Nükleer Uyarılmaların Farklı İzospin Ve Sıcaklık Koşulları Altında Çalışılması

Program Kodu: 1001

Proje No: 114F335

Proje Yürütücüsü:
Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Danışman:
Prof.Dr. Elias KHAN

Bursiyerler:
Haşim Zahid GÜVEN
Furkan OK

NİSAN 2017
İSTANBUL

ÖNSÖZ

114F335 Nolu TÜBİTAK Projesinde, tüm çalışmalarımız boyunca her türlü destek ve yardımlarını esirgemeyen TÜBİTAK-MFAG grubuna, Başta Grup Yürütme Komitesi Sekreteri Sayın Doç.Dr. Çengiz ARICI'ya, Projemiz Grup Uzmanı Sayın Dr. Kıvılcım KÖSEOĞLU'na, Projemiz Mali Kısım Sorumlumuz Sayın Nurtop Şima KÜTÜKOĞLU'na, çok değerli görüş ve önerilerini esirgemeyen Projemiz Gelişme ve Sonuç Rapor Değerlendirme Jurisine, tüm çalışmalarımız boyunca ekibimize dahil olan Dr. Esra YÜKSEL'e, Proje Ekibimiz (Proje Danışmanımız Prof.Dr. Elias KHAN, Bursiyerlermiz; Haşim Zahid GÜVEN, Furkan OK) adına çok çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ i
İÇİNDEKİLER ii
TABLOLAR DİZİNİ iv
ŞEKİLLER DİZİNİ v
ÖZET vii
ABSTRACT viii
1. GİRİŞ 1
2. LİTERATÜR ÖZETİ 4
3. GEREÇ VE YÖNTEM 7
3.1 ^{34}Si izotonlarında ve $^{34-42}$Si izotoplarında Sihirlilik Durumları ve Tensör Hesapları 8
3.2 Sonlu ve Sıfır Sıcaklıklarda Çekirdeklerin Taban Durum Özelliklerinin HFBCS Yöntemi ile Hesaplanması 12
3.3 Sonlu Sıcaklıklarda Nükleer Uyarılmaların İncelenmesi 15
3.3.1 Mikroskobik Model 15
4. BULGULAR VE TARTIŞMA 22
4.1 ^{34}Si İzotonlarında ve $^{28-48}$Si İzotoplarında Tensör Etkileşmesinin Etkileri ve Sihirlilik Durumlarının Araştırılması 22
4.1.1 $^{28-48}$Si İzotoplarının Taban Durum Özellikleri 23
4.1.2 Tensör Etkileşiminin $^{32-44}$Si İzotoplarının Taban Durum Özelliklerine Etkisi 28
4.1.3 Tensör Etkileşiminin $^{32-44}$Si İzotoplarının Taban Durum Özelliklerine Etkisi 32
4.1.4 Tensör Etkileşiminin ^{42}Si İzotonlarına Etkisi 36
4.2 Sonlu ve sıfır sıcaklıklarda çekirdeklerin (^{60}Ni, ^{68}Ni, ^{120}Sn, ^{160}Sn) taban durum özelliklerinin HF+BCS ile belirlenmesi 38
4.3 Sıcaklığın Nükleer Uyarılmalar Üzerindeki Etkisinin Araştırılması 43
4.3.1. Sonlu sıcaklıklarda Kapalı Kabuk Çekirdeklerin (Sihirli Çekirdeklerin) Çok Kutuplu Uyarılmalarında Meydana Gelen Değişimler 43
4.3.2 ^{60}Ni, ^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdeklerinde Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi 49
4.3.3 Sonlu sıcaklıklarda ^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdeklerinde dipol ve kuadropol ($J\pi$=1-, 2+) uyarılmalar 55
4.3.3.1 Sonlu sıcaklıklarda Dipol dağılımları 55
4.3.3.1.1 ^{68}Ni Çekirdeği 56
4.3.3.1.2 ^{120}Sn Çekirdeği 59

4.3.3.2 Sonlu sıcaklıklarda Kuadropole dağılımları 62
4.3.3.2.1 ^{68}Ni Çekirdeği 62
4.3.3.2.2 ^{120}Sn Çekirdeği 63
5. SONUÇ 67
6. REFERANSLAR 71

TABLOLAR DİZİNİ

Tablo 1. Çiftlenim sabiti ve ^{38}Si için verdiği ortalama boşluk enerjisi.....22
Tablo 2. Tensor etkileşmesi için alınan çiftlenim ve tensör sabitleri.....22
Tablo 3. ^{68}Ni için T = 0 ve 2 MeV'de düşük enerji dipol uyarımlardır. Her bir uyarılma enerjisi ayrı ayrı gösterilmiştir. Sıcaklık etkisindeki geçişler de gri renkte gösterilmiştir 57

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1. Si izotoplarının bağlanma enerjileri....23
Şekil 2. Si izotoplarında SGII, SLy5 ve SKI3 Skyrme setleri için iki nötron ayrılma enerjileri....24
Şekil 3. Si izotoplarında SGII, SLy5 ve SKI3 Skyrme setleri için iki nötron fark enerjileri....25
Şekil 4. SGII, SLy5 ve SkI3 setlerine göre ^{34}Si ve izotop komşuları için nötron kabuk enerjileri....26
Şekil 5. SGII, SLy5 ve SkI3 setlerine göre ^{34}Si ve izotop komşuları için nötron kabuk enerjileri....27
Şekil 6. Nötron sayısının, proton kabuğuna etkisi....28
Şekil 7. $^{32\text{-}44}$Si izotopları için nötron ortalama fark enerjileri....29
Şekil 8. $^{32\text{-}36}$Si çekirdekleri için nötron kabuk enerjileri....30
Şekil 9. Si$^{26\text{-}30}$ için nötron kabuk enerjileri....31
Şekil 10. ^{34}Si ve ^{42}Si için proton kabuk enerjileri....32
Şekil 11. ^{34}Si (N=20) izotonlarının bağlanma enerjileri....33
Şekil 12. ^{34}Si (N=20) izotonları için iki proton ayrılma enerjileri....34
Şekil 13. ^{34}Si (N=20) izotonları için iki proton fark enerjileri....35
Şekil 14. ^{34}Si ve izotonları için proton kabuk enerjileri....36
Şekil 15. ^{42}Si (N=20) ve izotonlarının nötron ortalama fark enerjileri....37
Şekil 16. ^{42}Si (N=20) ve S^{28} çekirdekleri için nötron kabuk enerjileri....38
Şekil 17. ^{60}Ni çekirdeği için proton ve nötron tek-parçacık enerji seviyelerinin ve doluluk oranlarının sıcaklığa bağlı değişimi....39
Şekil 18. ^{120}Sn (a) ve ^{160}Sn (b) çekirdekleri için ortalama nötron çiftlenim boşluğunun sıcaklığa bağlı değişimi. (c) ^{120}Sn çekirdeği için nötron tek-parçacık enerji seviyelerinin ve doluluk oranlarının sıcaklığa bağlı değişimi. (d) Çiftlenim enerjisinin sıcaklığa bağlı değişimi....41
Şekil 19. (a) $^{18\text{-}22}$O ve $^{60\text{-}84}$Ni çekirdekleri ortalama çiftlenim boşluğunun sıcaklığa bağlı değişimi. (b)-(c) Çekirdek yarıçapının sıcaklığa bağlı değişimi....42
Şekil 20. T=2.0 MeV'de, ^{40}Ca çekirdeği için nötron tek-parçacık enerji seviyelerinin ve doluluk oranlarının sıcaklığa bağlı değişimi. Sıcaklık etkisi ile beraber, parçacık-deşik (p-h) uyarılmalarına ek olarak parçacık-parçacık (p-p) ve deşik-deşik (h-h) uyarılmaları da mümkün hale gelmektedir....43
Şekil 21. Dipol uyarılmaların sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SGII etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır....45
Şekil 22. Monopol uyarılmaların sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SGII etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır....46
Şekil 23. ^{40}Ca çekirdeği için Kuadrupol uyarılmaların sıcaklığa bağlı değişimi....47
Şekil 24. ^{208}Pb çekirdeği için Kuadrupol uyarılmaların sıcaklığa bağlı değişimi....48

Şekil 25. ^{60}Ni çekirdeği için izovektör dev dipol dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir 50
Şekil 26. ^{68}Ni çekirdeği için izovektör dev dipol dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir. (a) panelinde deneysel veriler, dev dipol rezonans için E=17.1 ve düşük enerjilerde cüce dipol resozons için E=9.55 dir..... 51
Şekil 27. ^{120}Ni çekirdeği için izovektör dev dipol dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir. (a) panelinde deneysel veriler, dev dipol rezonans için E=15.1 ve düşük enerjilerde cüce dipol rezonans için E=8.3 dir..... 52
Şekil 28. ^{60}Ni çekirdeğinin izoskaler dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir. Panel (a) da, ilk 2+ durum enerjilerinin deneysel verileri E=1.33 MeV ve ISGQR merkez enerjisi E=15.84 MeV olarak verilmiştir..... 53
Şekil 29. ^{68}Ni çekirdeğinin izoskaler dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir. Panel (a) da, ilk 2+ durum enerjilerinin deneysel verileri E=2.034 MeV olarak verilmiştir..... 54
Şekil 30. ^{120}Ni çekirdeğinin izoskaler dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir. Panel (a) da, ilk 2+ durum enerjilerinin deneysel verileri E=1.17 MeV ve ISGQR merkez enerjisi E=12.9MeV olarak verilmiştir..... 55
Şekil 31. Üst Panel: ^{68}Ni için, T = 0, 1 ve 2 MeV'de FT-QRPA ve Skyrme tipi SLy5 etkileşimi ile hesaplanan izovektör dipol dağılım fonksiyonu. Alt Panel: T = 0 ve 2 MeV'de düşük enerjili dipol bölgesi için geçiş olasılıklarıdır..... 58
Şekil 32. Üst Panel: ^{120}Sn için, T = 0, 1 ve 2 MeV'de FT-QRPA ve Skyrme tipi SLy5 etkileşimi ile hesaplanan izovektör dipol dağılım fonksiyonu. Alt Panel: T = 0 ve 2 MeV'de düşük enerjili dipol bölgesi için geçiş olasılıklarıdır..... 60
Şekil 33. ^{122}Sn çekirdeğinin SLy5 için T = 0, 1.02, 1.17 ve1.55 MeV sıcaklıklarda γ-ışınım dağılım fonksiyonudur. Deneysel veriler Referans [56] dan alınmıştır..... 61
Şekil 34. ^{68}Ni için, T = 0, 1 ve 2 MeV'de FT-QRPA ve Skyrme tipi SLy5 etkileşimi ile hesaplanan izoskaler kuadropol dağılım fonksiyonu..... 62
Şekil 35. ^{120}Sn için, T = 0, 1 ve 2 MeV'de FT-QRPA ve Skyrme tipi SLy5 etkileşimi ile hesaplanan izoskaler kuadropol dağılım fonksiyonu..... 64
Şekil 36. ^{120}Sn için, T = 0,5 (a), 0,75 (b) ve 1 (c) MeV'de FT-RPA, FT-QRPA, QRPA nın Skyrme tipi SLy5 etkileşimi ile hesaplanan izoskaler kuadropol dağılım fonksiyonları..... 65

ÖZET

Bu çalışmada çekirdeklerde oluşan düşük ve yüksek enerjili nükleer uyarılmalar farklı izospin durumlarında ve sonrasında sonlu sıcaklıklar altında Skyrme etkileşmeleri kullanılarak incelenmiştir. Aynı zamanda, çekirdeklerin farklı izospin durumlarında davranışları araştırılmış ve sihirli sayılardaki değişimleri incelenmiştir. Bu sayede nükleer kararlılık vadisinin dışında yer alan çekirdeklerdeki yapının ve nükleon-nükleon potansiyelinin anlaşılması hedeflenmiştir.

İlk önce, $^{28\text{-}48}$Si çekirdekleri için küresel Skyrme-Hartre-Fock-Bogoliubov (SHFB) metodu kullanılarak taban durum özellikleri hesaplanmış ve Si çekirdeğinin izotoplarında sihirlilik özellikleri incelenmiştir. Bunun için çift-çift çekirdekler hesaplanmak sureti ile SLy5, SkI3 ve SGII skyrme enerji fonksiyonalleri kullanılarak, iki nötron ayrılma enerjisi, iki nötron fark enerjileri, ortalama fark enerjileri ve nükleer kabuk enerjilerine bakılmıştır. Ayrıca tensör etkileşmesinin $^{26\text{-}44}$Si ile ^{34}Si, ^{42}Si izotonik zincir çekirdeklerinin taban durum özelliklerine etkisi hesaplanmıştır. Sonuç olarak ^{34}Si çekirdeğinde hem proton hem nötron kabuğunun kapalı olması sebebiyle çift sihirli cekirdek olduğu hesaplanmış ve ^{42}Si çekirdeğinde sihirliliğin zayıflaması ve tensör etkileşmesinin nötron için 28 deki sihirliliği yok ettiği gösterilmiştir. Bu sonuçlar literatürdeki deneysel çalışmalarla da uyumludur.

Daha sonra, ^{60}Ni, ^{68}Ni, ^{120}Sn açık kabuk ve ^{48}Ca, ^{56}Ni, ^{132}Sn, ^{208}Pb kapalı kabuk çekirdeklerinde sıcaklığın çok kutuplu nükleer uyarımlara olan etkisi, tam öz uyumlu ve sonlu sıcaklık HFBCS ve QRPA çerçevesinde Skyrme tipi SLy5, SGII enerji yoğunluğu fonksiyoneli kullanarak çalışıldı. Yeni düşük enerjili uyarımlar, termal olarak işgal edilen durumlardan sonlu sıcaklıktaki sürekliliğe geçişler nedeniyle ortaya çıkarken, izovektör dev dipol rezonansı sıcaklık artışından şiddetli bir şekilde etkilenmez. Buna ek olarak, hem izoskaler dev kuadropol rezonansı hem de düşük enerjili kuadropol durumları sıcaklık etkisine oldukça duyarlı olduğu gözlemlenmiştir. Şöyle ki, izoskaler dev kuadropol rezonans durumunda merkez enerjisi azalırken, ilk 2^+ durumunda kolletivitede sönümler meydana gelir ve sonlu sıcaklıklarda düşük enerji dağılım fonksiyonunda yeni uyarılma kanalları ortaya çıkar.

Anahtar Kelimeler: Sihirli sayılar, Düşük enerjili modlar, QRPA, Sonlu sıcaklık.

ABSTRACT

In this project, study of nuclear excitations under the extreme conditions of isospin and temperature are performed using Skyrme interactions. At the same time the new magic numbers are investigated under extreme isospin conditions. Thereby, we aimed to understand the behavior of the nucleon-nucleon interaction and the structure of the nuclei through the drip lines.

Firstly, the ground state properties of the $^{28-48}$Si nuclei are calculated using the spherical Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov (SBHF) method and the magicity of the isotopes Si nuclei were investigated. For this purpose, two neutron separation energies, two neutron gaps, mean gaps and single-particle energies are examined using SLy5, SkI3 and SGII Skyrme energy functionals by calculating even-even nuclei. In addition, the effects of the tensor interaction on the ground state properties of $^{26-44}$Si nuclei and ^{34}Si, ^{42}Si isotonic chain are calculated. As a result, it is calculated that ^{34}Si nucleus shows the double magicity due to the closure of both proton and neutron shells and weakening of the magicity without tensor interaction for the ^{42}Si nucleus is shown. Hence, when the tensor interaction is taken into the account, the magicity of the N=28 vanishes. These results are in good agreement with experimental studies in the literature.

Then, the effect of temperature on the evolution of the multipole excitations in ^{60}Ni, ^{68}Ni, ^{120}Sn open shell nuclei and also ^{48}Ca, ^{56}Ni, ^{132}Sn, ^{208}Pb closed shell nuclei are studied within the fully self-consistent finite temperature HFBCS and QRPA framework, based on the Skyrme-type SLy5, SGII energy density functional. The new low-energy excitations emerge due to the transitions from thermally occupied states to the continuum at finite temperatures, whereas the isovector giant dipole resonance is not strongly impacted by the increase of temperature. In addition, both the isoscalar giant quadrupole resonance and low-energy quadrupole states are sensitive to the temperature effect: while the centroid energies decrease in the case of the isoscalar giant quadrupole resonance, the collectivity of the first 2^+ state is quenched and the opening of new excitation channels fragments the low-energy strength at finite temperatures.

Keywords: Magic numbers, Low-lying modes, QRPA, Finite temperature.

1. GİRİŞ

Nükleer fizikte, çekirdek içindeki nükleon-nükleon etkileşimleri hakkındaki bilgiler nükleer yapıların özelliklerini tanımlamada oldukça önemlidir. Günümüzde Nükleon-nükleon etkileşimleri halen net olarak oluşturabilmiş değildir. Rölativistik olmayan yaklaşıma göre en çok sık kullanılan etkileşim Skyrme etkileşimidir [1]. Skyrme etkileşimi, Hartree-Fock için hesaplamaları daha basit hale getirmektedir. Skyrme etkileşiminin birçok çeşidi bulunmaktadır (SLy5,SIII,SGII, SkM*, vs.). Bu farklı Skyrme çeşitlerinin parametreleri Hartree-Fock'un temel durum özellikleri ile ilgili deneysel sonuçlardan yararlanılarak litaratür çalışması ile bulunabilinir. Bu etkileşimler seçtiğimiz nükleer veri setine göre değişmektedir. Günümüzde daha çok deneysel veriye ulaşılabilmekte dolayısı ile çekirdek için yeni Skyrme tipi etkileşim parametreleri tanımlanabilmektedir. Skyrme etkileşimi (merkezi, hıza bağlı, yoğunluğa bağlı ve spin-yörünge etkileşimine bağlı olan kısımları) kararlılık vadisi dışında yer alan çekirdekler için yetersiz kaldığı bilinmektedir. Bu nedenle, özelllikle açık kabuk çekirdeklerde, Skyrme etkileşimi kullanırken çiftlenim ve tensör etkileşimlerinin de hesaba katılması gerektiği hem teorik hem de deneysel çalışmalar ile gösterilmiştir [2-6].

Diğer yandan, çekirdekte meydana gelen kollektif uyarılmalar da, çekirdek ve onun çok parçacıklı yapısı hakkında bilgi edinmemizi sağlamaktadır. Günümüzde en iyi bilinen kollektif modlar Dev rezonanslardır [7]. İlk olarak 1947 yılında Baldwin ve Klaiber tarafından keşfedilen dev rezonanslar çekirdeğin yapısı ve davranışı hakkında bilgi sahibi olmamızı sağlamıştır. Giant (dev) rezonans durumları temel kolektif titreşim modlarıdır. Giant rezonans, zayıf alan ile uyarılmış çekirdek deki dağılım fonksiyonun rezonans pikleri ile tanımlanmaktadır. Dev rezonanslar; açısal momentum, spin ve izospine göre sınıflandırılmaktadır. Günümüzde bu çekirdeklerin davranışını anlamak için kabuk model ve ortalama alan teorisi kullanılarak yapılan çalışmalar devam etmektedir. Özellikle ortalama alan teorisinde HF+BCS [8] ve HFB [9] yöntemleri açık kabuk ve çiftlenim özelliğine sahip çekirdekler de kullanılmaktadır.

Son yıllarda dikkat çeken bir başka konu, nötron bakımından zengin egzotik çekirdeklerde (kararsız çekirdekler) meydana gelen ve dev rezonans enerjisinin altında, yaklaşık olarak 8-12 MeV arasında meydana gelen düşük enerjili modlardır. Nötron miktarındaki artış ile ortaya çıkan bu düşük enerjili modlar günümüzde birçok araştırmacı tarafından çalışılmaktadır [10-16].

Düşük enerjili modlar; nötron kabuğu, nükleer simetri enerjisi ve nükleon-nükleon etkileşimi hakkında bilgi sağlamasının yanı sıra, astrofizikte önemli bir yeri olan r-proses nükleosentezi

ve elektron yakalama hızı ile de yakından ilgilidir. Son yıllarda yapılan çalışmalar, nötron miktarındaki artış ile beraber düşük enerjili modların enerjilerinin azaldığını ve yüksek enerji dağılımlarında yayılma olduğunu göstermiştir [12]. Ayrıca, düşük enerjili modların spin-yörünge potansiyeli hakkında bilgi verdiği de gösterilmiştir [11]. Bu nedenle nötron zengini çekirdeklerde düşük enerjili uyarılmaların incelenmesi önem arz etmektedir. Bununla beraber düşük enerjili bu modların davranışı hala tam olarak anlaşılamamıştır. Yapılan çalışmalarda düşük enerjiye sahip olan bu modların kollektif karakterde olup olmadığı güncel bir tartışma konusudur ve kullanılan teorik modele göre değişmektedir.

Bunun yanı sıra çekirdeklerdeki sıcaklıktaki artış ile beraber meydana gelen faz geçişleri yine hem nükleer fizik hem de astrofizik için önemlidir. Özellikle açık kabuk çekirdeklerde sıcaklık artışı ile oluşan faz geçişleri ve kollektif modlarda meydana gelen değişikliklerin incelenmesi çekirdek hakkındaki bilgilerimize katkı sağlamıştır. Yapılan çalışmalar sonlu sıcaklıklarda çekirdekler de faz geçişlerinin olduğunu gösterilmiştir. Faz geçişine uğrayan çekirdekler de çiftlenim etkilerinin ortadan kalktığı gözlenmiştir [17-19]. Ancak bu durumun doğru olmadığını savunan çalışmalarda mevcuttur ve bir soru işareti olarak durmaktadır [18].

Doğada gözlemlenen ve A>60 olan çekirdeklerin yarısı r-proses nükleonsentezi (rapid neutron-capture process) ile meydana gelmektedir. Bunun yanı sıra r-proses ve düşük enerjili modların bağlantılı olduğu bilinmektedir [20-23]. Nötron yıldızları sonlu çekirdekler ile homojen madde arasında bir sistem olarak bilinmektedir. Nötron yıldızlarının iç kabuklarında kollektif modların olduğu bilinmektedir. Çekirdeklerde meydana gelen düşük enerjili modların sistematik olarak r-prosess de yer alan birçok çekirdek için belirlenmesi ağır çekirdeklerin oluşumunu anlaşılması bakımından önemlidir. Nötron yıldızlarında sıcaklık faktörü de ele alındığında, günümüzde sonlu sıcaklıklarda düşük enerjili modların incelenmesi konusunda literatürde ciddi eksiklikler bulunmaktadır. Sıcaklığın nükleer kollektif modlar üzerindeki etkileri deneysel çalışma olarak da incelenmektedir [24,25]. Astrofiziksel olayların düşük sıcaklıklarda meydana geldiği düşünüldüğünde, düşük enerjili modların sıcaklık etkisi altında incenlenmesi gerekliliği ortaya çıkmıştır.

Nötron bakımından zengin çekirdeklerin kararlılık vadisi dışındaki yapı ve davranışları günümüzde halen tam olarak anlaşılamamıştır. Bu projede kararlılık vadisi dışındaki çekirdeklerin davranışları ve özellikle yeni sihirli sayıların bulunmasında ve var olan sihirililik durumların yok olmasında taban durum özellikleri (HF+BCS ve HFB yöntemleri) araştırılmış ve hesaplamalar yapılmıştır. Bu nedenle, kararlık vadisi dışında sihirli sayılarının oluşumunda meydana gelen değişimlerin araştırılması teorik çalışmalarda kullanılan modeldeki eksikliklerin anlaşılmasını ve giderilmesini sağlayacağından oldukça önemlidir.

Çekideklerin olağanüstü koşullar altında incelenmesi, yapı ve davranışlarının daha iyi anlaşılmasını için ayrıca, çekirdeklerde meydana gelen kollektif uyarılmaların sıcaklık koşulları altında incelenmesi sonlu sıcaklıklarda QRPA (FT+QRPA) yöntemi ile yapılmıştır. Özellikle açık kabuk çekirdeklerde tam öz uyumlu QRPA yöntemi ile nükleer uyarılmaların sıcaklık koşulları altında incelenmesi literatürde ilk defa yapılmıştır. Bundan dolayı, sıcaklık etkisi ile düşük ve yüksek enerjili modların merkezi enerjilerindeki değişimlerin incelenmesi; sıcaklık faktörünün nükleer deformasyon, r-proses nüklonsentezi, elektron yakalama hızı ve tesir kesiti üzerindeki etkilerinin ortaya çıkarılmasını sağlayacağından oldukça önemlidir.

Bu projede yapılan çalışma akışı öneriler kısmında olduğu gibi aşağıda özetlenmiştir:

İlk önce, tensör kuvveti ile Skyrme-Hartre-Fock-Bogoliubov (SHFB) metodu kullanılarak hem ^{34}Si çekirdeğinin izotonlarının, hem de $^{28\text{-}48}$Si izotoplarının taban durum özellikleri hesaplanarak hem proton hem de nötron için kabuk kapanması olayı bütünlük içerisinde tartışılmıştır. Bunun için öncelikle SHFB formalizmiyle birlikte çiftlenim ve tensör etkileşimi Teori kısmında anlatılmış (Bölüm-2), Si izotop ve izoton zincirleri için yapılan hesaplamaların sonuçları ve yorumları tartışma/sonuç kısmında (Bölüm-3) izah edilmiştir.

Daha sonra çekirdeklerin olağanüstü koşullar altında incelenmesi, yapı ve davranışlarının sonlu ve sıfır sıcaklarda incelenmesine geçilmiştir. Sıcaklığın, tamamen öz-uyumlu FT-QRPA çerçevesinde, çekirdeklerin çoklu kutup uyarımları üzerindeki etkileri araştırılmıştır (Tam öz-uyumluluk bakımından literatürde ilk kez yapılmıştır). Yapılan hesaplarda Skyrme tipi enerji yoğunluğu fonksiyonu kullanılmıştır. Mikroskobik olarak tamamen öz uyumlu yaklaşımın kullanılması, nükleer yapıyı, çiftlenim ve sıcaklık ile birleştirilmiş etkiler gibi olağanüstü koşullar altında tanımlamak için önemlidir. Üçüncü bölümde, sonlu sıcaklık ortalama-alan teorisi özetlenip sonlu sıcaklık QRPA hesapları verilmiştir. Bölüm 3'te sıcaklığın ^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdeklerinde izovektör dipol ($J^{\pi} = 1^{-}$) ve izoskalar kuadrupole ($J^{\pi} = 2^{+}$) durumları üzerindeki etkilerini araştırmak için FT-QRPA hesaplamaları sonlu sıcaklık HFBCS (FT-HFBCS) ile gerçekleştirilmiştir. Düşük enerjili bölgedeki ışınımsal çift kutuplu kuvvet fonksiyonu, ^{122}Sn'de sıcaklığı arttırarak ve mevcut deneysel verilerle karşılaştırılmalı olarak da araştırılmıştır. Son olarak, özet ve sonuçlar Bölüm 4'te verilmektedir. Böylece proje öneri kısmında planlanan tüm hesaplamalar tamamlanmış, verilerin analizlileri yapılmış ve sonuçların yayınlanması (makale-bildiri-sunum) halen devam etmektedir.

2. LİTERATÜR ÖZETİ

Skyrme etkileşimi kararlılık vadisi dışında ve açık kabuk çekirdeklerde uygun bir çiftlenim etkileşimi ile çekirdeklerin hem taban durum özelliklerinin hem de uyarılmış durumlarının hesaplanmasında oldukça başarılı sonuçlar vermektedir. Ayrıca, Son yapılan çalışmalarda yer alan tensör kuvvetinin tek parçacık enerjilerinin değişimine neden olan ve özellikle açık kabuk çekirdeklerin tek parçacık enerjileri üzerinde etkili olan tensör kuvveti deneysel olarak bulunan sonuçların teorik olarak açıklanmasında oldukça başarılı olmuştur [2,3,5,6]. 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. RIKEN'de yapılan son deneyel çalışmalar, nükleer fizikte sihirli sayılar olarak bilinen 20 ve 28'in nötron bakımından zengin bütün magnezyum çekirdeklerinde kaybolduğunu göstermiştir. Ayrıca elde edilen deneysel veriler, nükleer vadi (atomik çekirdekteki proton ve nötron dağılımını gösteren tablo) de yer alan deforme çekirdeklere ait bölgenin daha büyük bir alana sahip olabileceğini gösteriyor olmasıdır [26-31]. Yine yakın zamanda ünlü bilim dergisi Nature de çıkan bir makalede, Kalsiyumun izotopu olan ve nötron sayısı 34 olan ^{54}Ca çekirdeğinde sihirli olduğu ortaya çıktı [4]. Ayrıca, yapılan son teorik çalışmalar ise elde edilen deneysel verilerin açıklanmasında tensör kuvvetinin önemini ortaya koymuştur [6].

