gerekmektedir. Bu nedenle sıcaklık, füzyon başlangıcı için önemli bir parametredir. Bu sıcaklıklar yaklaşık olarak D-T reaksiyonu için $4,6 \times 10^7$ K ve Döteryum-Döteryum (D-D) reaksiyonu için $4,6 \times 10^8$ K mertebesindedir. Bu sıcaklıklarda atomlar iyonlaşmış durumdadır. Dolayısıyla yakıt pozitif iyonlar ve negatif elektronlardan oluşan plazma halindedir (Krane, 2002).

3.2. Temel nükleer füzyon reaksiyonları

Füzyon: Hafif radyoaktif atom çekirdeklerinin birleşerek daha ağır atom çekirdeklerini meydana getirmesi olayıdır. Füzyon tepkimesinde ortaya çıkan sıcaklık çok daha büyüktür. Güneşteki tepkimeler bu gruba girer (Şekil 3.2).

Füzyon reaksiyonları

- 1) D-T (döteryum-trityum) füzyon reaksiyonu
- 2) D-D (döteryum-döteryum) füzyon reaksiyonu



Şekil 3.2. Füzyon reaksiyonu

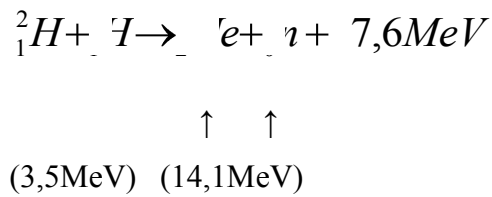
Bir füzyon reaksiyonundan öngörülen enerjinin elde edilmesi için; reaksiyon düşük sıcaklıkta oluşmalı, yüksek enerji açığına çıkmalı, büyük bir tesir kesitine sahip olmalıdır, tepkimeye girecek olan maddeler kolayca bulunabilmelidir, plazmanın yeniden ısıtılması için yüklü parçacıklar elde edilmeli, farklı etkileşimleri önlemek için enerjisi yüksek olan nötronlara açığa çıkmamalıdır (<http://www.taek.gov.tr/ogrenci/fuzyon.html>, 22.12.2014).

3.2.1. D-T Reaksiyonu

Döteryum bir proton ve bir nötrondan oluşan hidrojen çekirdeğinin izotopudur. Bilindiği gibi izotop, proton sayısı aynı fakat nötron sayısı farklı olan atom çekirdekleri için kullanılan tanımdır. Simgesel olarak 2_1H şeklinde gösterilir.

Trityum bir proton ve iki nötrondan oluşan hidrojen çekirdeğinin bir diğer izotopudur. Simgesel olarak 3_1H şeklinde gösterilir.

Döteryum-Trityum füzyon tepkimesi aşağıdaki şekilde meydana gelir.



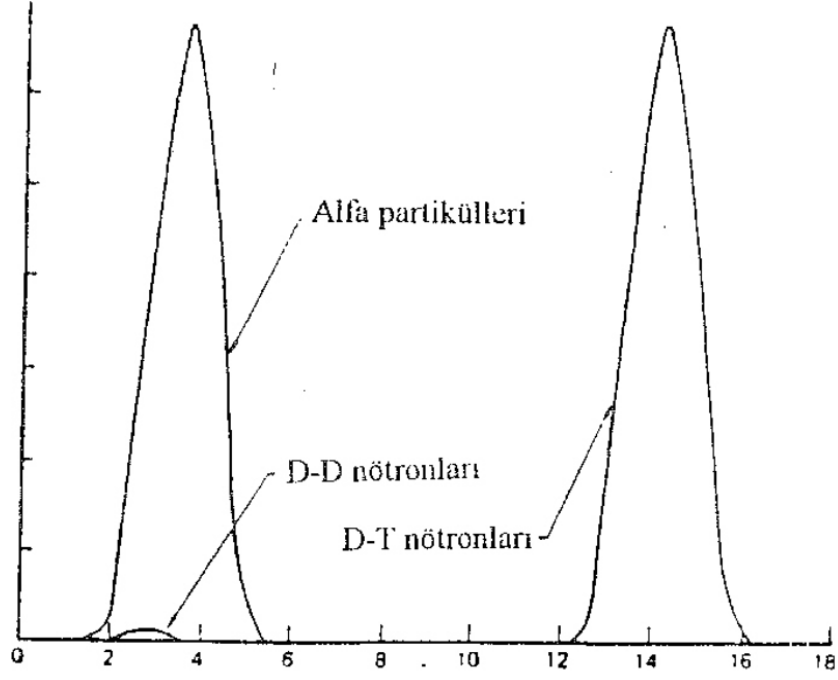
Bu tepkimenin özellikleri:

Ortaya çıkan enerji 17,6 MeV gibi yüksek bir enerjidir.

Gerekli olan sıcaklık 4,4 keV'dir. 1 eV yaklaşık olarak 11600 K'dir. Yaklaşık olarak bu sıcaklık değeri 51040000K'lik bir sıcaklık demektir.

3,5 MeV'lik enerjiye sahip olan Helyum çekirdeği başka bir deyişle alfa parçacığı plazmanın yeniden ısıtılması için kullanılır.

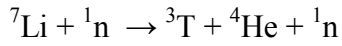
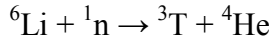
D-T reaksiyonunun gerçekleştirilmesinde aşağıdaki problemlerle karşılaşılır.



Şekil 3.2.1. Füzyon reaksiyonları esnasında ortaya çıkan nötron ve α taneciklerinin enerji dağılımları

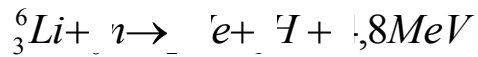
Klasik füzyon reaktör yakıtının trityum ve döteryum olması bu teknolojiyi daha cazip kılmaktadır. Çünkü döteryum suda (deniz, göl, buzul, akarsu, yağmur v.s.) bol miktarda 1/5000 oranında ağır su halinde bulunmaktadır. Döteryum, çekirdeğinde bir proton ve bir nötron bulunan bir hidrojen izotopudur. Atom çekirdeği yalnız bir protondan meydana gelen hidrojene oranla iki kat daha ağırdır. Bu nedenle ağır hidrojen ismiyle de bilinir. Hidrojen nükleer mühendisliğin en önemli elementidir. Tabiatta bulunan hidrojen elementi iki izotopun karışımı halindedir. Ancak bu karışım çok dengesizdir. Doğal hidrojen %99,985 ^1H ve % 0,015 ^2H 'den oluşur. Bu orana göre bir ton su sadece yaklaşık olarak 33 gr döteryum içerir. Her ne kadar döteryum oranı gayet az ise de dünyanın $3 \cdot 10^{21}$ ünün sularla kaplı olduğu düşünülürse, döteryum rezervinin oldukça büyük miktarlarda olduğu görülebilir.

Trityumhidrojeninin en ağır ve radyoaktif bir izotopudur. Trityum izotopu bir proton ve iki nötrondan meydana gelir. Trityum izotopu tabiatta bulunmaz, yapay olarak üretilir. Trityum üretimi füzyon reaktörlerinin araştırmalarda önemli bir konudur. Çünkü füzyon reaktörlerinin ticari olabilmesi için trityum üretimi oranı bir den büyük olmalıdır (TBR >1)(<http://www.taek.gov.tr/ogrenci/fuzyon.html>, 22.12.2014).Genel olarak trityum izotopu lityumun termal nötronlarla reaksiyonu sonucunda üretilir. Gelecekte füzyon reaktörlerinin yakıtı olarak kullanılacak olan trityum üretilme reaksiyonunun bir şekli aşağıdaki gibidir.



Görülüyor ki fisyon reaktörlerinde olduğu gibi füzyon reaktörlerinde de nötron reaksiyonları ile yakıt üretimi vardır.Fisyon yakıtı olarak plütonyum (${}^{239}\text{P}$), füzyon yakıtı olarak trityum(${}^3\text{T}$) yapay olarak üretilmektedir.

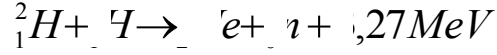
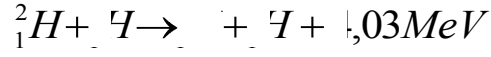
Trityum kolayca bulunan bir yakıt değildir. Oldukça ender bulunan trityum çekirdeği izotoplarından aşağıdaki reaksiyonlar sonucu elde edilir.



Bu tepkimeler füzyon reaktörünü çevreleyen bir lityum tabakası ile nötronların etkileşmesi sonucu elde edilir ve ürünler direk olarak tepkimeye sokulabilir.

D-T reaksiyonu sonucu açığa çıkan enerjisi yüksek olan nötronların reaktör ile etkileşmeye girerek reaktöre zarar vermesi maliyetin artmasına neden olur (<http://www.taek.gov.tr/ogrenci/fuzyon.html>,22.12.2014).

3.2.2. D-D Reaksiyonu



İki döteryum çekirdeğinin direk olarak reaksiyona girmesiyle meydana gelen füzyon reaksiyonudur. Ve aşağıda gösterildiği şekilde meydana gelir.

D-T reaksiyonundan daha düşük tesir kesitine yani reaksiyon olma olasılığına sahiptir. Ve dolaylı olarak bu olumsuz bir durumdur. 48 keV gibi yüksek bir sıcaklıkta meydana gelir. Füzyon reaksiyonu başına açığa çıkan enerji yaklaşık olarak 4 MeV kadardır. Yakıt deniz suyundan kolayca elde edilebilir (<http://www.taek.gov.tr/ogrenci/fuzyon.html>, 22.12.2014).

3.3. D-D ve D-T Füzyon Reaksiyonlarının Kıyaslanması

D-T reaksiyonunun tesir kesiti D-D reaksiyonuna kıyasla daha büyüktür. D-T reaksiyonu daha düşük sıcaklıkta meydana gelir, ticari olarak düşünülen füzyon tepkimesi maliyeti düşük olduğundan D-D reaksiyonudur (<http://www.taek.gov.tr/ogrenci/fuzyon.html>, 22.12.2014).

