

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**HARTREE-FOCK-BOGOLIUBOV YÖNTEMİ İLE EGZOTİK ÇEKİRDEKLERDE
SİHİRLİLİĞİN İNCELENMESİ**

FURKAN OK

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
FİZİK PROGRAMI**

**DANIŞMAN
DOÇ. DR. KUTSAL BOZKURT**

İSTANBUL, 2018

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**HARTREE-FOCK-BOGOLIUBOV YÖNTEMİ İLE EGZOTİK ÇEKİRDEKLERDE
SİHİRLİLİĞİN İNCELENMESİ**

Furkan OK tarafından hazırlanan tez çalışması tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Doç. Dr. Kutsal BOZKURT
Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Doç. Dr. Kutsal BOZKURT
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR
Yıldız Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Cem ÖZEN
Kadir Has Üniversitesi



Bu çalışma, Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu (TÜBİTAK) tarafından MFAG-114F335 numaralı proje ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Öncelikle yüksek lisans sürecimin tamamında bilgi ve tecrübesini esirgemediğim yanımda olan kıymetli hocam Doç. Dr. Kutsal BOZKURT'a teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim. Tez çalışmam sırasında fikir ve önerileri ile bana yol gösteren, deneyimlerini benimle paylaşan ve değerli desteğini bana hissettiren Arş. Gör. Dr. Esra YÜKSEL'e teşekkürlerimi sunuyorum.

Haziran, 2018

Furkan OK

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ	vii
KISALTMA LİSTESİ	viii
ŞEKİL LİSTESİ.....	ix
ÇİZELGE LİSTESİ	xi
ÖZET	xii
ABSTRACT	xiii
BÖLÜM 1	
GİRİŞ.....	1
1.1 Literatür Özeti	1
1.2 Tezin Amacı	4
1.3 Hipotez	4
BÖLÜM 2	
MODEL	5
2.1 Skyrme Etkileşmeleri.....	5
2.2 Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov Metodu.....	6
2.3 Skyrme Tensör Etkileşmeleri.....	13
BÖLÜM 3	
HESAPLAMALAR VE YORUMLAR	16
3.1 Giriş	16
3.2 Si (Z = 14) İzotop Zinciri İçin Taban Durum Özelliklerinin Hesaplanması..	18
3.3 S (Z = 16) İzotop Zinciri İçin Taban Durum Özelliklerinin Hesaplanması ..	24
3.4 N = 20 İzoton Zinciri İçin Taban Durum Özelliklerinin Hesaplanması	29
BÖLÜM 4	

SONUÇ VE ÖNERİLER	32
KAYNAKLAR.....	34
ÖZGEÇMİŞ.....	37



SİMGE LİSTESİ

Al	Alüminyum
E	Toplam enerji
H	Hamiltonyen
J_q	Akım yoğunluğu
k	Momentum operatörü
K	Kinetik enerji
l	Yörüngesel kuantum sayısı
L	Açısal momentum
m	Manyetik kuantum sayısı
N	Nötron numarası
N	Baş kuantum sayısı
P_σ	Spin değiş tokuş operatörü
q_i	İzospin
S	Spin
S	Sülfür
S_{2q}	İki nükleon ayrılma enerjisi
Si	Silisyum
t_i	Skyrme parametresi
TIJ	Tensör etkileşme türü
$U_{s,y}$	Spin yörünge enerjisi
V_T	Tensör potansiyeli
W_0	Skyrme parametresi
x_i	Skyrme parametresi
Z	Proton numarası
α	Tensör etkileşme sabiti
β	Tensör etkileşme sabiti
δ_{2q}	İki nükleon fark enerjisi
λ_q	Fermi enerjisi
ρ	Nükleon yoğunluğu
σ_q	Pauli spin matrisleri
τ_q	Kinetik enerji yoğunluğu

KISALTMA LİSTESİ

BCS	Bardeen–Cooper–Schrieffer
HF	Hartree-Fock
HFB	Hartree-Fock-Bogoliubov
MeV	Mega elektron-volt
NN	Nükleon-Nükleon
ph	Parçacık-deşik
RMF	Rölativistik Ortalama Alan
SHFB	Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa
Şekil 1. 1	Nükleer karalılık vadisi..... 4
Şekil 3. 1	Silisyum izotoplarının bağlanma enerjilerinin SLy5, SkI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması 18
Şekil 3. 2	Silisyum izotoplarının iki nötron ayrılma enerjilerinin SLy5, SkI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması 19
Şekil 3. 3	Silisyum izotoplarının iki nötron fark enerjilerinin SLy5, SkI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması 19
Şekil 3. 4	Silisyum izotoplarının ortalama fark enerjileri SLy5, SkI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması 20
Şekil 3. 5	⁴² Si çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin SLy5 (tensörsüz) ve SLy5 + T (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması 21
Şekil 3. 6	⁴² Si çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin SGII (tensörsüz) ve SGII + T (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması.. 22
Şekil 3. 7	⁴² Si çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin T44 ve T66 etkileşimleri için karşılaştırılması 22
Şekil 3. 8	Sülfür izotoplarının bağlanma enerjilerinin SLy5, SkI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması.. 24
Şekil 3. 9	Sülfür izotoplarının iki nötron ayrılma enerjilerinin SLy5, SkI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması 25
Şekil 3. 10	Sülfür izotoplarının iki nötron fark enerjilerinin SLy5, SkI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması 25
Şekil 3. 11	Sülfür izotoplarının ortalama fark enerjilerinin SLy5, SkI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması 26
Şekil 3. 12	⁴⁴ S çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin SLy5 (tensörsüz) ve SLy5 + T (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması 27
Şekil 3. 13	⁴⁴ S çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin SGII (tensörsüz) ve SGII + T (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması.. 27

Şekil 3. 14	^{44}S çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin T44 ve T66 etkileşimleri için karşılaştırılması	28
Şekil 3. 15	^{34}S çekirdeğinin ve komşu izotonlarının proton tek parçacık enerjilerinin SLy5 ve SLy5 + T etkileşimleri için karşılaştırılması.....	29
Şekil 3. 16	^{34}S çekirdeğinin ve komşu izotonlarının proton tek parçacık enerjilerinin SGII ve SGII + T etkileşimleri için karşılaştırılması.....	30
Şekil 3. 17	^{34}S çekirdeğinin ve komşu izotonlarının proton tek parçacık enerjilerinin T44 ve T66 etkileşimleri için karşılaştırılması	30



ÇİZELGE LİSTESİ

	Sayfa
Çizelge 2. 1 Skyrme parametreleri	6
Çizelge 3. 1 Si çekirdeği için fit edilmiş Skyrme parametreleri	16
Çizelge 3. 2 S çekirdeği için fit edilmiş Skyrme parametreleri	17



HARTREE-FOCK-BOGOLIUBOV YÖNTEMİ İLE EGZOTİK ÇEKİRDEKLERDE SİHİRLİLİĞİN İNCELENMESİ

Furkan OK

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans Tezi

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Bu tezde, egzotik Si ve S çekirdeklerinin sihirliliği, küresel simetri varsayımıyla ve koordinat uzayında öz-uyumlu Hartree-Fock-Bogoliubov yaklaşımı kullanılarak incelenmiştir. Hesaplamalarda Skyrme tipi SLy5, SkI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) enerji yoğunluk fonksiyonelleri kullanılmıştır. Bu bağlamda, ilgili izotopik ve izotonik zincirlerin bağlanma enerjileri, iki nükleon ayrılma enerjileri, iki nükleon fark enerjileri, çiftlenim ortalama fark değerleri ve tek parçacık enerjileri hesaplanarak taban durum özellikleri analiz edilmiştir. Ayrıca sonuçlar mevcut deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Seçilen Skyrme etkileşimine bağlı olarak, tensör etkileşim katkısının Si ve S çekirdeklerinde sihirliliği güçlendirdiği veya zayıflattığı gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Sihirlilik, Hartree-Fock-Bogoliubov, Skyrme Etkileşmesi, Tensör Etkileşmesi

**INVESTIGATION OF MAGICITY IN EXOTIC NUCLEI USING THE HARTREE-
FOCK-BOGOLIUBOV METHOD**

Furkan OK

Department of Physics

MSc. Thesis

Adviser: Assoc. Prof. Dr. Kutsal BOZKURT

In this thesis, the magicity of the exotic Si and S nuclei were investigated using the self-consistent Hartree-Fock-Bogoliubov approach in coordinate space, assuming the spherical symmetry in the calculations. The Skyrme type SLy5, SkI3, SGII (without tensor) and SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (with tensor) energy density functionals were used in the calculations. In this context, ground state properties of the related isotopic and isotonic chains were analyzed by calculating the binding energies, two nucleon separation energies, two nucleon gap energies, pairing mean gap values and single-particle energies. The results were also compared with the available experimental data. It was shown that, depending on the chosen Skyrme interaction, the tensor interaction contribution either strengthens or weakens the magicity in Si and S nuclei.

Keywords: Magicity, Hartree-Fock-Bogoliubov, Skyrme Interaction, Tensor Interaction

YILDIZ TECHNICAL UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

1.1 Literatür Özeti

1949'da Mayer, Haxel, Suess ve Jensen tarafından nükleer sihirli sayılarının varlığı ortaya konulmuştur [1]. Buna göre belli nötron veya proton sayısına sahip çekirdeklerin ($Z, N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, \dots$) oldukça yüksek kararlılığa sahip olduğu görülmüştür. Bu sayılara sihirli sayılar, bu sayıda nötron veya protona sahip çekirdeklere ise sihirli çekirdekler denilmiştir. Buna karşın son yıllardaki deneysel alandaki gelişmelerle birlikte nükleer kararlılık vadisinde nötron-proton oranının çok büyük olduğu çekirdeklere (egzotik çekirdeklere) gidildikçe, Mayer ve arkadaşlarının ortaya koyduğu geleneksel nükleer sihirli sayılarda değişimlerin meydana geldiği gösterilmiştir. Egzotik çekirdeklerin yapısında meydana gelen bu değişimleri açıklayabilecek teorik çalışmalara da ihtiyaç duyulmaktadır. Bu sebeple egzotik çekirdeklere nükleer sihirli sayıların incelenmesi nükleon-nükleon etkileşiminin daha iyi anlaşılmasını sağlayacağı gibi bu çekirdeklerin yapı ve özelliklerinin anlaşılması bakımından da oldukça önemlidir.

Şekil 1.1'deki kararlılık vadisi dışında yer alan çekirdeklerin anlaşılması günümüzde nükleer fizikte önemli bir araştırma alanıdır. Bu anlamda son yıllarda yapılan deneysel çalışmalar oldukça önemli sonuçlar vermiştir.

Silisyum ile ilgili son yıllarda ^{34}Si çekirdeğinin proton kabuğunun kapanması ile ilgili bazı çalışmalar mevcuttur. Bu çalışmalar özetlenecek olunursa, ilk çalışma ^{34}Al çekirdeğinin beta ışımından yararlanılarak yapılan emisyon ölçümlerine dayanır. ^{34}Si çekirdeğinin uyarılmış durumlarının emisyon ölçümleri $Z = 14$ için kabuk kapanması olduğuna işaret etmiştir [2]. Buna benzer olarak ^{34}Si çekirdeğinin coulomb uyarılma enerjileri ölçülmüş

ve $Z = 14$ 'de kabuk kapanmasına işaret eden gama enerjileri elde edilmiştir [3]. Bir başka deneyde ise ^{42}Si için proton geri tepme reaksiyonları ölçümünden $Z = 14$ 'te var olan $d_{3/2}$ ile $2s$ kabuklarının dejenere olduğu ve dolayısı ile $d_{5/2}$ ile arasındaki farktan dolayı kabuk kapanması gerçekleştiği gözlemlenmiştir [4,5]. Teorik çalışmalarda relativistik ortalama alan metodu (RMF) ile ^{34}Si çekirdeğinde proton Fermi seviyesi civarındaki kabuk enerjileri arasında yaklaşık 5 MeV kadar fark hesaplanmış ve bu sonucun $Z = 14$ için kabuk kapanmasına işaret ettiği tartışılmıştır [6]. ^{34}Si çekirdeğinin aksine, ^{42}Si çekirdeğinde nötron kabuğunun açılması ile ilgili de literatürde çalışmalar mevcuttur. Deneysel çalışmalarda ^{42}Si çekirdeğinin uyarılmış seviyelerinin gama ölçümleri, $N = 28$ 'deki nötron kabuğunun proton kolektivitesi nedeniyle kapanmadığı gösterilmiştir [7]. Ayrıca ^{42}Si çekirdeğindeki nötron sihrililiğinin kaybolması ilk 2^+ enerji ölçümleri ile de gözlemlenmiştir. Bunun sebebinin ise spin-yörünge ve tensör etkisinin bir sonucu olduğu tartışılmıştır [8]. Teorik olarak ^{42}Si çekirdeğinin nükleer kabuk seviyeleri arası farkların deformasyona bağlı olduğu relativistik ortalama alan hesabı ile hesaplanmış ve ^{42}Si çekirdeğinin sahip olduğu zayıf deformasyon sebebi ile $N = 28$ kabuğunun açık olduğu görülmüştür [9]. Dahası bu deformasyonun ve $N = 28$ 'deki kabuk açılmasının tensör etkisi sebebiyle oluşturduğu kısıtlanmış Hartre-Fock modeli ile M3Y tipi etkileşim kullanılarak öngörülmüştür [10]. Ayrıca relativistik Hartre-Fock (RHF) ile Hartre-Fock+BCS kullanılarak $N = 28$ 'deki sihrililiğin kaybolduğu hesaplanmıştır [11].