Yine son yıllarda yapılan çalışmalarda ^{34}Si (N=20) çekirdeğinin proton kabuğunun kapanması ve ^{42}Si (N=28) çekirdeğinde nötron kabuğunun açılması ile ilgili de olan çalışmalardır. Literatürde ^{34}Si çekirdeğinin proton kabuğunun kapanması ile ilgili bazı çalışmalar mevcuttur. Bu çalışmalar özetlenecek olunursa, ilk çalışma ^{34}Al çekirdeğinin beta ışımasından yararlanılarak emisyon ölçümlerine dayanır [32]. ^{34}Si çekirdeğinin uyarılmış durumlarının emisyon ölçümleri Z=14 için kabuk kapanması olduğuna işaret etmiştir [32]. Buna benzer olarak ^{34}Si çekirdeğinin coloumb uyarılma enerjileri ölçülmüş ve Z=14 'de kabuk kapanmasına işaret eden gamma enerjileri elde edilmiştir [33]. Bir başka deneysel sonuç ise ^{42}Si için proton geri tepme reaksiyonları ölçümünden Z=14 'de var olan $d_{3/2}$ ile 2s kabuklarının dejenere olduğu ve dolayısı ile $d_{5/2}$ ile arasındaki farktan dolayı kabuk kapanması gerçekleştiği gözlemlenmiştir [34,35]. Teorik olarak ise rölativisttik ortalama alan metodu (RMF) ile ^{34}Si çekirdeğinin yaklaşık 5 MeV civarında fark hesaplanmış ve bu sonucun Z=14 için kabuk kapanmasına işaret ettiği tartışılmıştır [36]. ^{34}Si çekirdeğinin aksine, ^{42}Si çekirdeğinde nötron kabuğunun açılması ile ilgili de literatürde çalışmalar mevcuttur. Bu çalışmalar deneysel çalışmalar ve teorik çalışmalar olarak iki başlık altında özetlenirse, deneysel olarak ^{42}Si çekirdeğinin uyarılmış seviyelerinin gamma ölçümleri, N=28 'deki nötron

kabuğunun proton kollektivitesi nedeniyle kapanmadığı gösterilmiştir [37]. Ayrıca ^{42}Si çekirdeğindeki nötron sihirliliğinin kaybolması 2^+ enerji ölçümleri ile de gözlemlenmiştir. Bunun sebebinin ise spin-yörünge ve tensör etkisinin bir sonucu olduğu tartışılmıştır [38]. Teorik olarak ^{42}Si çekirdeğinin nükleer kabuk seviyeleri arası farkların deformasyona bağlı olduğu rölativisttik ortalama alan hesabı (RMF) ile hesaplanmış ve ^{42}Si çekirdeğinin sahip olduğu zayıf deformasyon sebebi ile N=28 kabuğunun açık olduğu hesaplanmıştır [39]. Dahası bu deformasyonun ve N=28 'de ki kabuk açılmasının tensör etkisi sebebiyle oluştuğu kısıtlanmış Hartre-Fock modeli ile M3Y tipi etkileşim kullanılarak öngörülmüştür [40] Ayrıca rölativisttik Hartre-Fock (RHF) ile Hartre-Fock+BCS kullanılarak N=28 'de ki sihirlililiğin kaybolduğu hesaplanmıştır [41]. Ancak literatürde rölativisttik olmayan Hartre-Fock-Bogoliubov (HFB) metodu kullanılarak Si izotopları incelenmemiştir. HFB metodu çekirdeklerde taban durum özelliklerinin hesaplanması ve sihirliliğin saptanması için oluşturulmuş güçlü bir metoddur.

Son yıllarda, çekirdeklerin çok kutuplu uyarımlarının artan nötron sayısı ile ilginç özellikler sergilediği gösterilmiştir. Örneğin, nötron açısından zengin çekirdeklerde, düşük enerjili dipol dağılımı veya cüce dipol rezonansı (PDR) hem farklı teorik modeller [5,10,42,43] hem de deney teknikleri [44-47] ile incelenmiştir. Nötron sayısının artmasıyla çekirdeklerin davranışını anlamak için bu sonuçlar oldukça önemlidir. Özellikle, düşük enerjili dipol durumları, nötron kabuk kalınlıkları [47], simetri enerjisi [48] ve ayrıca r-proses nükleosentezi gibi astrofiziksel [49-50] süreçlerle ilişkilidir. Literatürde, bu korelasyonların sıcaklık ile nasıl yükseldiği konusunda çok az çalışmalar yapılmıştır. Düşük enerji modlarının doğası henüz net değildir, sıfır sıcaklıkta bile, doğalarını araştırmak oldukça aktif bir araştırma alanı oluşturmaktadır [5,51,52]. Değişik zaman boyunca, sıcaklığın nükleer uyarılmalar üzerinde etkisini incelemek için farklı teorik modeller uygulanmıştır: bağımsız faz yaklaşımı (RPA) parçacık-titreşim modeli [53,54] , Kuaziparçacık-fonon modeli [55], fonon sönüm modeli [56,57] ve zamana bağlı Hartree-Fock Teorisi (TDHF) [58, 59]. Uzun zaman önce, sıcaklık etkisi altında dev rezonans (GDR) özelliklerini araştırmak için sonlu sıcaklık RPA (FT-RPA) [60-62] tanımlandı ve kullanıldı. Buna ek olarak, ilk tutarlı FT-RPA hesaplamaları Ref. [63] ^{40}Ca çekirdeği için yapılmıştır. Isoscalar kuadrupole durumlarının düşük enerjili kısmı, sonlu sıcaklıklara katkıda bulunan parçacık parçacığı (p-p) ve deşik-deşik (h-h) uyarımlara bağlı olarak sıcaklığa oldukça duyarlı olduğu gösterilmiştir. Oysa, çekirdeklerin izovektör dipol tepkisi sıcaklık arttıkça neredeyse aynı kalmıştır. Son zamanlarda, çekirdeğin çok kutuplu uyarımları, öz uyumlu sonlu sıcaklık relativistik bağımsız faz yaklaşımı (FT+RRPA) [64] kullanılarak incelenmiş ve artan sıcaklık ile monopol ve dipol modları için düşük enerji durumlarında değişim ortaya çıkması öngörülmüştür.

Kuazi-parçaçık bağımsız faz yaklaşımı (QRPA) nın , açık-kabuk çekirdeklerinde çok kutupluuyarımlarının tanımlanmasına uygun ve güçlü bir yöntem olduğu bilinmektedir. Sıcaklık etkisindeki nükleer uyarılmalar ve özellikle düşük enerji aralıklarında, çiftlenim etkileri de önem arz etmektedir. Bununla birlikte, sıcak çekirdeklerin araştırılması, mevcut modellerin sonlu sıcaklık QRPA'ya (FT-QRPA) kadar uzatılmasını gerekmekte ve bu da oldukça karmaşık bir görev olmaktadır. Sonlu sıcaklık QRPA denklemleri ilk önce Ref. [65] de şematik bir model içerisinde gerçekleştirilmiştir. Sonrasında, sonlu sıcaklık sürekliliği-QRPA denklemleri Ref. [66] da açık kabuk çekirdekleri üzerindeki sıcaklığın etkisi incelenmiştir. Bununla birlikte burada yapılan hesaplamalar, Skyrme etkileşimindeki hız bağımlı terimleri için Landau yaklaşımı kullanıldığından yapılan hesaplar tamamen öz uyumlu değildir. Bundan sonra, açık kabuk çekirdeklerinin çok kutuplu tepkisine sıcaklık etkisi hakkında ne Skyrme veya Gogny etkileşimleri ne de relatövistik çerçeve dahilinde başka bir araştırma yapılmamıştır. Özellikle, tam öz-uyumlu FT-QRPA içindeki araştırmalar hala eksiktir. Sonlu sıcaklıklarda açık kabuk çekirdeğinin enerji yoğunluk fonksiyonel çerçevesine göre bu durumun aydınlatılması için bu alanda ilave çalışmalar yapılması gerekmektedir.

3. GEREÇ VE YÖNTEM

Çekirdeklerin taban durum özellikleri ortalama alan teorisi kullanılarak hesaplanmıştır. İlk olarak Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliobuv (SHFB) ile hesaplamalar gerçekleştirilmiştir. Açık kabuk çekirdekler için uygun çiftlenim parametreleri kullanılarak deneysel verilerle uygun olup olmadığı incelenmiştir. Daha sonra Si çekirdekleri için küresel Skyrme-Hartre-Fock-Bogoliubov metodu kullanılarak taban durum özellikleri hesaplanmış ve hem ^{34}Si çekirdeğinin izotonlarının, hem de $^{28\text{-}48}$Si izotoplarının taban durum özellikleri incelenmiştir. Bunun için çift-çift çekirdekler hesaplanmak sureti ile SLy5, SkI3 ve SGII skyrme enerji fonksiyonalleri kullanılarak, iki nötron ayrılma enerjisi, iki nötron fark enerjileri, ortalama fark enerjileri ve nükleer kabuk enerjilerine bakılmıştır. Ayrıca tensör etkileşmesinin ve 2^+ durumlarının taban durum özelliklerine etkisi de hesaplanmıştır**.**

Bunun yanı sıra, sıcaklığın çekirdeklerin taban durum özelliklerine etkisini incelemek amacı ile sonlu sıcaklıklarda HFBCS (FT-HFBCS) yaklaşımı ile hesaplamalar yapılmıştır. Sıcaklık etkisi ile beraber açık kabuk çekirdeklerde faz geçişlerinin meydana geldiği farklı Skyrme etkileşimleri kullanılarak da gösterilmiştir. Ayrıca, farklı çekirdekler üzerinde yapılan çalışmalar sonucu (^{60}Ni, ^{68}Ni, ^{120}Sn, ^{160}Sn), sıcaklığın proton ve nötron yarıçaplarını da etkilediği gösterilmiştir. Bu çalışmalar, nükleer uyarılmaların sonlu sıcaklarda çalışması için gerekli olan ön bilgiye ulaşmamızı sağlamıştır. Ayrıca, sonlu sıcaklıklarda nükleer uyarılmalardan elde edilecek sonuçların doğru şekilde yorumlanmasını sağlaması bakımından da oldukça önemlidir. Bu kapsamda nükleer uyarılmaların hesaplanması için gerekli olan ön çalışmalar tamamlanmıştır.

Daha sonra sonlu sıcaklıklarda nükleer uyarılmaların çalışılması amacı ile Bağımsız Faz yaklaşımı (RPA) denklemleri sonlu sıcaklıklara genişletilmiştir. FT-RPA denklemlerinin analitik hesaplamaları yapılmış ve nükleer uyarılmalar için kullanılan program gerekli tüm testler yapılarak hazırlanmıştır. İlk olarak kapalı kabuk çekirdeklerde (^{40}Ca, ^{48}Ca, ^{56}Ni, ^{100}Sn, ^{132}Sn ve ^{208}Pb) çok kutuplu uyarılmalar sonlu sıcaklıklarda çalışılmış ve sıfır sıcaklıkta elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Yapılan çalışmalar sonucu sıcaklığın çok kutuplu uyarılmaların özellikle düşük enerji bölgesinde önemli değişiklere yol açtığı gösterilmiştir. Sonlu sıcaklıklarda açık kabuk çekirdeklerde çalışmak amacı ile Kuasi-parçacık bağımsız Faz yaklaşımı olarak bilinen QRPA denklemlerinin analitik hesaplamaları da tamamlanmıştır. Bunun yanı sıra, program da gerekli olan değişikler yapılarak hesaplamalara hazır hale getirilmiştir. FT-QRPA ile gerekli olan tüm limit durumları incelenmiş ve programın güvenilirliği de test edilmiştir (Bölüm 2.3). Böylece, FT-QRPA ile farklı çekirdekler için (^{68}Ni,

^{120}Sn, ^{122}Sn), sıcaklığın çoklu kutuplarda (dipol, kuadropol) etkilerinin hesapları tamamlanmıştır.

3.1 ^{34}Si izotonlarında ve $^{34\text{-}42}$Si izotoplarında Sihirlilik Durumları ve Tensör Hesapları

Skyrme -Hartree-Fock-Bogoliubov (SHFB) formalizmi şu şekilde ifade edilebilir [9]:

$$E = T + E_{Skyrme} + E_{Çiftlenim} + E_{Coulomb}$$

$$¿ \int d^3 r \left[T(r) + \varepsilon_{Skyrme}(r) + \varepsilon_{Coulomb}(r) + \varepsilon_{Çiftlenim}(r) \right] (1)$$

Burada E toplam enerji olmak üzere, T kinetik enerji, E_{Skyrme} Skyrme tipi etkileşme enerjisi, $E_{Çiftlenim}$ çiftlenim enerjisi ve $E_{Coulomb}$ coulomb enerjisidir. Bu enerjiler enerji yoğunluğu fonksiyonellerinden elde edilirler. Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) metodu, pairing enerjisini çekirdek içindeki ortalama alanla birlikte hesaplamak için geliştirilmiş bir metotdur. Dolayısı ile sistemi karakterize eden ortalama alan matrisi, parçacık ve pairing yoğunluğuna bağlı şekilde elde edilir. Parçacık ve pairing yoğunluğu;

$$\rho(r\sigma q, r'\sigma' q') = \left\langle \varphi \left| a^{+¿}_{r'\sigma' q'} a_{r\sigma q} ¿ \right| \varphi \right\rangle$$

$$\tilde{\rho}(r\sigma q, r'\sigma' q') = -2\sigma' \left\langle \varphi \left| a^{+¿}_{r'-\sigma' q'} a_{r\sigma q} ¿ \right| \varphi \right\rangle (2)$$

Şeklinde ifade edilir. Bu denklemde $a^{+¿¿}_{r'\sigma' q'}$ ve $a_{r\sigma q}$ operatörleri, r noktasında, spini $\sigma = \pm\frac{1}{2}$, izospini $q = \pm\frac{1}{2}$ olan nükleona etki eden yükseltme ve alçaltma operatörleridir. Ortalama alan matrisi elemanları, enerjinin beklenen değerinin parçacık ve çiftlenim yoğunluğuna göre varyasyonu ile elde edilir.

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

$$\int d^3r' \begin{pmatrix} h(r\sigma,r'\sigma') & \tilde{h}(r\sigma,r'\sigma') \\ \tilde{h}(r\sigma,r'\sigma') & -h(r\sigma,r'\sigma') \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1(E,r'\sigma') \\ \varphi_2(E,r'\sigma') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E+\varepsilon & 0 \\ 0 & E-\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1(E,r'\sigma') \\ \varphi_2(E,r'\sigma') \end{pmatrix} (3)$$

Yukarıdaki denklemde integralin içerisindeki matris çekirdeğin ortalama alan matrisi, onun öz değerleride kabuk enerjilerine denktir. Matrisin diogonal olmayan elemanları, çiftlenimin çekirdeğe olan katkısıdır. Kullandığımız program, küresel harmonik test fonksiyonlarını ortalama alan matrisi ile işleme sokarak, kabuk dalga fonksiyonlarını ve enerji öz değerlerini üretir. Her bir iterasyonda dalga fonksiyonları farkına bakarak, çekirdekdeki ortalama alanın yakınsaması sağlanır. Dalga fonksiyonları arasındaki fark çok küçük bir değer olduğunda iterasyon biter. Bizim kullandığımız hesaplarda bu fark ortalama 10^{-9} alınmıştır. İterasyon bittiğinde ortalama alan matrisinin öz değerlerleri nükleer kabuk enerjileri, öz fonksiyonları da her bir nükleon için kabuk dalga fonksiyonlarıdır.

HFB metodunun avantajı, toplam enerji ile çiftlenim enerjisini birlikte ele alınarak, ortalama alan matrisinde hesaplanmasıdır. Bu sayede parçacık ve çiftlenim yoğunlukları elde edilir. Bunun için .iftlenim enerjisi,

$$V_{Çiftlenim}(r_1,r_2)=V_0\left(1-\frac{\rho(r)}{\rho_0}\right)\delta(r_1-r_2)(4)$$

şeklinde tanımlanır. Burada V_0 çiftlenim sabiti, ρ_0 nükleer sönümlenme yoğunluğu ve $\rho(r)$ nükleon yoğunludur. Bu çalışmada doyma yoğunluk (saturation density) değeri $\rho_0=0,16\,fm^{-3}$, olarak alınmıştır. Ayrıca mixed tipi çiftlenim etkileşmesi kullanılmıştır.

Tensör etkileşmesi için Skyrme tipi potansiyele tensör kuvveti eklenmiştir [67]. Tensör kuvveti,

$$V_T=\frac{T}{2}\left[(\sigma_1.k')(\sigma_2.k')-\frac{1}{3}(\sigma_1.\sigma_2)k'^2\right]\delta(r_1-r_2)+\frac{T}{2}\delta(r_1-r_2)\left[(\sigma_1.k)(\sigma_2.k)-\frac{1}{3}(\sigma_1.\sigma_2)k^2\right]+U\left[(\sigma_1.k')\delta(r_1-r_2)(\sigma_2$$

şeklinde tanımlanır. Burada k ve k'; $k=(\nabla_1-\nabla_2)/2i$, $k'=-(\nabla_1-\nabla_2)/2i$ şeklinde tanımlanır. T ve U, relative 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:

$$U^q_{s.y}=\frac{W_0}{2r}\left(2\frac{d\rho_q}{dr}+\frac{d\rho_{q'}}{dr}\right)+\left(\alpha\frac{J_q}{r}+\beta\frac{J_{q'}}{r}\right) \qquad (6)$$

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

$$J_{q(q')}(r)=\frac{1}{4\pi r^3}\sum_i(2j_i+1)\times\left[(j_i(j_i+1))-(l_i(l_i+1))-\frac{3}{4}\right]R_i^2(r)(7)$$

Eşitlik 6' de α ve β katsayıları Skyrme parametreli cinsinden şu şekilde ifade edilebilir:

$$\alpha=\alpha_C+\alpha_T(8)$$

$$\beta=\beta_C+\beta_T(9)$$

$$\alpha_C=\frac{1}{8}\left[(t_1-t_2)-(t_1x_1+t_2x_2)\right](10)$$

$$\beta_C = \frac{-1}{8}\left(t_1 x_1 + t_2 x_2\right) (11)$$

Yukarıdaki eşitlikte α_T ve β_T sayıları T ve U değerlerine bağlıdır. Programda bu sayılar değiştirilerek tensör etkileşim şiddeti ayarlanır Ayrıca TIJ tipi tensor etkileşmesi için α_T ve β_T sayıları I ve J sayılarına bağlı olarak yazılır ve her bir I ve J sayıları için t_1, x_1, t_2, x_2 parametreleri ayrı ayrı fit edilir [67]. Bizim yaptığımız çalışmada hem proton-nötron tensör etkisini hem proton-proton, nötron-nötron tensör etkisini görmek için T44 ve T66 tipi tensör etkileşmesi kullanılmıştır.

Sihirliliği ayırt etmek için ise bağlanma enerjilerinden, iki nötron ve iki proton ayrılma enerjileri hesaplanmış ve ortalama fark enerjilerine bakılmıştır. Sihirli çekirdekler komşularına göre daha kararlı olduğundan dolayı, ayrılma enerjileri komşularına göre sert değişiklikler gösterir [68]. Bu değişiklikler iki nükleon boşluk enerjileri ile daha net ayırt edilebilir.

İki nükleon ayrılma enerjileri ve iki nükleon boşluk enerjileri sırası ile çift-çift çekirdeklerde bağlanma enerjileri cinsinden nötron için şu şekilde ifade edilir:

$$S_{2n}(N,Z) = \frac{1}{2}\left[E_B(N,Z) - E_B(N-2,Z)\right] (12)$$

$$\delta_{2n}(N,Z) = \frac{-1}{2}\left[E_B(N+2,Z) - 2E_B(N,Z) + E_B(N-2,Z)\right] (13)$$

Proton için ise:

$$S_{2p}(N,Z) = \frac{1}{2}\left[E_B(N,Z) - E_B(N,Z-2)\right] (14)$$

$$\delta_{2p}(N,Z) = \frac{-1}{2}\left[E_B(N,Z+2) - 2E_B(N,Z) + E_B(N,Z-2)\right] (15)$$

Eşitlik (13) ve Eşitlik (15) üç noktalı kütle formulü olarak da adlandırılır. Formülün içerisinde Skyrme etkileşmesi kaynaklı terimler bir birlerini neredeyse yok edeceğinden vereceği değer artık etkileşmelerinin farkı olacaktır. Eğer çekirdek sihirli değil ise çekirdekte ve onun bütün izotop veya izoton komşularda çiftlenim etkileşmesi olacağından üç noktalı kütle formülü komşu çekirdeklere göre fark vermeyecektir. Eğer çekirdek sihirli ise bu değer komşularına göre fark olacağından daha fazla bir enerji değeri verecektir. Bu sonuç ise kabuk kapanmasına işaret eder.

Ayrıca ortalama fark enerjileride sihirliliği gösteren bir parametredir. HFB formalizmine göre çiftlenim fark enerjileri şu şekilde gösterilir [9]:

$$\Delta_i = \langle \varphi_i | \tilde{h} | \varphi_i \rangle \quad (16)$$

Çiftlenim fark enerjilerinden de ortalama fark enerjileri hesaplanır. Ortalama fark enerjileri,

$$\langle \Delta_i \rangle = \frac{-Tr\, \tilde{h}_i \rho}{A} \quad (17)$$

şeklinde gösterilir. Ortalama fark enerjileri sihirli çekirdeklerde sıfır verirken, açık kabuk çekirdeklerde 1-2 MeV civarında değerler vermektedir [9].

3.2 Sonlu ve Sıfır Sıcaklıklarda Çekirdeklerin Taban Durum Özelliklerinin HFBCS Yöntemi ile Hesaplanması

Bu bölümde ortalama alan teorisi kullanılarak HFBCS yönetimi ve Skyrme tip etkileşimleri kullanılarak çekirdeklerin taban durum özellikleri incelenmiştir.

Hartree Fock BCS modeli sonlu sıcaklıklara genişletilirken sistemin büyük kanonik toplulukta olduğu varsayılır ve sıcaklığa bağlı Fermi-Dirac fonksiyonu kullanılır. Sıcaklığa bağlı Fermi-Dirac fonksiyonu [17,18]

$f_i = ¿$

ile verilmektedir. Burada, E_k: kuasiparçacık enerjisi, k_B: Boltzmann sabiti ve T ise sıcaklıktır. Sıcaklığa bağlı BCS modelinde enerji seviyelerinin doluluk oranları

$$v_i^2(1-f_i)+u_i^2 \quad (19)$$

ifadesi ile elde edilmektedir. Bunun sonucu olarak, normal ve çiftlenim yoğunlukları değişmektedir. Bu ortalama termal yoğunluklar

$$\rho_T(r) = \frac{1}{4\pi}\sum_i (2j_i+1)\left[v_i^2(1-f_i)+u_i^2 f_i\right]\left|\phi_i(r)\right|^2 \quad (20)$$

$$J_T(r) = ¿\frac{1}{4\pi}\sum_i (2j_i+1)\left[j_i(j_i+1)-l_i(l_i+1)-\frac{3}{4}\right] \times \left(v_i^2(1-f_i)+u_i^2 f_i\right)\left|\phi_i(r)\right|^2 \quad (21)$$

$$\tau_T(r) = ¿\frac{1}{4\pi}\sum_i (2j_i+1)\left[v_i^2(1-f_i)+u_i^2 f_i\right] \times \left[\left(\frac{d\phi_i(r)}{dr}-\frac{\phi_i(r)}{r}\right)^2+\frac{l_i(l_i+1)}{r^2}\left|\phi_i(r)\right|^2\right] \quad (22)$$

$$\kappa_T(r) = \frac{-1}{4\pi}\sum_i (2j_i+1)u_i v_i(1-2f_i)\left|\phi_i(r)\right|^2 \quad (23)$$

ile ifade edilmektedir. Burada, v_i ve u_i BCS parametleri olmak üzere, $\phi_i(r)$ tek parçacık dalga fonksiyonunu ifade etmektedir. Skyrme etkileşimi kullanılarak sonlu sıcaklıklarda FT-Hartree-Fock BCS denklemleri Hamiltoniye'nin beklenen değerinin varyasyonu kullanılarak elde edilir. Sonlu sıcaklıklarda çiftlenim

$$\Delta_T(r)=\frac{V_{eff}(\rho(r))}{2}\kappa_T(r) \quad (24)$$

ile verilmektedir. Parçacık sayısı ve çiftlenim enerjisi de sıcaklığa bağlı olarak

$$N_{q,T}=\sum_i (2j_i+1)\left[v_i^2(1-f_i)+u_i^2 f_i\right] \quad (25)$$

$$E_{pair,T}=\frac{-\Delta_T(r)}{2}u_i v_i(2j+1) \quad (26)$$

ifadeleri ile hesaplanmaktadır.

Çalışmamızda yoğunluğa bağlı çiftlenim etkileşimi kullanılmıştır

$$V_{pair}(r_1,r_2)=V_0\left[1-\eta\left(\frac{\rho(r)}{\rho_0}\right)\right]\delta(r_1-r_2) \quad . \quad (27)$$

Burada,$\rho_0=0.16\,fm^{-3}$olmak üzere, $\rho(r)$ yoğunluk ve yüzey tipi çiftlenim etkileşimi için $\eta=1$ olarak alınmıştır. V_0 çiftlenim parametresi olmak üzere her bir çekirdek için ayrı ayrı belirlenmedir. Bu çalışmada V_0 değerleri yarı deneysel $12/\sqrt{A}$ eşitliği kullanılarak veya deneysel üç-nokta kütle formülü (three-point mass formula) kullanılarak hesaplanmıştır. Yapılan çalışmalar da fiziksel olmayan nötron buharının elde edilmemesi ve sıcaklık artışı ile beraber çekirdeğin bağlı durumda kalması gerekmektedir. Bu nedenle çalışmalarımızda kullanılan en yüksek sıcaklık değeri T= 2 MeV dir.

3.3 Sonlu Sıcaklıklarda Nükleer Uyarılmaların İncelenmesi

Sonlu sıcaklıklarda Dev Dipol Rezonanslar deneysel olarak ağır-iyon reaksiyonları ve ya füzyon reaksiyonları incelenmektedir. Bugüne kadar yapılan çalışmalar sıcaklığın GDR enerjisi ve genişliği üzerindeki etkisini amacı görmek amacı ile yapılmıştır [69-72]. Nükleer uyarılmaların sonlu sıcaklıklarda incelendiği çalışmalar mevcuttur. Ancak yapılan çalışmalar tam olarak–öz uyumlu değildir [58-59, 63-66]. Ayrıca, çiftlenim etkilerinin olmadığı kapalı kabuk çekirdekler çalışılmıştır. Çalışmamızın temel amacı Tam olarak –öz uyumlu bir model ile (FT-QRPA) sonlu sıcaklıklarda açık ve kapalı kabuk çekirdekleri incelemektir.

3.3.1 Mikroskobik Model

Sonlu sıcaklıklarda FT-QRPA için hareket denklemlerinin başlangıç noktası uygun bir uyarılma operatörünün tanımlanmasıdır:

$$\Gamma_{\nu}^{\dagger}=\sum_{a\geq b} X_{ab}^{\nu} A_{ab}^{\dagger}(JM)-Y_{ab}^{\nu} A_{ab}(\widetilde{JM})+P_{ab}^{\nu} B_{ab}^{\dagger}(JM)-Q_{ab}^{\nu} B_{ab}(\widetilde{JM}) \quad (28)$$

Burada, $\nu=nJ^{\pi}M$ olarak tanımlanmıştır. Ayrıca, $\Gamma_{\nu}^{\dagger}$:

$$\Gamma_{\nu}=\sum_{a\geq b} X_{ab}^{\nu*} A_{ab}(JM)-Y_{ab}^{\nu*} A_{ab}^{\dagger}(\widetilde{JM})+P_{ab}^{\nu*} B_{ab}^{\dagger}(JM)-Q_{ab}^{\nu*} B_{ab}(\widetilde{JM}) \quad (29)$$

olarak tanımlanmaktır. Bağlaşık tanımlı operatörlerimiz

$$A_{ab}^{\dagger}(JM)=N_{ab}(J)\sum_{m_a m_b}\langle j_a m_a j_b m_b | JM\rangle a_a^{\dagger} a_b^{\dagger} \quad (30)$$

$$A_{ab}(\widetilde{JM}) = N_{ab}(J)\left(-¿^{J+M}\sum_{m_a m_b}\left\langle j_a m_a j_b m_b \middle| J-M\right\rangle a_b a_a \right. (31)$$

$$B^{\dagger}_{ab}(JM) = N_{ab}(J)\sum_{m_a m_b}\left(-¿^{j_b - m_b}\left\langle j_a m_a j_b - m_b \middle| JM\right\rangle a^{\dagger}_a a_b \right. (32)$$

$$B_{ab}(\widetilde{JM}) = N_{ab}(J)¿$$

olarak yazılabilir. Burada, $a^{\dagger}$ ve a kuasi parçacık operatörleridir. Ayrıca, N_{ab}

$$N_{ab}(J) = \sqrt{1+¿¿¿}$$

olarak tanımlanmıştır.