3.4. Hartree-Fock Metodu

Atomların dalga fonksiyonlarını türetmek için ilk başarılı adım 1928'de Hartree tarafından atılmıştır. Bu yaklaşımda dalga fonksiyonu Φ , N elektronun her biri için tek elektron fonksiyonlarının çarpımı şeklinde aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$\Phi(r_1, r_2, \dots) = \psi(r_1) \cdot \psi(r_2) \cdot \dots \cdot \psi(r_N) \quad (3.1)$$

1930'da Fock ve SlaterHartree metodunda bir değişiklik önermiştir. Onlarda tek elektron dalga fonksiyonlarını kullanmışlardır, fakat sistemin toplam dalga fonksiyonu orbitallerin basit çarpımı değil bir Slater determinantı şeklinde yazmışlardır.

Hartree-Fock metodu, atomlar, katılar ve moleküllerin Schrödinger denkleminin çözümünde kullanıldığı gibi nükleer fizikte de yaygın bir şekilde kullanılır. Hartree-Fock metoduna göre nükleer dalga fonksiyonu, tek parçacık dalga fonksiyonları kullanarak bir Slater determinantı olarak yazılır;

$$\Phi(r_1, \dots, r_N) = \frac{1}{N!} \begin{vmatrix} \psi_1(r_1) & \psi_1(r_2) & \dots & \psi_1(r_N) \\ \psi_2(r_1) & \psi_2(r_2) & \dots & \psi_2(r_N) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \psi_N(r_1) & \psi_N(r_2) & \dots & \psi_N(r_N) \end{vmatrix} \quad (3.2)$$

Burada ψ tek parçacık dalga fonksiyonlarıdır. Bu tek parçacık dalga fonksiyonu için uygun bir seçim yapılmalıdır (dalga fonksiyonu olarak harmonikosilatör veya WoodSaxon dalga fonksiyonu seçilir).

Oluşturulan ψ dalga fonksiyonları seti yardımıyla $\rho(\vec{r}) = \sum_i |\psi_i(\vec{r})|^2$ kurulur ve buradan yoğunluğa bağlı bir $U(\rho)$ potansiyeli kurulur. Schrödinger denklemi yazılarak özdeğer ve öz fonksiyonların bir seti oluşturulur. Bu potansiyel kullanılarak Schrödinger denklemi çözüldüğünde daha gerçekçi dalga fonksiyonları bulunur. Bu dalga fonksiyonları

$$1 - \frac{\hat{h}}{\hbar} \quad (3.3)$$

işlemcisine etki ettirilir. Burada δ , bir parametredir, \hat{h} , kinetik enerji operatörü ile Hartree-Fock (HF) potansiyelinin toplamı olan Hartree-Fockhamiltoniyenidir ve ϵ_i ise HF hamiltoniyenin ψ_i tek parçacık dalga fonksiyonuna etki ettirilmesiyle elde

edilen enerji özdeğeridir. Eğer işlemci dalga fonksiyonlarını değiştiriyorsa, bulunan yeni dalga fonksiyonlarıyla yeniden $U(\rho)$ potansiyeli kurulur ve tekrar yeni dalga fonksiyonları bulunur. Bu iterasyon, işlemci (Denklem 5) dalga fonksiyonlarını değiştirmedikçe sonuca ulaşılır.

3.5. Skyrme Etkileşmesi

Nükleer fiziğin ilk günlerinden bu yana deneysel verilerle fit edilmiş parametreleri içeren fenomenolojik kuvvetler kullanılmıştır. Bir çok durumda bu prosedür büyük ölçüde başarı getirmiştir. Nükleer fizikte problemlere uygulanan farklı fenomenolojik etkileşimlerin sayısı oldukça fazladır. Bu kuvvetlerin çoğu sadece özel bir amaç için kullanılır. Çekirdeğin taban durum özelliklerini açıklamak için en uygun fenomenolojik kuvvet ise Skyrme kuvvetidir.

1956'da Skyrme iki cisim etkileşmesiyle birlikte üç cisim etkileşmesini de içeren bir etkin etkileşme tanımlamıştır. Bu etkin etkileşme formu

$$\vec{V}_{\text{Skyrme}} = \sum_{i<j} \vec{V}(i, j) + \sum_{i<j<k} \vec{V}(i, j, k) \quad (3.4)$$

şeklindedir. Burada ilk terim iki cisim etkileşmesini, ikinci terim ise üç cisim etkileşmesini temsil etmektedir.

İki cisim kısa menzilli etkileşmesi aşağıdaki formdadır,

$$\begin{aligned} \vec{V}(i, j) = & t_0(1 + t_0 P_x) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + \frac{1}{2} t_1(1 + t_1 P_x) \{ \vec{p}_{12}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + (\vec{r}_i - \vec{r}_j) \vec{p}_{12}^2 \} \\ & + t_2(1 + t_2 P_x) \vec{p}_{12}^2 \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) + t_4 \vec{p}_{12}^2 \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) (\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_j) \times \vec{p}_{12} \end{aligned} \quad (3.5)$$

burada δ , delta fonksiyonudur, $\vec{p}_{12} = \frac{1}{2}i(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)$, sağa doğru hareket eden dalga fonksiyonlarına etki eden görel momentum operatörü, $\vec{p}'_{12} = -\frac{1}{2}i(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)$, sola doğru hareket eden dalga fonksiyonlarına etki eden görel momentum operatörüdür. P_x , spin değiş tokuş operatörü ve σ , Paulispin matrisleridir. İki cisim etkileşmesi yedi parametreye bağlıdır ($t_0, t_1, t_2, x_0, x_1, x_2$ ve t_4). Bu parametrelerden t_2 görel tek durumlardaki etkileşmeleri (p durumları) temsil ederken, t_0 ve t_1 parametreleri görel çift durumlara (aslında sadece s ve d durumlarına) karşılık gelen etkileşimleri temsil eder. x_0, x_1 ve x_2 parametrelerinin değerinin değişmesi nötron proton asimetrik özelliklerine etki etmenin pratik bir yoludur. Bununla birlikte $x_0 P_x \delta$, $x_1 P_x \delta$ ve $x_2 P_x \delta$ operatörleri asimetrik durumlara etki ettiğinde isospin değiş tokuş operatörüne eşdeğerdir. t_4 parametresi bir cisim spin yörünge kuvvetini belirler.

Üç cisim etkileşme kısmı ise

$$\vec{V}(i, j, k) = \frac{1}{6} t_3 (1 + t_3 P_x) \rho \frac{r_i + r_j}{2} \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (3.6)$$

formundadır. Burada ρ , toplam bir cisim yoğunluk operatörünün koordinat uzayında ki diagonal kısmıdır ve t_3 , etkileşmenin yoğunluk bağımlılığını karakterize eden bir parametredir.

Bu çalışmada Skyrme kuvvetleri kullanılarak, nükleer yapı analizi için oldukça önemli parametreler olan çekirdeğin yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü, madde ve yük yoğunluk dağılımları, nötron deri kalınlığı (neutron skin thickness) ve parçacık başına bağlanma enerjileri gibi taban durum özellikleri hesaplanmıştır. Bu özelliklerden nötron ve proton yoğunluk dağılımlarını elde etmek için gerekli olan temel nicelik Hartree-Fock iterasyonu ile elde edilen φ tek parçacık dalga fonksiyonlarıdır. Bu dalga fonksiyonları Denklem (6) ile verilen ifadede yerine

yazılarak nötron ve proton yoğunluk dağılımları aşağıdaki ifade ile hesaplanmaktadır (Reinhard ve ark., 1984):

$$\rho_q(\vec{r}) = \sum_{i \in q} w_i \phi_i^+(\vec{r}) \phi_i(\vec{r}) \quad q = n \text{ veya } p. \quad (3.7)$$

Çekirdeğin şekli hakkında bilgiler sağlaması açısından önemli bilgiler barındıran nükleer yük yoğunluğunu SHF sonuçlarından elde etmek için nükleonların sahip olduğu özgün elektromanyetik yapılarının hesaba katılması gerekmektedir. Bununla birlikte, Denklem (9) ile tanımlanan proton yoğunluğu da kullanılmaktadır (Dreher et al. 1974). Nükleon yoğunluğu basit bir Fourier dönüşümüyle form faktörleri olarak adlandırılan aşağıdaki nicelik elde edilmektedir:

$$F_q(k) = 4\pi \int_0^{\infty} r^2 j_0(kr) \rho_q(r) dr. \quad (3.8)$$

Burada j_0 sıfırıncı dereceden küresel Besselfonksiyonudur. Aslında form faktörü, Born yaklaşımında, doğrudan $\hbar k$ momentum transferinde saçılma için genliği temsil ettiği için daha çok deneysel bir niceliktir (Friedrich and Vögler 1982, Stone and Reinhard'dan 2007). Yük form faktörü

$$F_{yük}(k) = \sum_q [F_q(k) G_{E,q}(k) + F_{ls,q}(k) G_M(k)] \exp\left\{ \frac{(\hbar k)^2}{\langle p_{km}^2 \rangle} \right\}, \quad (3.9)$$

ile verilmektedir. Burada $F_{ls,q}(k)$ spin-yörünge akısının $\nabla \cdot \vec{J}_q$ form faktörüdür (yük yoğunluğuna nükleonların manyetik momentlerinin katkısıdır), $G_{E,q}(k)$ çekirdeğin elektrik form faktörü, $G_M(k)$ çekirdeğin manyetik form faktörüdür (nötron ve proton için eşit olduğu varsayılır) ve eksponansiyel faktör tartışılan çekirdeğin kütle merkezinde ortaya çıkan sahte kütle merkezi enerjisini hesaba katar ve $\langle p_{km}^2 \rangle$ açık ifadesi Denklem (3.9) ile verilen denkleme eşittir (Butler ve ark., 1984, Reinhard,

2007). Nükleon form faktörleri $G_{E,q}(k)$ ve $G_M(k)$ form faktörlerinin değerleri, nükleon saçılma deneylerinin verilerinden alınmaktadır (Simonve ark., 1980, Reinhard, 2007).