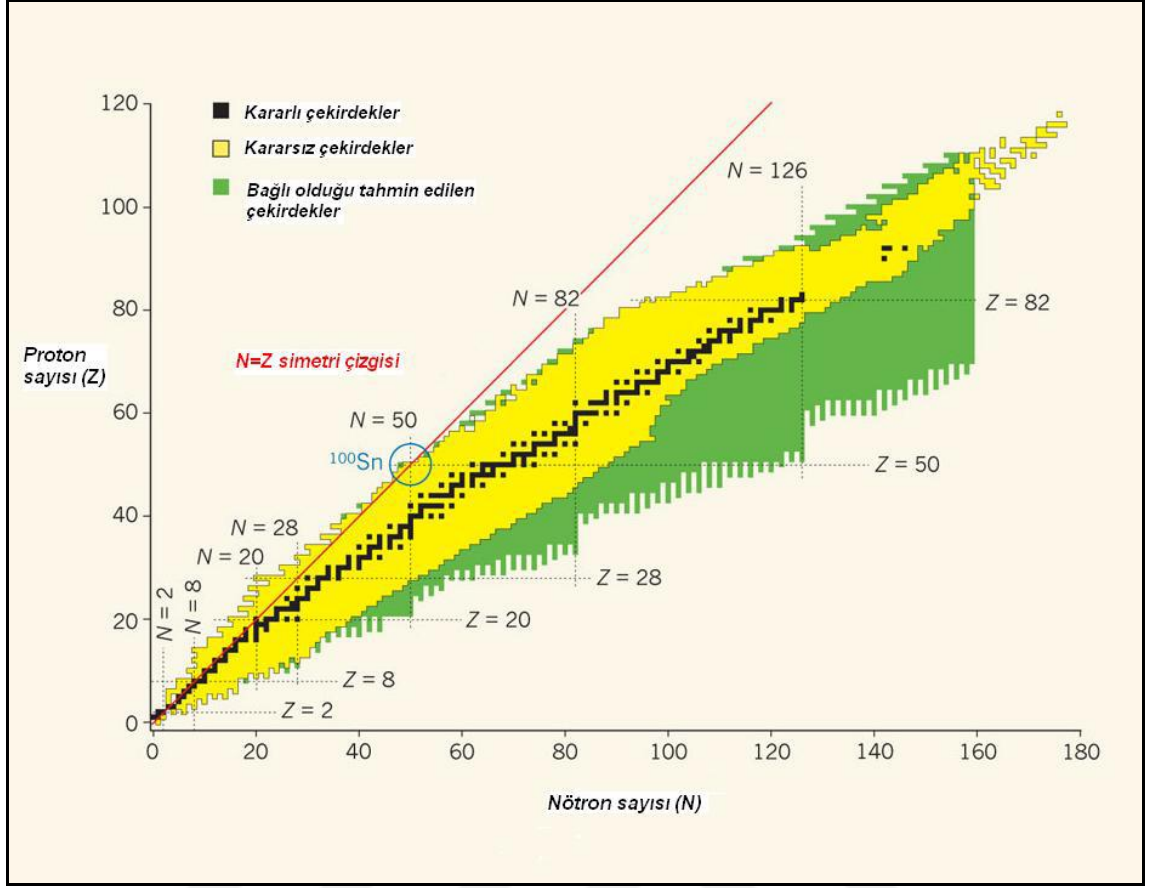
Sülfür için yapılan çalışmalarda ise ^{28}S çekirdeğinin proton kabuğu kapanması ile ilgili bazı çalışmalar bulunmaktadır. Bunları özetlersek çalışmalardan biri, Coulomb uyarımı kullanılarak indirgenmiş geçiş olasılığının ölçülmesine dayanmaktadır. Bu ölçüm $Z = 16$ için sihrili sayının ortaya çıktığını gösterir [12]. Beta bozunma Q değerleri, tek nötron ayrılma enerjileri ve çift-çift çekirdeklerin ilk uyarılmış durumlarının enerjilerinin ölçüldüğü bir başka deneysel sonuçta, $Z = 16$ 'da yeni bir sihrili sayının varlığı gösterilmiştir [13]. Ayrıca, RMF+BCS yaklaşımı çerçevesinde yapılan teorik bir araştırmaya göre tek parçacık spektrumunun analizi, çekirdeklerin enerjileri ve yoğunlukları, $Z = 16$ 'da proton kabuk kapanmasını öngörmüştür [14]. Dahası, literatürde ^{44}S 'de $N = 28$ kabuk kapanmasının kaybolduğunun kanıtları hakkında bazı

çalışmalar bulunmaktadır. Bu bağlamda yapılan çalışmalardan biri Coulomb uyarımı ölçülmesine dayanmaktadır [15].

Ancak literatürde, çekirdeklerin taban durum özelliklerinin hesaplanması ve sihirliliğin saptanması için oluşturulmuş güçlü bir yöntem olan relativistik olmayan Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) metodu kullanılarak Silisyum ve Sülfür izotopları yukarıda bahsedilen bağlamda incelenmemiştir.

Günümüzde çekirdeklerin yapı ve özelliklerinin incelemesinde kullanılan en başarılı mikroskobik yaklaşımlardan biri enerji yoğunluk fonksiyoneli teoridir. Enerji yoğunluk fonksiyoneli teorisi nükleer vadi üzerinde yer alan hemen hemen tüm çekirdeklerin özelliklerinin oldukça hızlı ve başarılı bir şekilde hesaplanmasını sağlamaktadır.

Relativistik olmayan yaklaşıma göre Skyrme tipi enerji yoğunluk fonksiyonelleri çekirdeklerin yapı ve özelliklerinin anlaşılmasında oldukça başarılıdır [16]. Skyrme etkileşimi, Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) yöntemi için hesaplamaları daha basit hale getirmektedir. Literatürde çekirdeklerin bağlanma enerjileri ve yarıçapları gibi farklı özelliklere göre fit edilmiş birçok Skyrme parametresi bulunmaktadır. Günümüzde daha çok deneysel veriye ulaşılabilen, dolayısı ile çekirdek için yeni Skyrme tipi etkileşim parametreleri tanımlanabilmektedir. Skyrme etkileşiminin kararlılık vadisi dışında yer alan çekirdekler için yetersiz kaldığı bilinmektedir. Bu nedenle, özellikle açık kabuk çekirdeklere, Skyrme etkileşimi kullanırken çiftlenim ve tensör etkileşimlerinin de hesaba katılması gerektiği hem teorik hem de deneysel çalışmalar ile gösterilmiştir. Son yıllarda yapılan çalışmalarda tensör kuvvetinin tek parçacık enerjilerinin değişimine neden olduğu ve özellikle açık kabuk çekirdeklerin tek parçacık enerjileri üzerinde etkili olduğu deneysel olarak bulunmuş ve bu bulguların teorik olarak açıklanmasında oldukça başarılı olunmuştur [17,18,19,20,21].



Şekil 1. 1 Nükleer karalılık vadisi [22]

1.2 Tezin Amacı

Bu tezin amacı egzotik çekirdeklerdeki sihirliliği Hartree-Fock-Bogoliubov yöntemi ile Skyrme kuvvetinin tensörlü ve tensörsüz bileşenlerini hesaba katarak incelemektir. İlk önce tensör katkısı olmayan Skyrme kuvvetleri kullanılarak ve daha sonra ise tensör katkısı olan Skyrme kuvvetleri kullanılarak hesap yapılacaktır. Tensör katkısının nükleer kabuk kapanmasına, dolayısıyla sihirliliğe etkisi deneysel verilerle karşılaştırılarak tartışılacaktır.

1.3 Hipotez

Bu çalışma sonunda tensör kuvvetinin, Skyrme setine bağlı olarak çekirdekler üzerinde sihirliliği güçlendirecek veya zayıflatacak şekilde etkili olmasını bekliyoruz.

2.1 Skyrme Etkileşmeleri

Skyrme etkileşimi, Hartree-Fock-Bogoliubov için hesaplamaları daha basit hale getiren ve relativistik olmayan yaklaşımlarda çok sık kullanılan bir etkileşim türüdür [16]. Skyrme etkileşimi kararlılık vadisi dışında ve açık kabuk çekirdeklerde uygun bir çiftlenim parametresi ile çekirdeklerin taban durum özelliklerinin hesaplanmasında oldukça başarılı sonuçlar vermektedir.

Dirac delta fonksiyonundan dolayı sıfır menzilli olan Skyrme etkileşimi yoğunluk ve momentumun bir fonksiyonu olarak aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{aligned}
\vec{V}_{Skyrme} = & t_0 (1 + x_0 \hat{P}_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 \hat{P}_\sigma) \left[\vec{k}'^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}^2 \right] \\
& + t_2 (1 + x_2 \hat{P}_\sigma) \vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 \hat{P}_\sigma) \rho^\gamma \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\
& + i W_0 (\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2) \cdot \left[\vec{k}' \times \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} \right]
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Bu denklemde $\delta = \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$, Dirac delta fonksiyonudur. $\vec{k} = (\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2) / 2i$ sağa ve $\vec{k}' = -(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2) / 2i$ sola hareket eden momentum operatörleridir. \hat{P}_σ spin değiş tokuş operatörüdür. $\hat{\sigma}_1$ ve $\hat{\sigma}_2$ Pauli spin matrisleridir. t_0 , t_1 ve t_2 ; s , d ve p durumlarına etkiyen parametrelerdir. t_3 parametresi etkileşimin yoğunluğa bağlı kısmıyla ilgilidir. W_0 ise spin yörünge kuvvetini belirler [23].

Uygulanan bütün kuvvetler için parçacık-parçacık kanalındaki kuvvet

$$\vec{V}'_{Skyrme} = \left(t'_0 + \frac{t'_3}{6} \rho'^2 \right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (2.2)$$

olarak seçilebilir. Bu terim ise diğer nükleonlar tarafından oluşturulan çok cisim etkilerinin basit bir gösterimidir.

Skyrme etkileşim potansiyelinin içinde yer alan Skyrme parametreleri çekirdeğin bağlanma enerjilerinin, yoğunluklarının veya yarıçaplarının teorik sonuçlarıyla deneysel verilerinin karşılaştırılmasıyla, deneysel veri eksikliğinde ise yalnız teorik yaklaşımlarla ayarlanmaktadır. Çalışmamızda kullanılan Skyrme parametrelerinin yer aldığı çizelge (Çizelge 2. 1) aşağıda gösterilmiştir [24].

Çizelge 2. 1 Skyrme parametreleri

	t_0 Mev.fm ³	t_1 Mev.fm ⁵	t_2 Mev.fm ⁵	t_3 Mev.fm ^{3α}	t_4 Mev.fm ⁵	x_0	x_1	x_2	x_3	α
SGII	-2645	340	-41.90	15595	105	0.090	-0.0588	1.423	0.06044	1/6
SLy5	-2484.88	483.13	-549.40	13763	126	0.778	-0.3280	-1	1.26700	1/6
SkI3	-1762.88	561.61	-227.09	8106.2	0.31	0.846	-1.17	1.29	94.25	1/4

2.2 Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov Metodu

Bir kuantum sisteminin özelliklerini tanımlamak için Schrödinger denklemi 1926 yılında tanımlanmıştır [25]. Bu denklem yardımıyla artık kuantum mekaniğinin uygulamaları yapılmaya çalışılmıştır. Bu denklemi tamamen analitik olarak çözmek ancak çok az sayıda parçacık içeren basit sistemler için mümkündür. Bu karmaşık problemi kolaylaştıracak ilk katkıyı 1927 yılında Born ve Oppenheimer yapmıştır [26]. Bu katkı ile birlikte çok parçacıklı atom sistemleri için Hamiltoniyenin basit bir şekilde yazılmasına olanak sağlanmıştır. Fakat Hamiltoniyenin bu basit haline rağmen Schrödinger denklemi çözülemeyecek kadar karmaşıktır. 1928 yılında D. Hartree, atom ve molekül

yapıları gibi karmaşık sistemlerin incelenmesi için kendi ismiyle anılan denklemleri yazmıştır [27]. Hartree yaklaşımının temeli çok parçacıklı bir sistemin dalga fonksiyonunu, tek parçacık dalga fonksiyonlarının çarpımı olarak yazmaya dayanır. Ancak bu yöntem fermiyonların antisimetrik kuantum durumları ile temsil edilmesi gerektiğini hesaba katmamaktaydı. Hartree yaklaşımının antisimetrizasyonu V. Fock'un çalışmaları ile gerçekleşti [28]. Böylece günümüzde hala önem arz eden Hartree-Fock teorisi ortaya çıkmış oldu.

Çok cisimli bir kuantum sisteminin taban durum dalga fonksiyonunun ve taban durum enerjisinin tesbit edilmesinde Hartree-Fock metodu iyi bir yaklaşım sağlar. Öz uyumlu metot olarak da bilinen bu teori ilk olarak atom fiziğine uygulanmış, daha sonra çekirdek fiziğinde de kullanılmaya başlanmıştır. Hartree-Fock metodu, esasında her bir parçacığın ayrı ayrı etkileştiği çok parçacık problemini, bir dış potansiyel varlığında hareket eden tek parçacık problemine indirgemektedir.

Çok cisim probleminin temel yöntemlerinden biri olan Hartree-Fock yöntemi, kapalı kabuk çekirdekleri tasvir etmek için iyi bir yaklaşım sunmaktadır. Ancak tam dolmamış kabuklarda parçacıklar arasında ek bir korelasyon vardır. Bu korelasyonların davranışı BCS modelde quazi parçacık olarak tanımlanan genelleştirilmiş tek parçacık tasvirinde incelenmektedir [29]. 1958 yılında Bogoliubov tarafından önerilen Hartree-Fock Bogoliubov (HFB) teorisi bu iki yöntemin birleştirilmiş ve genelleştirilmiş halidir.