Hesaplamalar hala karmaşık olup, temel durumdaki |QRPA> bilinmemektedir. Bu durumda aşağıdaki yaklaşım geliştirilmiştir. Öncelikle temel durum için, BCS tanımlanmış olup, bu sayede tüm beklenen değerler BCS altında tanımlanmıştır. Bu "Quasi Boson yaklaşımı olarak bilinmektedir" Boşluk durumunda hareket denklemi

$$\left\langle BCS\middle|\left[\delta\Gamma, H, \Gamma^{\dagger}_{\nu}\right]\middle|BCS\right\rangle = E_{\nu}\left\langle BCS\middle|\left[\delta\Gamma, \Gamma^{\dagger}_{\nu}\right]\middle|BCS\right\rangle (35)$$

yazılabilir. Burada H kuazi parçacıklar cinsinden tanımlı toplam Hamiltonyen'dir. QRPA için, temel durum (boşluk) a|QRPA>=0 dır. Fakat sonlu sıcaklıkta bu durum geçerli değildir. Kuazi parçacık operatörlerinin beklenen değeri $\rho_{ij} = \langle a^{\dagger}_j a_i \rangle = \delta_{ij} f_i$ or $\langle a_j a^{\dagger}_i \rangle = \delta_{ij}(1-f_j)$ ile verilmektedir. Burada , f_i sıcaklığa bağlı Fermi-Dirac fonksiyonudur ve

$$f_i = \left[1 + \exp\left(E_i / T\right)\right]^{-1} \quad (36)$$

Hareket denklemleri kullanılarak, FT-QRPA matrisleri

$$\widetilde{A}_{abcd} = \left\langle \left[A_{ab}(JM), \left[H, A^{\dagger}_{cd}(JM) \right] \right] \right\rangle \quad (37)$$

$$\widetilde{B}_{abcd} = -\left\langle \left[A_{ab}(JM), \left[H, A_{cd}(\widetilde{JM}) \right] \right] \right\rangle \quad (38)$$

$$\widetilde{C}_{abcd} = \left\langle \left[B_{ab}(JM), \left[H, B^{\dagger}_{cd}(JM) \right] \right] \right\rangle \quad (39)$$

$$\widetilde{D}_{abcd} = -\left\langle \left[B_{ab}(JM), \left[H, B_{cd}(\widetilde{JM}) \right] \right] \right\rangle \quad (40)$$

$$\tilde{a}_{abcd} = \left\langle \left[B_{ab}(JM), \left[H, A^{\dagger}_{cd}(JM) \right] \right] \right\rangle \quad (41)$$

$$\tilde{b}_{abcd} = -\left\langle \left[B_{ab}(JM), \left[H, A_{cd}(\widetilde{JM}) \right] \right] \right\rangle \quad (42)$$

$$\tilde{a}^{+}_{abcd} = \tilde{a}^{T}_{abcd} = \left\langle \left[A_{ab}(JM), \left[H, B^{\dagger}_{cd}(JM) \right] \right] \right\rangle \quad (43)$$

$$\tilde{b}^{+}_{abcd} = \tilde{b}^{T}_{abcd} = -\left\langle \left[A_{ab}(JM), \left[H, B_{cd}(\widetilde{JM}) \right] \right] \right\rangle \quad (44)$$

Elde edilir. Sıcaklığa bağlı genlikler: $\widetilde{P},\widetilde{X},\widetilde{Y}$ ve $\widetilde{Q}$ olmak üzere

$$\left\langle\left[a_b^\dagger a_a,\Gamma_v^\dagger\right]\right\rangle=\left(f_b-f_a\right)P_{ab}(45)$$

$$\left\langle\left[a_b a_a,\Gamma_v^\dagger\right]\right\rangle=\left(1-f_a-f_b\right)X_{ab}(46)$$

$$\left\langle\left[a_a^\dagger a_b^\dagger,\Gamma_v^\dagger\right]\right\rangle=\left(1-f_a-f_b\right)Y_{ab}(47)$$

$$\left\langle\left[a_a^\dagger a_b,\Gamma_v^\dagger\right]\right\rangle=\left(f_b-f_a\right)Q_{ab}(48)$$

Kuazi parçacık operatörlerinin beklenen değerleri yardımı ile elde edilir. Sonlu sıcaklıklarda QRPA denklemleri

$$\begin{pmatrix}\widetilde{C} & \tilde{a} & \tilde{b} & \widetilde{D}\\ \tilde{a}^{+¿¿}\widetilde{A} & \widetilde{B} & ¿ & ¿\end{pmatrix}-\widetilde{A}^{¿}¿-\tilde{a}^{T}¿-\widetilde{D}^{¿}¿-\tilde{b}^{¿}¿-\tilde{a}^{¿}¿-\widetilde{C}^{¿}¿\Big)¿$$

olarak yazılabilir. Burada, Sıcaklığa bağlı matrisler

$$\widetilde{A}_{abcd}=\sqrt{1-f_a-f_b}\,A'_{abcd}\sqrt{1-f_c-f_d}+\left(E_a+E_b\right)\delta_{ac}\delta_{bd}(50)$$

$$\widetilde{B}_{abcd}=\sqrt{1-f_a-f_b}B_{abcd}\sqrt{1-f_c-f_d}(51)$$

$$\widetilde{C}_{abcd}=\sqrt{f_b-f_a}C'_{abcd}\sqrt{f_d-f_c}+(E_a-E_b)\delta_{ac}\delta_{bd}(52)$$

$$\widetilde{D}_{abcd}=\sqrt{f_b-f_a}D_{abcd}\sqrt{f_d-f_c}(53)$$

$$\tilde{a}_{abcd}=\sqrt{f_b-f_a}a_{abcd}\sqrt{1-f_c-f_d}(54)$$

$$\tilde{b}_{abcd}=\sqrt{f_b-f_a}b_{abcd}\sqrt{1-f_c-f_d}(55)$$

$$\tilde{a}^{+¿}_{abcd}=\sqrt{f_b-f_a}a^{+¿\sqrt{1-f_c-f_d}¿}_{abcd}(56)$$

$$\tilde{b}^{T}_{abcd}=\sqrt{f_b-f_a}b^{T}_{abcd}\sqrt{1-f_c-f_d}(57)$$

ile verilir. Bu denklemlerde matrislerin açık hali

$$A'_{abcd}\underset{¿}{}¿(u_au_bu_cu_d+\underset{¿}{}v_av_bv_cv_d)V_{abcd}(58)$$

$$B_{abcd}\underset{¿}{}¿-(u_au_bv_cv_d+\underset{¿}{}v_av_bu_cu_d)V_{ab\acute{c}\acute{d}}(59)$$

$$C'_{abcd}\underset{¿}{}¿+(u_av_bu_cv_d+\underset{¿}{}v_au_bv_cu_d)V_{a\acute{b}c\acute{d}}(60)$$

$$D_{abcd} \quad \text{¿} + (u_a v_b v_c u_d + v_a u_b u_c v_d) V_{a\acute{b}\acute{c}d} \quad (61)$$

$$a_{abcd} \quad \text{¿} (v_a u_b v_c v_d - u_a v_b u_c u_d) V_{a\acute{b}cd} \quad (62)$$

$$b_{abcd} \quad \text{¿} - (v_a u_b u_c u_d - u_a v_b v_c v_d) V_{\acute{a}bcd} \quad (63)$$

$$a^{+\text{¿¿}}_{abcd} = (v_a v_b v_c u_d - u_a u_b u_c v_d) V_{a\acute{b}cd} \quad (64)$$

$$b^{T}_{abcd} \quad \text{¿} + (v_a v_b u_c v_d - u_a u_b v_c u_d) V_{\acute{a}bcd} \quad (65)$$

olarak elde edilir. Burada “u” ve “v” faktörleri HFBCS hesaplamalarından elde edilmektedir.

$V_{adb\acute{c}}$ ise p-h etkileşimi temsil etmektedir ve enerji yoğunluk fonksiyonunun yoğunluğa göre ikinci türevinden elde edilir. FT-QRPA matrisi için Normalizasyon ifadesi

$$\delta_{\nu\nu'} = \text{¿} \langle \nu \vee \nu'' ' \rangle = \left\langle QRPA \left| \Gamma_{\nu} \Gamma^{\dagger}_{\nu'} \right| QRPA \right\rangle = \left\langle QRPA \left| \left[\Gamma_{\nu} \Gamma^{\dagger}_{\nu'} \right] \right| QRPA \right\rangle$$

olmak üzere,

$$\sum_{a\geq b}\left(\left|\widetilde{X}^{\nu}_{ab}\right|^2-\left|\widetilde{Y}^{\nu}_{ab}\right|^2+\left|\widetilde{P}^{\nu}_{ab}\right|^2-\left|\widetilde{Q}^{\nu}_{ab}\right|^2\right)=1 \quad (66)$$

şeklindedir. Sonlu sıcaklıklarda geçiş olasılıkları ise

$$B(EJ,\tilde{0}\rightarrow\nu)=\left|\langle\nu\|\dot{F}_J\|\tilde{0}\rangle\right|^2 ¿\left|\sum_{c\geq d}\left\{\left(\widetilde{X}^{\nu}_{cd}+\widetilde{Y}^{\nu}_{cd}\right)\left(\vartheta_c u_d+u_c\vartheta_d\right)\sqrt{1-f_c-f_d}+\left(\widetilde{P}^{\nu}_{cd}+\widetilde{Q}^{\nu}_{cd}\right)\left(u_c u_d-\vartheta_c\vartheta_d\right)\sqrt{f_d-f_c}\right\}\langle c\|\dot{F}_J\|d\rangle\right|$$

(67)

ve geçiş genliği

$$A_{cd}(EJ,0\tilde{\circ}\rightarrow\nu)=\left\{\left(\widetilde{X}^{\nu}_{cd}+\widetilde{Y}^{\nu}_{cd}\right)\left(\vartheta_c u_d+u_c\vartheta_d\right)\sqrt{1-f_c-f_d}+\left(\widetilde{P}^{\nu}_{cd}+\widetilde{Q}^{\nu}_{cd}\right)\left(u_c u_d-\vartheta_c\vartheta_d\right)\sqrt{f_d-f_c}\right\}\langle c\|\dot{F}_J\|d\rangle$$

(68)

olarak ifade edilmektedir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1 ^{34}Si İzotonlarında ve $^{28\text{-}48}$Si İzotoplarında Tensör Etkileşmesinin Etkileri ve Sihirlilik Durumlarının Araştırılması

Yaptığımız çalışmada öncelikle $^{28\text{-}48}$Si izotop zinciri için en uygun çiftlenim sabitleri belirlenmiştir. Bunun için her bir Skyrme setinde iki nötron fark enerjileri hesaplanmış ve deneysel verilere göre fit edilmiştir [73]. Her bir Skyrme ve tensor setleri için alınan çiftlenim ve tensor sabitleri aşağıdaki tabloda gösterilmiştir (Tablo 1, Tablo 2). Bu değerlerle birlikte $^{28\text{-}}$

^{48}Si izotop zinciri ve ^{34}Si izoton zinciri için tensör etkileşmesinin etkisiyle birlikte taban durum özellikleri ve nükleer kabuk enerjileri hesaplanmıştır.

Tablo 1. Çiftlenim sabiti ve ^{38}Si için verdiği ortalama boşluk enerjisi

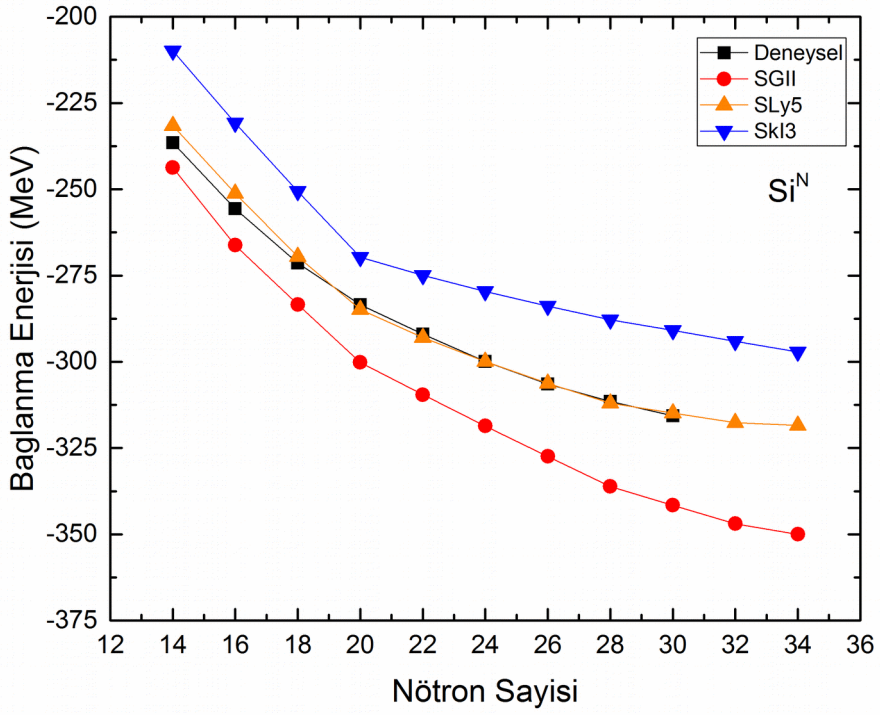
Skyrme Setleri	Çiftlenim Sabiti (Mixed Pairing) (MeV fm^3)	^{38}Si için ortalama fark enerjisi (MeV)
SLy5	-234	1.050
SG2	-210	1.400
SkI3	-250	1.009

Tablo 2. Tensor etkileşmesi için alınan çiftlenim ve tensör sabitleri

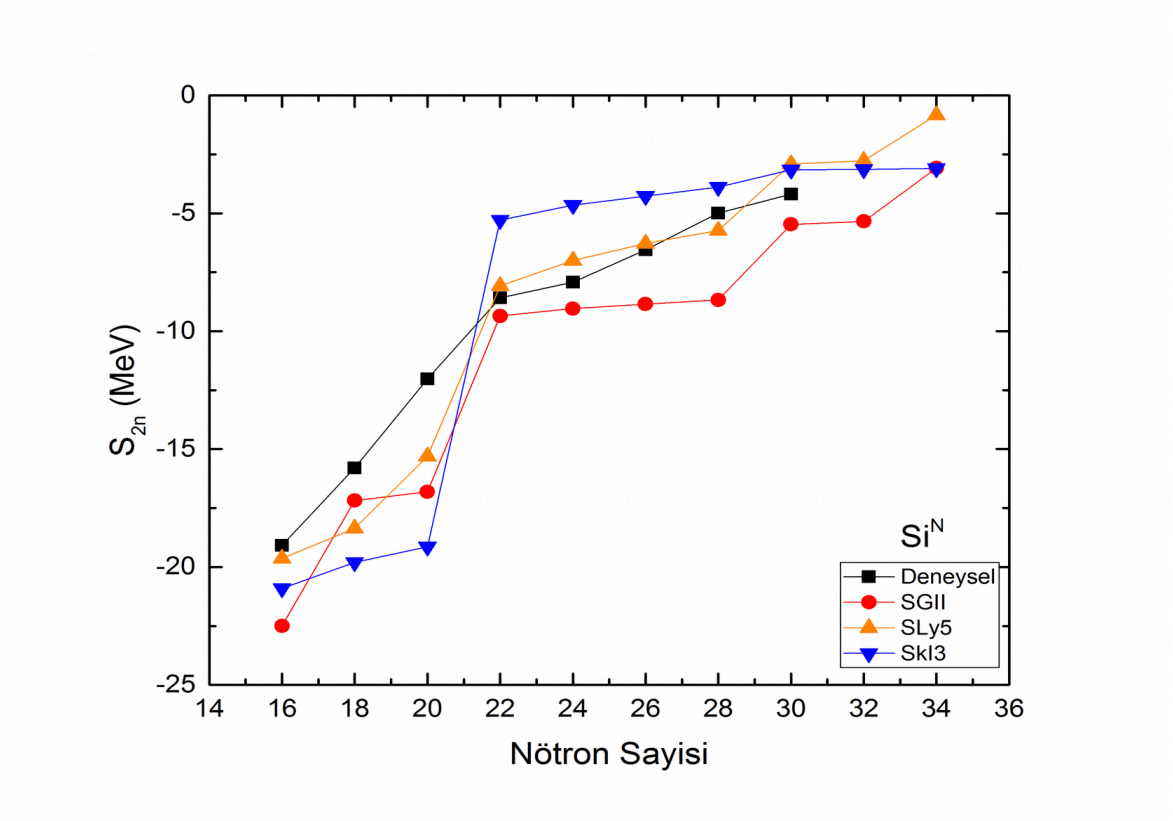
Kuvvet Seti	Çiftlenim Sabiti (Mixed Pairing) (MeV fm^3)	α_T (MeV fm^5)	β_T (MeV fm^5)
SLy5	-234	0	0
T44	-250	8,97	113
T66	-250	113	204

4.1.1 $^{28\text{-}48}$Si İzotoplarının Taban Durum Özellikleri

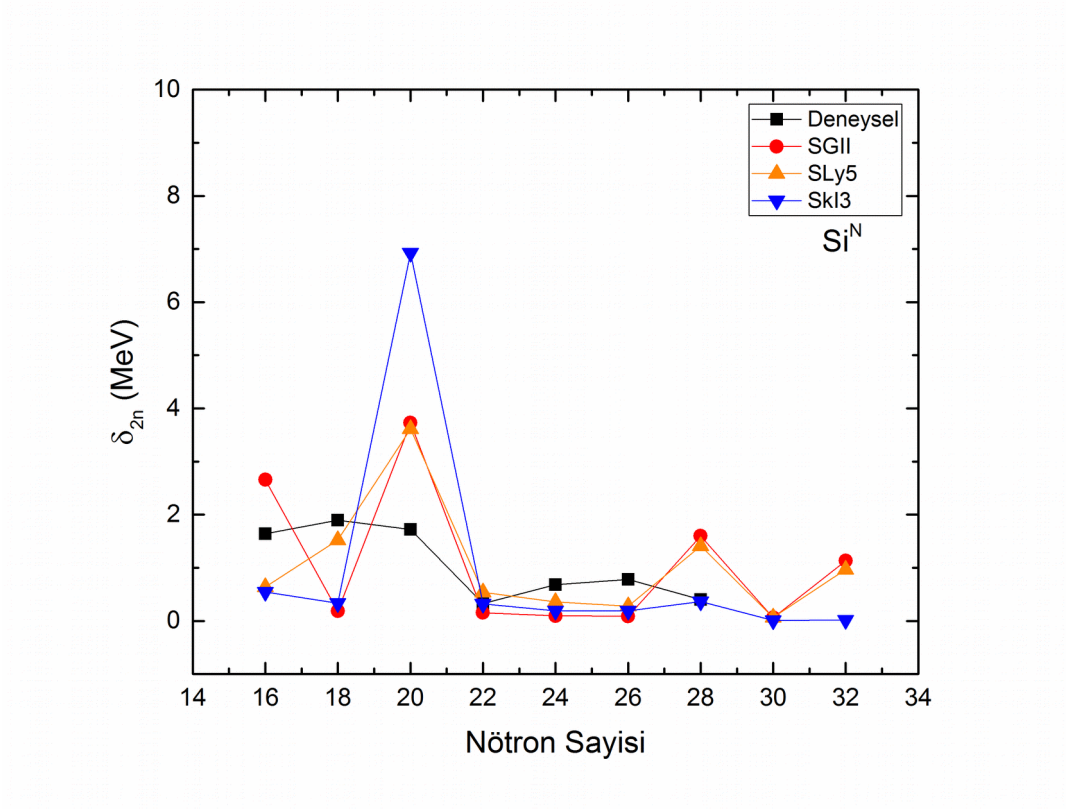
Uygun çiftlenim sabitleri bulunduktan sonra $^{28\text{-}48}$Si izotop zincirinin bağlanma enerjileri hesaplanmıştır. Bağlanma enerjilerinden de, sihirlilik için önemli olan iki nötron fark enerjileri bulunmuştur. Bağlanma enerjileri Şekil-1'de, iki nötron ayrılma enerjileri Şekil-2'de ve iki nötron fark enerjileri Şekil-3 'de gösterilmiştir.



Şekil 1. Si izotoplarının bağlanma enerjileri



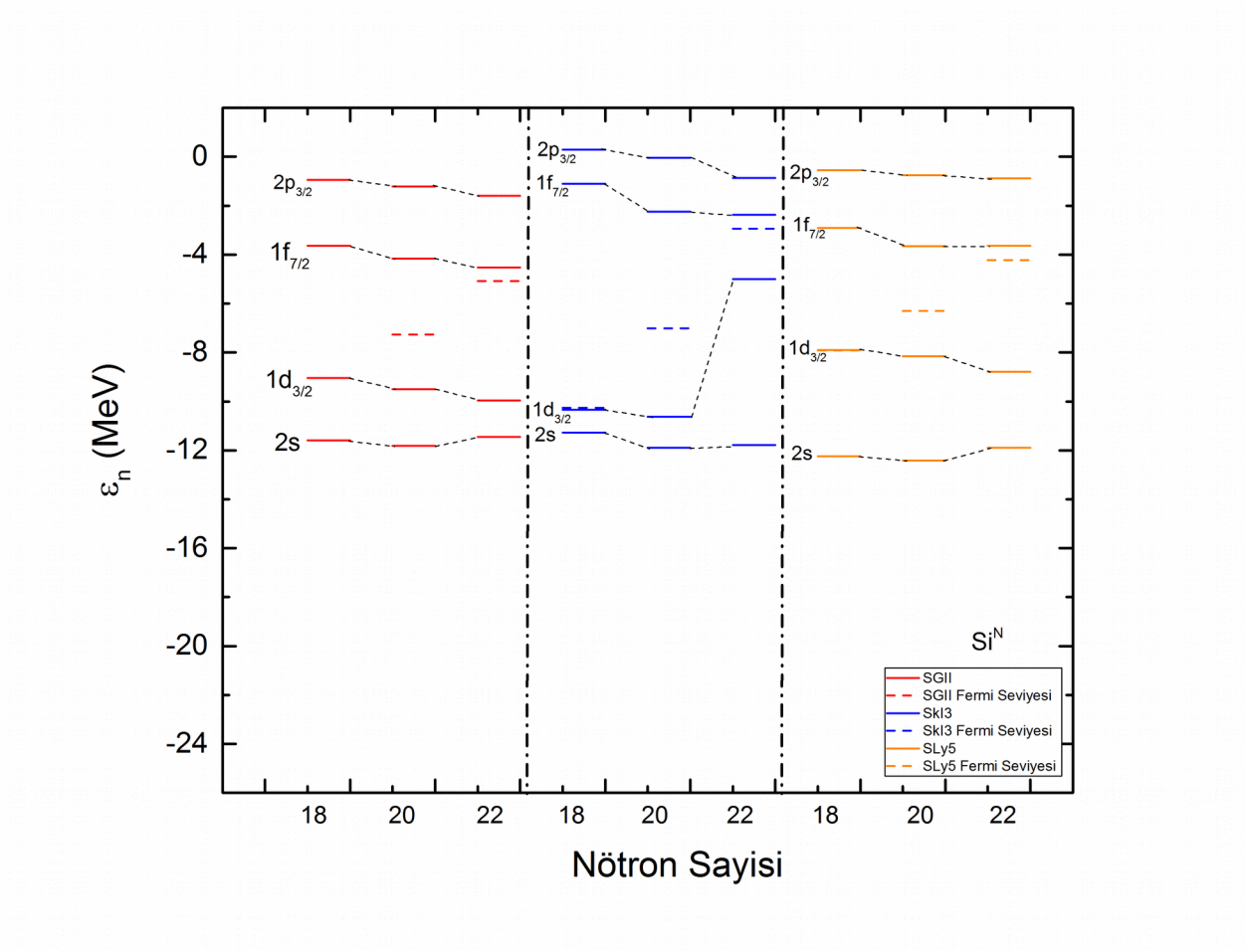
Şekil 2. Si izotoplarında SGII, SLy5 ve SKI3 Skyrme setleri için iki nötron ayrılma enerjileri



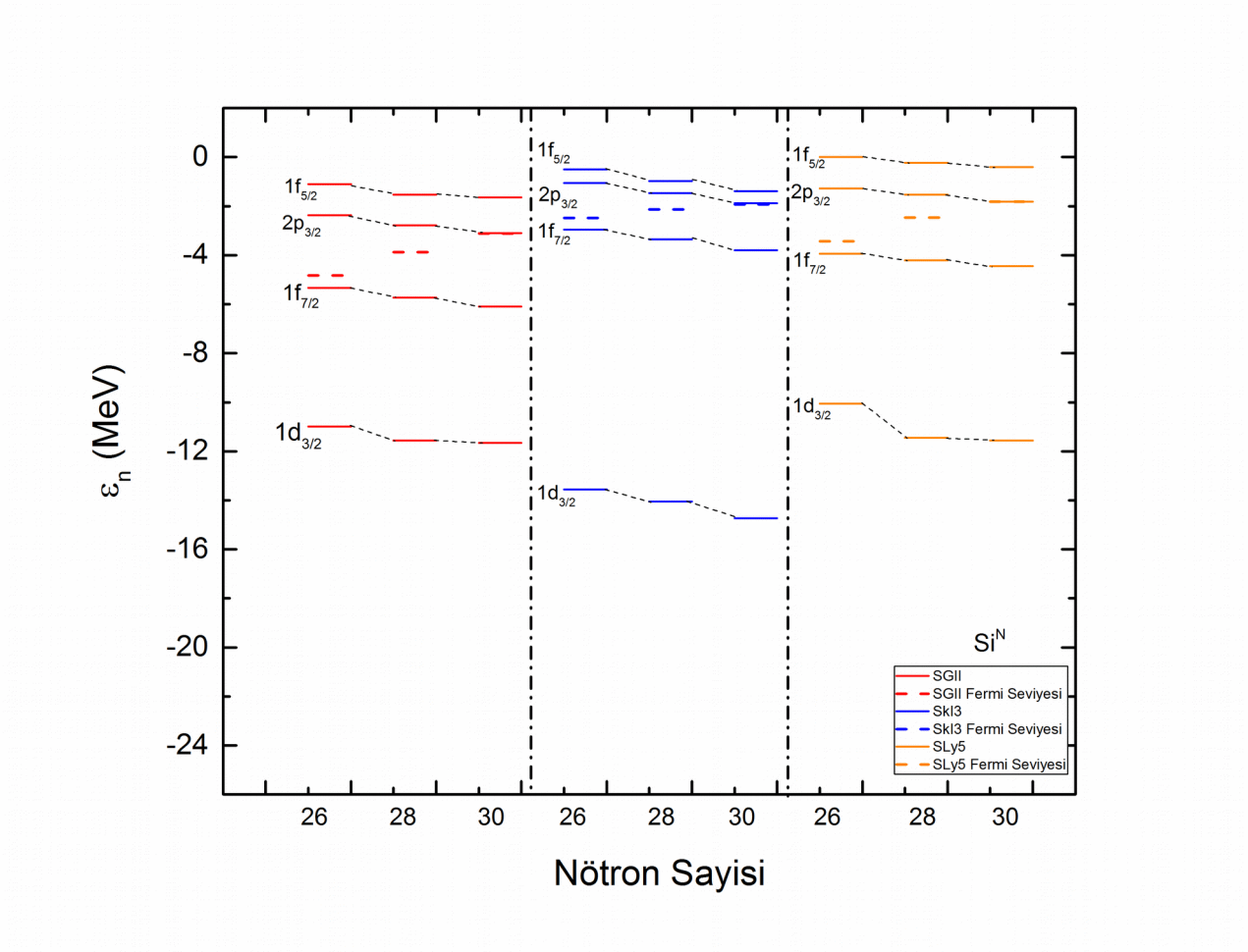
Şekil 3. Si izotoplarında SGII, SLy5 ve SKI3 Skyrme setleri için iki nötron fark enerjileri

Bağlanma enerjilerine bakıldığında (Şekil-1) SLy5, deneysel verilerle en iyi sonuç veren Skyrme setidir. SGII deneysel verilerden düşük değerler verirken, SkI3 deneysel verilerden daha yüksek değerler vermiştir. İki nötron ayrılma enerjilerine bakıldığında (Şekil-2), N=20 değerinde de bütün Skyrme setlerinde fark edilebilir bir atlama, N=28 değerinde ise SLy5 ve SGII de zayıf bir atlama, SKI3 setinde ise çok ufak bir atlama söz konusudur. Yani N=28' de ki kabuk kapanması parametreye bağlı olduğu söylenebilir. Bu sonuçlar Şekil-3'de açıkça gözükmektedir. Ancak şu söylenebilirki iki nötron boşluk enerjilerine bakıldığında, ^{42}Si deki sihirlilik ^{34}Si ye göre çok daha zayıftır.

N=20 'de ki kabuk kapanması nötron kabuk seviyelerinde de kendini gösterir (Şekil-4). Görüldüğü üzere bütün Skyrme setlerinde $1d_{3/2}$ seviyesi ile $1f_{7/2}$ seviyesi arasında ortalama 5 MeV lik bir fark vardır. Fermi seviyeleri de bu iki kabuk arasındadır. Bu sonuçlar N=20 'de güçlü bir sihirliliğin varlığına işaret etmektedir.



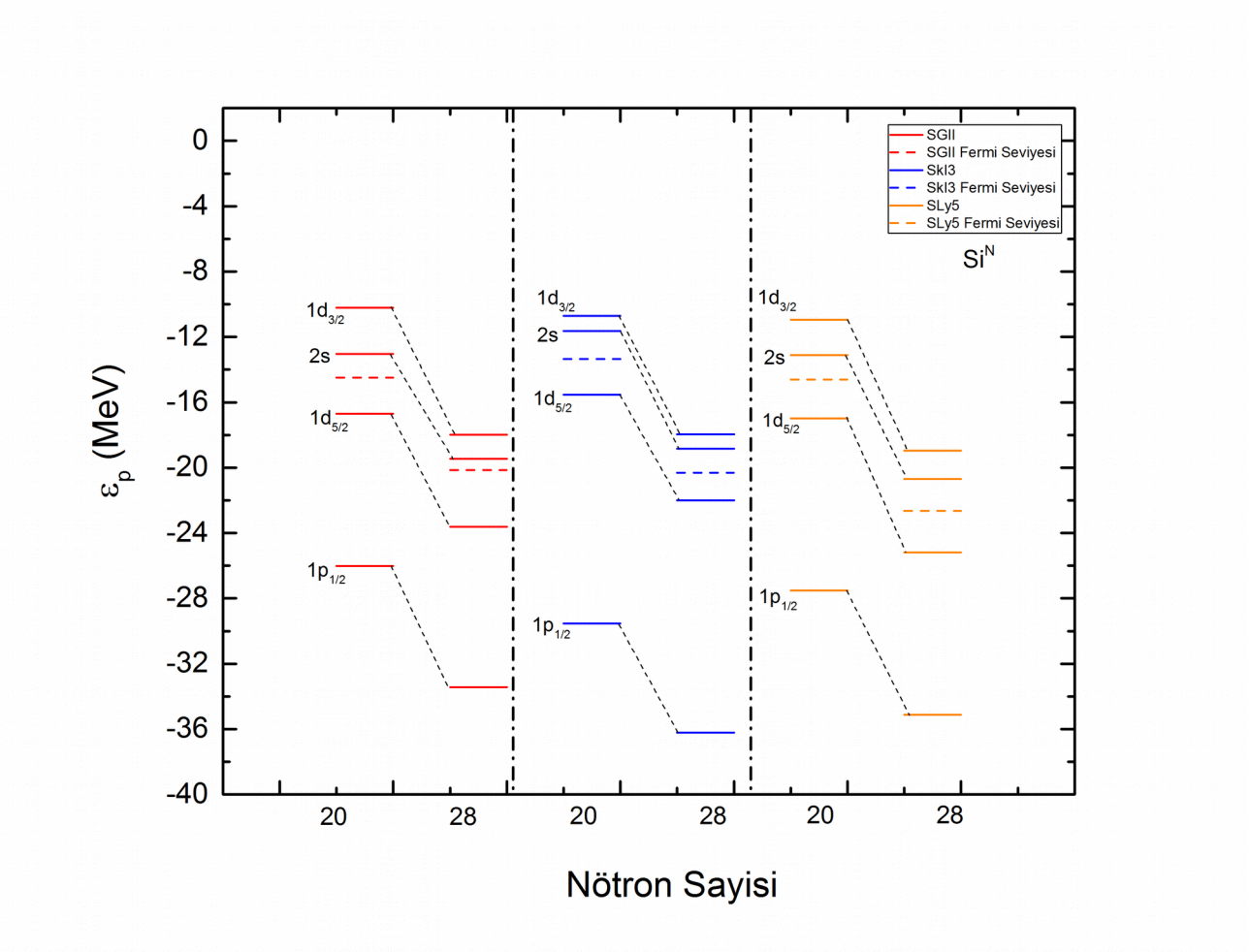
Şekil 4. SGII, SLy5 ve SkI3 setlerine göre ^{34}Si ve izotop komşuları için nötron kabuk enerjileri



Şekil 5. SGII, SLy5 ve SkI3 setlerine göre ^{34}Si ve izotop komşuları için nötron kabuk enerjileri

N=28' de ki Skyrme setine bağlı kabuk kapanması da nötron için nükleer kabuk seviyelerinde kendini gösterir (Şekil-5). Görüldüğü üzere $1f_{7/2}$ seviyesi ile $2p_{3/2}$ seviyesi arasındaki enerji farkı yaklaşık 2 MeV civarında olup, fermi seviyesine eşit uzaklıktadır. Fermi seviyelerine bakıldığında kabuk kapanmasına işaret var iken enerji farkındaki düşüklük ^{42}Si çekirdeğinin zayıf bir sihirliliğe sahip olduğunu gösterir.