3.6.Çekirdeğin Toplam Taban Durum Enerji Fonksiyonu

Bu Skyrme etkileşmesi ile yazılan çekirdeğin toplam taban durum enerji fonksiyonu ise

$$E = \mathcal{E}_{\text{Skyrme}} + \mathcal{E}_{\text{Coulomb}} + \mathcal{E}_{\text{pair}} - \mathcal{E}_{\text{cm}} \quad (3.10)$$

şeklindedir. Burada E , çekirdeğin toplam enerjisi, E_{Skyrme} , Skyrme kuvvetinin enerji fonksiyonu, E_{Coulomb} , Coulomb etkileşme enerjisi, E_{pair} , iki nükleonun çiftlenme etkileşme enerjisi ve E_{cm} , ortalama alanın kütle merkezi için düzeltme terimidir. Bu enerji fonksiyonu kullanılarak Schrödinger denkleminin çözülmesi için nümerik hesap yapılması gerekmektedir. Bu nümerik hesap için kullanılacak en uygun yöntem ise Hartree-Fock metodu olarak bilinen bir iterasyon yöntemidir.

Hartree-Fock iterasyonu sonucu elde edilen φ dalga fonksiyonları kullanılarak aşağıdaki sırasıyla, nükleon, kinetik enerji ve spin-yörünge yoğunluk fonksiyonları yazılır.

$$\begin{aligned} \rho_i(\vec{r}) &= \sum_{\beta} \varphi_{\beta}(\vec{r})^{\dagger} \varphi_{\beta}(\vec{r}) \\ j_q(\vec{r}) &= \frac{i}{2} \sum_{\beta} [\nabla_{\vec{r}} \varphi_{\beta}(\vec{r})^{\dagger} \varphi_{\beta}(\vec{r}) - \varphi_{\beta}(\vec{r})^{\dagger} \nabla_{\vec{r}} \varphi_{\beta}(\vec{r})] \\ \tau_i(\vec{r}) &= \sum_{\beta} \nabla_{\vec{r}} \varphi_{\beta}(\vec{r})^{\dagger} \nabla_{\vec{r}} \varphi_{\beta}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (3.11)$$

burada φ_r , β durumunun tek parçacık dalga fonksiyonudur. q , izospin etiketi $q \in \{p, n\}$ dir (pr:proton ve ne:nötron). β durumunun işgal olasılığı w_β ile gösterilir. Tamamı dolu kabuklarda $w_\beta = 1$ dir, fakat sihirli olmayan çekirdekler için kısmi işgaller meydana gelir.

Çekirdeğin yük yoğunluğunu, momentum uzayında yük form faktörünün ters Fourier-Bessel dönüşümüyle aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\rho_{q,ik} = \frac{1}{2\pi} \int k^2 j_0(kr) F_{yük}(k) dk . \quad (3.12)$$

Nötron, proton ve yük yarıçaplarının kare ortalamalarının karekökü Denklem (9) ve (12) ifadeleri kullanılarak aşağıdaki bağıntıyla hesaplanmaktadır:

$$r_a = \langle r_a^2 \rangle^{1/2} = \left[\frac{\int r^2 \rho_q(r) dr}{\int \rho_q(r) dr} \right]^{1/2} . \quad (3.13)$$

Burada a nötron, proton ve yükü temsil etmektedir.

Hem teorik hem de deneysel bir nicelik olan nötron deri kalınlığı (t_n) nötron ile proton yarıçapları kare ortalamalarının karekökünün farkı olarak aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır (Qiang, 1991):

$$t_n = r_n - r_p . \quad (3.14)$$

Hartree-Fock yaklaşımında yoğunluktan bağımsız kuvvetler için parçacık başına bağlanma enerjisi,

$$\frac{E}{A} = \frac{1}{2A} \sum_i (t_i - e_i) \quad (3.15)$$

ile tanımlanmaktadır. Burada t_i tek parçacık kinetik enerjileri ve e_i ise tek parçacık enerjilerini göstermektedir. Fakat yoğunluk bağımlı Skyrme etkileşmesinde bu durum farklıdır ve bu fark Skyrme kuvvetindeki sıfır menzilli üç cisim etkisinin toplam bağlanma enerjisine ilave edilmesidir. Bu ilave ile yoğunluğa bağlı parçacık başına bağlanma enerjisi aşağıdaki gibi ifade edilmektedir (VautherinandBrink, 1972)

$$\frac{E}{A} = \frac{1}{A} \left[\frac{1}{2} \sum_i (t_i - e_i) + E_R \right] \quad (3.16)$$

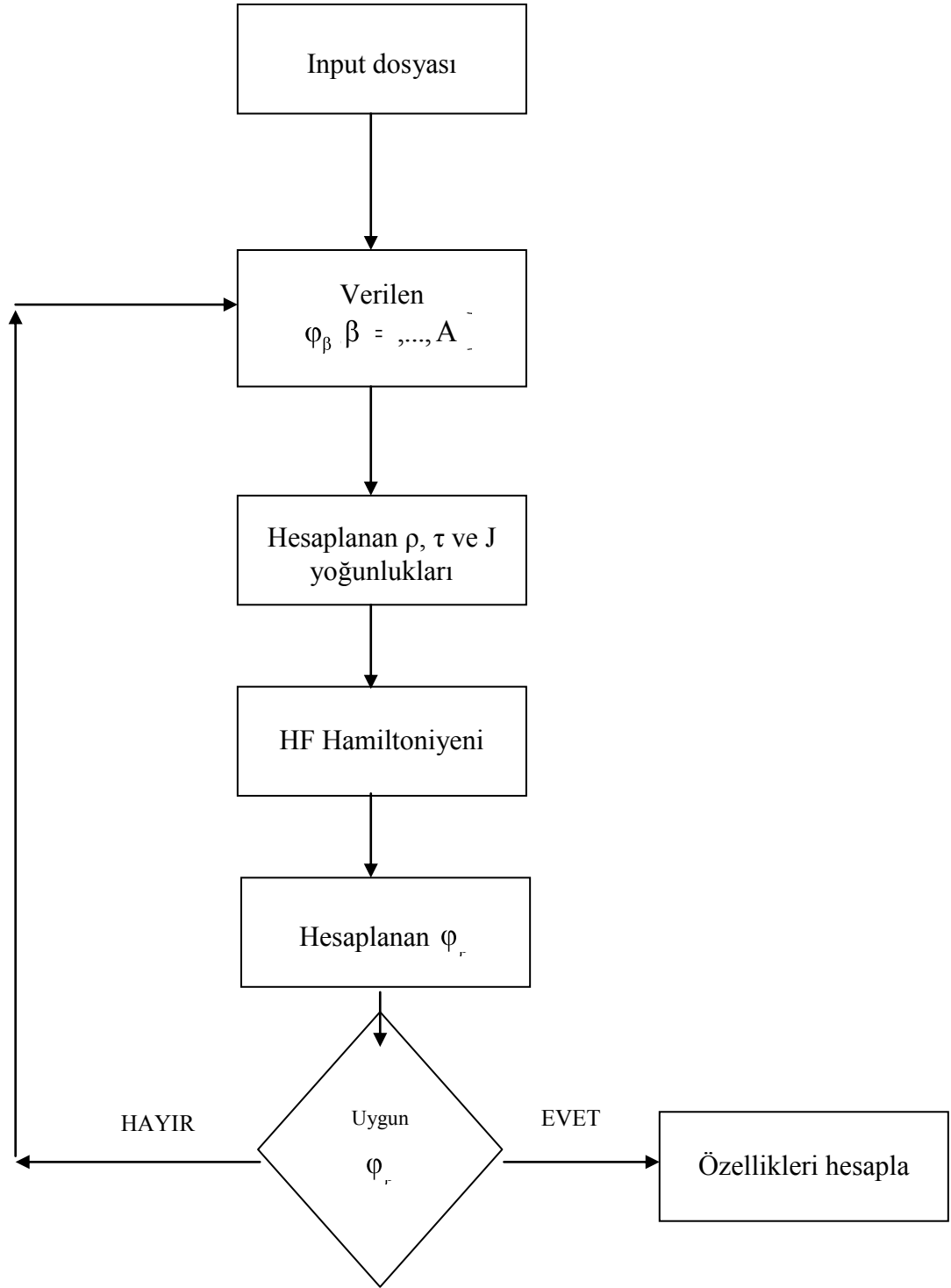
Burada E_R ,

$$\begin{aligned} E_R &= -\frac{1}{12} \sum_{ijk} v_{ijk} |ijk\rangle \\ &= -\frac{1}{8} t_3 \int \rho_n(\vec{r}) \rho_p(\vec{r}) \rho(\vec{r}) d^3r \end{aligned} \quad (3.17)$$

ile elde edilir. E_R enerjisi etkileşimin yoğunluğa bağlı kısımdan gelir ve yeniden düzenlenen enerji (rearrangementenergy) olarak adlandırılmaktadır. Ayrıca Denklem (3.17)'deki t_i ve e_i Hartree-Fock iterasyonu sonucu elde edilen enerji değerleridir (VautherinandBrink, 1972).

Bu tez çalışmasında seçilen çekirdekler için SHF yöntemi ile yukarıda bahsi geçen taban durum özellikleri fortran dilinde yazılmış HAFOMN (HP) (URL-2 2007) ve HARTREE-FOCK (H-FP) (ReinhardandFlocard, 1995) programlarıyla hesaplanmıştır. Bu programlar arasındaki tek fark, HP'de tek parçacık deneme fonksiyonu olarak harmonikosilatör dalga fonksiyonu kullanılırken H-FP'de ise WoodsSaxon dalga fonksiyonunu kullanılmasıdır. Bu çalışmada bu iki program kullanılarak seçilen çekirdeklerin taban durum özellikleri incelenmiştir.