SHFB denklemlerin türetilmesinde taban durum enerjisini minimize ederek bulmayı amaçlayan varyasyon yöntemi kullanılmaktadır. HFB yaklaşımının temelinde bir bağımsız quazi parçacık durumu olarak ele alınan $|\Phi\rangle$ deneme dalga fonksiyonlarının kullanılması vardır.

$$|\Phi\rangle = \prod_j (u_j + v_j a_{jm}^+ a_{j-m}^+ |0\rangle) \quad (2.3)$$

Burada, a_{jm}^+ yaratma operatörü, a_{jm} yok etme operatörüdür. Bu operatörler Bogoliubov dönüşümleri kullanılarak α_{jm}^+ ve α_{jm} quazi parçacık operatörleri cinsinden tanımlanabilir.

$$a_{jm}^+ = u_j \alpha_{j-m}^+ + (-1)^{j-m} v_j \alpha_{jm} \quad (2.4)$$

$$a_{jm}^+ = u_j \alpha_{j-m}^+ + (-1)^{j-m} v_j \alpha_{jm} \quad (2.5)$$

u_j^2 ve v_j^2 ifadeleri ise jm ve $j-m$ seviyelerinin sırasıyla dolu ve boş olma olasılıklarını göstermektedir ve aşağıdaki eşitliği sağlamaktadır.

$$u_j^2 + v_j^2 = 1 \quad (2.6)$$

E_n enerjiye sahip olan bir quazi parçacık durumu, a_n^+ yaratma operatörü yardımıyla (2.7) denklemindeki gibi elde edilebilir [30].

$$|\Phi_n\rangle = a_n^+ |\Phi\rangle \quad (2.7)$$

Burada quazi parçacık dalga fonksiyonu matris formunda iki bileşen ile yazılabilir.

$$|\Phi_n\rangle = \begin{pmatrix} \varphi_1(E_n, \vec{r}\sigma) \\ \varphi_2(E_n, \vec{r}\sigma) \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

SHFB metodunda parçacık-deşik ve parçacık-parçacık etkileşimleri, sırasıyla parçacık ρ_q ve çiftlenme $\tilde{\rho}_q$ yoğunlukları cinsinden tanımlanır. q ise nötron veya protonu temsil eder.

$$\rho_q(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma) = \sum_n \varphi_2(E_n, \vec{r}\sigma) \varphi_2^*(E_n, \vec{r}'\sigma) \quad (2.9)$$

$$\tilde{\rho}_q(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma) = \sum_n \varphi_2(E_n, \vec{r}\sigma) \varphi_1^*(E_n, \vec{r}'\sigma) \quad (2.10)$$

$|\Phi\rangle$ taban durumu SHFB yönteminde çekirdeğin toplam enerjisinin minimize edilmesiyle bulunur. Parçacık ve çiftlenme yoğunluklarının kullanılmasıyla da SHFB denklemleri genel bir biçimde aşağıdaki gibi yazılır.

$$\int d^3\vec{r}' \sum_{\sigma} \begin{pmatrix} h(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') & \tilde{h}(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') \\ \tilde{h}(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') & -h(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \varphi_1(E_n, \vec{r}'\sigma') \\ \varphi_2(E_n, \vec{r}'\sigma') \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

$$= \begin{pmatrix} E + \lambda & 0 \\ 0 & E - \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1(E_n, \vec{r}\sigma) \\ \varphi_2(E_n, \vec{r}\sigma) \end{pmatrix}$$

Bu denklemde E , çekirdeğin toplam enerjisini temsil eder ki bu da kinetik, Skyrme, çiftlenme ve Coulomb enerjilerinin toplamı şeklinde yazılır. λ ise Fermi enerjisidir [31]. Yine yukarıdaki denklemde yer alan h , Hartree-Fock operatörü olarak adlandırılır ve toplam enerjinin parçacık yoğunluğuna göre türevi olarak tanımlanır. \tilde{h} ise çiftlenme etkileşimini tarif etmekte kullanılan operatördür ve toplam enerjinin çiftlenme yoğunluğuna göre türevi olarak tanımlanır.

$$h(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') = \frac{\partial E}{\partial \rho(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma')} \quad (2.12)$$

$$\tilde{h}(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma') = \frac{\partial E}{\partial \tilde{\rho}(\vec{r}\sigma, \vec{r}'\sigma')} \quad (2.13)$$

Çekirdeğin toplam enerjisinin minimize edilmesiyle $|\Phi\rangle$ taban durumunu elde etmek için parçacık ve çiftlenme kinetik enerji yoğunlukları, buna ek olarak parçacık ve çiftlenme spin yörünge yoğunlukları sırasıyla aşağıdaki gibi yazılır.

$$\tau_q(\vec{r}) = \sum_{\sigma} |\vec{\nabla} \varphi_2(E_n, \vec{r}\sigma)|^2 \quad (2.14)$$

$$\tilde{\tau}_q(\vec{r}) = -\sum_{\sigma} \vec{\nabla} \varphi_1(E_n, \vec{r}\sigma) \vec{\nabla} \varphi_2(E_n, \vec{r}\sigma) \quad (2.15)$$

$$\vec{J}_q(\vec{r}) = i \sum_{\sigma\sigma'} \varphi_2(E_n, \vec{r}\sigma) \vec{\nabla} \varphi_2(E_n, \vec{r}\sigma) \langle \sigma' | \hat{\sigma} | \sigma \rangle \quad (2.16)$$

$$\vec{\tilde{J}}_q(\vec{r}) = -i \sum_{\sigma\sigma'} \varphi_1(E_n, \vec{r}\sigma) \vec{\nabla} \varphi_2(E_n, \vec{r}\sigma) \langle \sigma' | \hat{\sigma} | \sigma \rangle \quad (2.17)$$

Tanımlanan bütün bu yoğunluklar ve operatörler yardımıyla artık SHFB enerjisi ve ortalama alanlar elde edilebilir.

Bir çekirdeğin toplam enerjisi SHFB yönteminde Kinetik, Skyrme, Çiftlenme ve Coulomb enerjilerinin toplamı şeklinde yazılır.

$$E = K + E_{Skyrme} + E_{Çift} + E_{Coul}$$

$$= \langle \Phi | H | \Phi \rangle = \int d^3\vec{r} [\kappa_q + \varepsilon_{Skyrme} + \varepsilon_{Çift} + \varepsilon_{Coul}] \quad (2.18)$$

Burada kinetik enerji, kinetik enerji yoğunluğu cinsinden aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$K_q = \frac{\hbar^2}{2m_q} \tau_q \left(1 - \frac{1}{A} \right) \quad (2.19)$$

Parantez içindeki ifade, kütle merkezi düzeltmesini temsil eder [31]. ε_{Skyrme} Skyrme enerji fonksiyonunu proton ve nötron yoğunluklarına bağlı biçimde açık olarak yazılabilir.

$$\begin{aligned} \varepsilon_{Skyrme} = & \frac{1}{2} \rho^2 \left[t_0 \left(1 + \frac{x_0}{2} \right) + \frac{1}{6} t_3 \rho^\gamma \left(1 + \frac{x_3}{2} \right) \right] \\ & - \frac{1}{2} (\rho_n^2 + \rho_p^2) \left[t_0 \left(1 + \frac{x_0}{2} \right) + \frac{1}{6} t_3 \rho^\alpha \left(\frac{1}{2} + x_3 \right) \right] \\ & + \frac{\rho\tau}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \right] \\ & + \frac{1}{4} (\rho_n \tau_n + \rho_p \tau_p) \left[-t_1 \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) + t_2 \left(\frac{1}{2} + x_2 \right) \right] \\ & + \frac{1}{16} \rho \nabla^2 \rho \left[-3t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \right] \\ & + \frac{1}{16} (\rho_n \nabla^2 \rho_n + \rho_p \nabla^2 \rho_p) \left[3t_1 \left(\frac{1}{2} + x_1 \right) + t_2 \left(\frac{1}{2} + x_2 \right) \right] \\ & + \frac{1}{2} W_0 (\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{j} + \rho_n \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_n + \rho_p \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_p) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Bu açık ifadede $\rho = \rho_n + \rho_p$, $\tau = \tau_n + \tau_p$ ve $\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p$ toplamları şeklinde ifade edilir. Skyrme enerji yoğunluğuna merkezi terimin katkısı t_0 , t_1 , t_2 ve t_3 Skyrme parametreleriyle orantılı terimlerden gelmektedir. Çiftlenme enerji fonksiyonunun ifadesi ise aşağıdaki gibidir [32].

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{Çift}} = \sum_q \left\{ \frac{t_0}{4} (1-x_0) \tilde{\rho}_q^2 + \frac{t_1}{4} (1-x_1) \left[\tilde{\rho}_q \tilde{\tau}_q + \frac{1}{4} (\vec{\nabla} \tilde{\rho}_q)^2 \right] \right. \\ \left. \left[\frac{t_2}{8} (1+x_2) + \frac{1}{4} W_0 \right] \tilde{J}_q^2 + \frac{t_3}{24} (1-x_3) \rho^\gamma \tilde{\rho}_q^2 \right\} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Tanımlanan Bogoliubov dönüşümü altında sistemin toplam enerjisinin korunumu, N nötron sayısı, Z proton sayısı, λ_n nötron Fermi enerjisi ve λ_p proton Fermi enerjisi olmak üzere şu şekilde sağlanır [30].

$$\delta \left[E - (N\lambda_n + Z\lambda_p) \right] = 0 \quad (2.22)$$

SHFB yönteminde Hamiltoniyen; enerji yoğunluğu, parçacık-deşik ve parçacık-parçacık etkileşimleri Hamiltoniyenlerinin toplamı biçiminde yazılır [32].

$$H(\vec{r}) = H_{ph}(\vec{r}) + \tilde{H}_{pp}(\vec{r}) \quad (2.23)$$

Buradaki $H_{ph}(\vec{r})$ parçacık-deşik Hamiltoniyeninin açık ifadesi aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned} H_{ph}(\vec{r}) = \frac{\hbar^2}{2m} \tau + \frac{1}{2} t_0 \left\{ \left(1 + \frac{x_0}{2}\right) \rho^2 - \left(x_0 + \frac{1}{2}\right) \sum_q \rho_q^2 \right\} \\ + \frac{1}{4} t_1 \left\{ \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) [\rho\tau - \frac{3}{4} (\vec{\nabla})^2] + \left(x_2 + \frac{1}{2}\right) \sum_q [\rho_q \tau_q + \frac{3}{4} (\vec{\nabla} \rho_q)^2] \right\} \\ + \frac{1}{4} t_2 \left\{ \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) [\rho\tau - \frac{1}{4} (\vec{\nabla} \rho)^2] + \left(x_2 + \frac{1}{2}\right) \sum_q [\rho_q \tau_q + \frac{1}{4} (\vec{\nabla} \rho_q)^2] \right\} \\ - \frac{1}{8} (x_1 t_1 + x_2 t_2) \sum_{ij} J_{ij}^2 + \frac{1}{8} (t_1 - t_2) \sum_{qij} J_{qij}^2 + \frac{1}{2} t_3 \rho^\gamma \left\{ \left(1 + \frac{x_3}{2}\right) \rho^2 - \left(x_3 + \frac{1}{2}\right) \sum_q \rho_q^2 \right\} \\ + \frac{1}{2} W_0 \sum_{ijk} \varepsilon_{ijk} \left\{ J_{ij} \vec{\nabla}_k \rho + \sum_q J_{q,ij} \vec{\nabla}_k \rho_q \right\} \end{aligned} \quad (2.24)$$

$\tilde{H}_{pp}(\vec{r})$ parçacık-parçacık Hamiltoniyeninin açık ifadesi ise şu şekildedir.

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{pp}(\vec{r}) = \sum_q \left\{ \frac{1}{4} t_0 (1-x_0) \tilde{\rho}_q^2 + \frac{1}{4} t_1 (1-x_1) [\tilde{\rho} \tilde{\tau}_q + \frac{1}{4} (\vec{\nabla} \tilde{\rho})^2] + \frac{1}{4} t_2 (1+x_2) \sum_{ij} \tilde{J}_{q,ij}^2 \right\} \\ + \frac{1}{2} W_0 \sum_{ij} [\tilde{J}_{q,ii} \tilde{J}_{q,jj} - \tilde{J}_{q,ij} \tilde{J}_{q,ji}] + \frac{1}{24} t_3 (1-x_3) \rho^2 \tilde{\rho}_q^2 \end{aligned} \quad (2.25)$$

Parçacık-deşik ve parçacık-parçacık etkileşimleri için yazılan bu Hamiltoniyenleri oluşturmak için kinetik yoğunluklara bağlı etkin kütleler, potansiyel enerjiler ve spin-yörünge potansiyel enerjileri kullanılır.

Etkin kütle ve çiftlenme etkin kütlesi ise sırasıyla aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$M = \frac{\hbar^2}{2m_q^*} = \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{4}t_1 \left\{ \left(1 + \frac{x_1}{2}\right)\rho - \left(x_1 + \frac{1}{2}\right)\rho_q \right\} + \frac{1}{4}t_2 \left\{ \left(1 + \frac{x_2}{2}\right)\rho + \left(x_1 + \frac{1}{2}\right)\rho_q \right\} \quad (2.26)$$

$$\tilde{M} = \frac{1}{4}t_1(1-x_1)\tilde{\rho}_q \quad (2.27)$$

Parçacık-deşik (Hartree-Fock) alanı ve parçacık-parçacık (çiftlenme) alanının ifadeleri ise sırasıyla şu şekildedir.

$$\begin{aligned} U_q = & t_0 \left[\left(1 + \frac{1}{2}x_0\right)\rho - \left(x_0 + \frac{1}{2}\right)\rho_q \right] \\ & + \frac{1}{4}t_1 \left\{ \left(1 + \frac{1}{2}x_1\right)\left[\tau - \frac{3}{2}\nabla^2\rho\right] - \left(x_1 + \frac{1}{2}\right)\left[\tau_q - \frac{3}{2}\nabla^2\rho_q\right] \right\} \\ & + \frac{1}{4}t_2 \left\{ \left(1 + \frac{1}{2}x_2\right)\left[\tau + \frac{1}{2}\nabla^2\rho\right] + \left(x_2 + \frac{1}{2}\right)\left[\tau_q + \frac{1}{2}\nabla^2\rho_q\right] \right\} \\ & + \frac{1}{12}t_3 \left\{ \left(1 + \frac{x_3}{2}\right)(2+\gamma)\rho^{\gamma+1} - \left(x_3 + \frac{1}{2}\right)\left[\gamma\rho^{\gamma-1}\sum_{q'}\rho_{q'}^2 + 2\rho^\gamma\rho_q\right] + \frac{(1-x_3)}{2}\gamma\rho^{\gamma-1}\sum_q\tilde{\rho}_{q'}^2 \right\} \\ & - \frac{1}{2}W_0\sum_{ijk}\varepsilon_{ijk}\vec{\nabla}_k[J_{ij} + J_{q,ij}] \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\tilde{U}_q = \frac{1}{2}t_0(1-x_0)\tilde{\rho}_q + \frac{1}{2}t_1(1-x_1)\left[\tilde{\tau}_q - \frac{1}{2}\nabla^2\tilde{\rho}_q\right] + \frac{1}{12}t_3(1-x_3)\rho^\gamma\tilde{\rho}_q \quad (2.29)$$

En son olarak parçacık ve çiftlenmeyi temsil eden spin-yörünge etkileşimleri aşağıdaki formda verilir.

$$W_q = -\frac{1}{8}(x_1t_1 + x_2t_2)J + \frac{1}{8}(t_1 - t_2)J_q + W_0\vec{\nabla}(\rho + \rho_q) \quad (2.30)$$

$$\tilde{W}_q = \left[\frac{1}{2}t_2(1+x_2) + W_0 \right] \tilde{J}_q \quad (2.31)$$

Bu alanlar matris notasyonunda aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$M = \begin{pmatrix} M & \tilde{M} \\ \tilde{M} & -M \end{pmatrix}, U = \begin{pmatrix} U - \lambda & \tilde{U} \\ \tilde{U} & -U + \lambda \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

$$U_{sy} = \begin{pmatrix} W & W' \\ W' & W \end{pmatrix} \frac{j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4}}{2r} \quad (2.33)$$

Bundan sonra ise bütün bu matrisler kullanılarak Schrödinger denklemi koordinat uzayında aşağıdaki gibi yazılır [30].

$$\left[-\frac{d}{dr} M \frac{d}{dr} + U + M \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + \frac{M'}{r} + U_{sy} \right] \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

SHFB diferansiyel denkleminin nümerik olarak çözümü için iterasyon kullanılır. İlk olarak bulunması istenen dalga fonksiyonunu türetmek için bilinen bir dalga fonksiyonu önerilir. Daha sonra bu dalga fonksiyonuna bağlı yoğunluk elde edilir. Bu yoğunluğa bağlı potansiyel enerji elde edilir. Bu potansiyel enerji kullanılarak Schrödinger denklemi çözüldüğünde yeni bir dalga fonksiyonu bulunur. Sonrasında aynı basamaklar artık bu yeni dalga fonksiyonu kullanılarak tekrarlanır. Tekrarlama işlemi yakınsama sağlanıncaya kadar devam eder.