Nötron kabuğundaki sihirliliğin, proton kabuklarına etkisi Şekil-6 'da gösterilmiştir. Görüldüğü üzere proton için $1d_{5/2}$ kabuğu ile 2s kabuğu arasında bütün etkileşmeler için 5 MeV civarında bir fark vardır ve fermi seviyesi ise bu kabuklar arasındadır. Bu sonuçlar ^{34}Si ve ^{42}Si çekirdeklerinde proton kabuğunun kapalı olduğunu gösterir.

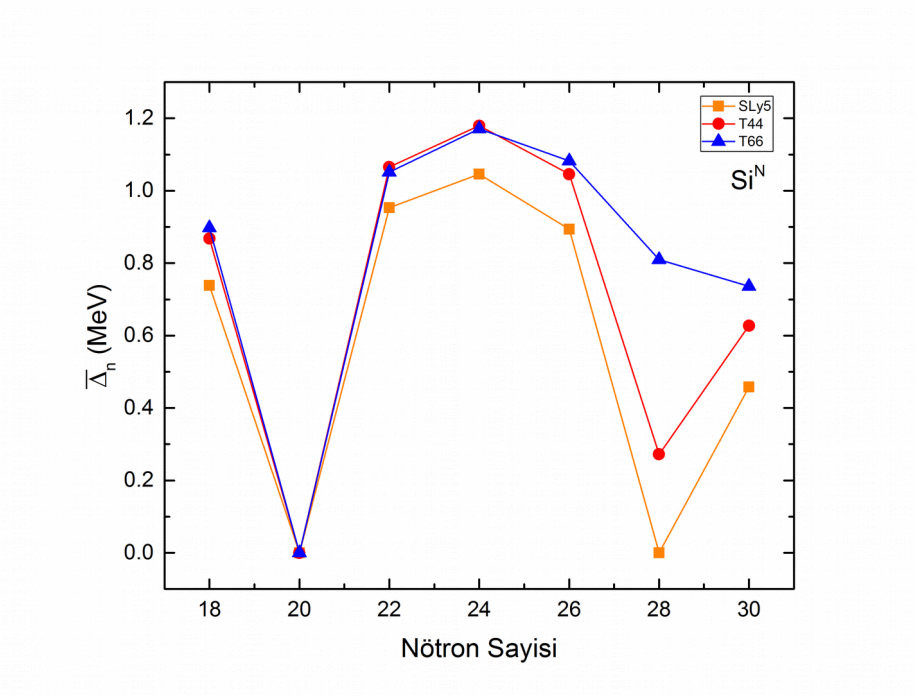


Şekil 6. Nötron sayısının, proton kabuğuna etkisi

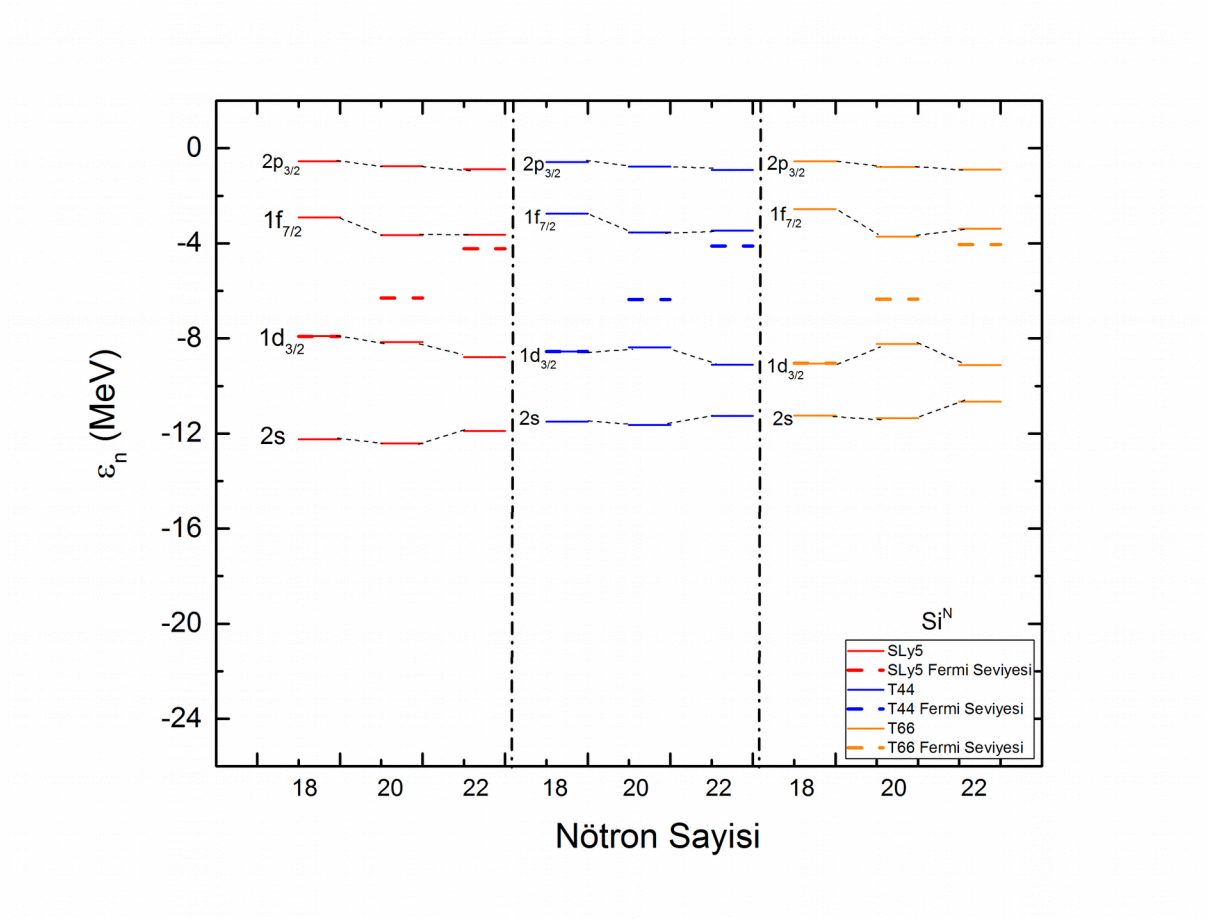
4.1.2 Tensör Etkileşiminin $^{32-44}$Si İzotoplarının Taban Durum Özelliklerine Etkisi

Literatürde yapılan deneysel çalışmalar tensör etkileşiminin ^{42}Si de sihirliliği kaldırdığını, ^{34}Si de de sihirliliği güçlendirdiğini göstermiştir [40]. Bu başlık içerisinde $^{32-44}$Si izotop zincirinin taban durum özellikleri T44 ve T66 tensör kuvvetleri ile Tablo 2 'de ki parametreler ile birlikte hesaplanmıştır.

Şekil-7'de görüldüğü üzere, ^{34}Si deki sihirlilik bütün kuvvet setlerinde kendisini göstermiştir. Tensör etkileşmesi var iken, ^{34}Si nin komşularına göre nötron ortalama fark enerjileri karşılaştırıldığında, tensör etkileşmesinin ^{34}Si de sihirliliği güçlendirdiği söylenebilir. Si^{28} için ise durum tam tersi yönündedir. Tensör etkileşmesi yok iken ^{42}Si zayıf sihirlilik özelliği gösterirken tensör etkileşmesi varlığında sihirliliği ortadan kalkar.

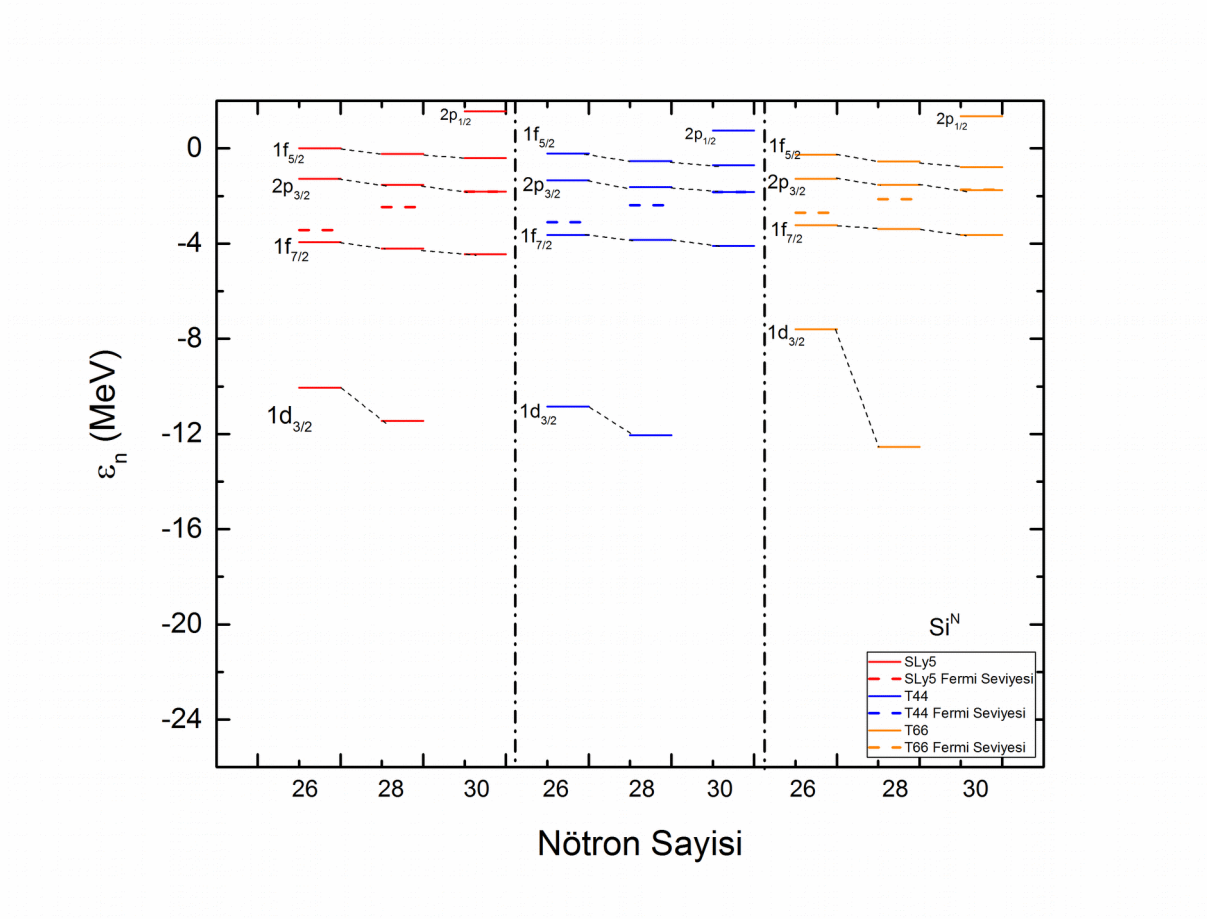


Şekil 7. $^{32\text{-}44}$Si izotopları için nötron ortalama fark enerjileri



Şekil 8. $^{32\text{-}36}$Si çekirdekleri için nötron kabuk enerjileri

^{34}Si için kabuk enerji seviyelerine bakıldığında, tensör etkileşimi ile birlikte boş ve dolu kabuklar arası enerji farkının açıldığı gözükmektedir (Şekil-8). SLy5 için $1d_{3/2}$ nin enerjisi ile $1f_{7/2}$ nin enerjisinin farkı 4,55MeV civarında iken, bu değer T44 için 4,86MeV, T66 için ise 4,59MeV civarındadır. Denklem-7'ye bakıldığında tensör etkileşmesi $1d_{3/2}$ kabuğunun spin yörünge enerjisini azaltacağından dolayı $1d_{3/2}$ kabuğunun enerjisi T44' de ve T66' da azalmıştır. T66 kuvveti, T44 'e göre daha şiddetli bir tensör kuvveti olduğu için bu azalma T66 'da T44 'den daha fazla olmuştur. Aynı şekilde Denklem-7'ye bakıldığında $1f_{7/2}$ seviyesi tensör etkileşmesi sonucunda artacağından, SLy5 'e göre spin-yörünge katkısı daha fazla olacaktır. Ancak her iki tensör kuvvetinde de boş ve dolu seviyeler arasındaki fark, tensörsüz olandan daha fazladır. Bu durum tensör etkileşiminin ^{34}Si'de ki sihirliliği güçlendirdiği sonucunu çıkarır.

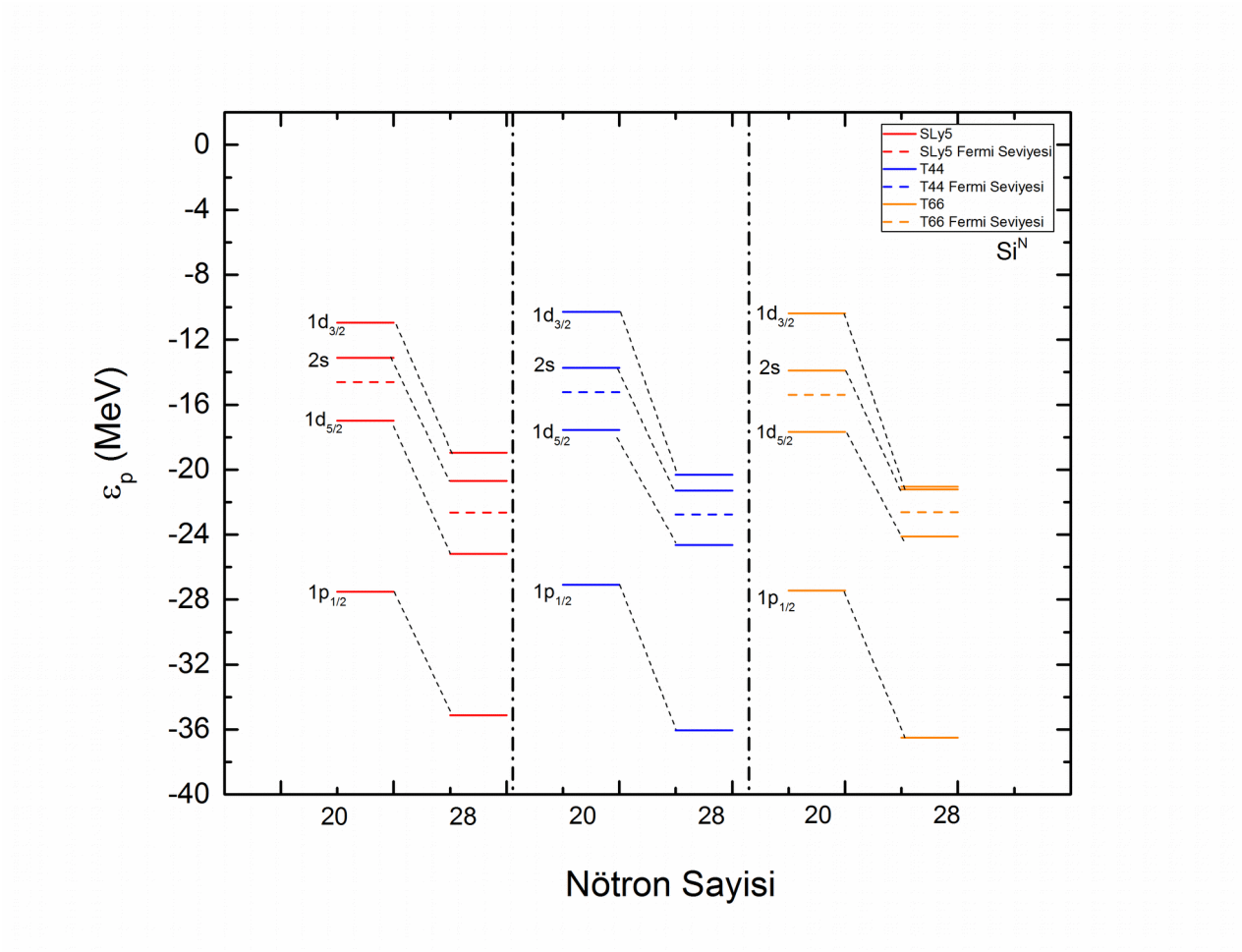


Şekil 9. $Si^{26\text{-}30}$ için nötron kabuk enerjileri

^{42}Si için kabuk enerji seviyelerine bakıldığında, ^{34}Si çekirdeğinden çok farklı bir tablo ortaya çıkar (Şekil-9). Si^{28} spin-yörünge etkileşimi kaynaklı bir kabuk kapanmasına sahip olduğundan tensör etkileşimi, Si^{28} çekirdeğinde sihirliliğin kaybolmasında önemli bir rol oynar. Şöyle ki $2p_{3/2}$ seviyesi, tensör etkileşimi sebebiyle SLy5 'e göre daha çok spin-yörünge enerjisine sahip olacaktır. Ayrıca $1f_{7/2}$ seviyesi tensör etkileşimine sebebiyle SLy5 'e göre daha az spin yörünge katkısı olacağından ve dolayısıyla $2p_{3/2}$ enerjisi ile $1f_{7/2}$ enerjisi arasındaki az olan fark daha da küçüldüğünden dolayı Si^{28} çekirdeği sihirliliğini kaybedecektir. Bu farklar SLy5 de 2,68 MeV civarında iken, T44 de 2,16 MeV ve T66 da 1,82 MeV olduğu hesaplanmıştır. Bu durum tensör etkileşmesinin Si^{28} çekirdeğinde sihirliliğin kaybolduğu sonucunu çıkarır.

^{34}Si ve ^{42}Si için proton kabuk enerjilerine bakıldığında, tensör etkileşmesinin proton kabuğuna etkisinin çok az olduğu gözlemlenmiştir (Şekil-10). Şöyleki $1d_{5/2}$ seviyesinin enerjisi ile 2s seviyesinin enerjisi arasındaki fark, ^{34}Si çekirdeği için SLy5 de 4,18 MeV iken, T44 'de 3,97

MeV ve T66 ’da 3,8 MeV olarak hesaplanmıştır. ^{42}Si için bu farklar SLy5 de 4,46 MeV iken T44 ’de 3,3 MeV ve T66 ’da 2,92 MeV civarındadır. Tensör etkisi $1d_{5/2}$ seviyesindeki spin-yörünge enerjisini azaltma eğiliminde olduğundan dolayı farklar azalmıştır. Ancak 3 MeV civarındaki bu fark sihirliliğin bozulmasını engeller. Ayrıca görüldüğü üzere T66 setinde 2s ve $1d_{3/2}$ seviyesi dejenere olmuştur. Bu durumun ^{42}Si çekirdeğinde ki proton kabuğu kapanmasında ayrıca bir etkisinin olduğu literatürdeki başka çalışmalarda ifade edilmiştir [34].

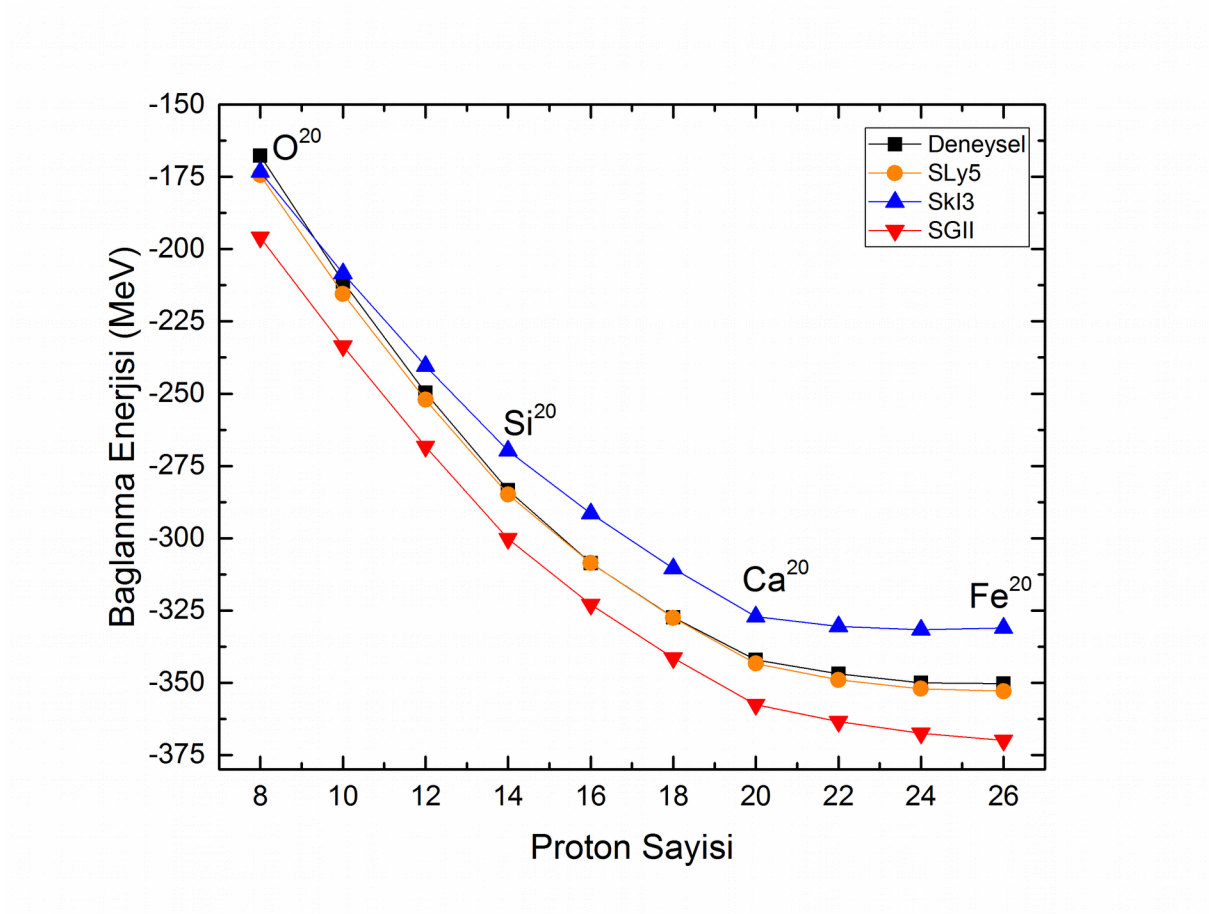


Şekil 10. ^{34}Si ve ^{42}Si için proton kabuk enerjileri

4.1.3 Tensör Etkileşiminin $^{32\text{-}44}$Si İzotoplarının Taban Durum Özelliklerine Etkisi

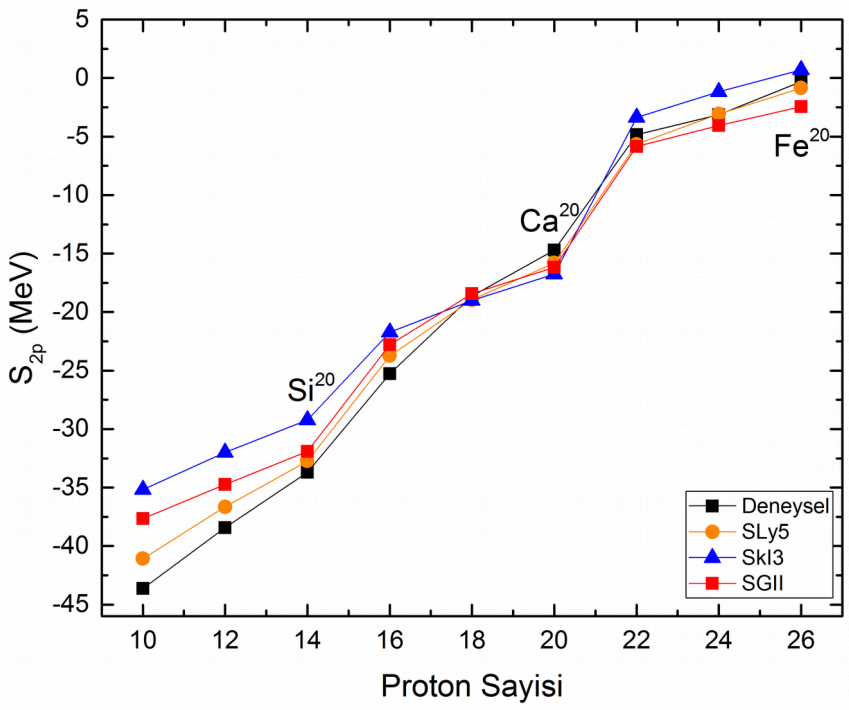
Şekil-6 ‘ya göre Si çekirdeğinde kapalı proton kabuğu mevcuttur. Ayrıca Şekil-10 ’a göre tensör etkileşiminin proton kabuğunun kapanmasına etkisinin az olduğu hesaplanmıştır. Bunu daha iyi anlamak ve analiz etmek için bu çalışma içerisinde ^{34}Si izotonlarına bakılmıştır. Dahası tensör etkileşiminin proton kabuğuna etkisi az olduğundan yapılan hesaplarda tensör

etkileşimine bağlı spin-yörünge etkisi kullanılmamıştır. Dolayısı ile iki proton fark enerjileri ile nükleer kabuk enerji seviyelerine bakılarak ^{34}Si çekirdeğinin çift sihirliliği tartışılmış, yapılan hesaplarda Tablo-1'de ki çiftlenim etkileşmeleri kullanılarak ve karışık (mixed) tipi çiftlenim kullanılmıştır.

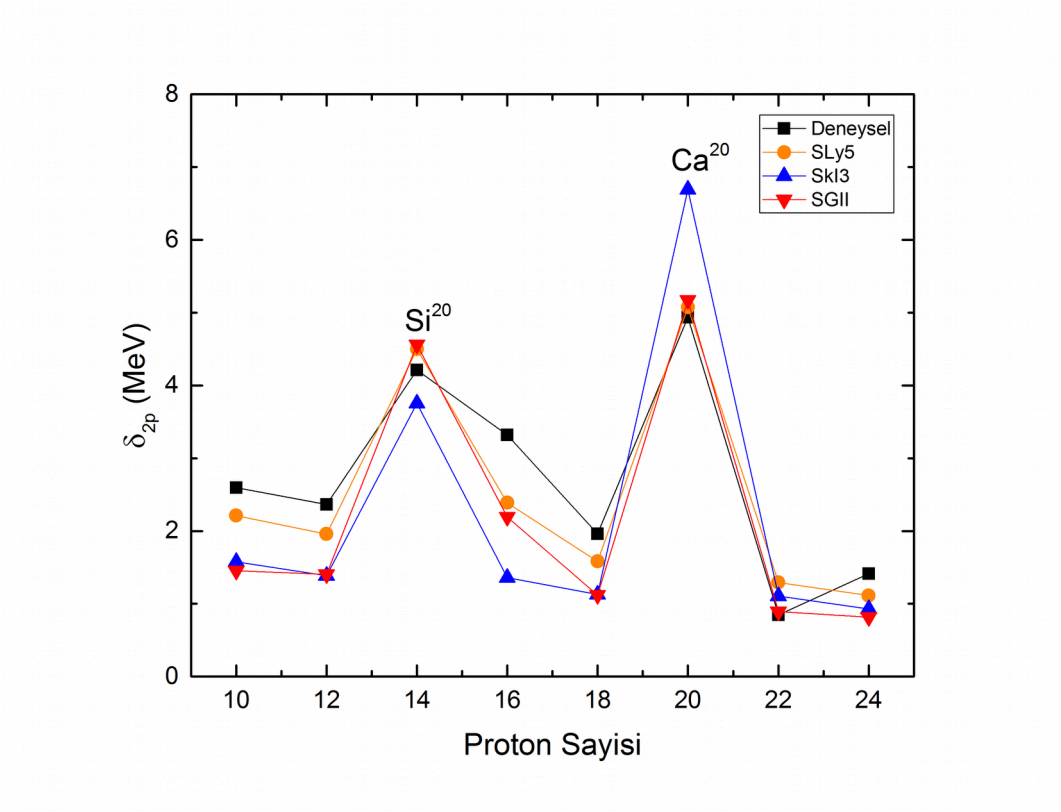


Şekil 11. ^{34}Si (N=20) izotonlarının bağlanma enerjileri

^{34}Si izotonların bağlanma enerjilerine bakıldığında, en iyi sonucun SLy5 setinin verdiği, SGII ile SkI3 ün deneysel sonuçlardan proton sayısı arttıkça saptığı hesaplanmıştır (Şekil-11). ^{34}Si izotonların iki nötron ayrılma enerjileri hesaplandığında, Z=14 noktasında ve Z=20 noktasında ayrılma enerjilerinde atlamalar tespit edilmiştir (Şekil-12). Bu atlama noktaları iki proton boşluk enerjilerine bakılarak daha net görülür.