HAFOMN Kodu



Şekil 3.3. Hafomn kodunun algoritması

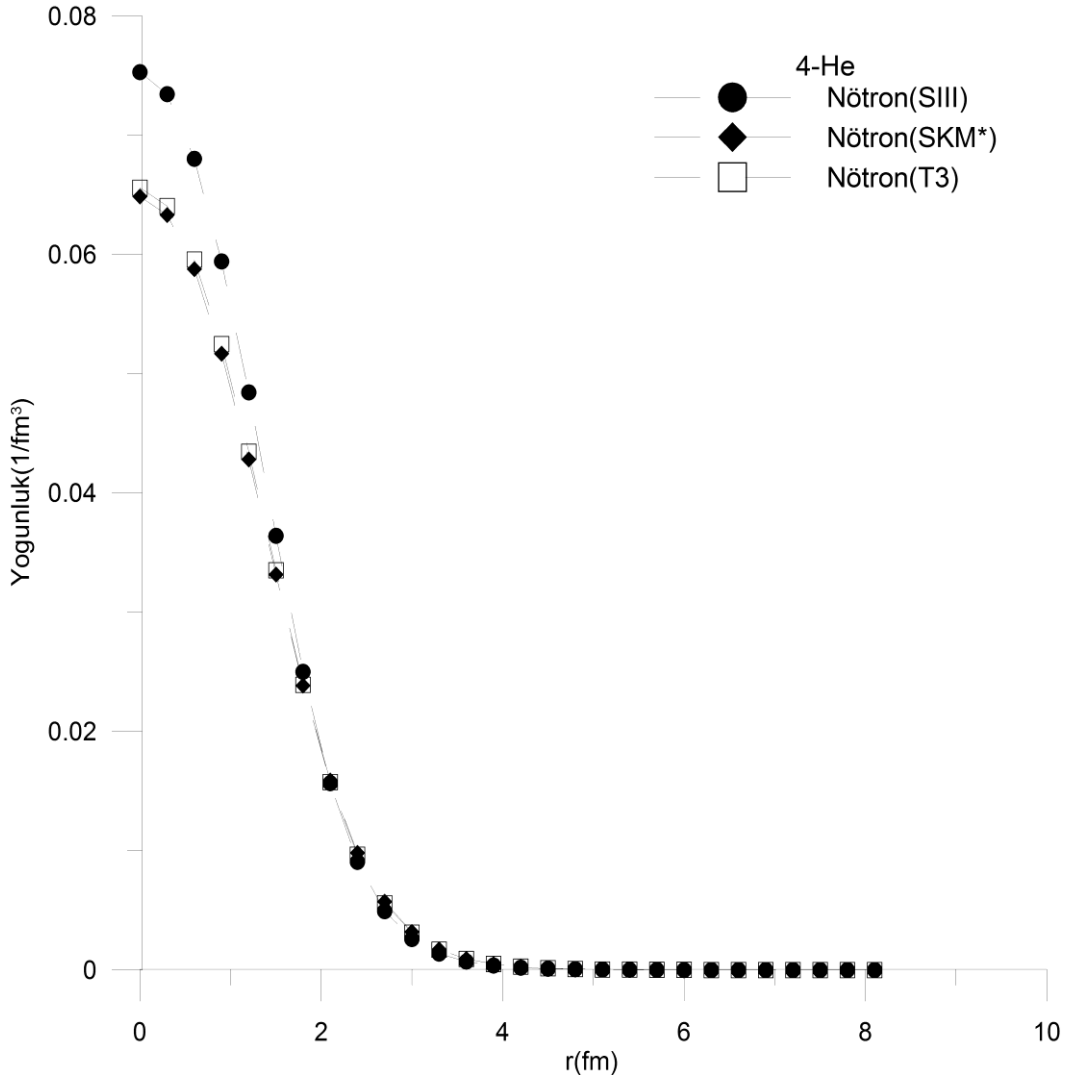
Hafomn kodunda, input dosyasından Skyrme parametreleri, işgal olasılıkları gibigirdiler ve hazır bulunan dalga fonksiyonları alınarak ρ , τ ve J yoğunlukları hesaplanır. Hesaplanan yoğunluklar kullanılarak Hartree-Fockhamiltoyeni oluşturulur ve Schrödinger denkleminin çözülmesiyle yeni dalga fonksiyonları hesaplanır. Bulunan bu yeni dalga fonksiyonları $1 - \hat{h}$ işlencisine etki ettirilir (koşul adımında). Eğer dalga fonksiyonları değişmiyorsa çekirdeğin taban durum özellikleri hesaplanır, değişiyorsa program içinde verilen dalga fonksiyonu değiştirilerek tekrardan aynı işlemler yapılır.

4. BULGULAR ve TARTIŞMA

Bu çalışmada ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ ve ${}^7\text{Li}$ için teorik olarak SIII, SKM* ve T3 etkin Skyrme etkileşimli Hartree-Fock metodu kullanılarak nötron ve proton hesaplanmıştır. Kullanılan Skyrme kuvvet parametreleri aşağıdaki tabloda verilmiştir. Elde edilen sonuçlar ve çizilen grafikler Şekil 1 ile Şekil 9 arasında sunulmuştur. Teorik olarak hesaplanan nötron ve proton ‘rms’ değerleri, SIII, SKM* ve T3 Skyrme kuvvet parametreleri için teorik hesaplamalar birbirleri ile uyum içinde olduğu gözlenmektedir.

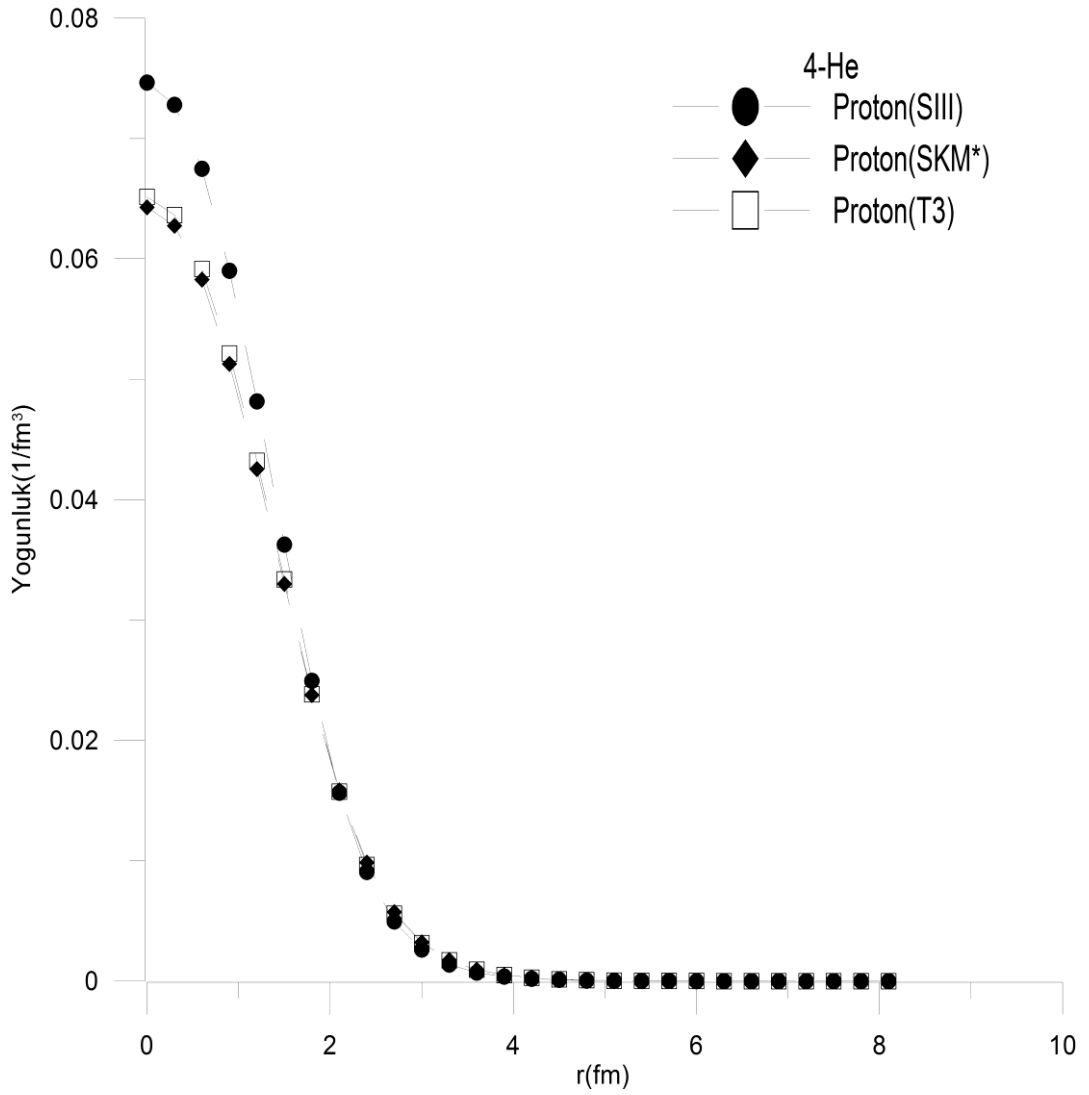
Çizelge 4.1. Skyrme kuvvet parametreleri