2.3 Skyrme Tensör Etkileşmeleri

Tensör etkileşmesi için Skyrme tipi potansiyele tensör kuvveti eklenmiştir [33]. Tensör kuvveti,

$$\begin{aligned} \vec{V}_T = & \frac{T}{2} \left[(\hat{\sigma}_1 \cdot \vec{k}') (\hat{\sigma}_2 \cdot \vec{k}') - \frac{1}{3} (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2) \vec{k}'^2 \right] \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\ & + \frac{T}{2} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left[(\hat{\sigma}_1 \cdot \vec{k}) (\hat{\sigma}_2 \cdot \vec{k}) - \frac{1}{3} (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2) \vec{k}^2 \right] \\ & + U \left[(\hat{\sigma}_1 \cdot \vec{k}') \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) (\hat{\sigma}_2 \cdot \vec{k}) \right] - \frac{1}{3} U (\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2) \\ & \times \left[\vec{k}' \cdot \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} \right] \end{aligned} \quad (2.35)$$

şeklinde tanımlanır. Burada \vec{k} ve \vec{k}' ; $\vec{k} = (\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2) / 2i$ ve $\vec{k}' = -(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2) / 2i$ olarak ifade edilir. T ve U göreceli harekete göre tensör kuvvetinin şiddetidir. Dalga

fonksiyonları toplam etkileşme üzerinden ($E_{Skyrme} + V_T + V_{Çiftlenim}$) beklenen değeri alındığında spin-yörünge enerjisi şu şekilde olur:

$$U_{s,y}^q = \frac{W_0}{2r} \left(2 \frac{d\rho_q}{dr} + \frac{d\rho'_q}{dr} \right) + \left(\alpha \frac{J_q}{r} + \beta \frac{J'_q}{r} \right) \quad (2.36)$$

Eşitliğin parantezli ilk kısmı Skyrme spin-yörünge etkileşmesinden, parantezli ikinci kısmı tensör kuvvetinden gelir. Burada $J_q(\vec{r})$ proton ya da nötron spin-yörünge yoğunluğu şu şekilde tanımlanır.

$$J_q(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi r^3} \sum_i (2j_i + 1) \times \left[(j_i(j_i + 1)) - (l_i(l_i + 1)) - \frac{3}{4} \right] R_i^2(\vec{r}) \quad (2.37)$$

α ve β katsayıları Skyrme parametrelili cinsinden şu şekilde ifade edilebilir.

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_T \quad (2.38)$$

$$\beta = \beta_c + \beta_T \quad (2.39)$$

$$\alpha_c = \frac{1}{8} [(t_1 - t_2) - (t_1 x_1 + t_2 x_2)] \quad (2.40)$$

$$\beta_c = -\frac{1}{8} (t_1 x_1 + t_2 x_2) \quad (2.41)$$

Yukarıdaki eşitlikte α_T ve β_T sayıları T ve U değerlerine bağlıdır. Programda bu sayılar değiştirilerek tensör etkileşim şiddeti ayarlanır. Ayrıca TIJ tipi tensör etkileşmesi için t_1 , x_1 , t_2 ve x_2 parametreleri ayrı ayrı fit edilir [33]. Bizim yaptığımız çalışmada T44 ve T66 tipi tensör etkileşmesi kullanılmıştır. Sihirliliği ayırt etmek için ise bağlanma enerjileri, iki nükleon ayrılma enerjileri, iki nükleon fark enerjileri, çiftlenim ortalama fark değerleri hesaplanmış ve tek parçacık enerjilerine bakılmıştır. Sihirli çekirdekler komşularına göre daha kararlı olduğundan dolayı, ayrılma enerjileri komşularına göre keskin değişiklikler gösterir [34]. Bu değişiklikler iki nükleon fark enerjileri ile daha net ayırt edilebilir.

iki nükleon ayrılma enerjileri $S_{2q}(N, Z)$ ve iki nükleon boşluk enerjileri $\delta_{2q}(N, Z)$ sırası ile çift-çift çekirdeklere bağlanma enerjileri cinsinden nötron için ve proton için şu şekilde ifade edilir.

$$S_{2n}(N, Z) = \frac{1}{2} [E_B(N, Z) - E_B(N-2, Z)] \quad (2.42)$$

$$\delta_{2n}(N, Z) = -\frac{1}{2} [E_B(N+2, Z) - E_B(N, Z) + E_B(N-2, Z)] \quad (2.43)$$

$$S_{2p}(N, Z) = \frac{1}{2} [E_B(N, Z) - E_B(N-2, Z)] \quad (2.44)$$

$$\delta_{2p}(N, Z) = -\frac{1}{2} [E_B(N+2, Z) - E_B(N, Z) + E_B(N-2, Z)] \quad (2.45)$$

Eşitlik (2.43) ve eşitlik (2.45) üç noktalı kütle formülü olarak da adlandırılır. Eğer çekirdek sihirli değil ise çekirdekte ve onun bütün izotop veya izoton komşularında çiftlenim etkileşmesi olacağından üç noktalı kütle formülü komşu çekirdeklere göre daha büyük değer vermeyecektir. Eğer çekirdek sihirli ise o çekirdek için üç noktalı kütle formülünün verdiği değer komşularınıninkine göre çok daha fazla olacaktır. Bu sonuç ise kabuk kapanmasına işaret eder. Ayrıca ortalama fark enerjileri de sihirliliği gösteren bir parametredir. HFB formalizmine göre çiftlenim fark enerjileri şu şekilde gösterilir [30].

$$\Delta_i = \langle \varphi_i | \tilde{h} | \varphi_i \rangle \quad (2.45)$$

Çiftlenim fark enerjilerinden de ortalama farklar hesaplanır. Ortalama farklar,

$$\langle \Delta_i \rangle = \frac{-Tr \tilde{h}_i \rho}{A} \quad (2.46)$$

şeklinde gösterilir.

HESAPLAMALAR VE YORUMLAR

3.1 Giriş

Çalışmamızda Hartree-Fock-Bogoliubov yöntemi kullanılarak egzotik Si ve S çekirdeklerinin sihrilliliğinin incelenmesi amacıyla $Z = 14$, $Z = 16$ izotopik çift-çift çekirdek zincirlerinin bağlanma enerjileri, iki nötron ayrılma enerjileri, iki nötron fark enerjileri, ortalama farklar ve nötron tek parçacık enerjileri, $N = 20$ izotonik çift-çift çekirdek zincirinin ise nötron tek parçacık enerjileri hesaplanarak taban durum özellikleri analiz edildi. Hesaplamalar önce tensör etkileşiminin olmadığı Skyrme tipi SLy5, SkI3, SGII enerji yoğunluk fonksiyonelleri kullanılarak yapıldı. Daha sonra tensör etkileşiminin sihrilliliğe nasıl etki ettiğini görmek için SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 enerji yoğunluk fonksiyonelleri kullanılarak hesaplamalar tekrar edildi. Tüm hesaplamalar küresel simetri içinde ve koordinat uzayında öz-uyumlu Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov denklemlerini çözmek amacıyla Fortran bilgisayar programlama dilinde yazılan HDBRAD (v1.00) kodu kullanılarak yapıldı [30].

Hesaplamalarda kullanılmak üzere fit edilmiş Skyrme parametreleri Si ve S çekirdekleri için sırasıyla Çizelge 3.1 ve Çizelge 3.2'de gösterilmiştir.

Çizelge 3. 1 Si çekirdeği için fit edilmiş Skyrme parametreleri

Si	V_0 çiftlenim sabiti (MeV.fm ³)	α_T (MeV.fm ⁵)	β_T (MeV.fm ⁵)
Sly5	-250.0	0.0	0.0

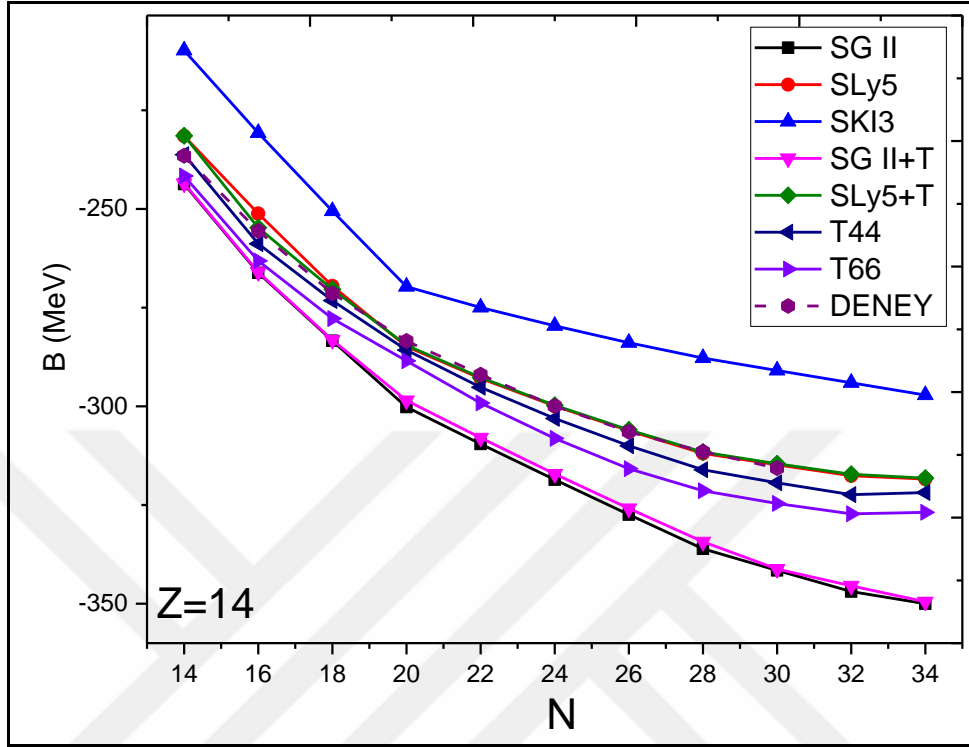
Çizelge 3. 1 Si çekirdeği için fit edilmiş Skyrme parametreleri (Devamı)

Si	V_0 çiftlenim sabiti (MeV.fm ³)	α_T (MeV.fm ⁵)	β_T (MeV.fm ⁵)
SGII	-210.0	0.0	0.0
SKI3	-250.0	0.0	0.0
Sly5 + T	-250.0	-170.0	100.0
SGII +T	-210.0	-180.0	120.0
T44	-250.0	8.97	113.0
T66	-250.0	113.0	204.0

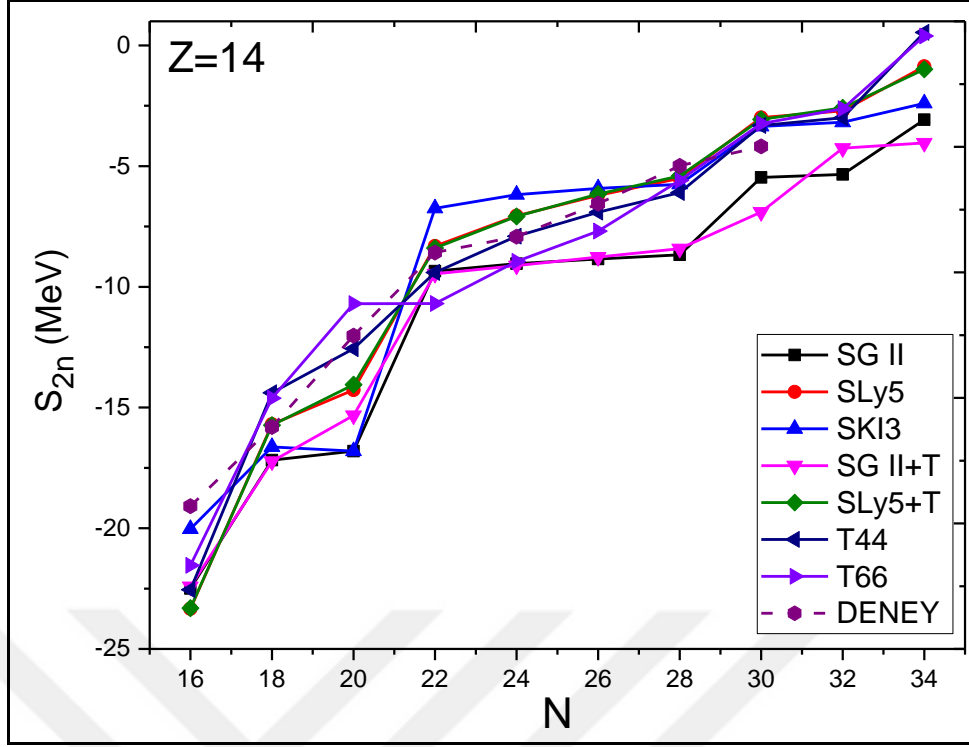
Çizelge 3. 2 S çekirdeği için fit edilmiş Skyrme parametreleri