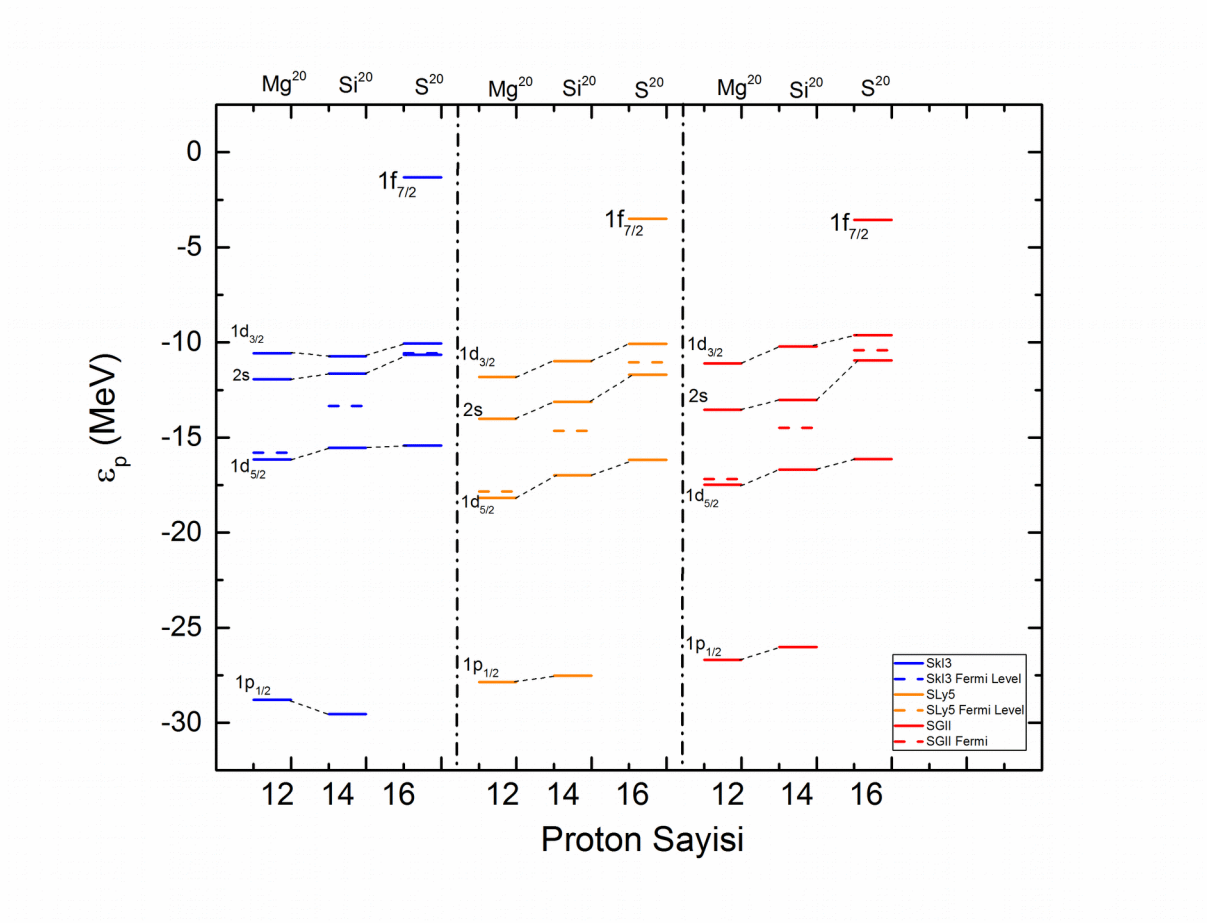


Şekil 12. ^{34}Si (N=20) izotonları için iki proton ayrılma enerjileri



Şekil 13. ^{34}Si (N=20) izotonları için iki proton fark enerjileri

Şekil 13 'te görüldüğü üzere ^{34}Si çekirdeğinde iki proton boşluk enerjisi komşularına göre 2 MeV civarında artmaktadır. Bir başka artışta buna benzer olarak ^{40}Ca gözlemlenmiştir. Bu durum ^{34}Si çekirdeğinde proton kabuğu kapanmasına işaret eder.



Şekil 14. ^{34}Si ve izotonları için proton kabuk enerjileri

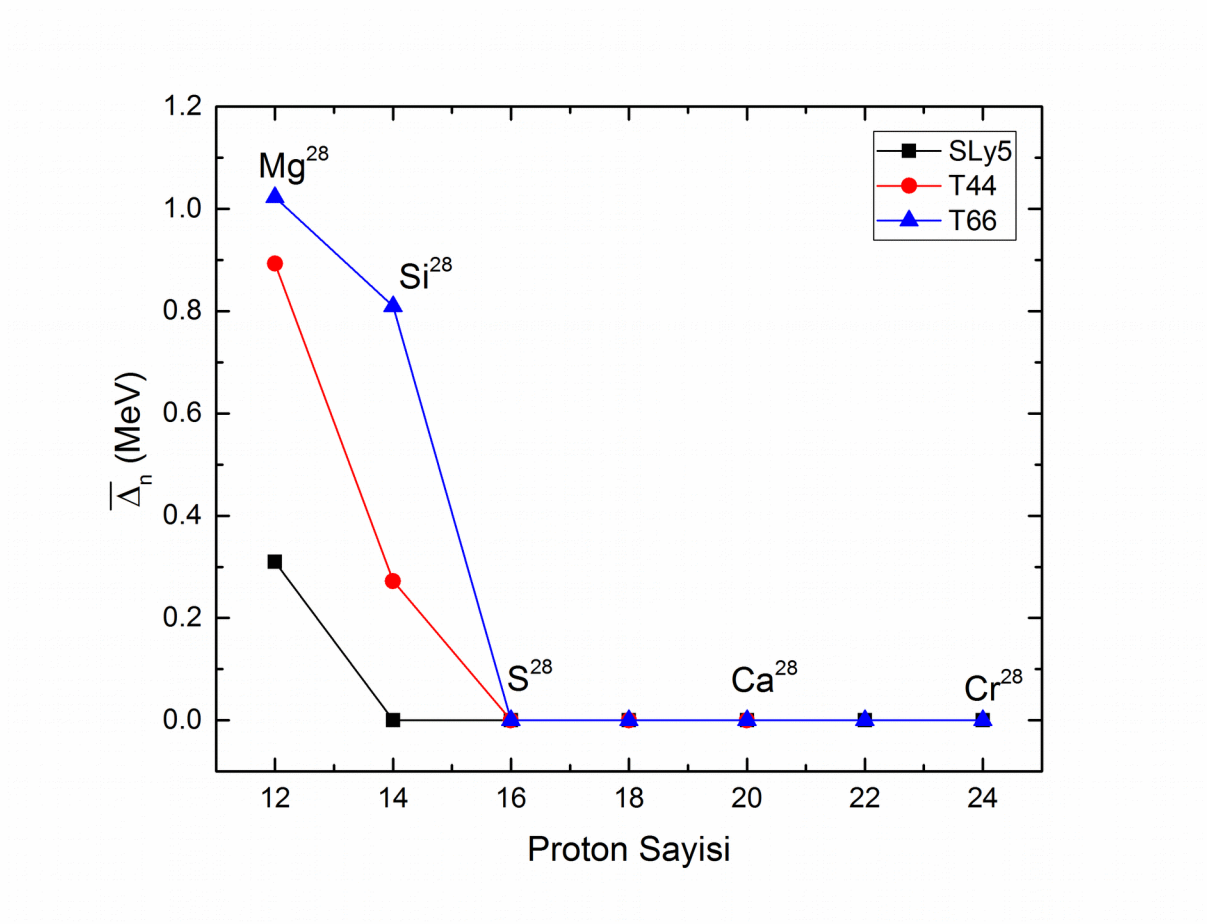
^{34}Si'nin ve izoton komşularının proton tek parçacık enerjilerine bakıldığında bu sonuç daha açık bir şekilde gözükmektedir (Şekil-14). Proton kabuk enerjilerine göre Si^{20} çekirdeğinin 2s ile $1d_{5/2}$ seviyeleri arasındaki enerji farkı ortalama 4-5 MeV olduğu ve fermi seviyesinin iki seviye arasında ortada olduğu gözlemlenmiştir.

İki proton fark enerjileri ve proton kabuk enerjilerine bakıldığında ^{34}Si çekirdeğinin çift sihirlilik özelliği gösterdiği görülür. Bu sonuç literatürdeki başka çalışmalarla uyum halindedir [32-36].

4.1.4 Tensör Etkileşiminin ^{42}Si İzotonlarına Etkisi

Bu başlık içerisinde ^{42}Si çekirdeğinde gerçekleşen tensör etkileşmesi sonucu sihirliliğin kaybolma durumu, ^{42}Si izotonlarına göre incelenmiştir. Bu amaçla ^{42}Si izotonlarının nötron için ortalama fark enerjilerine ve nötron kabuk enerjilerine bakılmıştır.

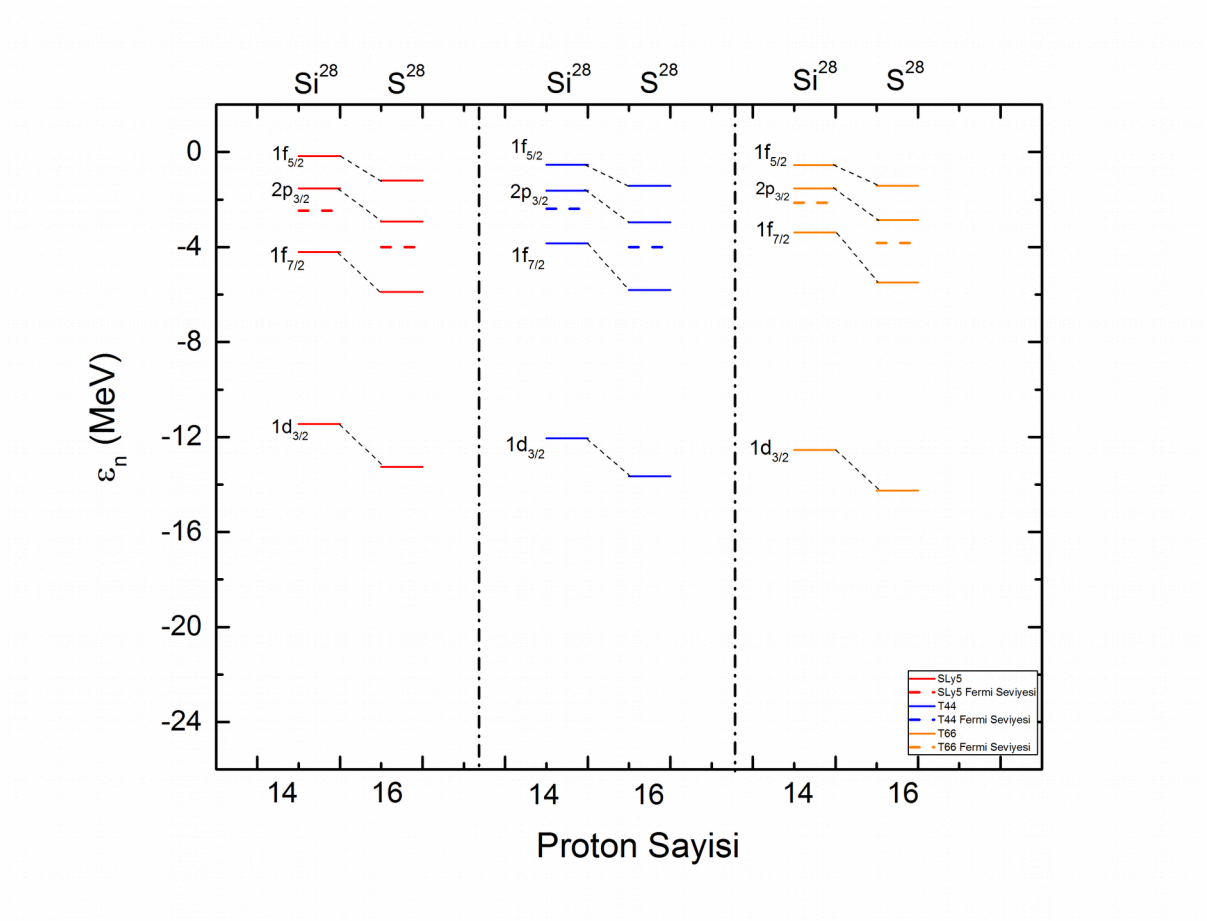
^{42}Si çekirdeğinin nötron ortalama fark enerjilerine bakıldığında, sihirliliğin kaybolma durumu ^{40}Mg çekirdeğinde de gözlemlenmiş, ^{42}Si ve daha çok atom numarasına sahip çekirdeklerde ise sihirliliğin bozulmadığı görülmüştür (Şekil-15). ^{40}Mg çekirdeği deforme çekirdek olduğundan dolayı ^{40}Mg çekirdeğinin yorumlanması bu çalışmanın hedefleri arasında değildir [74]. Dolayısı ile bu konu içerisinde ^{42}Si çekirdeği ile ^{42}Si çekirdeği arasındaki farklara odaklanılmıştır.



Şekil 15. ^{42}Si (N=20) ve izotonlarının nötron ortalama fark enerjileri

^{42}Si ve ^{42}Si çekirdeklerinin nötron kabuk enerji seviyelerine bakıldığında, SLy5 için her iki çekirdek zayıf sihirli iken, T44 ve T66 tensör kuvveti setlerinde ^{42}Si çekirdeğinin sihirliliğini kaybettiği, ^{42}Si çekirdeğinde ise sihirli kaldığı görülür (Şekil-16). Yukarıdaki konularda ele alındığı üzere tensör etkileşimi her iki çekirdek için $2p_{3/2}$ kabuğunun enerjisini azaltmış, $1f_{7/2}$ seviyesinin enerjisini arttırmıştır. Bu seviyeler arasındaki enerji farklarına bakılacak olunursa, ^{42}Si çekirdeğinde SLy5 için 2,68 MeV , T44 için 2,16 MeV ve T66 için 1,82 MeV civarlarında olduğu daha öncedende belirtildiği gibi hesaplanmıştır. ^{42}Si çekirdeğinde ise bu fark SLy5 için

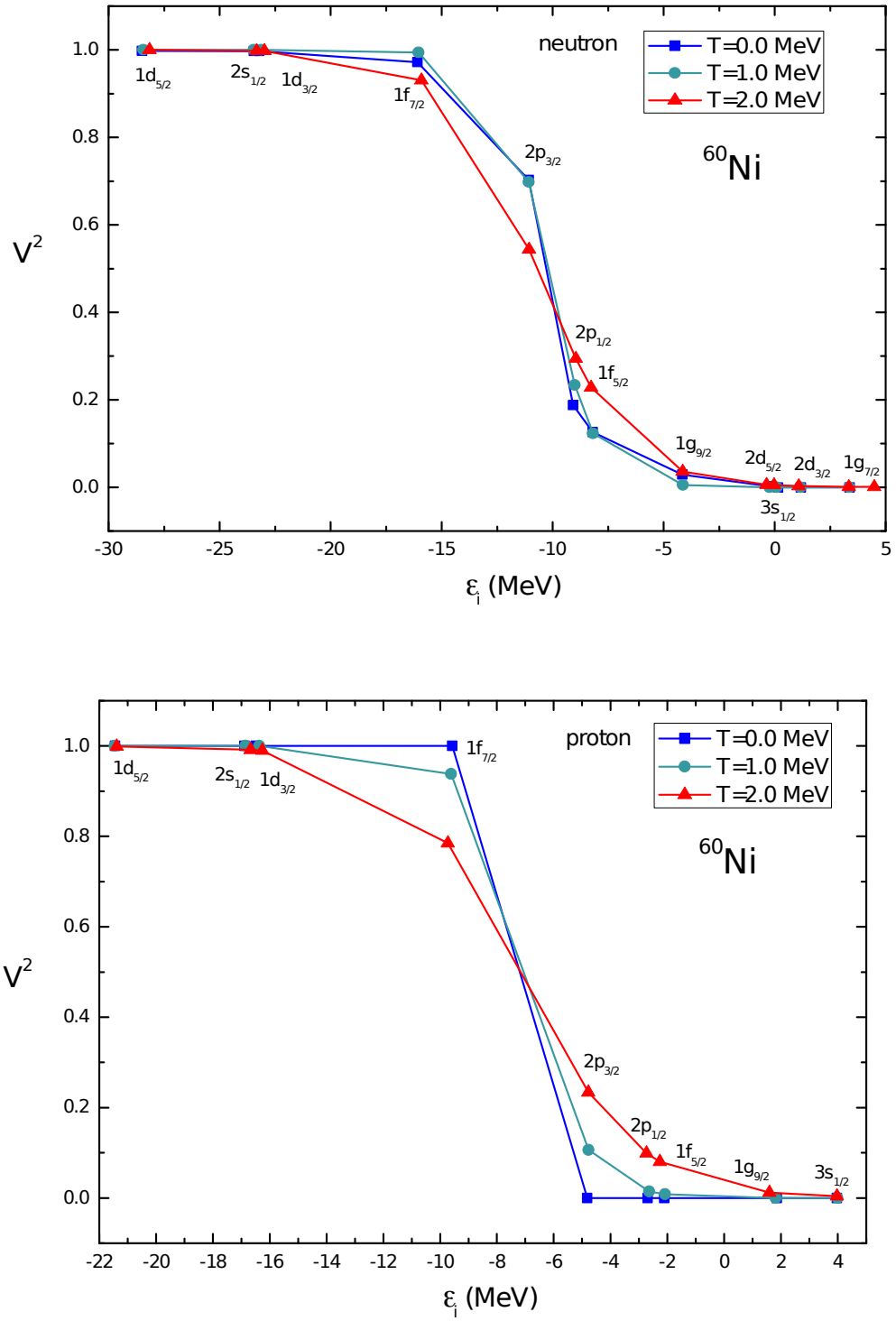
3 MeV, T44 için 2,86 MeV ve T66 için 2,64 MeV civarlarında olduğu hesaplanmıştır. Görüldüğü üzere tensör etkileşmesi seviyeler arasındaki farkları kapatma eğiliminde iken artan proton sayısı ^{42}Si çekirdeğinde sihirliğin korunmasını sağlar.



Şekil 16. ^{42}Si (N=20) ve S^{28} çekirdekleri için nötron kabuk enerjileri

Sonuç olarak ^{42}Si çekirdeği tensör etkileşmesi ihmal edilmediği taktirde sihirli değil iken onun izoton komşusu olan ^{42}Si çekirdeği tensör etkileşiminin etkisinde sihirliliğini devam ettirmektedir.

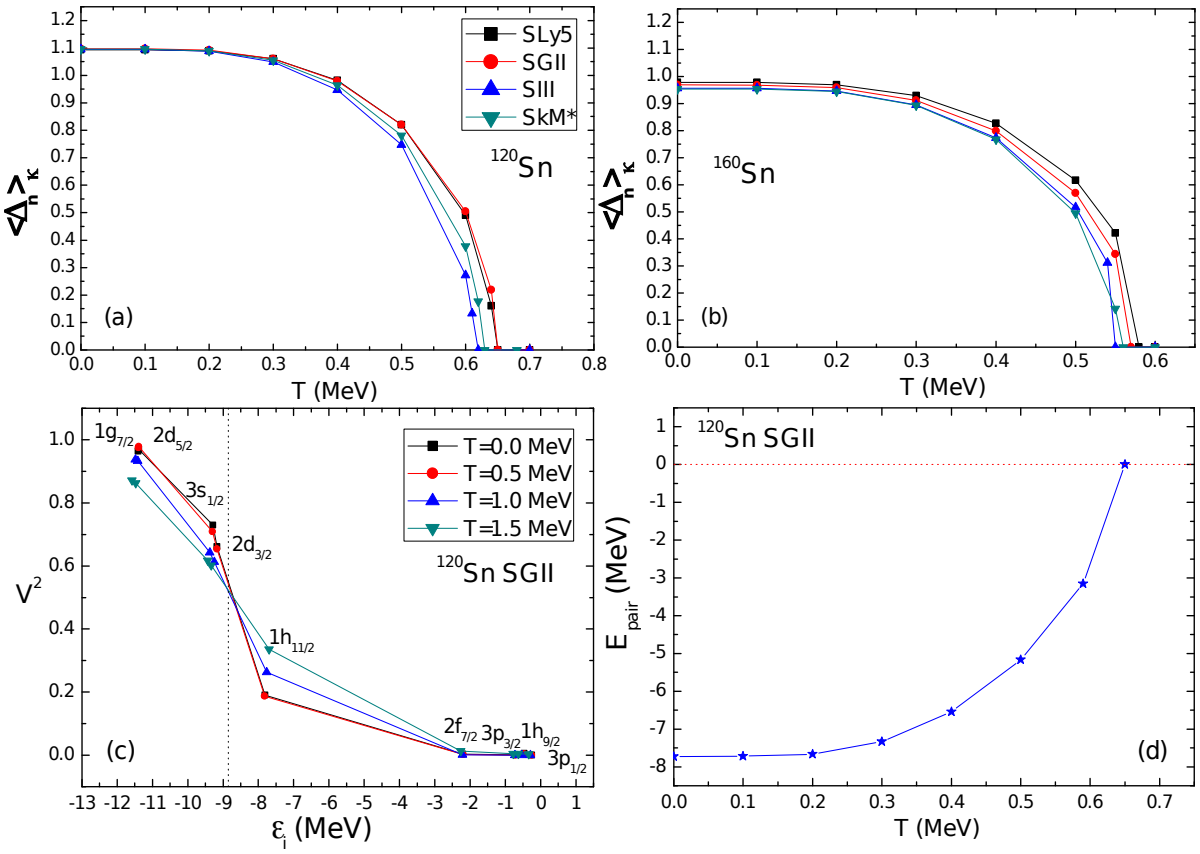
4.2 Sonlu ve sıfır sıcaklıklarda çekirdeklerin (^{60}Ni, ^{68}Ni, ^{120}Sn, ^{160}Sn) taban durum özelliklerinin HF+BCS ile belirlenmesi



Şekil 17. ^{60}Ni çekirdeği için proton ve nötron tek-parçacık enerji seviyelerinin ve doluluk oranlarının sıcaklığa bağlı değişimi

Şekil-17'de ^{60}Ni çekirdeği için T=0, 1, ve 2 MeV de sıcaklığın proton ve nötron tek-parçacık enerjileri ve enerji seviyelerinin doluluk oranları üzerindeki etkisi gösterilmektedir. Hesaplamalar FT-HFBCS yöntemi kullanılarak ve Skyrme SLy5 etkileşimi ile yapılmıştır. Sıcaklıktaki artış ile beraber Fermi düzeyinin altından termal olarak uyarılan nükleonlar Fermi Düzeyinin üstündeki enerji seviyelerinin doluluk oranlarında artışa neden olmaktadır.

Proton sayısının sihirli bir sayı (Z=28) olması nedeni ile T=0 MeV de oldukça kesin bir Fermi yüzeyine sahip olan ^{60}Ni çekirdeği, sıcaklıktaki artış ile beraber artık keskin bir Fermi Düzeyine sahip değildir. Benzer şekilde, sıcaklıktaki artış nötronlar için de dağınık veya yumuşak bir Fermi yüzeyi oluşturmaktadır.



Şekil 18. ^{120}Sn (a) ve ^{160}Sn (b) çekirdekleri için ortalama nötron çiftlenim boşluğunun sıcaklığa bağlı değişimi. (c) ^{120}Sn çekirdeği için nötron tek-parçacık enerji seviyelerinin ve doluluk oranlarının sıcaklığa bağlı değişimi. (d) Çiftlenim enerjisinin sıcaklığa bağlı değişimi

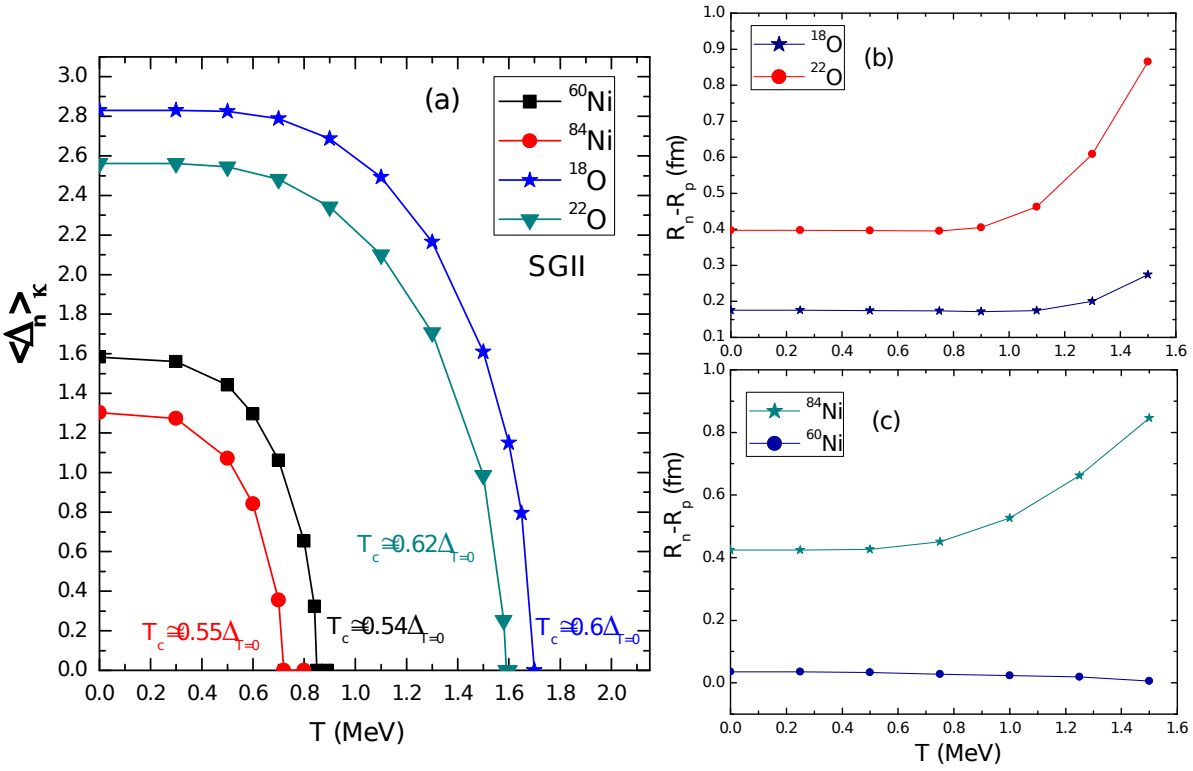
Şekil 18. 'de ^{120}Sn çekirdeği için sıcaklığın çiftlenim parametreleri ve tek-parçacık enerji seviyeleri üzerindeki etkisi gösterilmektedir. Şekil-18 (a) ve (d) Kritik sıcaklıklarda çiftlenim etkilerinin ortadan kalktığı gözlenmiştir. Kritik sıcaklığa ulaşan çekirdeklerde ortalama çiftlenim boşluk değeri ve çiftlenim enerji ortadan kalmaktadır. Sonlu sıcaklıklarda "faz geçişi" olarak bilinen bu durumda kritik sıcaklık ve çiftlenim parametresi arasındaki bağıntı

$$T_c \approx 0.567 \quad (69)$$

olarak bulunmuştur. Kritik sıcaklıklarda faz geçişine uğrayan çekirdeğin süper akışkan durumdan normal duruma geçtiği görülmektedir. Farklı Skyrme etkileşimleri ile yapılan

çalışmalar da denklem (69) ile verilen ifadeyi doğrulamaktadır. Benzer sonuçlar ^{160}Sn için de elde edilmiştir. Sıcaklığın Tek-parçacık enerjileri ve doluluk oranları üzerindeki etkisi ise Şekil-18 (c) de gösterilmektedir.

Sıcaklık etkisi ile beraber Fermi düzeyinin altındaki düzeylerde doluluk oranları azalırken, Fermi düzeyin üzerindeki düzeylerde ise doluluk oranlarında artış olduğu görülmektedir.



Şekil 19. (a) $^{18\text{-}22}$O ve $^{60\text{-}84}$Ni çekirdekleri ortalama çiftlenim boşluğunun sıcaklığa bağlı değişimi. (b)-(c) Çekirdek yarıçapının sıcaklığa bağlı değişimi

Şekil 19.'da $^{18\text{-}22}$O ve $^{60\text{-}84}$Ni çekirdekleri için FT-HFBCS ve Skyrme SGII etkileşimi kullanılarak elde edilen sonuçlar gösterilmektedir. Kritik sıcaklık Denklem (69) ile verilen eşitliğe uymaktadır.

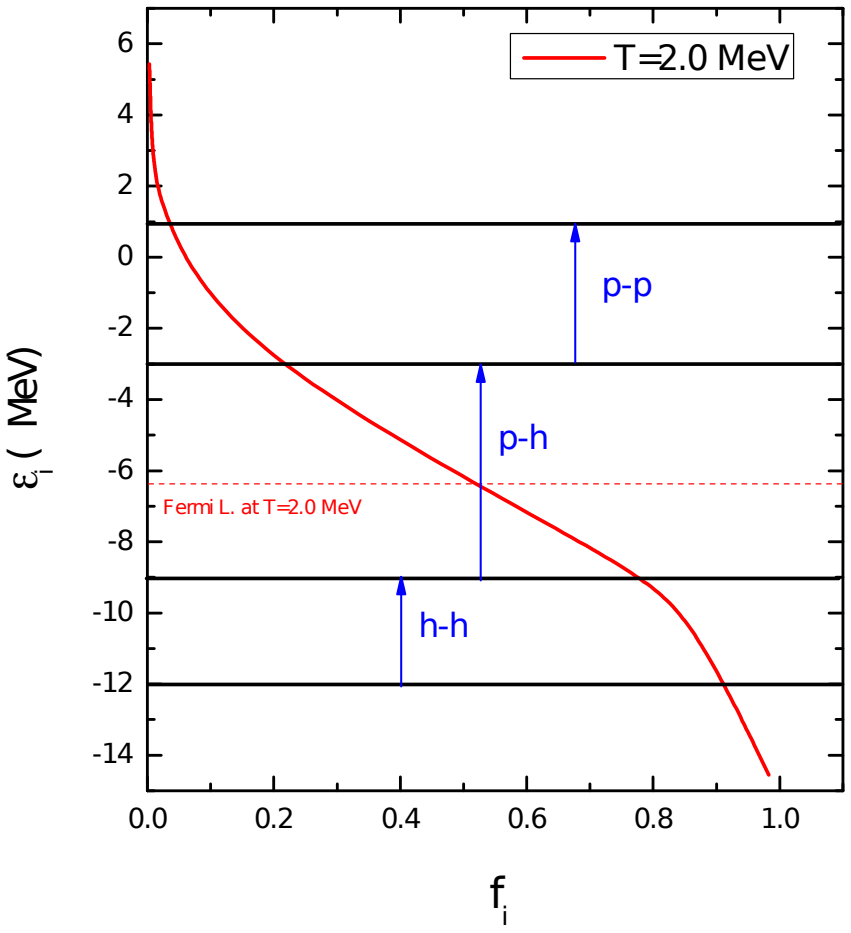
Bunun yanı sıra, Şekil-19 (b) ve (c) de ise çekirdek yarıçapında sıcaklığa bağlı bir artış olduğu gösterilmektedir. Bu artış özellikle nötron bakımından zengin olan ^{22}O ve ^{84}Ni

çekirdeklerinde daha belirgindir. Bu artışın nedeni sıcaklığın artışı ile beraber çekirdeğin yoğunluğunda meydana gelen değişimdir.