	$t_0 (MeV. fm^3)$	$t_1 (MeV. fm^5)$	$t_2 (MeV. fm^5)$	$t_3 (MeV. fm^{3\alpha})$	$t_4 (MeV. fm^5)$	x_0	x_1	x_2	x_3	α
SI	-1057.3	235.9	-100.0	14463.5	120	0.56	0	0	1	1
SII	-1169.9	585.6	-27.1	9331.1	105	0.34	0	0	0	1
SIII	-1128.75	395.0	-95.0	14000	120	0.45	0	0	1	1
SKa	-1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.02	0	0	-0.286	1/3
SKb	-1602.78	570.88	-67.70	8000	125	-0.165	0	0	-0.286	1/3
GS1	-1268	887	-77.3	14485	105	0.15	0	0	1	1
GS2	-1177	670	-49.7	11054	105	0.124	0	0	1	1
GS3	-1037	336	-76.3	5774	105	0.074	0	0	1	1
GS4	-1242	760	-146.2	19362	105	0.026	0	0	1	1
GS5	-1152	543	-118.6	15989	105	0.182	0	0	1	1
GS6	-1012	209	-76.3	10619	105	0.139	0	0	1	1
SKM	-2645	385	-120.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
SKM*	-2645	410	-135.0	15595.0	130	0.09	0	0	0	1/6
SGI	-1603	515.9	-84.5	8000	115	-0.02	-0.5	-1.731	0.1381	1/3
SGII	-2645	340	-41.9	15595	105	0.09	-0.0588	1.423	0.06044	1/6
SLy4	-2488.91	486.82	-546.39	13777	123	0.834	-0.344	-1	1.354	1/6
SLy5	-2484.88	483.13	--549.40	13763	126	0.778	-0.328	-1	1.267	1/6
SLy6	-2479.50	462.18	-448.61	13673	122	0.825	-0.465	-1	1.355	1/6
SLy7	2482.41	457.97	-419.85	13677	126	0.846	-0.511	-1	1.391	1/6



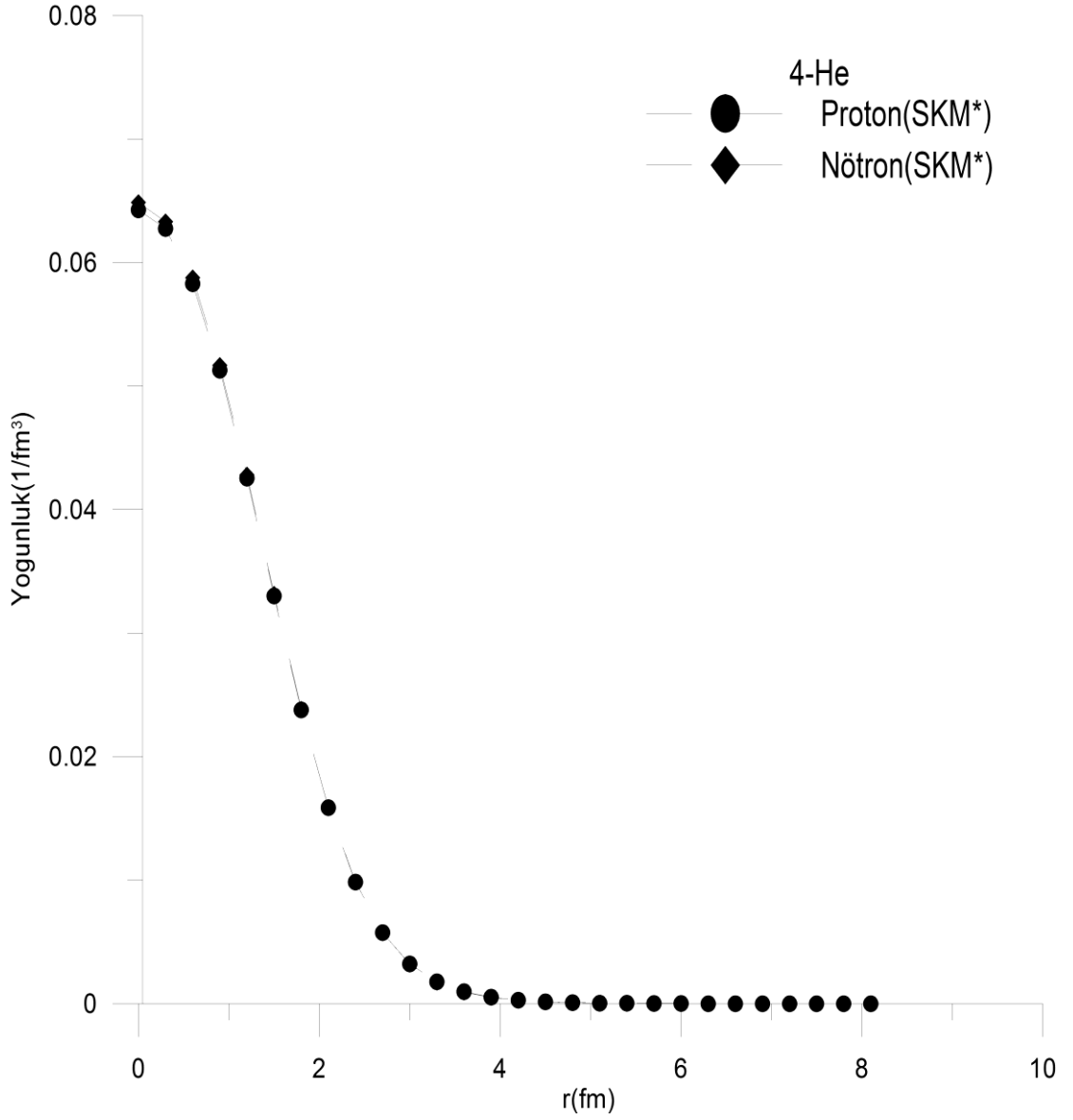
Şekil 4.1. 4-He için SIII, SKM* ve T3 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron yoğunluk dağılımları

Şekil 4.1'deki grafikte ${}^4\text{He}$ çekirdeğinin nötron yoğunluğu merkezde ($r = 0$), SIII, SKM* ve T3 parametrelili elde edilen değerleri yaklaşık olarak sırasıyla; SIII için 0.0752, SKM* için 0.648 ve T3 için 0.0656 olarak hesaplanmıştır.



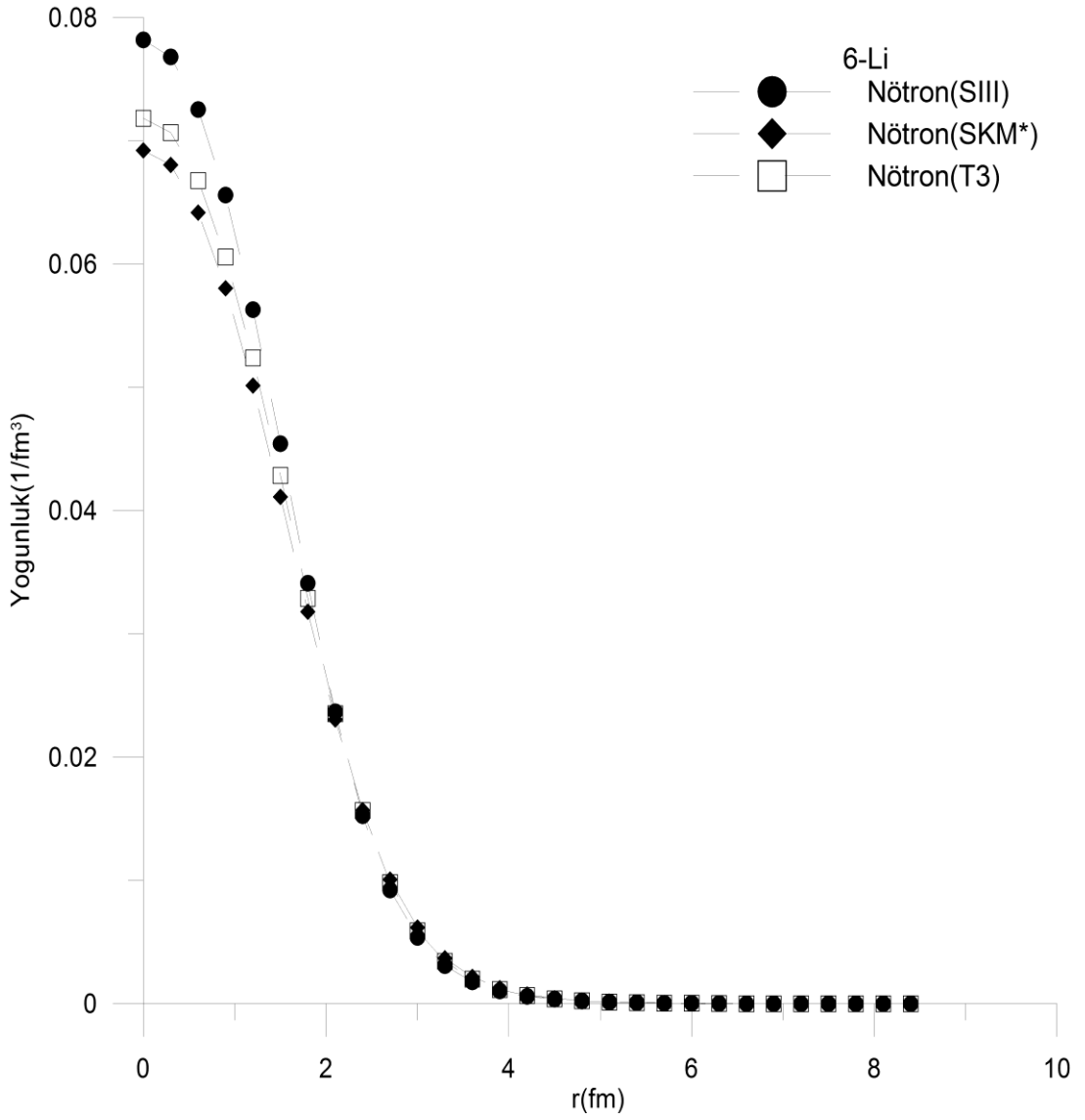
Şekil 4.2. 4-He için SIII, SKM* ve T3 parametreleri kullanılarak hesaplanan proton yoğunluk dağılımları

Şekil 4.2'deki grafikte ${}^4\text{He}$ çekirdeğinin proton yoğunluğu merkezde ($r = 0$), SIII için 0.0746, SKM* için 0.642 ve T3 için 0.0651 olarak hesaplanmıştır.