S	V_0 çiftlenim sabiti (MeV.fm ³)	α_T (MeV.fm ⁵)	β_T (MeV.fm ⁵)
Sly5	-275.0	0.0	0.0
SGII	-255.0	0.0	0.0
SKI3	-295.0	0.0	0.0
Sly5 + T	-275.0	-170.0	100.0
SGII +T	-255.0	-180.0	120.0
T44	-260.0	8.97	113.0
T66	-260.0	113.0	204.0

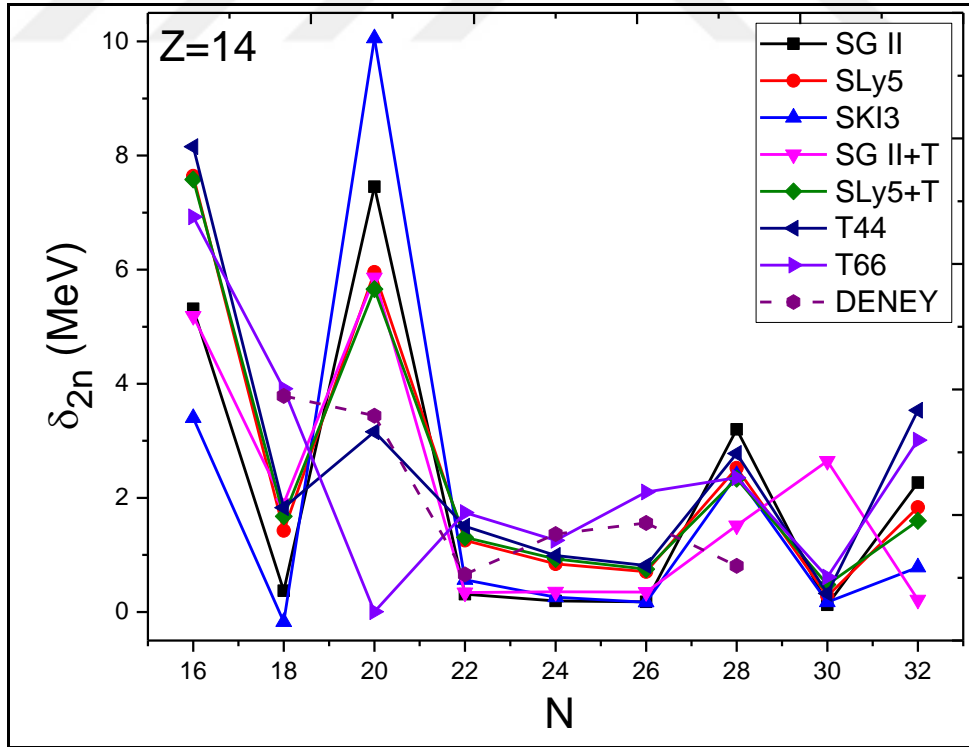
3.2 Si (Z = 14) İzotop Zinciri İçin Taban Durum Özelliklerinin Hesaplanması



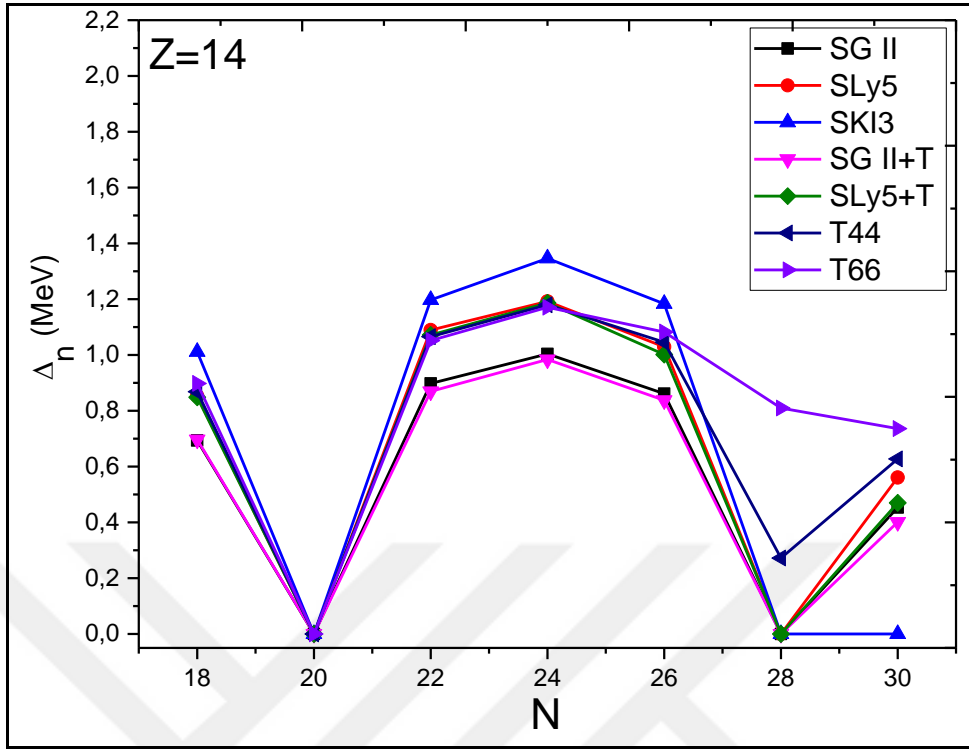
Şekil 3. 1 Silisyum izotoplarının bağlanma enerjilerinin SLy5, SKI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması



Şekil 3. 2 Silisyum izotoplarının iki nötron ayrılma enerjilerinin SLy5, SKI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması



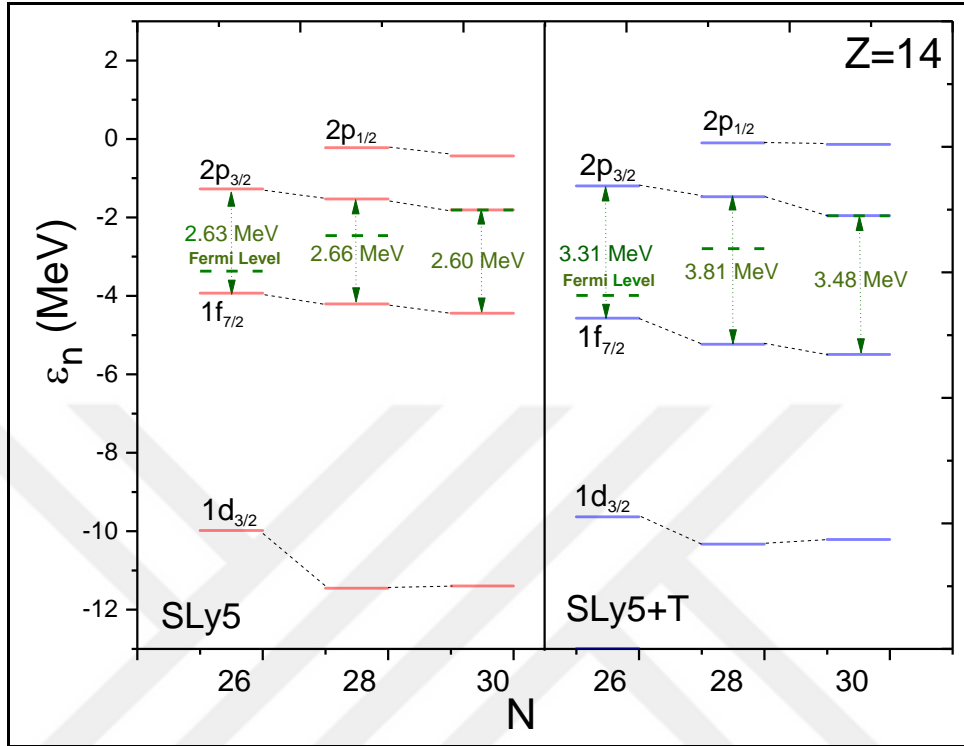
Şekil 3. 3 Silisyum izotoplarının iki nötron fark enerjilerinin SLy5, SKI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması



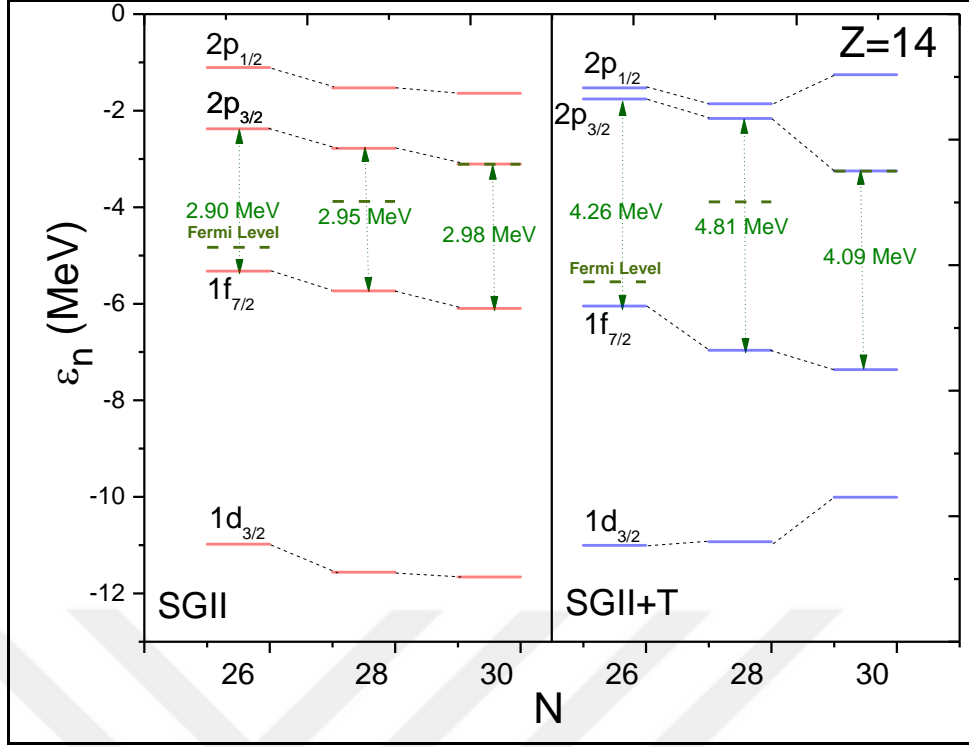
Şekil 3. 4 Silisyum izotoplarının ortalama fark enerjileri SLy5, SKI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması

Silisyum izotopları için bağlanma enerjilerine bakıldığında (Şekil 3.1) deneyle en uyumlu Skyrme setlerinin SLy5 ve SLy5 + T olduğu görüldü. Bağlanma enerjilerinden hesaplanan iki nötron ayrılma enerjilerindeki (Şekil 3.2) ani değişimler Skyrme parametrelerine bağlı olarak ^{34}Si ve ^{42}Si çekirdekleri, Mayer tarafından önerilen geleneksel sihirli sayılara uygun şekilde nötron bakımından sihirlilik göstermektedir [1]. İki nötron fark enerjilerindeki (Şekil 3.3) pikler ise bu sonucu desteklemektedir. $N = 20$ için sihirlilik görülmesi beklenen bir durum olduğu halde Şekil 3.3'te T66 Skyrme setinde sihirliliğin görülmemesi bu setin çalışılan izotop zinciri için uygun olmadığı şeklinde yorumlanabilir. Ortalama fark enerjilerine (Şekil 3.4) bakıldığında ise beklenildiği üzere bütün etkileşim setlerinde $N = 20$ için ortalama fark enerjilerinin sıfır değerini verdiği görülmüştür. Bu da bir diğer sihirlilik göstergesidir. $N = 28$ için iki nötron fark enerjilerine (Şekil 3.3) bakıldığında deney verileri buradaki sihirliliğin bozulduğunu gösteriyor. Ortalama fark enerjileri (Şekil 3.4) incelendiğinde ise, T44 ve T66 Skyrme setlerinin deneyle uyumlu biçimde ^{42}Si çekirdeğinin nötron bakımından

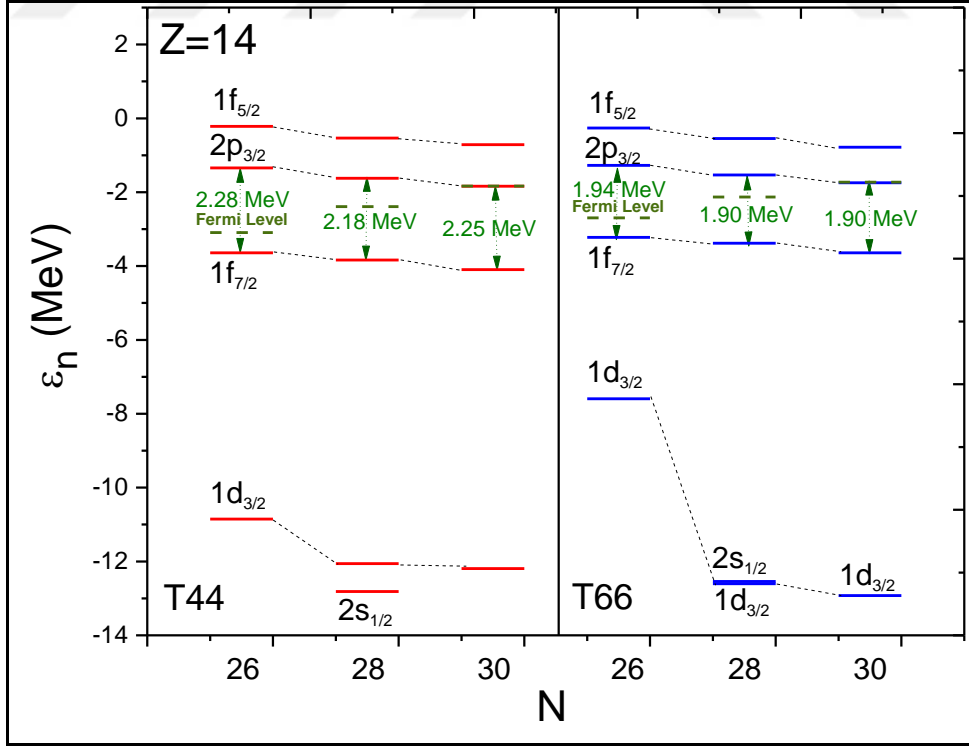
sihirliliğini bozduğu açıkça görülmektedir. $N = 20$ için T66 setinin uygun olmadığı göz önüne alındığında Si izotopları için en uygun Skyrme setinin *TIJ* ailesinden T44 olduğu söylenebilir.