4.3 Sıcaklığın Nükleer Uyarılmalar Üzerindeki Etkisinin Araştırılması

4.3.1. Sonlu sıcaklıklarda Kapalı Kabuk Çekirdeklerin (Sihirli Çekirdeklerin) Çok Kutuplu Uyarılmalarında Meydana Gelen Değişimler

Bu bölümde sonlu sıcaklıklarda sihirli çekirdeklerin çok kutuplu uyarılmalarında meydana gelen değişiklikler incelenmiştir. Bu amaç ile FT-RPA programı ve Skyrme SGII etkileşimleri kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır.



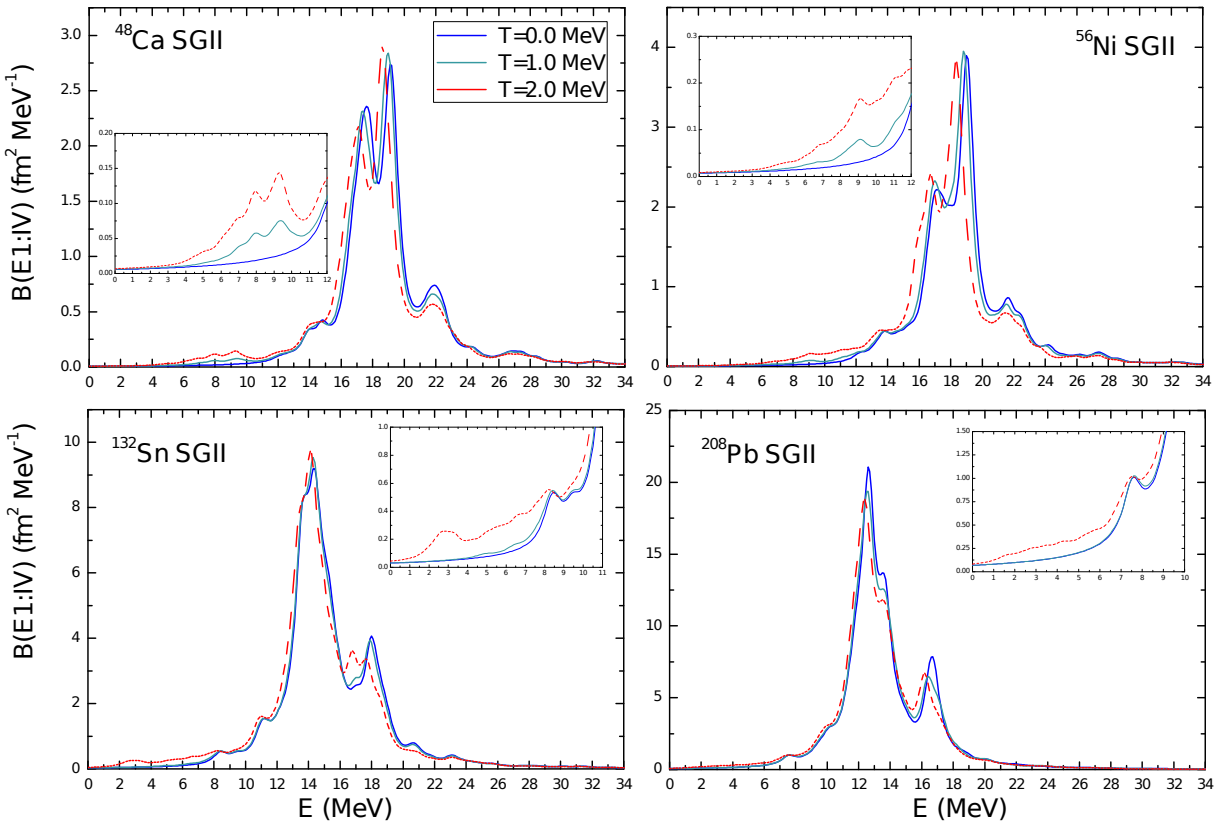
Şekil 20. T=2.0 MeV'de, ^{40}Ca çekirdeği için nötron tek-parçacık enerji seviyelerinin ve doluluk oranlarının sıcaklığa bağlı değişimi. Sıcaklık etkisi ile beraber, parçacık-deşik (p-h) uyarılmalarına ek olarak parçacık-parçacık (p-p) ve deşik-deşik (h-h) uyarılmaları da mümkün hale gelmektedir

Şekil 20.'de, ^{40}Ca çekirdeği için nötron tek-parçacık enerji seviyelerinin ve doluluk oranlarının sıcaklığa bağlı değişimi görülmektir. Sıcaklık artışı ile beraber enerji seviyelerinin doluluk oranları değişmektedir. Bu nedenle, p-h etkileşimlerine ek olarak, p-p ve h-h etkileşimleri de nükleer uyarılmalara katılmaktadırlar. Özetle sıcaklık yeni uyarılma kanallarının açılmasını sağlamaktadır. P-p ve h-h uyarılmaları Dev Rezonans bölgesinin altındaki düşük enerjili bölgeleri etkileyecektir. Bu nedenle nükleer uyarılmaların özellikle düşük enerji bölgesinde değişime yol açması beklenmektedir.

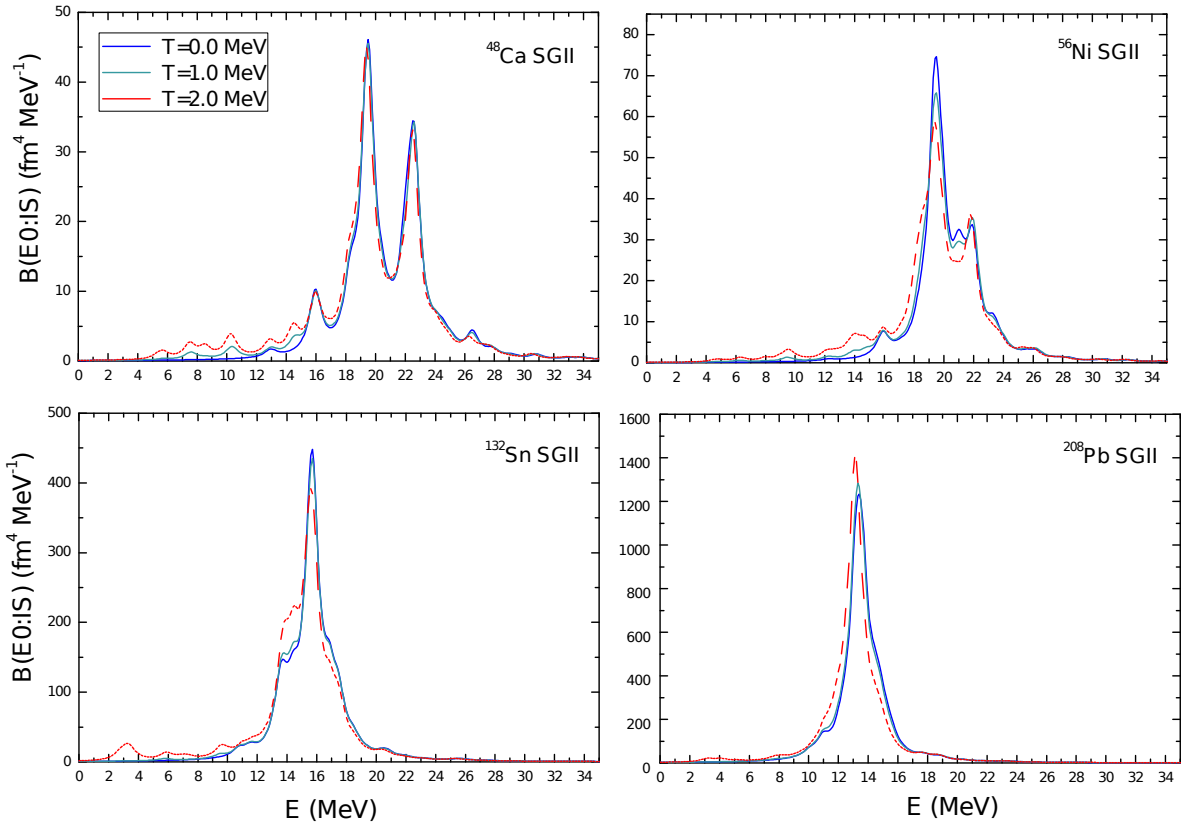
Şekil 21. ^{48}Ca, ^{56}Ni, ^{132}Sn ve ^{208}Pb çekirdekleri için dipol uyarılmaların ($J^{\pi}=1^{-}$) sıcaklığa bağlı değişimini göstermektedir. Dev Dipol Rezonans (GDR) bölgesi olarak bilinen bölgede (E=12-30 MeV) sıcaklık ile beraber önemli bir değişim meydana gelmemektedir. Buna rağmen, GDR merkezi enerjisinin düşük enerji bölgelerine doğru kaydığı görülmektedir.

Sıcaklığın artışı ile beraber, düşük enerji bölgesinde meydana gelen değişim açıkça görülmektedir.

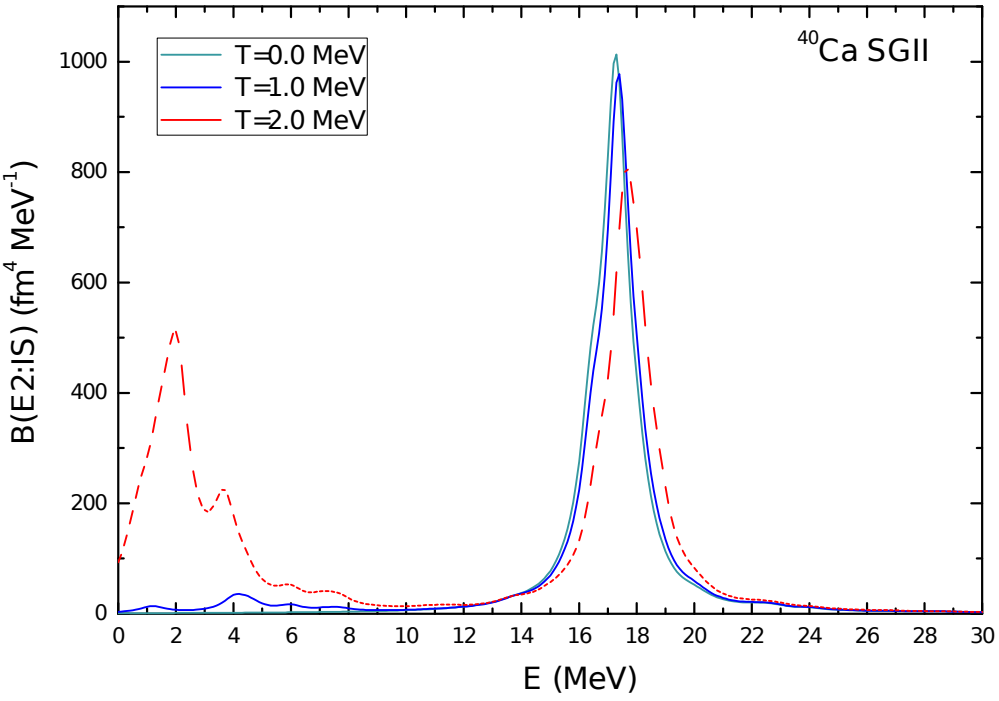
Nötron bakımından zengin çekirdeklerde GDR bölgesinin altında ve E=8-12 MeV aralığında düşük enerjili uyarılmaların oluştuğu bilinmektedir. Sıcaklığın artışı ile beraber, Düşük enerjili uyarılmaların güç fonksiyonlarında dağılmaya neden olduğu görülmektedir. Buna ek olarak E=2-8 MeV bölgesinde yeni düşük enerjili uyarılmaların oluştuğu aşikârdır. Bu yeni uyarılmalar p-p ve h-h uyarılmalarından kaynaklanmaktadır.



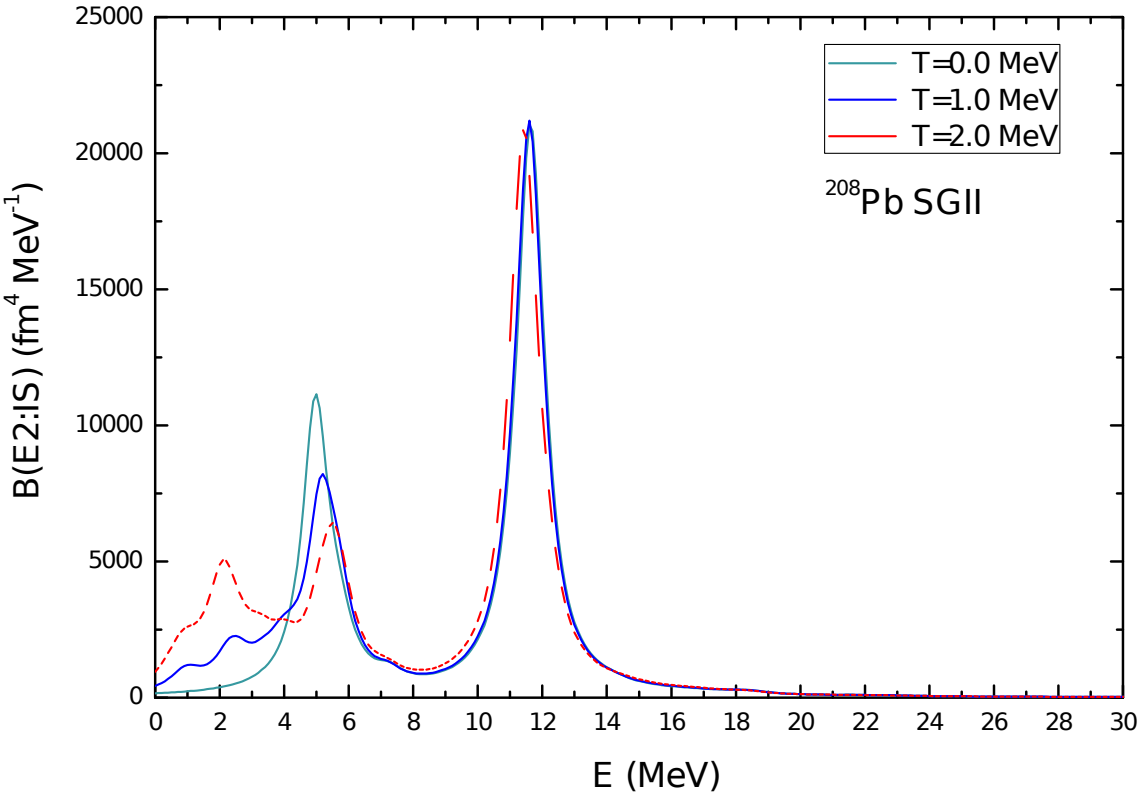
Şekil 21. Dipol uyarılmaların sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SGII etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır



Şekil 22. Monopol uyarılmaların sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SGII etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır



Şekil 23. ^{40}Ca çekirdeği için Kuadrupol uyarılmaların sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 24. ^{208}Pb çekirdeği için Kuadrupol uyarılmaların sıcaklığa bağlı değişimi

Şekil 22, ^{48}Ca, ^{56}Ni, ^{132}Sn ve ^{208}Pb çekirdekleri için Monopol uyarılmaların ($J^{\pi}=0^{+}$) sıcaklığa bağlı değişimini göstermektedir. Dev Monopol Rezonans (GMR) bölgesi olarak bilinen bölgede (E=12-30 MeV) sıcaklık ile beraber önemli bir değişim meydana gelmemektedir.

Sıcaklığın artışı ile beraber, düşük enerji bölgesinde meydana gelen değişim ise açıkça görülmektedir. Nötron bakımından zengin çekirdeklerde GMR bölgesinin altında ve E=8-12 MeV aralığında düşük enerjili uyarılmaların varlığı halen tartışılmaktadır. Sıcaklığın artışı ile beraber E=2-10 MeV bölgesinde yeni düşük enerjili uyarılmaların oluştuğu anlaşılmıştır. Dipol durumda olduğu gibi, bu yeni uyarılmalar p-p ve h-h uyarılmalarından kaynaklanmaktadır.

Şekil 23 ve 24, ^{40}Ca ve ^{208}Pb çekirdekleri için Kuadrupol ($J^{\pi}=2^{+}$) uyarılmaların sıcaklığa bağlı değişimini göstermektedir. Yüksek enerji bölgesinde (E=10-22 MeV) sıcaklık artışı ile beraber ^{40}Ca çekirdeğinin merkez rezonans enerjisi artış gösterirken, ^{208}Pb için azalmaktadır. Bu durum seçilen çekirdeklerin kabuk yapısı ile alakalıdır. ^{40}Ca çekirdeği ile karşılaştırıldığında

^{208}Pb çekirdeği kuvvetli kabuk etkilerinden dolayı sıcaklıktaki değişimlere karşı oldukça kararlıdır.

Kuadrupol uyarılmaları için sıcaklıktaki artış ile beraber özellikle düşük enerji bölgesinde meydana gelen değişimler dikkat çekmektedir. ^{40}Ca çekirdeği için T=0.0 MeV de düşük enerji bölgesinde herhangi bir uyarılma yok iken, Özellikle T=1.0 MeV den sonra düşük enerji bölgesinde önemli değişimler meydana gelmektedir. Ayrıca, ^{208}Pb çekirdeğinin düşük enerjili bölgelerinde ilk güç fonksiyonunun azaldığı ve dağılıma uğradığı görülmektedir.

4.3.2 ^{60}Ni, ^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdeklerinde Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi

Denklem-68'de verilen geçiş olasılığı, geçiş genlikleri cinsinden de ifade edilebilir.

$$B(EJ,\tilde{0}\rightarrow v)=\left|\sum_{cd}A_{cd}\right|^2=\sum_{cd}A_{cd}^2+2\sum_{ab<cd}A_{ab}A_{cd} \quad (69)$$

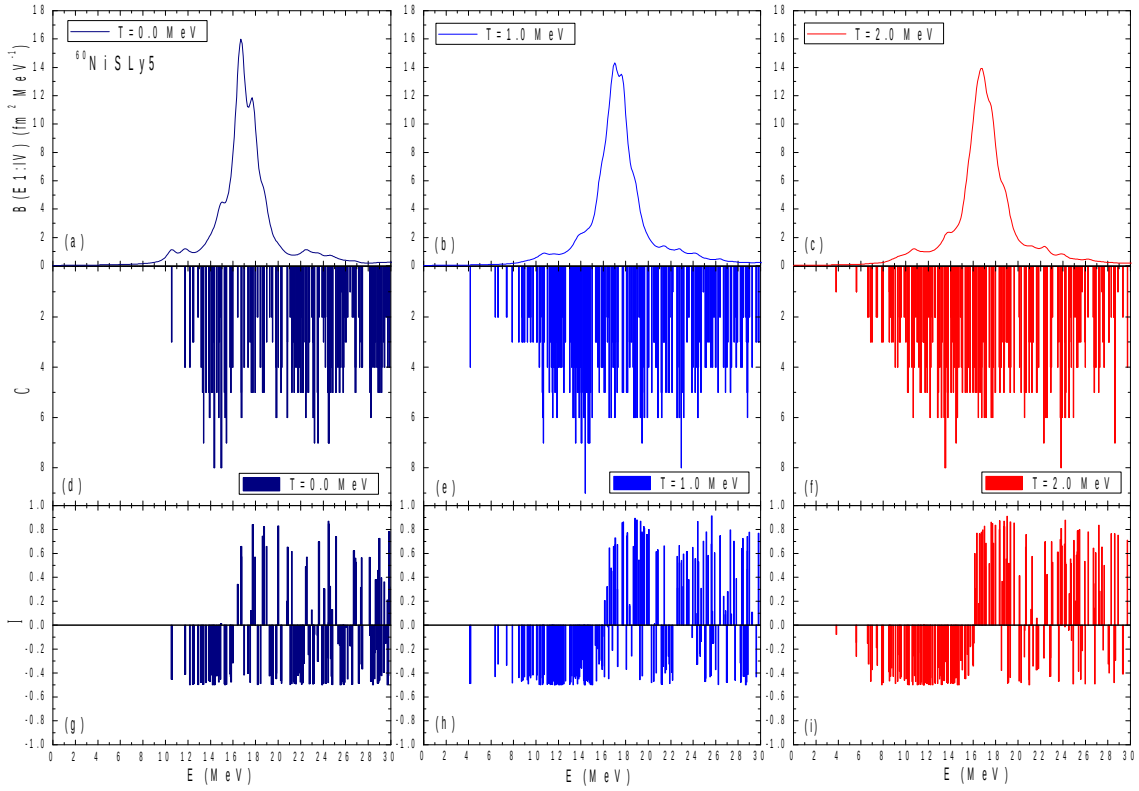
burada ilk ifade konfigürasyon terimi ve ikinci ifade ise girişim terimidir. Hesaplarda kuazi-parçacık konfigürasyonları C konfigürasyon indeksi ile ifade edilmiştir. Her bir uyarılmış enerji analizlerinde girişim konfigürasyonu ise I indeksi ile ifade edilmiştir. -1<I<1 aralığında değişen girişim konfigürasyonu aynı zamanda uyarılmış durumlardaki konfigürasyonun ortalama girişim etkileri aşağıda ifade edilmiştir:

$$I=\frac{2\sum_{ab<cd}A_{ab}A_{cd}}{\sum_{cd}A_{cd}^2+2\sum_{ab<cd}A_{ab}A_{cd}} \quad (70)$$

Böylece sonlu sıcaklıkta ^{60}Ni, ^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdekler için izovektör dipol ve izoskaler kuadropol uyarılmış durumlarının karakteristiği ortaya çıkmıştır.

Bu bölümde sıfır ve sonlu sıcaklıklarda ^{60}Ni, ^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdeklerin çok kutuplu uyarılmalarında meydana gelen girişim konfigürasyonu aynı zamanda uyarılmış

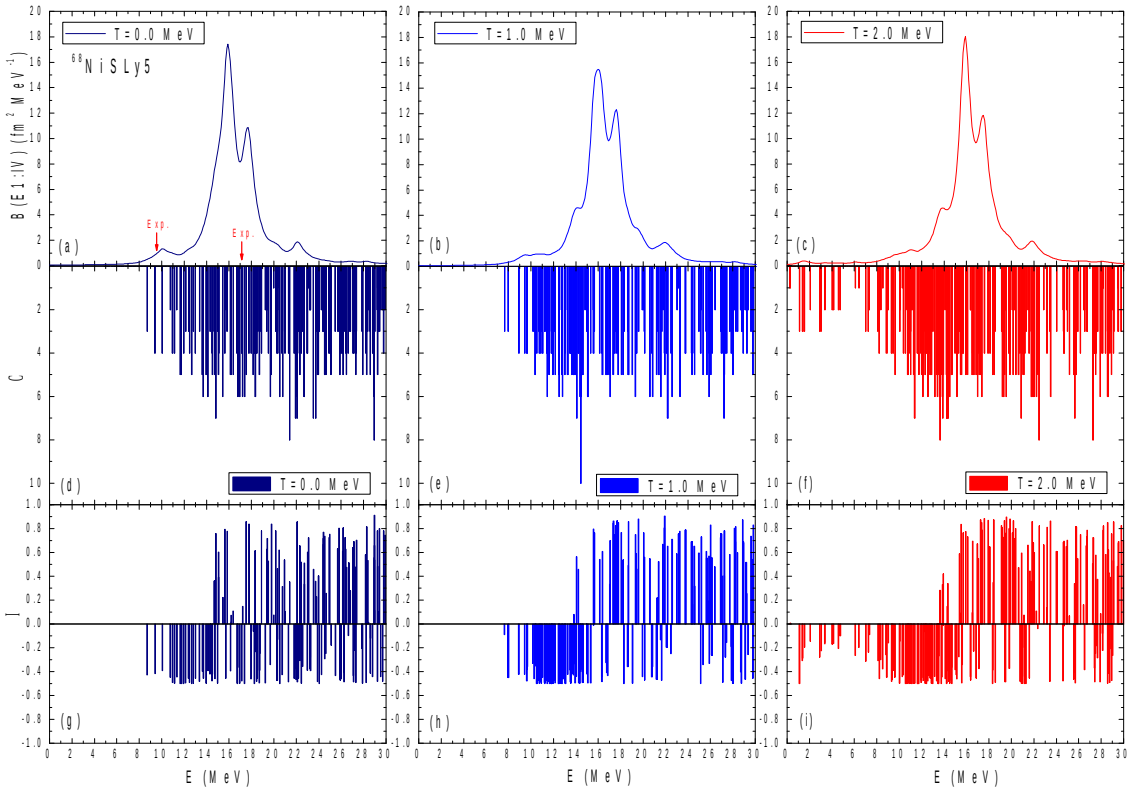
durumlardaki konfigürasyonun ortalama girişim eklileri incelenmiştir. Bu amaç ile tam öz-uyumlu FT-QRPA programı ve Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak hesaplamalar yapılmıştır.



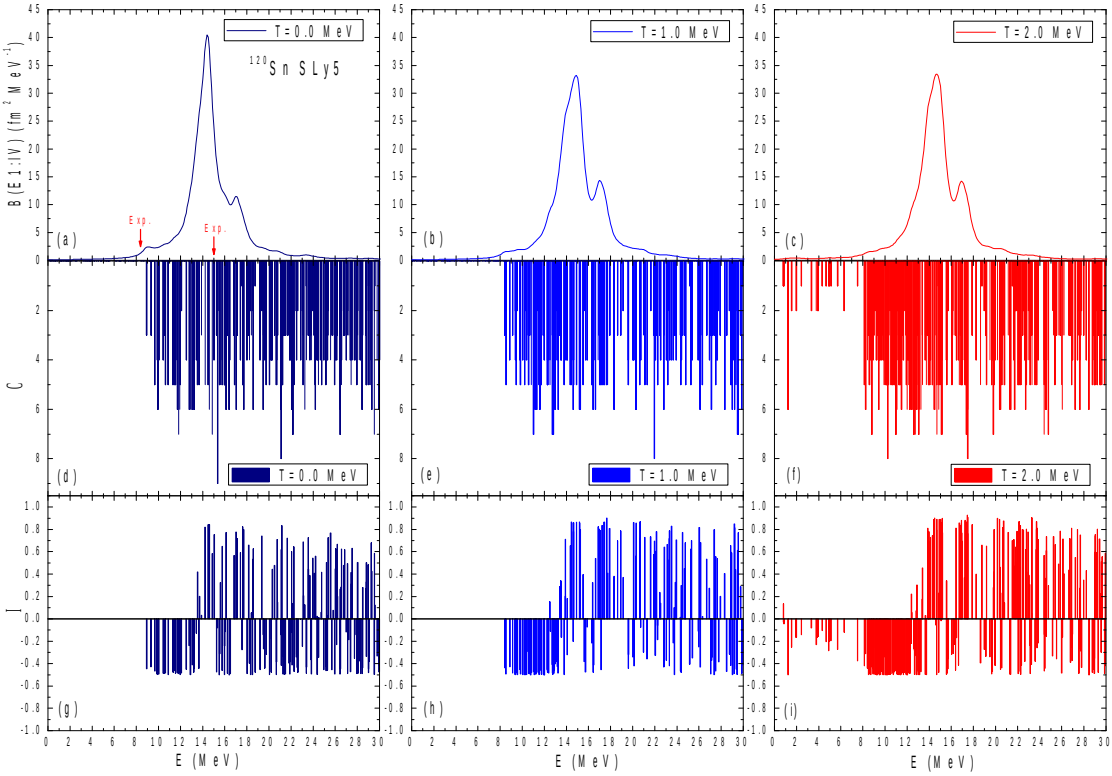
Şekil 25. ^{60}Ni çekirdeği için izovektör dev dipol dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir

Şekil-25 ^{60}Ni çekirdeği için izovektör dipol uyarılmaların ($J^{\pi}=1^{-}$) sıcaklığa bağlı değişimini göstermektedir. Bu çekirdek için sıfır sıcaklıkta düşük enerjideki dağılım piki E=10.5 MeV civarında elde edilmiştir. Panel (d) de sıfır sıcaklıkta uyarılmış durumdaki konfigürasyonlar verilmiştir. Panel (e) ve Panel (f), bu uyarılmış konfigürasyonların T=1 MeV ve T=2 MeV sıcaklıklarıyla değişimi gösterilmiştir. Izovektör Dev Dipol Rezonans (IVGDR) bölgesi olarak bilinen bölgede (E=12-22 MeV) sıcaklık ile beraber önemli bir değişim meydana gelmemektedir. Buna rağmen, GDR merkezi enerjisinin düşük enerji bölgelerine doğru kaydığı görülmektedir. Sıcaklığın artışı ile beraber, düşük enerji bölgesinde meydana gelen konfigürasyon değişimi (yapıcı yada yıkıcı) Şekil-25'de görülmektedir. E<12 MeV bölgesinde yeni düşük enerjili uyarılmaların oluşumu elde edilmiştir. Bu yeni uyarılmalar p-p ve h-h uyarılmalarından kaynaklanmaktadır.

Şekil-26'da sıcaklık değişiminde IVGDR dağılım fonksiyonu hafifçe değişmektedir. Aynı zamanda bu çekirdekte uyarılmış durum sayısı sıcaklıkla birlikte artmaktadır. Sıcaklık artıkça, Şekil-26'da 14 MeV altında yeni uyarılmış durumların oluşumu açıktır. Yine GDR bölgesinde sıcaklığın artması ile, uyarılmış durumlardaki yapıcı girişim sayıları artmaktadır. IVGDR bölgesinin daha kollektif olduğu açıktır.