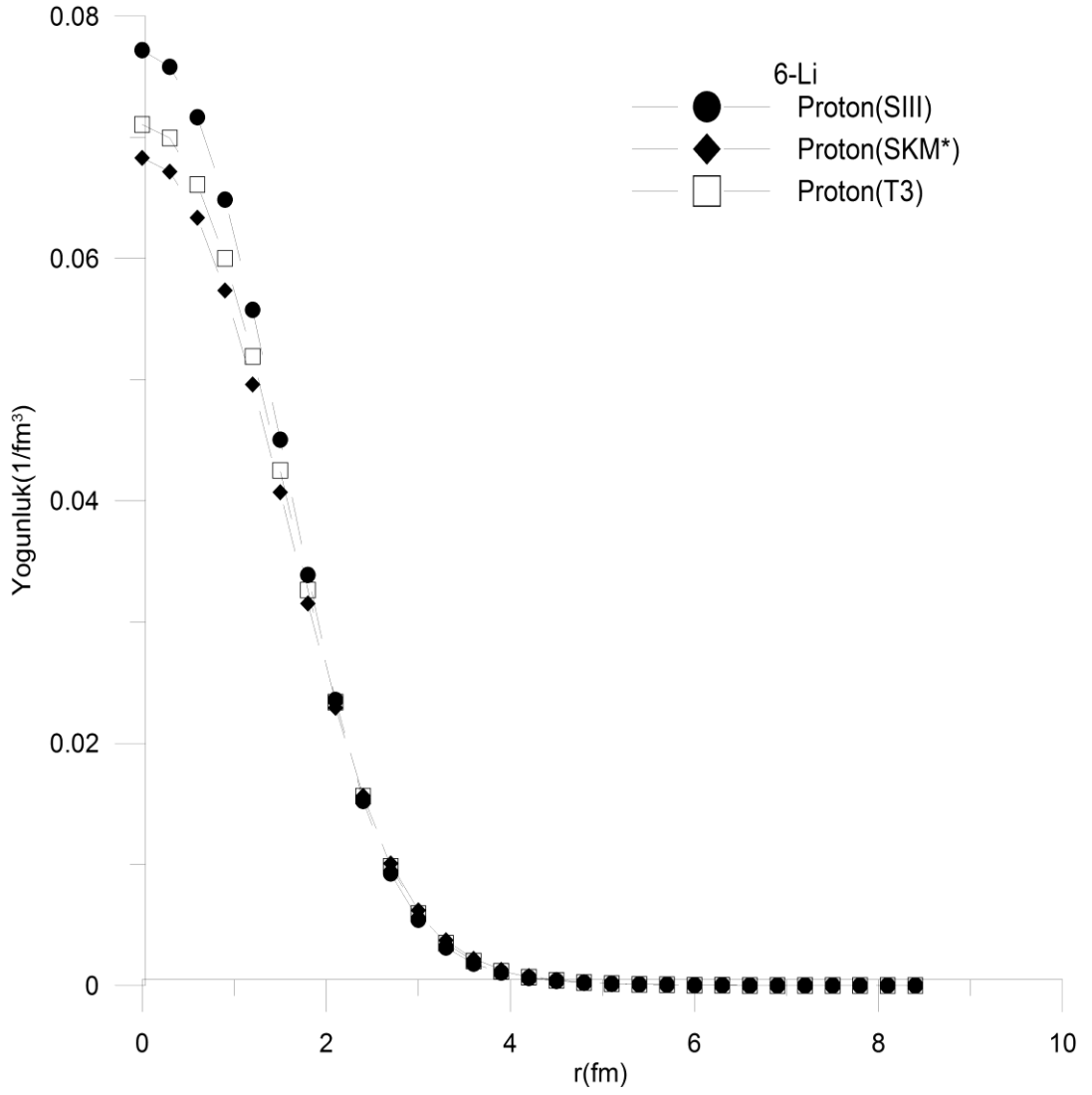
Şekil 4.3. 4-He için SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron yoğunluk dağılımları

Şekil4.3’de ise ${}^4\text{He}$ çekirdeği için hesaplanan nötron ve proton yoğunluklar tekrar çizilmiştir. Şekil4.3’de, ${}^4\text{He}$ çekirdeği için nötron ve proton yoğunluklarının yarıçapa göre değişimi incelendiğinde bir birlerine çok yakın olduğu ve yarıçapa göre değişmediği görülmektedir.



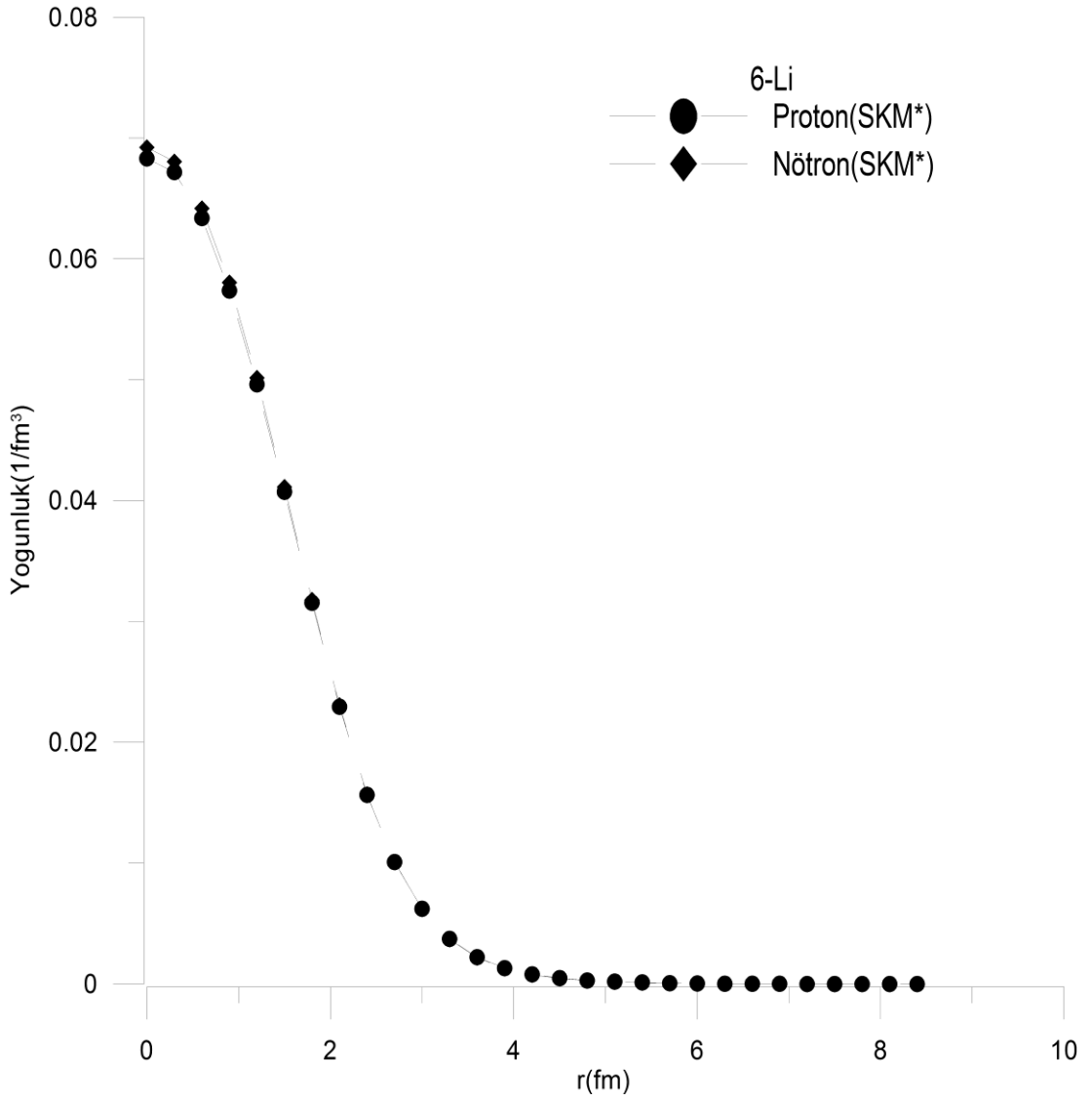
Şekil 4.4. ${}^6\text{Li}$ için SIII, SKM* ve T3 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron yoğunluk dağılımları

Şekil 4.4'deki grafikte ${}^6\text{Li}$ çekirdeğinin nötron yoğunluğu merkezde ($r = 0$), SIII, SKM* ve T3 parametrelili elde edilen değerleri yaklaşık olarak sırasıyla; SIII için 0.0781, SKM* için 0.692 ve T3 için 0.0718 olarak hesaplanmıştır.