Şekil 3. 5 ^{42}Si çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin SLy5 (tensörsüz) ve SLy5 + T (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması



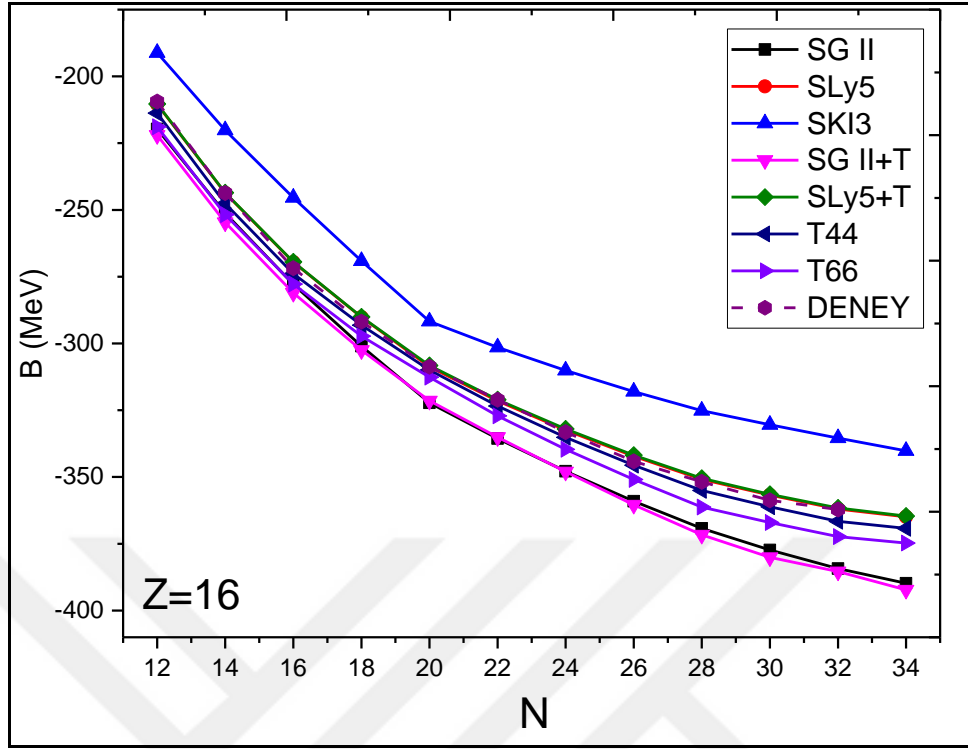
Şekil 3. 6 ^{42}Si çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin SGII (tensörsüz) ve SGII + T (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması



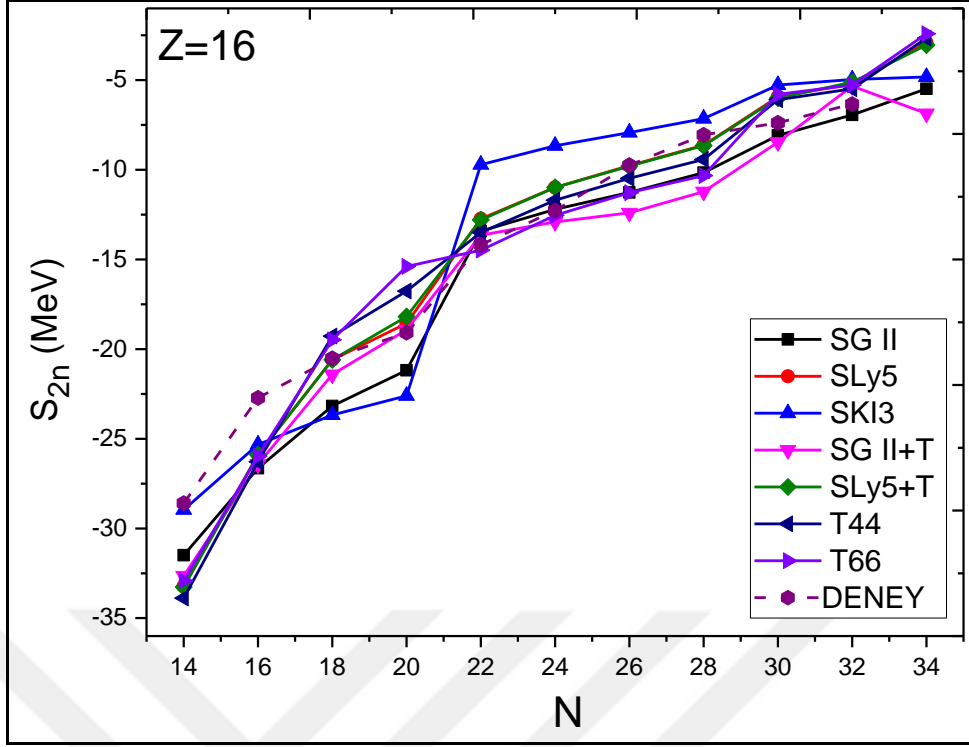
Şekil 3. 7 ^{42}Si çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin T44 ve T66 etkileşimleri için karşılaştırılması

^{42}Si çekirdeği ve komşu izotopları için nötron tek parçacık enerjileri SLy5 ve SGII etkileşimleri ile hesaplandığında görülüyor ki bu etkileşimlere tensör katkısının Fermi seviyesi civarındaki boş ve dolu seviyelerin enerjileri arasındaki farkı artırıyor (Şekil 3.5 ve Şekil 3.6). Bu artış kabuk kapanmasına işaret ediyor. *TIJ* ailesinden T44 ve T66 etkileşimleri karşılaştırıldığında ise Fermi seviyesi civarındaki boş ve dolu seviyelerin enerjileri arasındaki fark (Şekil 3.7), T44 için 2.18 MeV iken T66 için 1.90 MeV olduğu hesaplandı. Bu düşük enerjiler ise Si çekirdeği için $N = 28$ 'de nötron kabuğunda açılma, yani sihirliliğin bozulduğuna işaret ediyor. Ayrıca T66 etkileşiminin tensör katkısı daha T44'e göre daha güçlü olduğu için $N = 28$ 'de $2s_{1/2}$ ve $1d_{3/2}$ enerji seviyelerinin yerlerini değiştirecek bir etkide bulunduğu görülüyor. İki nötron fark enerjileri, ortalama fark enerjileri ve nötron tek parçacık enerjileri hesaplarının hepsi birlikte göz önüne alındığında *TIJ* ailesinden T44 etkileşiminin her grafikte tutarlı bir şekilde Si çekirdeği için $N = 28$ 'de sihirliliği bozduğu görülmüştür. Bu sonuç ise literatürde bahsedilen deneysel çalışmalarla [7,8] ve teorik çalışmalarla [9,10,11] son derece uyumluluk içindedir.

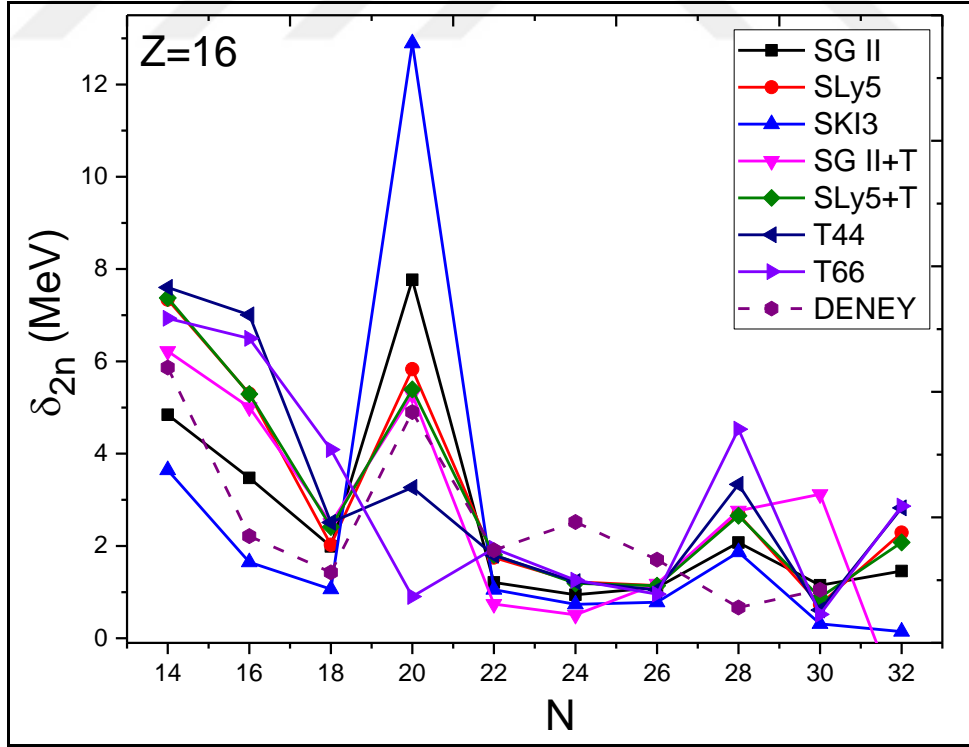
3.3 S (Z = 16) İzotop Zinciri İçin Taban Durum Özelliklerinin Hesaplanması



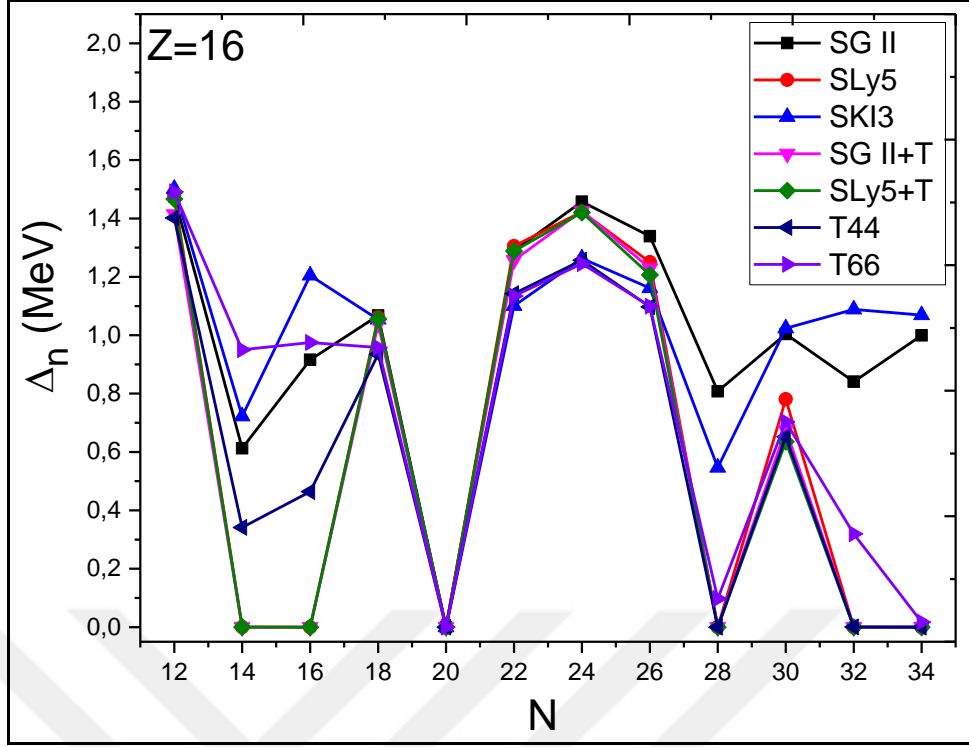
Şekil 3. 8 Sülfür izotoplarının bağlanma enerjilerinin SLy5, SKI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması



Şekil 3. 9 Sülfür izotoplarının iki nötron ayrılma enerjilerinin SLy5, SKI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması

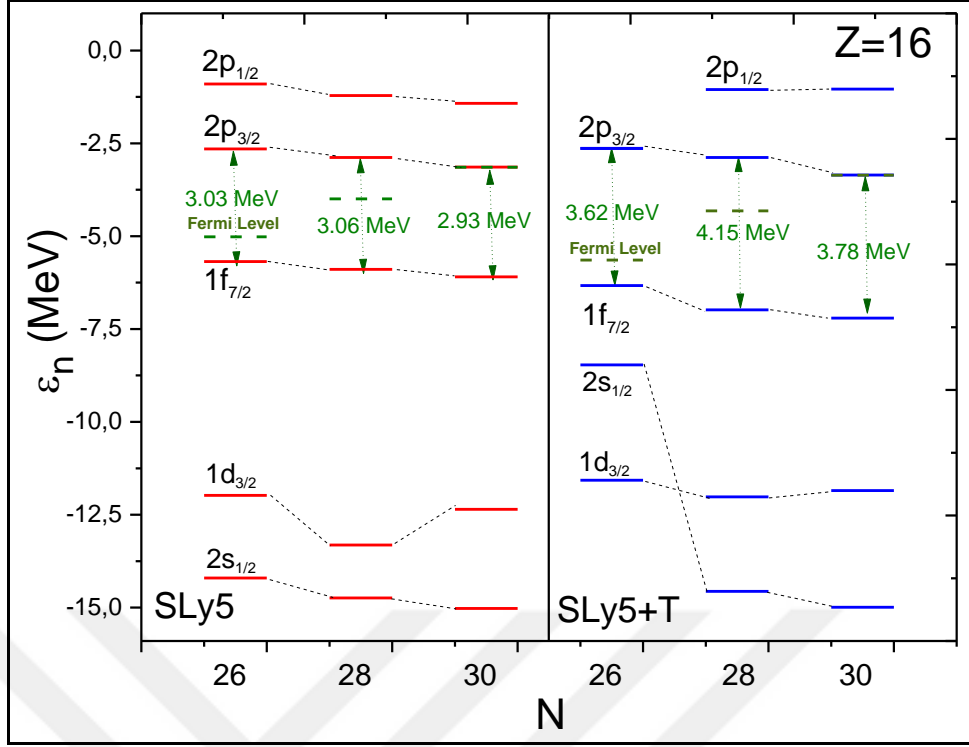


Şekil 3. 10 Sülfür izotoplarının iki nötron fark enerjilerinin SLy5, SKI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması