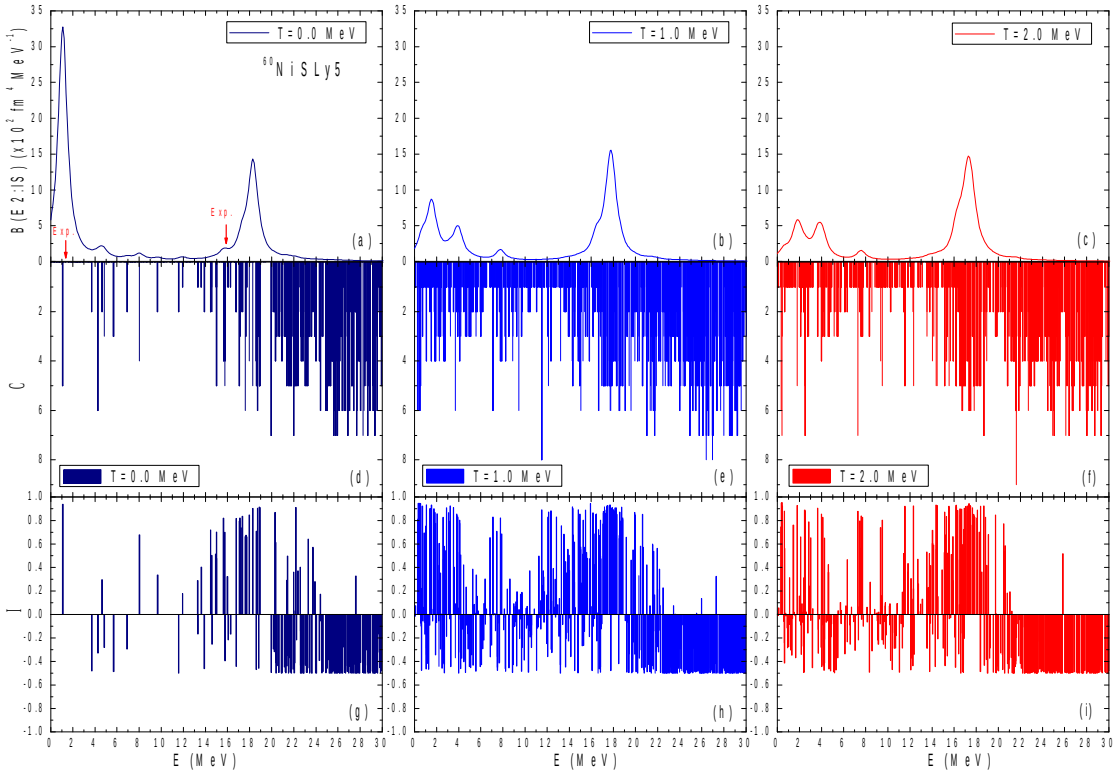


Şekil 26. ^{68}Ni çekirdeği için izovektör dev dipol dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir. (a) panelinde deneysel veriler, dev dipol rezonans için E=17.1 ve düşük enerjilerde cüce dipol resozons için E=9.55 dir

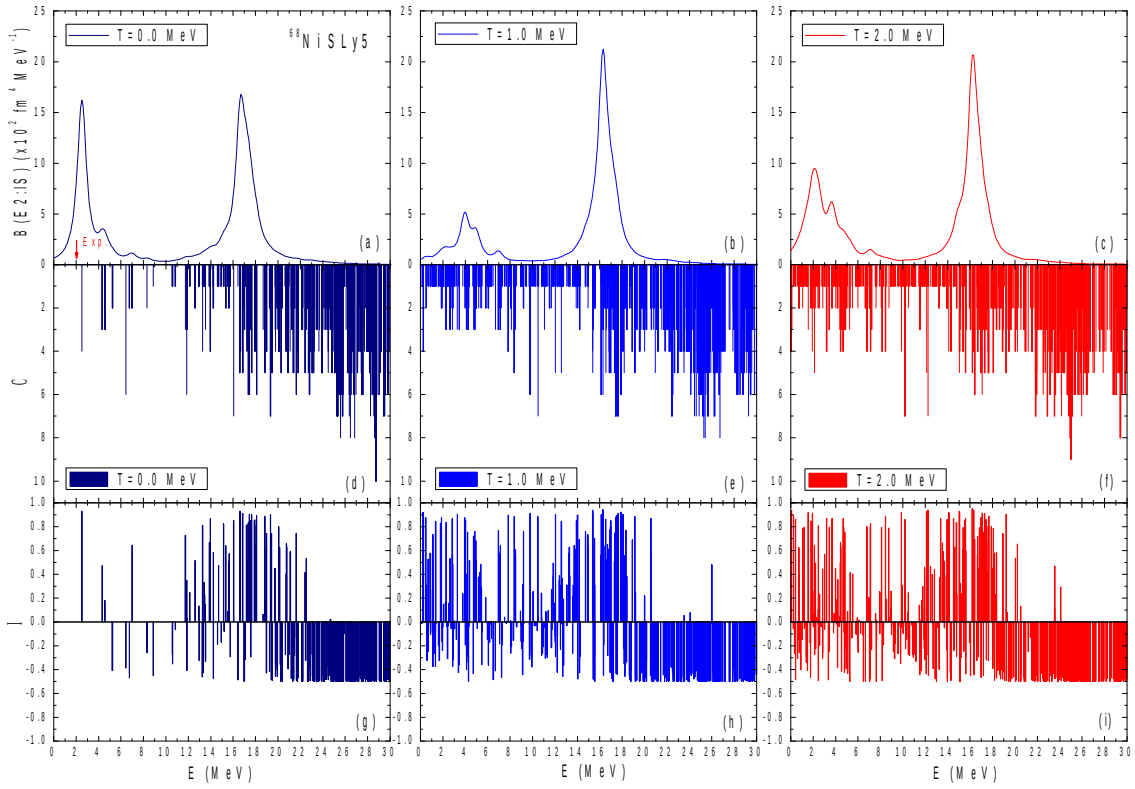


Şekil 27. ^{120}Ni çekirdeği için izovektör dev dipol dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir. (a) panelinde deneysel veriler, dev dipol rezonans için E=15.1 ve düşük enerjilerde cüce dipol rezonans için E=8.3 dir

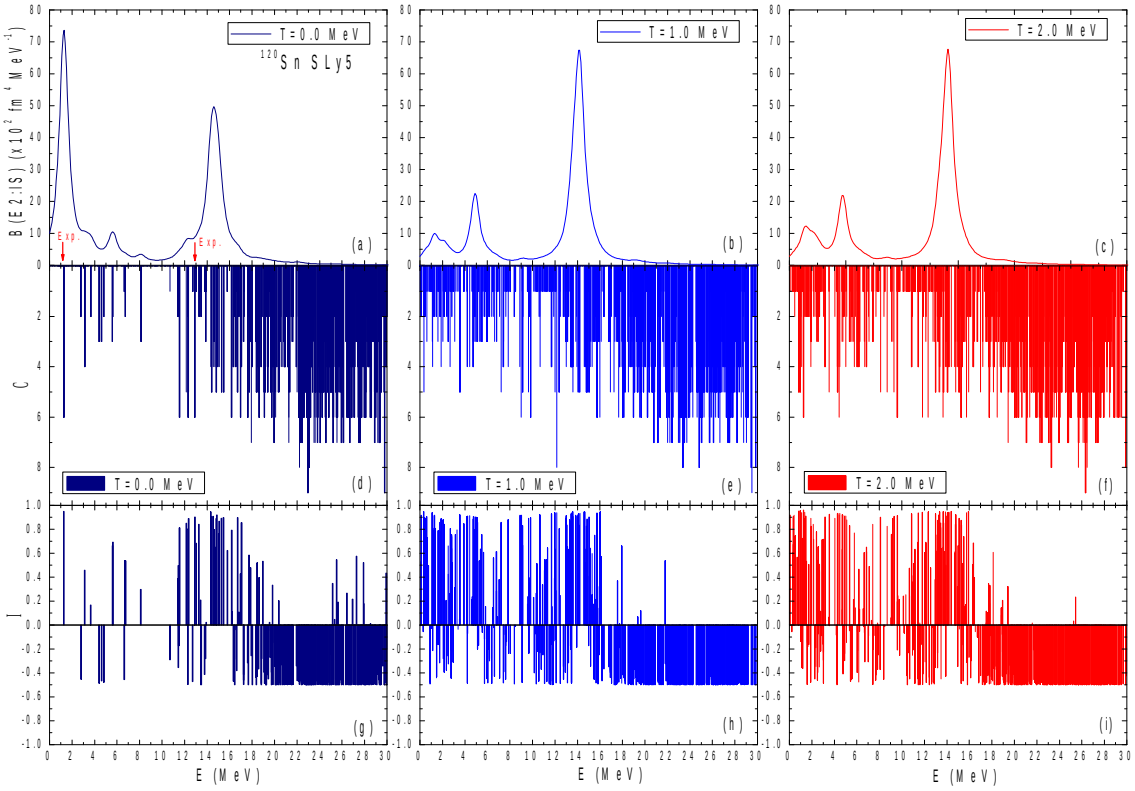
IVGDR rezonansının sıcaklıkla değişimi ^{120}Sn çekirdeği için Şekil 27 'de verilmiştir. GDR bölgesinde dağılım fonksiyonu sıcaklıkla birlikte azalırken, uyarılmış durumdaki kollektif durumlar sıcaklık artışı ile birlikte artmaktadır. E=17 MeV civarında ise sonlu sıcaklıkta yeni kuazi-parçacık uyarılmış katkıların olduğu gözlemlenmiştir.



Şekil 28. ^{60}Ni çekirdeğinin izoskaler dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir. Panel (a) da, ilk 2+ durum enerjilerinin deneysel verileri E=1.33 MeV ve ISGQR merkez enerjisi E=15.84 MeV olarak verilmiştir



Şekil 29. ^{68}Ni çekirdeğinin izoskaler dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir. Panel (a) da, ilk 2+ durum enerjilerinin deneysel verileri E=2.034 MeV olarak verilmiştir



Şekil 30. ^{120}Ni çekirdeğinin izoskaler dağılım fonksiyonun sıcaklığa bağlı değişimi. Hesaplamalar Skyrme SLy5 etkileşimi kullanılarak T=0, 1 ve 2 MeV de yapılmıştır. Girişim ve Konfigürasyon indekslerin sıcaklık ile değişimi de gösterilmiştir. Panel (a) da, ilk 2+ durum enerjilerinin deneysel verileri E=1.17 MeV ve ISGQR merkez enerjisi E=12.9MeV olarak verilmiştir

Şekil-28,29 ve 30, ^{60}Ni, ^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdeklerin sonlu sıcaklıktaki Kuadropol Spektrumudur. Şekillerde izoskaler dev kuadropol rezonansta (ISGQR) ve düşük enerji durumlarında sıcaklık değişiminin etkileri araştırılmıştır. Sonlu sıcaklıkta GQR dağılım büyüklüğünde değişim olmamakla birlikte merkez enerjisinde yavaş yavaş aşağıya doğru kaydığı gözlemlenmiştir. Yine sıcaklık değişimi ile birlikte E=3-6 MeV ve E=6-12 MeV bölgelerinde yapıcı girişimlerle birlikte yeni uyarılmış durumların oluştuğu gözlemlenmiştir.

4.3.3 Sonlu sıcaklıklarda ^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdeklerinde dipol ve kuadropol (Jπ=1-, 2+) uyarılmalar

4.3.3.1 Sonlu sıcaklıklarda Dipol dağılımları

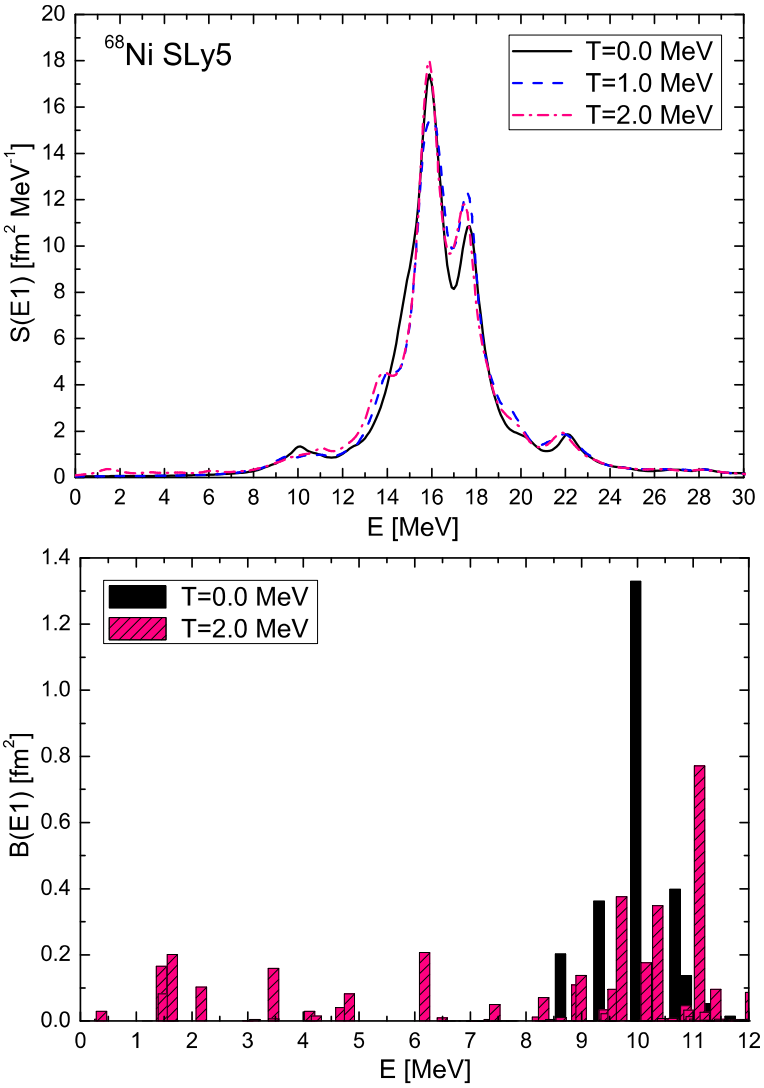
Bu bölümde, öncelikle sıcaklığın, ^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdeklerinin izovektör dipol üzerindeki etkilerine bakacağız. Bu iki çekirdeğin nötron bakımından zengin olmasından dolayı, çok kutuplu uyarımlar için iyi bir kriterdir. Sonlu sıcaklık ortalama-alan yaklaşımında, çiftlenim korelasyonlarının yok olması nedeniyle, çekirdeklerde kritik sıcaklıklarda (Tc) keskin bir faz geçişi gözlemlenir [17, 75]. Bu çalışmada, kritik sıcaklık değerleri FT-HFBCS kullanılarak hesaplanmıştır. Sırasıyla ^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdeği için Tc = 0.96 MeV ve 0.84 MeV dir. Nötron çiftlenim aralığının sıfır sıcaklıktaki değeri ve kritik sıcaklığı genellikle beklendiği gibi $T_c \approx 0.57\Delta_{T=0}$ ampirik kuralı ile uyumludur [17, 75-77].

4.3.3.1.1 ^{68}Ni Çekirdeği

Sıcaklığın çekirdek üzerinde yol açtığı etkilerin anlaşılması için sıcaklığın proton ve nötron kabukları üzerindeki etkilerini detaylı incelemek gerekmektedir. Nükleonlar artan sıcaklık ile daha yüksek enerji durumuna yükselir ve bu durum en sonunda Fermi enerji seviyesinin üstündeki (altındaki) durumların işgal olasılıklarını arttırır (azaltır). Örneğin, ^{68}Ni çekirdeğinde, sıfır sıcaklıkta çiftlenim etkileri nedeniyle Fermi seviyesinin altında $1f_{5/2}$ nötron ve Fermi seviyesinin üstünde $1g_{9/2}$ durumu kısmen işgal edilmiştir. Sıcaklık arttıkça, nötronlar esasen Fermi seviyesinin altında $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$ durumlarından Fermi seviyesinin $1g_{9/2}$, $2d_{5/2}$ ve $3s_{1/2}$ durumlarına yükseltilir. Sıcaklığın etkisi de proton kabuk durumları için benzerdir. Sıfır sıcaklıkta, proton kabukları beklendiği gibi $1f_{7/2}$'ye kadar tamamen doludur ve Z = 28 kabuk kapatma oluştururlar. Sıcaklığı arttırarak, protonlar da $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$ ve $1f_{7/2}$ durumlarından $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ ve $1g_{9/2}$ durumlarına yükseltilir. Bu nedenle, sonlu sıcaklıktaki termal olarak blokajlanmamış durumlar nedeniyle yeni uyarı kanalları mümkün hale gelir.

Tablo 3. ^{68}Ni için T = 0 ve 2 MeV'de düşük enerji dipol uyarımlardır. Her bir uyarılma enerjisi ayrı ayrı gösterilmiştir. Sıcaklık etkisindeki geçişler de gri renkte gösterilmiştir

Configurations	$T = 0$ MeV	$T = 2$ MeV	$T = 2$ MeV
	E=10.05 MeV	E=9.62 MeV	E=11.0 MeV
$\nu 1f_{5/2} \rightarrow \nu 2d_{3/2}$	61.4	53.0	-
$\nu 1f_{7/2} \rightarrow \nu 1g_{9/2}$	9.7	4.6	9.4
$\nu 2p_{3/2} \rightarrow \nu 2d_{5/2}$	7.1	5.5	4.8
$\nu 1f_{5/2} \rightarrow \nu 2d_{5/2}$	5.0	2.4	-
$\nu 1f_{5/2} \rightarrow \nu 3d_{3/2}$	2.6	1.2	-
$\nu 1g_{9/2} \rightarrow \nu 2h_{11/2}$	-	2.6	18.7
$\nu 2d_{5/2} \rightarrow \nu 4f_{7/2}$	-	5.9	-
$\nu 2p_{3/2} \rightarrow \nu 3s_{1/2}$	-	-	4.8
$\pi 1f_{7/2} \rightarrow \pi 1g_{9/2}$	4.4	1.9	2.0
$\pi 1f_{5/2} \rightarrow \pi 2d_{5/2}$	-	10.1	-
$\pi 2p_{3/2} \rightarrow \pi 2d_{5/2}$	-	1.4	47.0
$\pi 1d_{5/2} \rightarrow \pi 1f_{7/2}$	-		3.5
$\pi 2s_{1/2} \rightarrow \pi 2p_{3/2}$	-	-	2.2



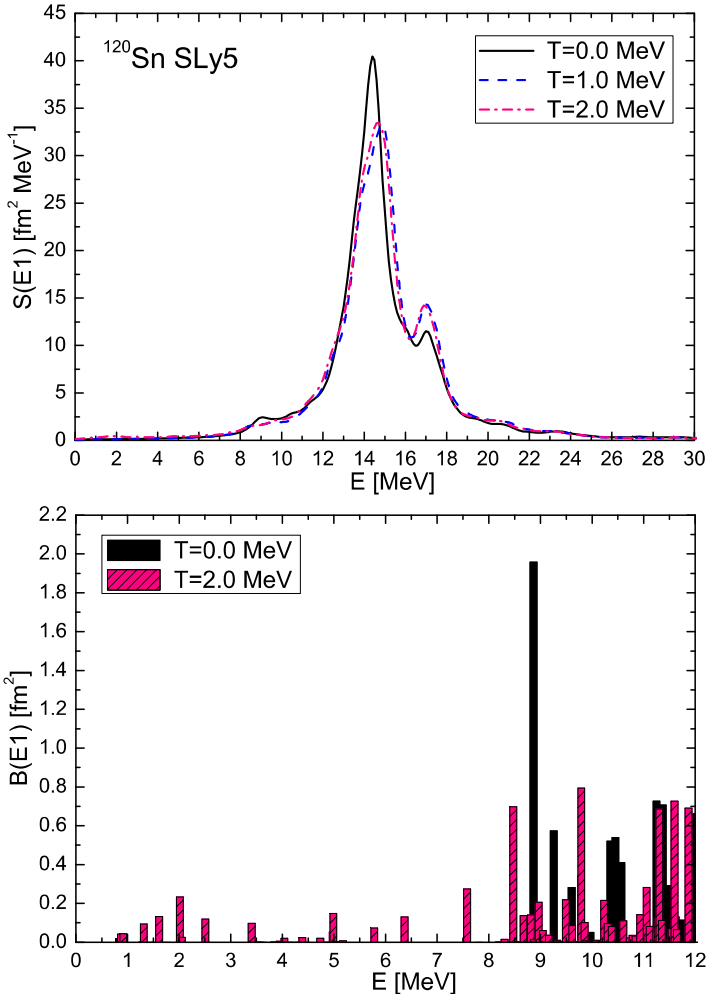
Şekil 31. Üst Panel: ^{68}Ni için, T = 0, 1 ve 2 MeV'de FT-QRPA ve Skyrme tipi SLy5 etkileşimi ile hesaplanan izovektör dipol dağılım fonksiyonu. Alt Panel: T = 0 ve 2 MeV'de düşük enerjili dipol bölgesi için geçiş olasılıklarıdır

Şekil 31'deki üst panelde, ^{68}Ni çekirdeğinde sırasıyla T = 0, 1 ve 2 MeV'de izovektör dipol dağılım fonksiyonları bulunmaktadır. Sıfır sıcaklıkta, izovektör dev dipol rezonansı (IVGDR) centroid enerjisi 0-30 MeV arasında hesaplanır ve pik değeri 16.8 MeV'de elde edilir. Buna ek olarak, cüce dipol rezonans (PDR) aralığında (düşük enerji aralığında) sıcaklık etkisi, ^{122}Sn için γ-ışını dağılım fonksiyonu durumunda ki deneysel verilerle karşılaştırılmalı olarak analiz edilmiştir. IVGDR dağılım ve enerjisi sıcaklık arttıkça hafifçe değişir. Örneğin, T = 2 MeV'de, merkez enerjisi 16.5 MeV'de bulunur. Sıcaklığın dipol tepki fonksiyonu üzerindeki etkisi düşük enerjili kısım üzerinde daha belirgindir. Yeni uyarılmış haller Şekil 31'in alt panelinde görüldüğü gibi 8 MeV'nin altında görünmektedir. Bu yeni uyarılan durumların

nedenini anlamak için, kuazi parçacık konfigürasyonları detaylı bir şekilde Tablo 3'de T = 2 MeV'de analiz edilmiştir. Özellikle, bu geçiş durumları kollektif değildir ve termal olarak engellenmiş ve gevşek bağlanmış nötron $2d_{5/2}$ ve $3s_{1/2}$ durumlarından sonlu sıcaklıktaki sürekliliğe neredeyse tek nötron geçişinden yapılmıştır. Bu sonuçlar, sürekliliğin, sonlu sıcaklıklarda bu yeni düşük enerjili durumların oluşmasında önemli bir rol oynadığını göstermektedir. Sıcaklığın yol açtığı ikinci önemli değişiklik ise dipol durumlarının bölünmesidir. T = 2 MeV için, 10 MeV'de PDR durumu birkaç duruma bölünmüş ve E = 11.0 MeV de sıfır sıcaklık olana göre daha düşük bir başka durum ortaya çıkmaktadır. PDR bölgesindeki bu uyarılmalar T = 0MeV ve T = 2MeV için Tablo-3'de verilmiştir. PDR bölgesi T = 0 MeV'de bazı kollektivite gösterir, ancak bu durum T = 2 MeV'de azalır. T = 0 MeV ve E = 10.05 MeV'de, ana katkılar beklendiği gibi nötron kuazi-parçacık uyarılmalarından gelir.

4.3.3.1.2 ^{120}Sn Çekirdeği

Sıcaklığın ^{120}Sn'de izovektör dipol dağılım fonksiyonu üzerindeki etkisi Şekil-32'de gösterilmektedir. Sıfır sıcaklıkta 0-30 MeV arasındaki IVGDR centroid enerjisi 15.0 MeV'de elde edilmektedir. Buna ek olarak, ilk düşük enerji gücü 8.9 MeV'de bulunur ve EWSR'nin % 0.88 'ini egzoz eder. Sonuçlarımız literatürdeki çalışmalar ile son derece uyum içerisindedir [78-80]. Düşük enerjili dipol durumu esas olarak nötron kuazi parçacık uyarımları ile ilişkilidir.



Şekil 32. Üst Panel: ^{120}Sn için, T = 0, 1 ve 2 MeV'de FT-QRPA ve Skyrme tipi SLy5 etkileşimi ile hesaplanan izovektör dipol dağılım fonksiyonu. Alt Panel: T = 0 ve 2 MeV'de düşük enerjili dipol bölgesi için geçiş olasılıklarıdır

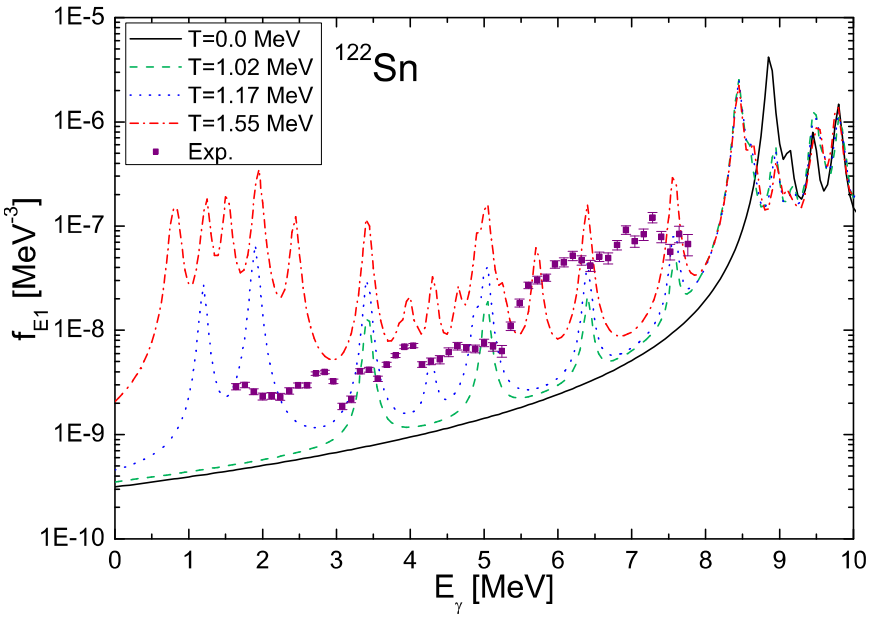
E = 8.9 MeV'deki ana konfigürasyonlar: proton $1g_{9/2} \rightarrow 1h_{11/2}$ (% 12.5) ve nötron $1g_{7/2} \rightarrow 2f_{7/2}$ (% 33.6), $1g_{9/2} \rightarrow 1h_{11/2}$ (% 11.0) ve $3s_{1/2} \rightarrow 3p_{3/2}$ (% 8.4). Bu nedenle, bu geçişler bazı kolektif durumlara yol açarlar.

Sıcaklık arttıkça, nötronlar esas olarak Fermi seviyesinin altındaki $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$ ve $2d_{3/2}$ durumlarından Fermi seviyesinin üstündeki $1h_{11/2}$, $2f_{7/2}$ ve $3p_{3/2}$ durumlarına yükseltilir. ^{120}Sn çekirdeği, proton $1g_{9/2}$ durumuna kadar tamamen doluyken ve kabuk kapanması Z = 50 olduğunda, protonlar da $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ ve $1g_{9/2}$ durumlarından $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $2d_{3/2}$ ve $3s_{1/2}$ durumlarına yükselir. ^{120}Sn çekirdeğinde, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak izovektör dipol spektrumunun değişimi (IVGDR) ^{68}Ni çekirdeğin yapısına oldukça benzemektedir. GDR bölgesinde, sıcaklık arttıkça merkez enerjisi ve dağılım hafifçe azalmaktadır. Örnek olarak, IVGDR için merkez enerjisi T = 2 MeV'de 14.95 MeV'de elde edilmiştir. Sonlu sıcaklıklarda

yeni kuazi parçacıkların katkısıyla E ≈ 17 MeV civarında dipol kuvvetinde bir iyileşme elde ediyoruz.

Düşük enerji aralığında ise uyarımlar esas olarak E = 8.4 MeV'de egemen olmakla birlikte, proton uyarımları, E = 9.8 MeV'de Z = 50 kabuğu üzerindeki termal olarak nüfuz edilen proton durumlarının katkısı ile önem kazanmaktadır. E = 9.8 MeV'de iki büyük konfigürasyon bulunmuştur: proton $2d_{5/2} \rightarrow 2f_{7/2}$ (% 50.2) ve nötron $2d_{3/2} \rightarrow 2f_{5/2}$ (% 34.8). Bu nedenle, düşük enerjili dipol dağılımı, sonlu sıcaklıklarda termal olarak işgal edilmiş proton durumlarından önemli katkılar da almaktadır.

Düşük enerji aralığındaki sıcaklık etkileri aynı zamanda ^{122}Sn için deneysel verilerle karşılaştırılmış ve sıcaklığın bu bölgedeki etkinliği daha detaylı incelenmiştir (Şekil-33).