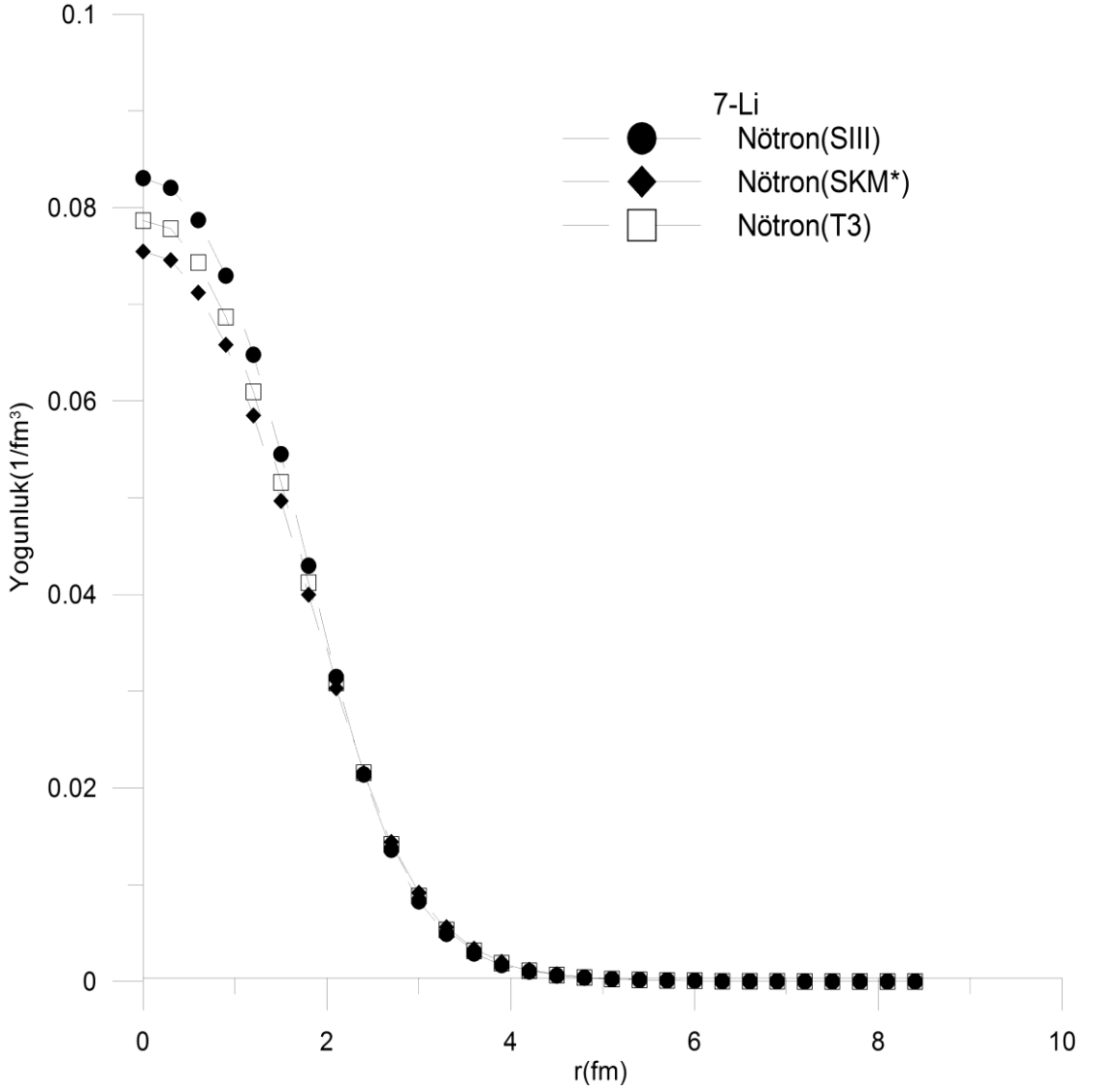
Şekil 4.5. ${}^6\text{Li}$ için SIII, SKM* ve T3 parametreleri kullanılarak hesaplanan proton yoğunluk dağılımları

Şekil 4.5'teki grafikte ${}^6\text{Li}$ çekirdeğinin proton yoğunluğu merkezde ($r = 0$), SIII için 0.0771, SKM* için 0.683 ve T3 için 0.0710 olarak hesaplanmıştır.



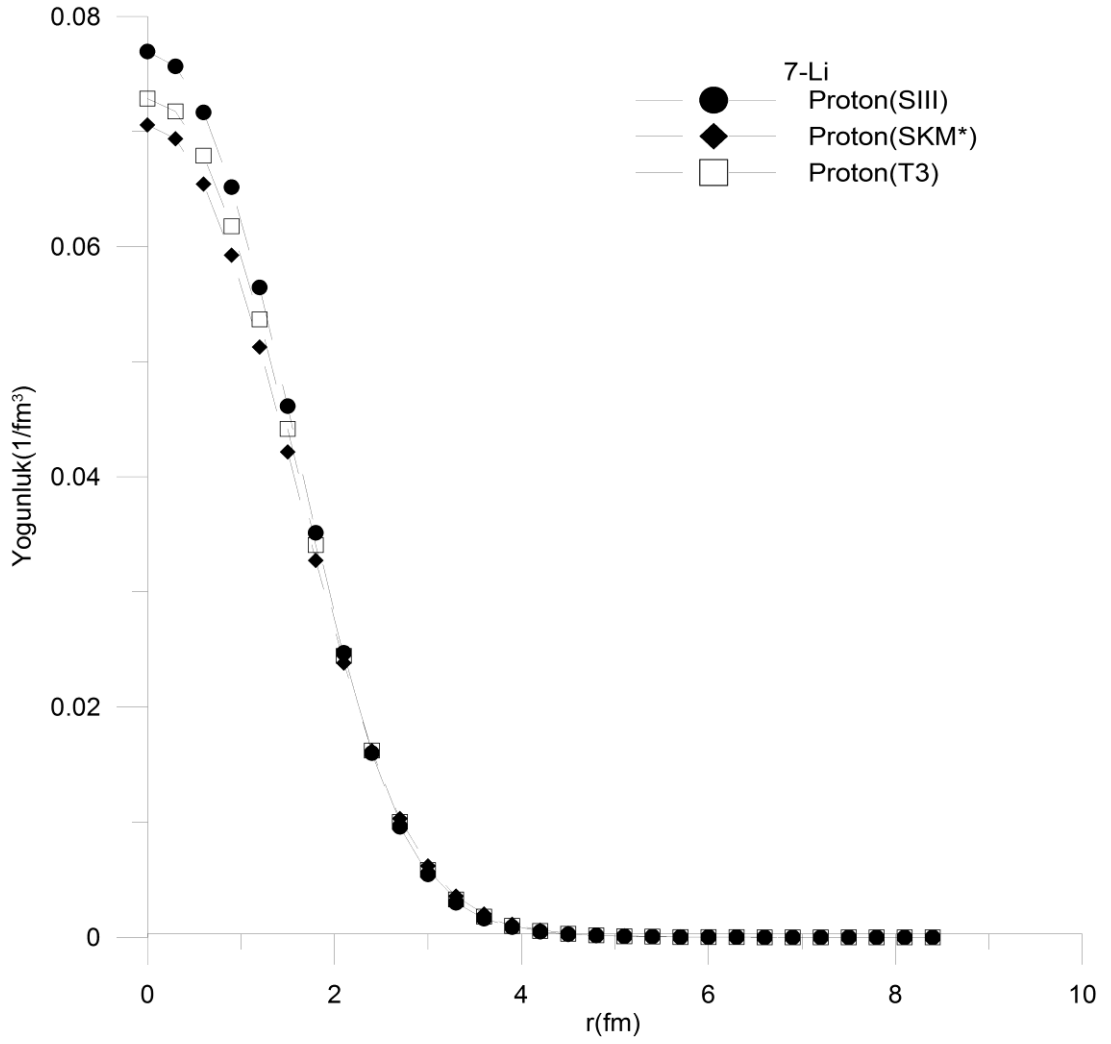
Şekil 4.6. ${}^6\text{Li}$ için SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron yoğunluk dağılımları

Şekil 4.6'da ${}^6\text{Li}$ çekirdeği için nötron ve proton yoğunluklarının yarıçapa göre değişimi incelendiğinde birbirlerine çok yakın olduğu ve yarıçapa göre değişmediği görülmektedir.



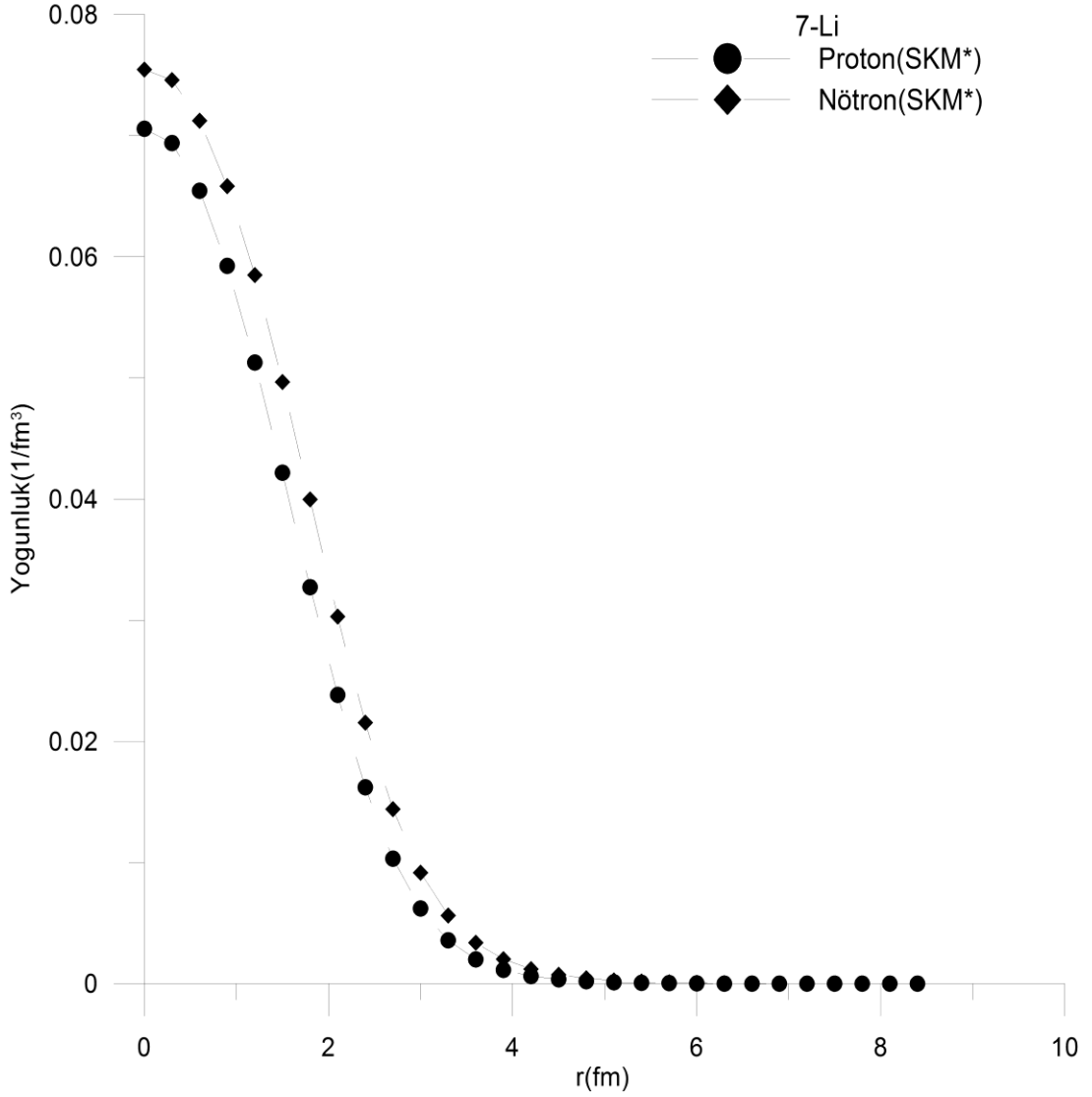
Şekil 4.7. ${}^7\text{Li}$ için SIII, SKM* ve T3 parametreleri kullanılarak hesaplanan nötron yoğunluk dağılımları