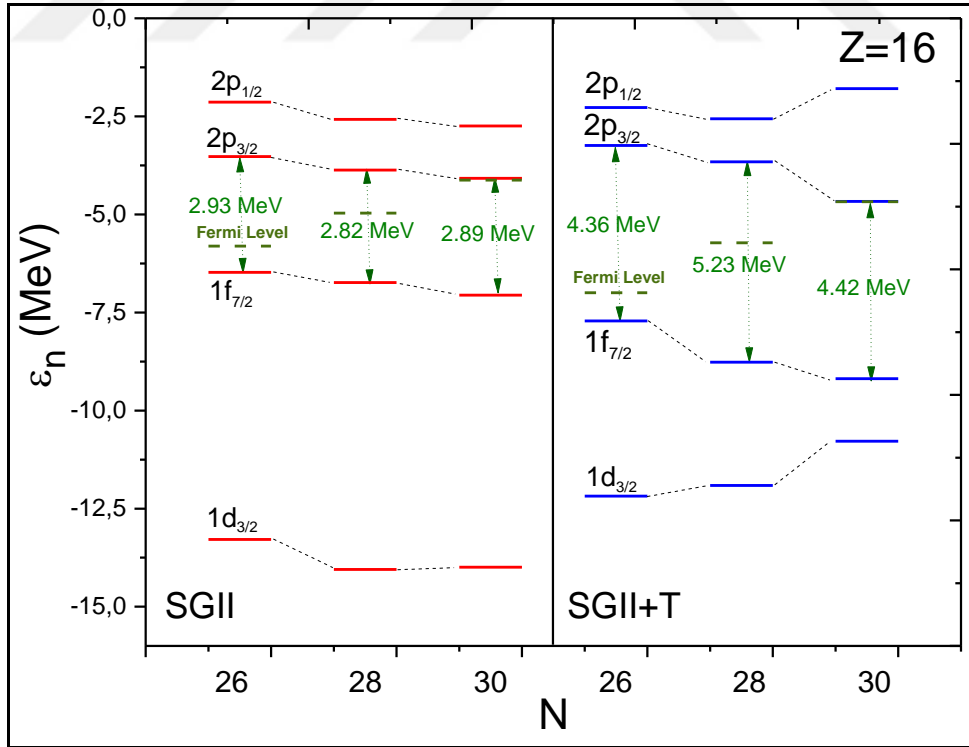


Şekil 3. 11 Sülfür izotoplarının ortalama fark enerjilerinin SLy5, SKI3, SGII (tensörsüz) ve SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması

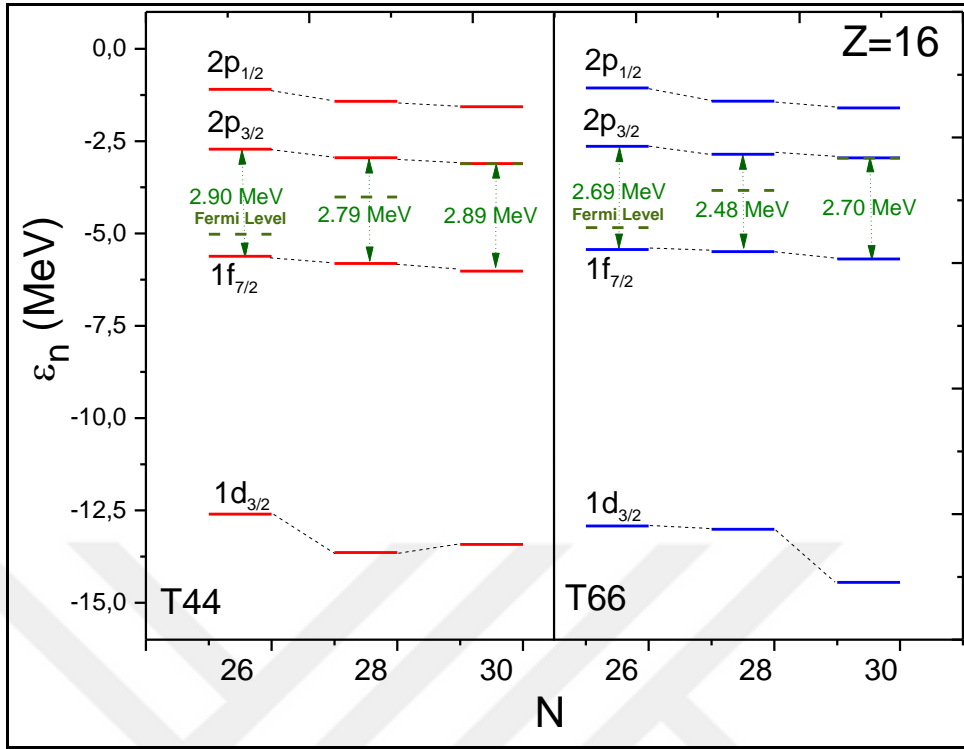
Sülfür izotopları için bağlanma enerjilerine bakıldığında (Şekil 3.8) deneyle en uyumlu Skyrme setlerinin SLy5 ve SLy5 + T olduğu görülüyor. İki nötron ayrılma enerjilerindeki (Şekil 3.9) ani değişimler Skyrme parametrelerine bağlı olarak ^{36}S ve ^{44}S çekirdeklerinin Mayer tarafından önerilen geleneksel sihirli sayılara uygun şekilde nötron bakımından sihirlilik gösterdiği görülmüştür [1]. İki nötron fark enerjilerindeki (Şekil 3.10) pikler ise bu sihirlilik yorumuna olumlu katkı yapıyor. Ortalama fark enerjilerine (Şekil 3.11) bakıldığında her ne kadar $N = 32$ ve $N = 34$ için bu değerlerin sıfır olduğu görülse de bu izotoplar kararlılık vadisinin dışında kaldığı için sihirlilikleri konusunda yorum yapmanın oldukça güç olduğu söylenebilir.



Şekil 3. 12 ^{44}S çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin SLy5 (tensörsüz) ve SLy5 + T (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması



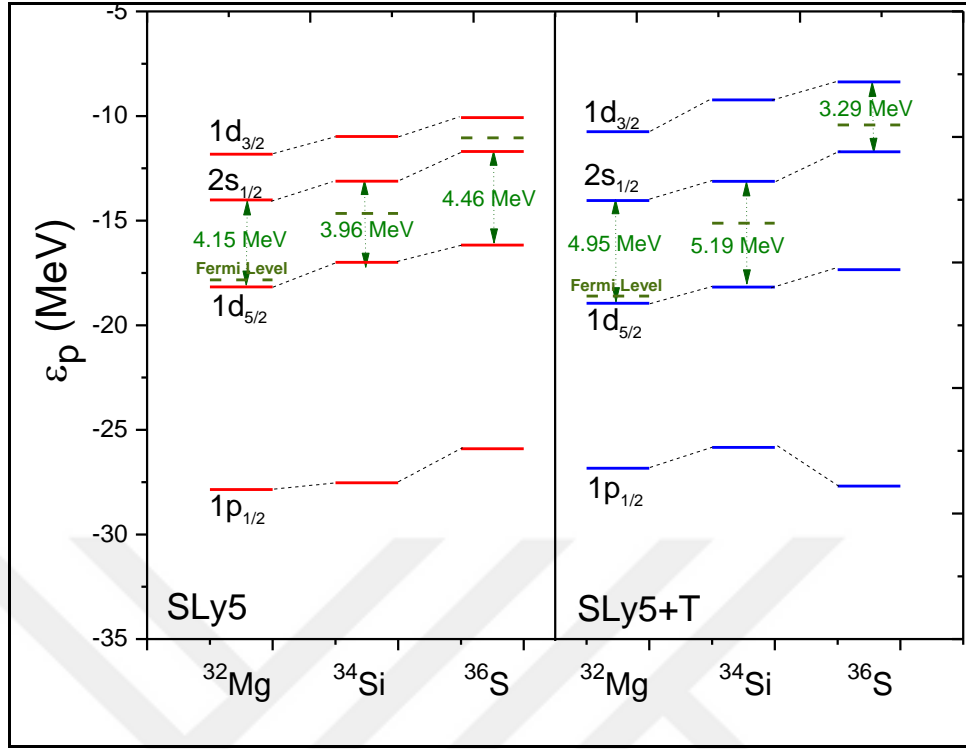
Şekil 3. 13 ^{44}S çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin SGII (tensörsüz) ve SGII + T (tensörlü) etkileşimleri için karşılaştırılması



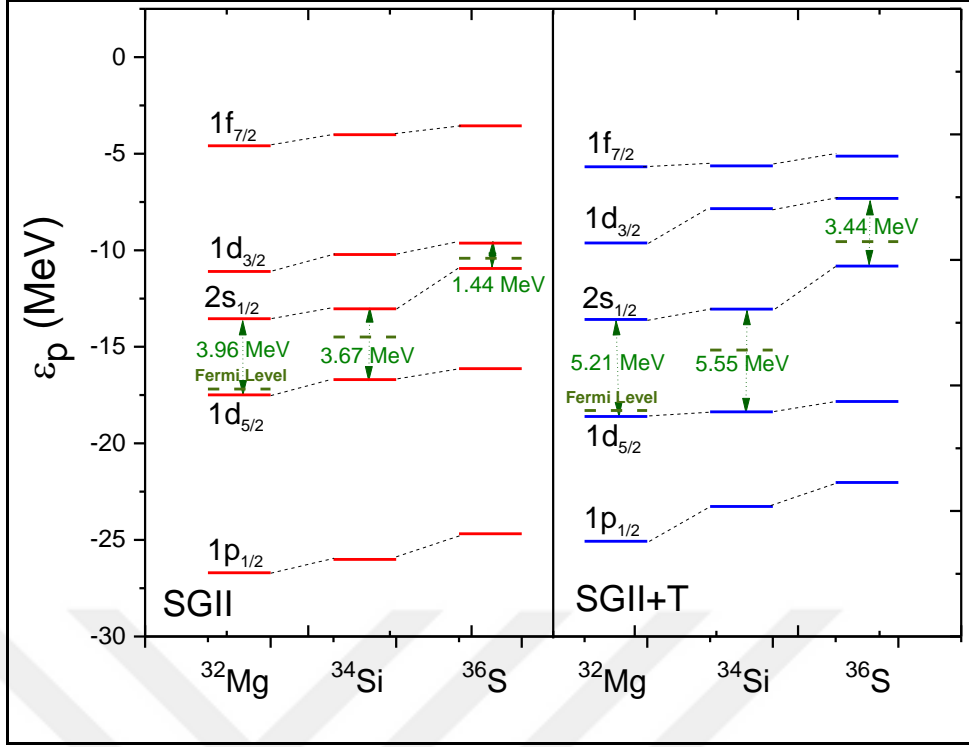
Şekil 3. ^{44}S çekirdeğinin ve komşu izotoplarının nötron tek parçacık enerjilerinin T44 ve T66 etkileşimleri için karşılaştırılması

^{44}S çekirdeği ve komşu izotopları için nötron tek parçacık enerjileri hesaplanarak Fermi seviyesi civarındaki boş ve dolu seviyelerin enerjileri arasındaki farkın SLy5 etkileşimine tensör katkısıyla (Şekil 3.12) 1.09 MeV artarak 4.15 MeV, SGII etkileşimine tensör katkısıyla (Şekil 3.13) 1.41 MeV artarak 5.23 MeV olarak değiştiği görüldü. Bu büyük artışlardan dolayı, tensör katkısının ^{44}S çekirde N = 28 için nötron kabuğunun kapanmasında dikkate değer bir etkisinin olduğu söylenebilir. *TIJ* ailesinden T44 ve T66 etkileşimleri karşılaştırıldığında ise (Şekil 3.14) önemli bir fark veya bir kabuk kapanması görülüyor. Ayrıca SLy5 etkileşimine eklenen tensör katkısı ile N = 26'da $2s_{1/2}$ ve $1d_{3/2}$ enerji seviyelerinin yer değiştirdiği görüldü.

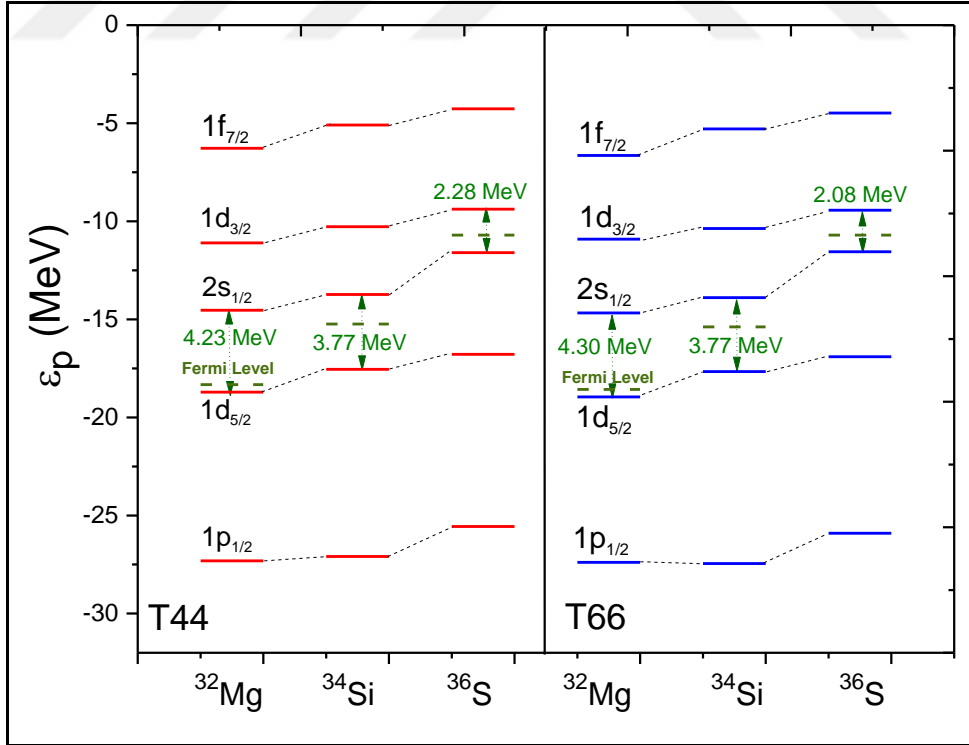
3.4 N = 20 İzoton Zinciri İçin Taban Durum Özelliklerinin Hesaplanması



Şekil 3. 15 ^{34}S çekirdeğinin ve komşu izotonlarının proton tek parçacık enerjilerinin SLy5 ve SLy5 + T etkileşimleri için karşılaştırılması



Şekil 3. 16 ^{34}S çekirdeğinin ve komşu izotonlarının proton tek parçacık enerjilerinin SGII ve SGII + T etkileşimleri için karşılaştırılması



Şekil 3. 17 ^{34}S çekirdeğinin ve komşu izotonlarının proton tek parçacık enerjilerinin T44 ve T66 etkileşimleri için karşılaştırılması

$N = 20$ izoton zinciri için taban durum özellikleri incelemek için ^{34}Si ve komşu izoton çekirdekleri için proton tek parçacık enerjileri hesaplandığında SLy5 etkileşimine tensör katkısıyla (Şekil 3.15) 1.23 MeV artarak 5.19 MeV, SGII etkileşimine tensör katkısıyla (Şekil 3.16) 1.88 MeV artarak 5.55 MeV olarak değiştiği görüldü. SLy5 ve SGII Skyrme etkileşimlere tensör katkısının, Fermi seviyesi civarındaki boş ve dolu seviyelerin enerjileri arasındaki farkı dikkate değer biçimde artırarak $Z = 14$ 'te proton kabuk kapanmasına işaret ettiği görülüyor. *TIJ* ailesinden T44 ve T66 etkileşimleri karşılaştırıldığında (Şekil 3.17) ise Fermi seviyesi civarındaki boş ve dolu seviyelerin enerjileri arasındaki farkın değişmediği saptandı. Tensör etkileşmesinin, ^{34}Si çekirdeğinde sihirliliğe işaret eden proton kabuk kapanmasındaki önemli etkisi, literatürdeki deneysel çalışmalar [2,3,4,5] ve teorik çalışmalarla [6] uyumluluğu düşünüldüğünde, çekirdeklerin taban durum özelliklerinin belirlenmesinde dikkate alınması gerektiği sonucu çıkarılabilir.

SONUÇ VE ÖNERİLER

Egzotik Si ve S çekirdeklerinin sihrilik durumları koordinat uzayında öz-uyumlu Hartree-Fock-Bogoliubov yaklaşımı çerçevesinde küresel simetri varsayımıyla incelenmiştir. Hesaplamalarda kullanılan Skyrme tipi SLy5, SkI3, SGII, SLy5 + T, SGII + T, T44, T66 enerji yoğunluk fonksiyonelleri (tensörlü ve tensörsüz) kullanılmıştır. Si ve S çekirdeklerinin izotopik ve izotonik zincirlerin bağlanma enerjileri, iki nükleon ayrılma enerjileri, iki nükleon fark enerjileri, çiftlenim ortalama fark değerleri ve tek parçacık enerjileri hesaplanmıştır. Elde edilen veriler deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Seçilen Skyrme etkileşimine bağlı olarak, tensör etkileşim katkısının Si ve S çekirdeklerinde sihrililiği zayıflattığı veya güçlendirdiği gözlemlenmiştir.

Z = 14 izotopik zinciri için iki nükleon ayrılma enerjileri, iki nükleon fark enerjileri, çiftlenim ortalama fark değerlerine baktığımızda T66 seti haricindeki Skyrme setlerinde geleneksel sihrili sayılara uygun olarak N = 20 için sihrilik görüldü. Yine aynı izotopik zincirde, kullanılan Skyrme setine bağlı olarak son yapılan ilgili deneysel çalışmalarla uyumlu biçimde N = 28'de sihrililiğin bozulduğu görüldü. T44 ve T66 setleri bu sonucu desteklerken T66 setinin N = 20'de sihrilik vermemesinden dolayı Z = 14 izotopik zincir için en uygun Skyrme setinin T44 olduğu gösterilmiştir.

Z = 16 izotopik zincirini incelediğimizde, tensörsüz SLy5 ve SGII Skyrme kuvvetlerine tensör ilavesi yapıldığında, N = 28 için Fermi seviyesi civarındaki kabukların arasındaki boşluk enerjisinin nötron kabuk kapanmasına işaret edecek şekilde arttığı görülmüştür. *TJJ* ailesine baktığımızda ise önemli bir fark görülmemiştir. Bu verileri dikkate

aldığımızda diyebiliriz ki, tensör kuvveti ^{44}S çekirdeğinde kabuk kapanmasını sağlayarak nötron bakımından sihirliliği güçlendirmektedir.

$N = 20$ izotonik zincirinde ise SLy5 ve SGII Skyrme kuvvetlerine tensör ilavesi yapıldığında ve komşu çekirdeklerle karşılaştırıldığında ^{34}Si çekirdeğindeki proton kabuk kapanmasının aşikar olduğu görülmüştür. Bu sonuçların literatürdeki deneysel ve teorik çalışmalarla uyumluluğu saptanmıştır. TJ ailesinde ise bir fark görülmemiştir.

Sonuç olarak, tensör kuvvetinin çekirdeklerin taban durum özellikleri üzerinde etkili olarak sihirlilik durumlarında değişmelere sebep olduğu görülmüştür. Seçilen Skyrme etkileşimine bağlı olarak, tensör etkileşim katkısının Si ve S çekirdeklerinde sihirliliği güçlendirdiği veya zayıflattığı gösterilmiştir.



KAYNAKLAR

- [1] Mayer M. G., (1949). "On Closed Shells in Nuclei. II", Phys. Rev., 75: 1969-1970.
- [2] Baumann P., Huck A., Klotz G., Knipper A., Walter G. et. al., (1989). "³⁴Si: New Double Magic Nucleus?", Physics Letters, 13, (228), 4.
- [3] Cottle P. D. and Kemper K. W., (1998), "Persistence of the N = 28 shell closure in neutron-rich nuclei", Physical Review C, 58, 6.
- [4] Fridmann J., Wiedenh I., Gade A., et.al., (2006), "Shell structure at N = 28 near the dripline: Spectroscopy of ⁴²Si, ⁴³P, and ⁴⁴S", Physical Review C, 74, 034313.
- [5] Caurier E., Nowacki F., and Poves A., (2004), "The N = 28 shell closure; from N = Z to the neutron drip line", Nucl. Phys. A, 742 (14): 14-26.
- [6] Piekarewicz, J, (2007), "On three topical aspects of the N = 28 isotonic chain", Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 34.
- [7] Campbell C. M., Aoi N., Bazin D. et. al., (2006), "Measurement of Excited States in ⁴⁰Si and Evidence for Weakening of the N = 28 Shell Gap", PRL 97, 112501.
- [8] Bastin B., Grevy S., Sohler D., et. al., (2007), "Collapse of the N = 28 Shell Closure in ⁴²Si", PRL 99, 022503.
- [9] Li Z. P., Yao J. M., Vretenar D. et. al., (2011), "Energy Density Functional Analysis of Shape Coexistence in S-44", Phys. Rev. C, 84, 054304.
- [10] Suzuki Y., Nakada H., and Miyahara S., (2016), "Effects of realistic tensor force on nuclear quadrupole deformation around the shore of the island of inversion", arXiv:1604.03202.
- [11] Patra S.K., and Praharaaj C.R., (2010), "Large deformed structures in Ne – S nuclei near neutron drip-line", arXiv:1002.0654v1.
- [12] Togano Y. et al., (2012), "Hindered Proton Collectivity in ¹⁶₂₈S¹²: Possible Magic Number at Z = 16", Phys. Rev. Lett. 108, 222501.
- [13] Kanungo R., Tanihata I., and Ozawa A., (2002), "Observation of new neutron and proton magic numbers" Phys. Lett. B, 528, 58.

- [14] Saxena G., Singh D., and Kaushik M., (2012), "RMF + BCS approach for drip-line isotopes of Si", *Int. J. of Math., Comput., Phys., Electric. and Compt. Eng.*, 6, 11.
- [15] Glasmacher T. et al., (1997), "Collectivity in ^{44}S ", *Phys. Lett. B*, 395, 163.
- [16] Skyrme T.H.R., (1956), "The nuclear surface", *Phil. Mag.*, 1, 1043.
- [17] Otsuka T., et al., (2005), "Evolution of Nuclear Shells due to the Tensor Force", *Phys. Rev. Lett.*, 95, 232502.
- [18] Colò G., Sagawa H., Fracasso S., Bortignon P. F., (2007), "Spin-orbit splitting and the tensor component of the Skyrme interaction", *Phys. Lett. B*, 646, 227-231.
- [19] Paar N., Vretenar D., Khan E., Colò G., (2007), "Neutrino-nucleus reactions with the relativistic quasiparticle RPA", *Rep. Prog. Phys.*, 70, 691.
- [20] Yüksel E., Van Giai N., Khan E., and Bozkurt K., (2014) "Effects of the tensor force on the ground state and first 2+ states of the magic ^{54}Ca nucleus", *Phys. Rev. C*, 89, 064322.
- [21] Steppenbeck D., et al., (2013), "Evidence for a new nuclear 'magic number' from the level structure of ^{54}Ca ", *Nature*, 502, 207–210
- [22] Bazin D., (2012), "Nuclear Physics: Symmetrical tin", *Nature*, 330, 33.
- [23] Beiner H., Nguyen F., Van Giai P. Q., (1975), "Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the skyrme interaction: (I). Spherical description", *Nuclear Physics A*, 238 (1): 29-69.
- [24] Dutra M., Lourenço O., Sa Martins J. S., and Delfino A., (2012), "Skyrme interaction and nuclear matter constraints", *Physical Review C*, 85, 035201.
- [25] Schrödinger E., (1926), "An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules", *Phys. Rev.*, 28, 1049.
- [26] Born M., Oppenheimer R., (1927), "On the quantum theory of molecules", *Ann. d. Phys.*, 4, 84.
- [27] Hartree, D.R., (1928) "The wave mechanics of an atom with a non-Coulomb central field", *Math. Proc. Camb. Philos. Soc.*, 24, 89–132; 426–437.
- [28] Fock, V. Z., (1930), "Approximation method for solving the quantum mechanical multibody problem", *Zeitschrift für Physik* 61, 126.
- [29] Ring P., Schuck P., (1980), "The Nuclear Many Body Problem", *Pub. Springer Verlag*.
- [30] Bennaceur K., and Dobaczewski J., (2005), "Coordinate-space solution of the Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov equations within spherical symmetry. The program HFBRAD (v1.00)", *Comp. Phys. Comm.*, 168: 96–122.
- [31] Bennaceur K., Berger J.F., Ducomet B., (2002), "Coupling to the continuous spectrum and HFB approximation", *Nucl. Phys. A*, 708: 3-4, 205-225.

- [32] Dobaczewski J., Flocard H., Treiner J., (1984), "Hartree-Fock-Bogolyubov description of nuclei near the neutron-drip line", Nucl. Phys. A, 422, 103.
- [33] Lesinski T., Bender M., Bennaceur K., Duguet T., and Meyer J., (2007), "The tensor part of the Skyrme energy density functional. I. Spherical nuclei", Physical Review C, 76, 014312.
- [34] Zhang W., Meng J., Zhang S.Q., Geng L.S., and Toki H., (2005), "Magic numbers for superheavy nuclei in relativistic continuum Hartree–Bogoliubov theory", Nuclear Physics A, 753, 106–135.



ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı :Furkan OK
Doğum Tarihi ve Yeri :24.02.1989 AHMETLİ
Yabancı Dili :İngilizce
E-posta :furkanok@yildiz.edu.tr

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Lisans	Elektrik Mühendisliği	Yıldız Teknik Üniversitesi	2015
Lisans	Fizik	Yıldız Teknik Üniversitesi	2015
Lise	Fen	Ordu Anadolu Lisesi	2006

İŞ TECRÜBESİ

Firma/Kurum	Görevi
Yıldız Teknik Üniversitesi	Araştırma Görevlisi

YAYINLARI

Bildiri

1. Ok F., Güven H.Z., Bozkurt K., Yüksel E. "Exploring the magicity for the ^{78}Ni nucleus", Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology, TESNAT 2018, ANTALYA, TÜRKİYE, 20-22 Nisan 2018, pp.14-14.
2. Ok F., Güven H.Z., Bozkurt K., "Investigation of magicity for $Z = 16$ isotopes and $N = 12$ İtotones with Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov approach ", Turkish Physical Society 32nd International Physics Congress, MUĞLA TÜRKİYE, 6-10 Eylül 2017, pp.707-707.
3. Güven H.Z., Ok F., Yüksel E., Bozkurt K., "Detailed investigation of the tensor force on the evaluation of magicity for the Si isotopes, $N = 20$ and $N = 28$ isotones with Skyrme-Hartree- Fock-Bogoliubov calculations", Theoretical and Experimental Studies in Nuclear Applications and Technology, TESNAT 2017, ADANA, TÜRKİYE, 10-12 Mayıs 2017, pp.46-46.
4. Ok F., Yüksel E., Bozkurt K., "Theoretical study on the properties of $Z = 20$ and $Z = 48$ isotopic chains", Turkish Physical Society 32nd International Physics Congress, MUĞLA TÜRKİYE, Eylül 2016.

Proje

1. "Nükleer Uyarılmaların Farklı İzospin ve Sıcaklık Koşulları Altında Çalışılması", TÜBİTAK Projesi, 114F335, Bursiyer, 2017.