Şekil 4.7'deki grafikte ${}^7\text{Li}$ çekirdeğinin nötron yoğunluğu merkezde ($r = 0$), SIII, SKM* ve T3 parametrelili elde edilen değerleri yaklaşık olarak sırasıyla; SIII için 0.0830, SKM* için 0.0754 ve T3 için 0.0786 olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.8. ${}^7\text{Li}$ için SIII, SKM* ve T3 parametreleri kullanılarak hesaplanan proton yoğunluk dağılımları

Şekil 4.8'deki grafikte ${}^7\text{Li}$ çekirdeğinin proton yoğunluğu merkezde ($r = 0$), SIII için 0.0769, SKM* için 0.0705 ve T3 için 0.0728 olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.9. ${}^7\text{Li}$ için SKM* parametresi kullanılarak hesaplanan proton, nötron yoğunluk dağılımları

Şekil 4.9'da ise ${}^7\text{Li}$ çekirdeği için hesaplanan nötron ve proton yoğunluklar tekrar çizilmiştir. ${}^7\text{Li}$ çekirdeği için nötron ve proton yoğunluklarının yarıçapa göre değişimi incelendiğinde birbirlerine nötron yoğunluğu proton yoğunluğunun üstünde olduğu gözlenmektedir. ${}^7\text{Li}$ çekirdeğindeki nötron sayısı proton sayısından fazla ($Z=3$ ve $N=4$) olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir.

5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu çalışmada ^4He , ^6Li ve ^7Li için nötron ve proton yoğunlukları SIII, SKM* ve T3 etkin Skyrme etkileşimli Hartree – Fock metodu kullanılarak hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar ve teorik olarak hesaplanan nötron ve proton yoğunlukları üç parametre grubu içinde birbirleri ile uyum içindedir. ^4He çekirdeği için nötron ve proton yoğunluklarının yarıçapa göre değişimi incelendiğinde bir birlerine çok yakın olduğu ve yarıçapa göre değişmediği görülmektedir. Nötron ve proton yoğunluğunun üst üste çakışarak birbirine yakın çıkmasının sebebinin, hesaplamalarda ^4He çekirdeğindeki nötron ve proton sayılarının birbirine eşit ($Z=2$ ve $N=2$) olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Bu durum da ^4He çekirdeğinin Nötron Deri Kalınlığının (Neutron Skin Thickness) sıfıra yakındır. Ayrıca, ^4He çekirdeği için hesaplanan nötron ve proton yoğunluklar merkezden itibaren yaklaşık 1 fm (fermi) yarıçapına kadar maksimum değer alırken, 1 fm'den sonra belirgin bir şekilde azalarak 3-4 fm değerinden itibaren sıfıra yaklaşmaktadır.

^6Li çekirdeği için nötron ve proton yoğunluklarının yarıçapa göre değişimi incelendiğinde birbirlerine çok yakın olduğu ve yarıçapa göre değişmediği görülmektedir. Nötron ve proton yoğunluğunun üst üste çakışarak birbirine yakın çıkmasının sebebinin, hesaplamalarda ^6Li çekirdeğindeki nötron ve proton sayılarının birbirine eşit ($Z=3$ ve $N=3$) olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Bu durum da ^6Li çekirdeğinin Nötron Deri Kalınlığının (Neutron Skin Thickness) sıfıra yakındır. ^6Li çekirdeği için hesaplanan nötron ve proton yoğunluklar merkezden itibaren yaklaşık 1 fm (fermi) yarıçapına kadar maksimum değer alırken, 1 fm'den sonra belirgin bir şekilde azalarak 5-6 fm değerinden itibaren sıfıra yaklaşmaktadır.

^7Li çekirdeği için nötron ve proton yoğunluklarının yarıçapa göre değişimi incelendiğinde birbirlerine nötron yoğunluğu proton yoğunluğunun üstünde olduğu gözlenmektedir. ^7Li çekirdeğindeki nötron sayısı proton sayısından fazla ($Z=3$ ve $N=4$) olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir. Bu durum da ^7Li çekirdeğinin Nötron Deri Kalınlığının (Neutron Skin Thickness) değeri 0,20 fm'dir.

Şekil 7, Şekil 8 ve Şekil 9 incelendiğinde ${}^7\text{Li}$ çekirdeği için hesaplanan nötron ve proton yoğunluklar merkezden itibaren yaklaşık 1- 1.5fm (fermi) yarıçapına kadar maksimum değer alırken, 1.5 fm'den sonra belirgin bir şekilde azalarak 5-6 fm değerinden itibaren sıfıra yaklaşmaktadır.

KAYNAKLAR

Tel,E., Durgu,C.,Ayın,A.,Bölükdemir,M.H., Kaplan,A.,Okuducu,S.J.,FusionEnerg. 28, 377-384, 2009.

Freidberg, J.P.,“PlasmaPhysicsandFusionEnergy”,*Cambridge UniversityPress*, United Kingdom, 671, 2007.

Demokan, O.,TÜBİTAK Bilim ve Teknik Dergisi, 9-10, 1989.

Cipiti, B.B.,“Thefusion of advancedfuelstoproducemedicalisotopesusinginertialelectrostaticconfinement”, PhDDissertation, *University of Wisconsin FusionTechnologyInstitute*,Madison, 1-76, 2004.

Ashley, R.P.,Kulcinski, G.L., Santarius, J.F., Murali, S.K., Piefer, G., Cipiti, B.B., Radel, R.F., Weidner, J., “Recentprogress in steadystatefusionusing D-3He”, *FusionScienceandTechnology*, 564-566, 2003.

Bartlett, D., “TheEuropansionfusionprogramme”, *Transactions of FusionScienceandTechnology*, 27-35, 2006.

Chen, FF.,IntroductiontoPlasmaPhysics. PlenumPress, 329, New York, 1974.

Ongena, J.,Van Oost, G.,Prospectsforfusionpower as a futureenergysource. *Transact. OfFusionSci. Techn.*, 53, 3-15, 2008.

Baldık, R.,Skyrme Etkileşmesi Kullanılarak Bazı Egzotik Çekirdeklerin Taban Durum Özelliklerinin İncelenmesi, Zonguldak Karaelmas Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Zonguldak, 93, 2010.

Krane, K.S., "Nükleer Fizik 2", Başar Şarer, *Palme Yayıncılık*, Ankara, 392-535, 2002.

Kammash, T., "FusionReactorPhysics", *AnnArborScience*, United States of America, 6-7, 1975.

Reinhard, P.G.,Grümmer, F.,Goeke, K.Z.,Phys. 317-339, 1984.

Bölükdemir, A.S., Akgün, Y., Alaçakır, A., "Preliminary resultsfromexperimentalstudies of lowpressureinertialelectrostaticconfinementdevice", *Journal of FusionEnergy*, 2013.

Miyamoto, K., "Fundamentals of PlasmaPhysicsandControlledFusion 2nd ed., *NationalInstitute of FusionScience NIFS-PROC-4*, Toki, 1-5, 2000.

Friedrich, J.,Vögler, N.The salient features of chargedensitydistributions of mediumandheavyeven-even nucleideterminedfrom a systematicanalysis of elasticneutronscattering form factors.*Nucl. Phys. A*, 192-2, 1982.

Butler, M.N.,Sprung, D.W.L.,Martorell, J.An improvedapproximate treatment of c.m. motion in DDHF calculations. *Nucl. Phys. A*, 157-166, 1984.

Simon, P.W.,Peterson, C.E.,Lindsay, R.C., Correlationsbetween sensoryand objectiveparameters of carrotflavor. *J. Agric. FoodChem.*, 559-562, 1980.

Stone, J.R.,Reinhard, P.G., TheSkyrmeinteraction in finitenucleiandnuclearmatter. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 587-657, 2007.

Dendy, R., "PlasmaPhysics: An Introductory Course". *Cambridge UniversityPress*, United Kingdom, 513, 1993.

Qiang, L.G., A Systematic Study of Nuclear Properties With Skyrme Forces, J. Phys. G17, 1-34, 1991.

Vauthering, D., Brink, DM. Phys. Rev. C 626, 1972.

“Nükleer enerji” Erişim adresi: <http://www.taek.gov.tr/ogrenci/fuzyon.html>, Erişim Tarihi: 22.12.2014

“Art Of The Hartree-Fock Package” Erişim adresi: <http://phys.lsu.edu/graceland/faculty/cjohnson/skhafo.f>, Louisiana State University, Erişim tarihi: 22.12.2014

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Mustafa SAKAL
Doğum Tarihi : 16/06/1968
E-Posta Adresi : msakal27@hotmail.com

Öğrenim Durumu:

Derece	Bölüm	Üniversite	Bitirme Yılı
İ.H.Lisesi			1987
Lisans	Fizik	Ankara Üniversitesi	1993

İş Tecrübesi:

Görev Unvanı	Görev Yeri	Yıl
Memur	T.Halk Bankası Vakfı	1993-1995
Öğretmen	Gaziantep Cumhuriyet Lisesi	1995-2013
Öğretmen	Adana sofuluA.İ.H.Lisesi	2013-halen