Şekil 33. ^{122}Sn çekirdeğinin SLy5 için T = 0, 1.02, 1.17 ve1.55 MeV sıcaklıklarda γ-ışınım dağılım fonksiyonudur. Deneysel veriler Referans [56] dan alınmıştır

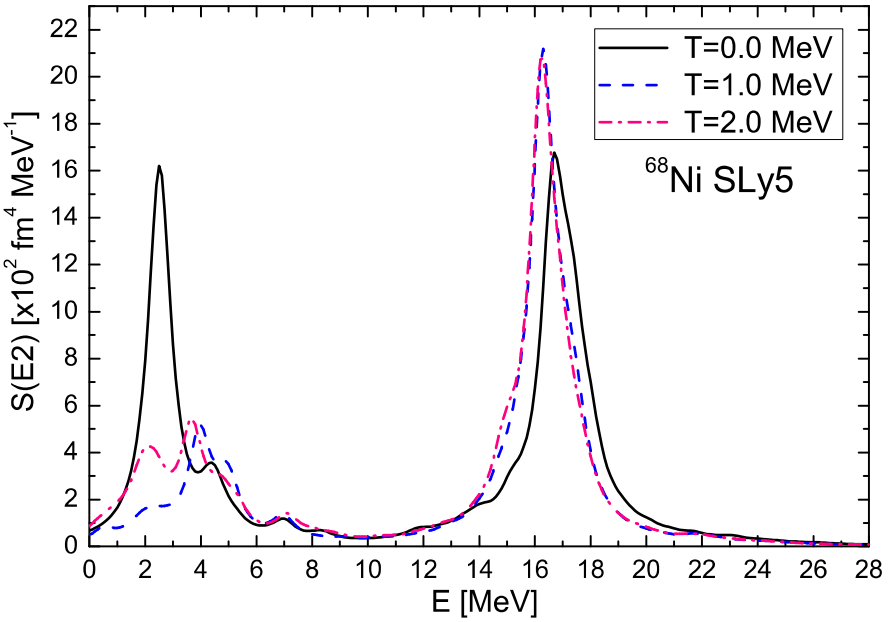
Burada fiziksel ana tema, sıcaklık artışı ile yeni uyarılma kanallarının açılması ve verilerin daha iyi tanımlanmasıdır. T = 1.02 MeV'de, E> 3 MeV'nin üzerinde yeni uyarılma kanallarının katkısı ile γ gamma ışını dağılım fonksiyonunda bir artış gözlenmektedir. Bununla birlikte, daha yüksek sıcaklıklarda Fermi yüzeyinin artan difüzlülüğüne bağlı olarak yeni uyarı

kanalları ortaya çıkmakta ve dipol kuvveti de artmaktadır. Sonuçlarımız T = 1.17 MeV'de 3-8 MeV arasındaki mevcut deneysel verilerle iyi bir uyum içerisindedir.

4.3.3.2 Sonlu sıcaklıklarda Kuadropole dağılımları

4.3.3.2.1 ^{68}Ni Çekirdeği

Bu bölümde, sıcaklığın izoskaler kuadropol ^{68}Ni çekirdeği üzerinde etkisini inceliyoruz. Son zamanlarda, ^{68}Ni'nin izoskaler kuadropol dev rezonans (ISGQR) centroid enerjisi, inelastik alfa ve döteryum saçılması kullanılarak 15.9 ± 1.3 MeV'de ve ilk 2^+ durumu 2.034 MeV'de [81] bulunmuştur. Şekil-34'te ^{68}Ni için sonlu sıcaklıklarda isoskaler kuadropol dağılım fonksiyonu verilmiştir. Sıfır sıcaklıktaki hesaplamalarımızda ISGQR ve ilk 2^+ durumu oldukça kollektif ve sırasıyla 16.8 MeV ve 2.5 MeV'de bulunmuştur. İlk 2^+ durum için başlıca konfigürasyonlar şöyledir: proton $1f_{7/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ (% 15.9) ve nötron $1f_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ (% 31.5), $2p_{1/2} \rightarrow 1f_{f/2}$ Ve $1g_{9/2} \rightarrow 1g_{9/2}$ (% 17.2).

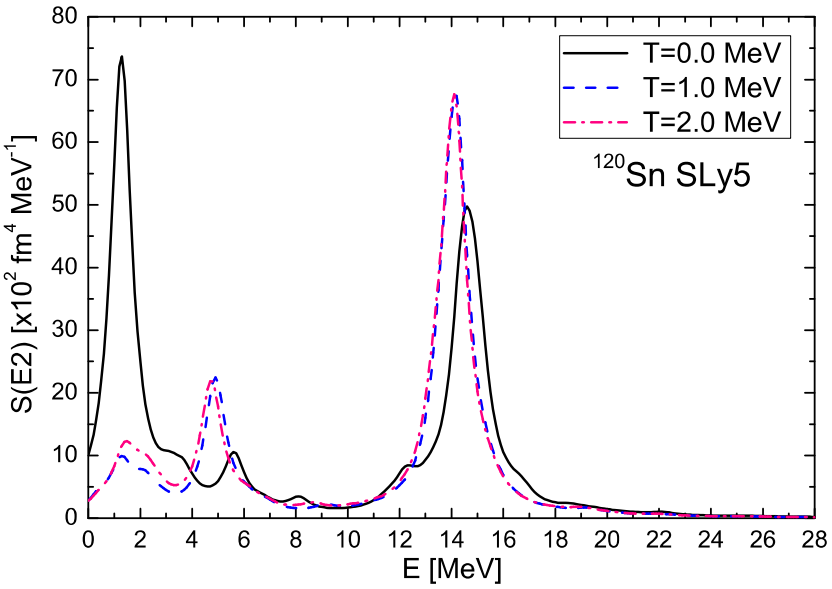


Şekil 34. ^{68}Ni için, T = 0, 1 ve 2 MeV'de FT-QRPA ve Skyrme tipi SLy5 etkileşimi ile hesaplanan izoskaler kuadropol dağılım fonksiyonu

Sıcaklık etkisi ISGQR üzerinde IVGDR'ye göre daha etkilidir. Sıcaklık ISGQR'yi ve düşük enerjili bölgeleri etkiler. Birincisi, sıcaklık arttıkça merkezi enerji azalır. Örneğin, 10-22 MeV arasındaki ISGQR merkezi enerjileri sırasıyla 16.8MeV, 16.4MeV ve 16.3MeV, T = 0,1 ve 2 MeV'de bulunur. İkincisi, ilk 2^+ durumu zaten T = 1 MeV'de daha sönümlüdür. Çiftlenim korelasyonlarının, çekirdeklerde izoskaler kuadrupol durumlarında çok önemli bir rol oynadığı bilinmektedir. Özellikle, düşük enerjili bölge, çiftlenim etkilerine oldukça duyarlıdır [82]. izoskaler kuadrupol durumundaki bu değişikliklerin ana nedeni, kritik sıcaklıktan sonra çiftlenim korelasyonlarının kaybolmasıdır. Ayrıca, izoskaler kuadrupol kuvveti, Fermi yüzeyi civarında ve yeni uyarma kanallarının T = 1 MeV'ye katkısı nedeniyle E ≈ 4 MeV civarında artmaya başlamaktadır. Sıcaklığı daha da arttırarak, ISGQR, E <4 MeV'nin altında da yükselir. Bunun nedeni, yüksek sıcaklıklarda Fermi yüzeyinin artan yayılmasına bağlı olmasıdır. Sıcaklık arttıkça, düşük enerjili kuadropol kuvvet, durumların değişen işgal ihtimallerinden etkilenir ve esasen Fermi Seviyesi altındaki ve üstündeki uyarılardan etkilenir. Örneğin, Fermi yüzeyinin bulaşması, artan sıcaklık ile proton p-f kabuğundaki 2^+ durum için yeni uyarılma kanalları açar ve bu da sonunda düşük enerjili bölgeye katkıda bulunur.

4.3.3.2.2 ^{120}Sn Çekirdeği

Şekil-35'te, T = 0, 1 ve 2 MeV'de ^{120}Sn çekirdek için izoskaler kuadorpol dağılım fonksiyonu gösterilmektedir. Deneysel olarak ISGQR ve ^{120}Sn çekirdeğindeki ilk 2^+ durum enerjileri sırasıyla 12.9 ± 0.1 MeV [83] ve 1.17 MeV [81] olarak ölçülmüştür. Sıfır sıcaklıkta, ISGQR'nin 10-22 MeV arasındaki merkezi enerjisi 14.6 MeV'de elde edilir. İlk 2+ durum enerjisi 1.3 MeV'de iyi bulunur. Bu sonuçlar deney verileri ile uyum içerisindedir [81].

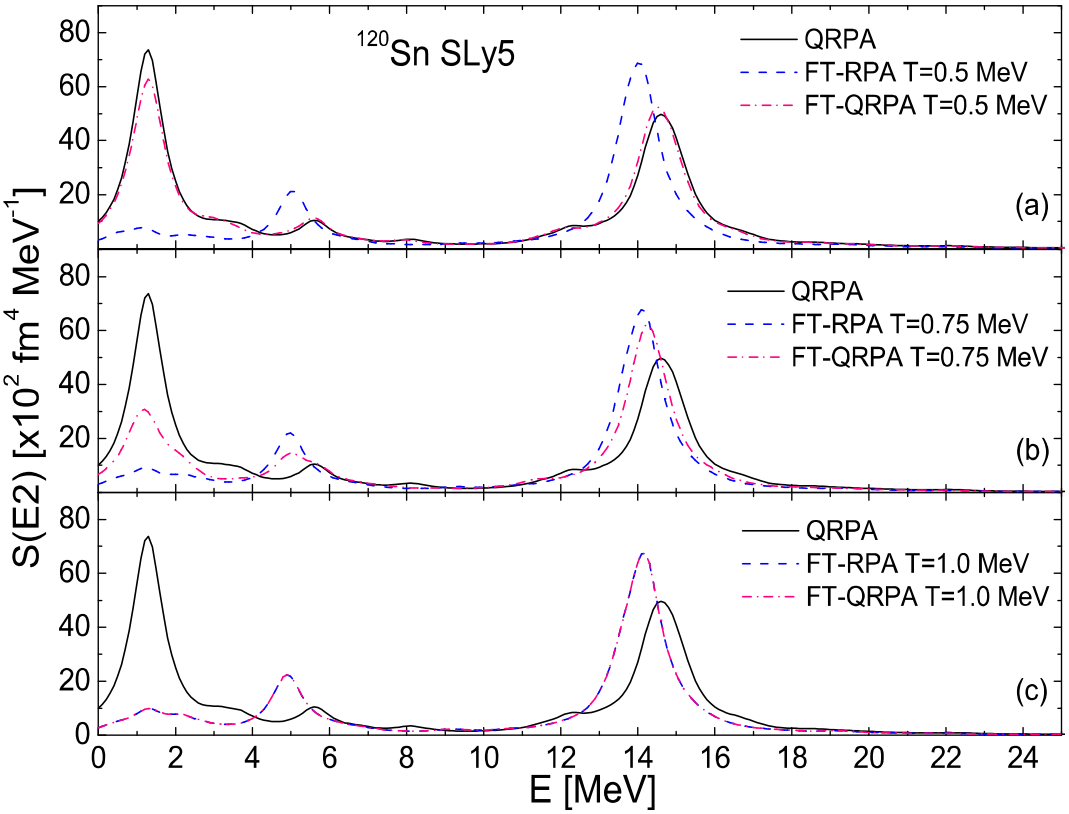


Şekil 35. ^{120}Sn için, T = 0, 1 ve 2 MeV'de FT-QRPA ve Skyrme tipi SLy5 etkileşimi ile hesaplanan izoskaler kuadropol dağılım fonksiyonu

Örneğin ilk 2^+ durumunda nötron hakimdir ve nötron $3s_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ (% 23.9), $1g_{7/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ (% 18.4), $1h_{11/2} \rightarrow 1h_{11/2}$ (% 15.2)), $2d_{3/2} \rightarrow 2d_{3/2}$ (% 15.0), $1g_{7/2} \rightarrow 1g_{7/2}$ (% 6.3) ve proton $1g_{9/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ (% 3.8) uyarımlarıdır. Bu sonuçlar önceki teorik çalışmalarla da uyumludur [79, 82]. Sıcaklık arttıkça, dağılım fonksiyonda artar fakat ISGQR merkezi enerjisi azalır. ISGQR merkezi enerjileri sırasıyla T = 0, 1 ve 2 MeV'de 14.6 MeV, 14.2 ve 14.1 MeV'de elde edilir. Kuadropol spektrumunun düşük enerjili kısmı da sıcaklıktan etkilenir. ^{68}Ni çekirdeğine benzer şekilde, çekirdeğin süper akışkandan normal duruma geçişi nedeniyle ilk 2^+ durumunun dağılımında sönümler olur. Bu durumda T = 1 MeV'de, E = 4.75 MeV civarında yeni bir uyarılmış durum elde edilir. Termal blokajsız proton durumlarının yanı sıra, $1h_{11/2}$ nötron termal popülasyonu bu düşük enerji gücü üzerinde önemli bir etkiye sahiptir. E = 4.75 MeV'de en önemli geçişler, $1h_{11/2} \rightarrow 2f_{7/2}$ (% 55.3) nötron, $1g_{9/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ (% 7.1) ve proton $1g_{9/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ (% 19.5) şeklindedir.

Şimdi, açık kabuk çekirdeğinin sonlu sıcaklıklarda çok kutuplu tepkisinin hesaplanmasında uygun mikroskopik modelin kullanılmasının önemine bakalım. Izoskaler kuadropol tepkisi sıcaklık etkilerine oldukça duyarlı olduğundan, çeşitli mikroskobik modellerin sonuç üzerindeki etkisini görmekte çok ilginç olacaktır. Bu amaçla, QRPA (T = 0 MeV), FT-RPA ve FT-QRPA kullanılarak ^{120}Sn'de izoskaler kuadrupol tepki fonksiyonu için hesaplamalar yapılmıştır. Şekil 36'nın panellerindeki (a), (b) ve (c) sırasıyla ^{120}Sn'nin izoskaler kuadropol dağılımı için T = 0.5, 0.75 ve 1 MeV'de yapılmıştır. ^{120}Sn için kritik sıcaklık Tc = 0.83 MeV'de

bulunur. T = 0.5 MeV'de, FT-RPA ve FT-QRPA sonuçlarının hem izoskaler kuadrupol dağılımının yüksek enerjili hem de düşük enerjili bölümünde oldukça farklı olduğu açıktır. Yeni uyarılma kanallarının açılması nedeniyle, izoskaler kuadropol dağılımında 4 MeV'ın altında küçük bir artış elde etmemize rağmen, FT-RPA, FT-QRPA sonuçlarına kıyasla küçük bir düşük enerjili kuvveti öngörüyor.



Şekil 36. ^{120}Sn için, T = 0,5 (a), 0,75 (b) ve 1 (c) MeV'de FT-RPA, FT-QRPA, QRPA nın Skyrme tipi SLy5 etkileşimi ile hesaplanan izoskaler kuadropol dağılım fonksiyonları

Kritik sıcaklığının altında olan T = 0.75 MeV'de, çiftlenim etkilerinin azalması nedeniyle, FT-RPA ve FT-QRPA sonuçları, dağılımın düşük enerjili ve yüksek enerjili bölgelerinde uyumlu hale gelmeye başlar. Kritik sıcaklığın üzerinde, çiftlenim özellikleri kaybolur ve çekirdeklerin süper akışkandan normal duruma kadar olan faz değişikliği meydana gelir. Sonunda, FT-RPA ve FT-QRPA, T = 1 MeV'de de olduğu gibi benzer sonuçlar verir. Bu çalışmanın sonuçları, tam öz uyumlu sonlu sıcaklık QRPA'nın, kritik sıcaklıkların altında açık kabuk

çekirdeğinin çok kutuplu dağılım fonksiyonu üzerindeki sıcaklığın etkilerini incelemek ve anlamak için oldukça önemlidir.

5. SONUÇ

Bu proje kapsamında, çekirdeklerin taban durum özellikleri ortalama alan teorisi kullanılarak incelenmiştir. İlk olarak (HFBCS) ile HFB-Skyrme tipi etkileşimler ile analizler gerçekleştirilmiştir. Açık kabuk çekirdekler için uygun çiftlenim parametreleri kullanılarak deneysel verilerle uygun olup olmadığı incelenmiştir. Ayrıca $^{28-48}$Si çekirdekleri için küresel Skyrme-Hartre-Fock-Bogoliubov (SHFB) metodu kullanılarak taban durum özellikleri hesaplanmış ve Si çekirdeklerinin sihirlilik özellikleri araştırılmıştır. Bunun için çift-çift çekirdekler hesaplanmak sureti ile SLy5, SkI3 ve SGII skyrme enerji fonksiyonelleri kullanılarak, iki nötron ayrılma enerjisi, iki nötron fark enerjileri, ortalama fark enerjileri ve nükleer kabuk enerjilerine bakılmıştır. Ayrıca tensör etkileşmesinin $^{26-44}$Si çekirdeklerinin taban durum özelliklerine etkisi hesaplanmıştır. Sonuç olarak ^{34}Si çekirdeğinde hem proton hem nötron kabuğunun kapalı olması sebebiyle çift sihirli çekirdek olduğu hesaplanmış ve ^{42}Si çekirdeğinde sihirliliğin zayıflaması ve tensör etkileşmesinin nötron için 28 deki sihirliliği yok ettiği gösterilmiştir. Bu sonuçlar literatürdeki deneysel çalışmalarla iyi uyumludur. Yine 2^+ durumların tensör etkisi ile hesaplamaları yapılmış ve bunun sonuçları değerlendirilmiştir. Elde edilen verilere göre 2^+ durumların tensör etkisinin yukarıdaki çekirdeklere etkisi olmadığı gözlemlenmiştir.

Bunun yanı sıra, sıcaklığın çekirdeklerin taban durum özelliklerine etkisini incelemek amacı ile sonlu sıcaklıklarda HFBCS (FT-HFBCS) yaklaşımı ile çalışılmıştır. Sıcaklık etkisi ile beraber açık kabuk çekirdeklerde faz geçişlerinin meydana geldiği farklı Skyrme etkileşimleri kullanılarak da gösterilmiştir. Ayrıca, farklı çekirdekler üzerinde yapılan çalışmalar sonucu, sıcaklığın proton ve nötron yarıçaplarını da etkilediği gösterilmiştir. Bu çalışmalar, nükleer uyarılmaların sonlu sıcaklarda çalışması için gerekli olan ön bilgiye ulaşmamızı sağlamıştır. Ayrıca, sonlu sıcaklıklarda nükleer uyarılmalardan elde edilecek sonuçların doğru şekilde yorumlanmasını sağlaması bakımından da oldukça önemlidir. Bu kapsamda nükleer uyarılmaların hesaplanması için gerekli ön çalışmalar tamamlanmıştır.

Çalışmamızın ikinci aşamasında, nükleer yapı fiziğinde önemli bir yere sahip olan nükleer uyarılmalar üzerinde çalışmalar yapılmıştır. Nükleer uyarılmalar çekirdeklerin yapısı ve davranışı hakkında bilgi sahibi olmamızı sağlaması bakımından oldukça önemlidir. Ayrıca, nötron bakımından zengin çekirdeklerde meydana gelen düşük enerjili uyarılmaların sonlu sıcaklıklarda meydana gelen astrofiziksel olaylar ile bağlantılı olduğu bilinmektedir ve oldukça popüler bir çalışma alanıdır. Projenin bu aşamasında sonlu sıcaklıklarda nükleer uyarılmaların çalışılması amacı ile Bağımsız Faz yaklaşımı (RPA) denklemleri sonlu sıcaklıklara genişletilmiş, FT-RPA denklemlerinin analitik hesaplamaları yapılmış ve nükleer uyarılmalar için kullanılan program gerekli tüm testler yapılmıştır. İlk olarak kapalı kabuk çekirdeklerde (^{40}Ca, ^{48}Ca, ^{56}Ni, ^{100}Sn, ^{132}Sn ve ^{208}Pb) çok kutuplu uyarılmalar sonlu

sıcaklıklarda çalışılmış ve sıfır sıcaklıkta elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Yapılan çalışmalar sonucu sıcaklığın çok kutuplu uyarılmaların özellikle düşük enerji bölgesinde önemli değişiklere yol açtığı gösterilmiştir. Bu çalışma, hesaplamaların tamamen öz-uyumlu olması bakımından oldukça önemlidir.

Sonlu sıcaklıklarda açık kabuk çekirdeklerde çalışmak amacı ile sonlu sıcaklıklarda (FT) nükleer uyarılmalar, kuazi parçacık-bağımsız Faz yaklaşımı (QRPA) denklemleri ile ifade edildikten sonra FT-QRPA denklemlerinin analitik hesaplamaları yapılmış ve sonlu sıcaklıklarda geçiş olasılıklarının bağıntısının genel bağıntısı elde edilmiştir. Bunun yanı sıra, program da gerekli olan değişikler yapılarak hesaplamalar hazır hale getirilmiştir. FT-QRPA ile gerekli olan tüm limit durumları incelenmiş ve programın güvenilirliği de test edilmiştir. Aynı zamanda ^{60}Ni, ^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdekleri için dipol ve kuadropol (Multipole excitations in Hot Nuclei) uyarılmaların ($J^{\pi}=1^{-}$, 2^{+}) sıcaklığa bağlı hesapları yapılmış ve daha sonra elde edilen veriler detaylı bir şekilde incelenmiştir. Yine bu çekirdekler için düşük ve yüksek enerji aralıklarındaki kollektivite durumlarına da bakılmıştır. Dev Dipol Rezonans (GDR) bölgesi olarak bilinen bölgede (E=12-30 MeV) sıcaklık ile beraber önemli bir değişim gözlenmemesine rağmen, GDR merkezi enerjisinin düşük enerji bölgelerine doğru kaydığı görülmektedir. Fakat yapılan hesaplarda özelikle düşük enerji aralıklarında (2-10 MeV) sıcaklığın artışı ile beraber, düşük enerji bölgesinde meydana gelen değişim yapılan hesaplar ile verilerin analizinde açıkça görülmektedir. Sıcaklığın artışı ile beraber E=2-10 MeV bölgesinde yeni düşük enerjili uyarılmaların oluştuğu anlaşılmıştır. Dipol durumda olduğu gibi, bu yeni uyarılmalar p-p ve h-h uyarılmalarından kaynaklanmaktadır.

^{68}Ni ve ^{120}Sn çekirdeklerde izovektör dipol ve izoskaler kuadropol dağılım fonksiyonları üzerine sıcaklığın etkisini incelemek için tamamen öz uyumlu sonlu sıcaklık QRPA'sı literatürde ilk kez kullanılmıştır. Buradaki hesaplamalarda Skyrme tipi SLy5 etkileşimi kullanılmıştır. Sonlu sıcaklığın izovektör dev dipol rezonans dağılımında (IVGDR) küçük değişiklikler yaptığı bulunmuştur. Buna ek olarak, ek konfigürasyonların katkısı, esas olarak, sonlu sıcaklıklarda çekirdeklerde dipol tepkimesinin düşük enerjili bölgesini etkilemiştir. Genel olarak sıcaklık, yeni uyarma kanallarının açılması nedeniyle cüce dipol rezonans dağılımının düşük enerjilere doğru parçalanmasına ve dağılmasına yol açar. Ayrıca, sürekliliğin önemli bir rol oynadığını ve termal blokajsız durumlardan sürekli bölgeye geçişlerin sonlu sıcaklıklarda dipol kuvvetinin çok düşük enerjili bölgesindeki artışa neden olduğunu gözlemlenmiştir. Radyasyonsal dipol dağılımının düşük enerjili bölgeye sıcaklığın etkisi ayrıca ^{122}Sn çekirdeğinde incelenmiş ve deney verileri ile karşılaştırılmıştır. Sonuçlar, radyasyonel dipol dağılımının çok düşük enerjili bölgede güçlenmesinin, sıcaklığın dipol tepkisi üzerindeki etkisiyle tanımlanabileceğini gösterilmiştir.

Özetle,

Bu proje sonuç raporunda, proje ekibi tarafından yapılan tüm çalışmalar, hesaplamalar, çıkan sonuçların yorumları ve bunlarla ilgili gelişmeler detaylı bir şekilde anlatılmıştır. Bu çerçevede yapılan çalışmalar proje-planındaki iş paketinde tanımladığımız gibidir: Sonlu ve sıfır sıcaklıklarda çekirdeklerin taban durum özelliklerinin HFBCS ve HFB yöntemleri ile hesaplanması yapılmıştır. Sonlu ve sıfır sıcaklıklarda QRPA denklemlerinin elde edilmesi ve açık-kapalı kabuk çekirdeklerin uyarılmış durumları için uygulanması yapılmıştır. Sihirlilik özelliği gösteren çekirdekler için tensör etkisi ile hesaplamaları ve 2^+ durumları incelenmiştir. Sonlu ve sıfır sıcaklıklarda 2^+ durumlar ile çiftlenim parametreleri arasındaki ilişkinin incelenmesi yapılmıştır.

Projeden çıkan çalışmaların özeti:

Makaleler :

1. E. Yuksel, G. Colo , E. Khan, Y.F. Niu, and K. Bozkurt, "Multipole excitations in hot nuclei within the finite temperature QRPA framework", ***Submitted to Physical Review C,*** **April 2017.**
2. H. Z. Guven, F. Ok, K. Bozkurt, and E. Yuksel, "Investigation of Magicity for the Si Isotopes, $^{28\text{-}42}$Si and ^{34}Si Isotones with Skyrme-Hartree-Fock-Bogolubov Approach", ***Preparing to Submit Modern Physics Letters A*****, April 2017.**

Bildiri ve Sunumlar:

1. H.Z. Guven, F. Ok, K. Bozkurt and E. Yüksel, (2017). "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", Tesnat-2017, Cukurova University **(in preparing)**

2. E.Yüksel, G. Colo, E. Khan, Y.F.Niu, and K. Bozkurt. (2016, Eylül). "Effect of the temperature on the dipole and quadrupole excitations in nuclei", XXIII Nuclear Physics Workshop. Kazimierz Dolny, Poland.

3. F. Ok, E.Yüksel, and K.Bozkurt (2016, Eylül). Theoretical study on the properties of Z=20 and Z=48 isotopic chains. Turkish Physical Society 32nd International Physics Congress. Bodrum, Türkiye.
4. H.Z. Guven, E.Yüksel, and K. Bozkurt (2016, Eylül). Exploration of magicity for Z=120 isotopes using the Skyrme Hartree Fock Bogoulibov Approximation. Turkish Physical Society 32nd International Physics Congress. Bodrum, Türkiye.
5. E. Yüksel, E. Khan, G. Colo and K. Bozkurt (2015, Eylül). Evolution of multipole response in nuclei at finite temperature. Collective Motion in Nuclei under Extreme Conditions (COMEX5). Krakow, Poland.

Yüksek Lisans ve Doktora Çalışmaları

1) Furkan Ok (Yüksek Lisans), “Egzotik Çekirdeklerin Sonlu Sıcaklıklarda HFB Yöntemi ile İncelenmesi”, Devam ediyor, YTÜ-2016.

2) E.Yüksel (Doktora), “Mean Field Description of Finite Nuclei Under Extreme Conditions of Isospin and Temperature, YTÜ, Ocak-2016.

Projemiz Çıktılarıyla halen devam eden çalışmalar

1) Haşim Zahid Güven (Doktora), “Microscopic Description of Hypernucleus Structure”, Devam ediyor, YTÜ-2017.

Proje Çıktılarından İleride Yapılması Planlanan Çalışmalar

1) Sonlu ve sıfır sıcaklıkta spin-izospin rezonans durumlarının incelenmesi.
2) Sonlu ve sıfır sıcaklıkta nötron yıldız kabuğunun Wigner-Seitz hücreleri ile incelenmesi.
3) Sonlu ve sıfır sıcaklıkta Hiper-çekirdeklerin yapısının incelenmesi.

6. REFERANSLAR

1- Skyrme, T.H.R. 1956. “The nuclear surface”, Phil. Mag, 1, 1043.

2- Otsuka, T., et al. 2015. “Evolution of Nuclear Shells due to the Tensor Force”, Phys. Rev. Lett,. 95, 232502.

3- 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.

4- Steppenbeck, D et. al. 2013. ”Evidence for a new nuclear ‘magic number’ from the level structure of 54Ca”, Nature, 502, 207210.

5- Paar, N., Vretenar, D., Khan, E., Colò, G. 2007. “Exotic modes of nuclei”, Rep. Prog. Phys, 70, 691.

6- Yüksel, E., Giai, N. V., Khan, E., and Bozkurt, K. 2014. “Effects of the tensor force on the ground state and first 2+ states of the magic 54Ca nucleus”, Phys. Rev. C, 89, 064322 .,

7- Harakeh, M.N., Woude, A. van der. 2001. “Giant Resonances”, Oxford: Oxford University Press.

8- Ring, P. Schuck, P. 1980. “The Nuclear Many-Body Problem”, Heidelberg: Springer-Verlag.

9- Bennaceur, K., Dobaczewski, J. 2005. “Coordinate-space solution of the Skyrme–Hartree–Fock–Bogolyubov equations within spherical symmetry.”, Computer Physics Communications, 168, 96–122.

10- Yüksel, E., Khan, K., Bozkurt, K. 2012. “Analysis of the neutron and proton contributions to the pygmy dipole mode in doubly magic nuclei”, Nuclear Physics A, 877, 35–50.

11- Yüksel, E., Khan, K., Bozkurt K. 2013. “The soft Giant Monopole Resonance as a probe of the spin-orbit splitting”, Eur. Phys. J. A, 49, 124.

12- Yüksel, E., Bozkurt, K. 2011. “Tensor Effects in Pygmy Dipole Excitation”, International Journal of Modern Physics E, 20(10), 2143-2151.

13- Piekarewicz, J. 2006. “Pygmy dipole resonance as a constraint on the neutron skin of heavy nuclei”, Phys. Rev. C, 73, 044325.

14- Piekarewicz, J. 2011. ”Pygmy resonances and neutron skins”, Phys. Rev. C, 83, 034319.

15- Sagawa, H. and Giai, N. V. 1983. “Transition charge and current densities of collective isoscalar quadrupole states in 208Pb”, Phys. Lett. 127B, 6, 393-398.

16- Klimkiewicz, A., Paar, N., Adrich, P., Fallot, M., Boretzky, K., Aumann, T., Cortina-Gil, D., Pramanik, U. D., Elze, Th. W., Emling, H., Geissel, H., Hellström, M., Jones, K. L., Kratz, J. V., Kulessa, R., Nociforo, C., Palit, R., Simon, H., Surówk, G., Sümmerer, K., Vretenar, D., Walus, W. 2007. “Nuclear symmetry energy and neutron skins derived from pygmy dipole resonances”, Phys. Rev. C, 76 051603(R).

17- Goodman, A. L. 1981. “Finite temperature HFB”, Nuclear Physics A, 352, 30-44.

18- Gambacurta, D., Lacroix, D., and Sandulescu, N. 2013. “Pairing and specific heat in hot nuclei”, Phys. Rev. C, 88, 034324.

19- Goriely, S., Khan, E., Samyn, M. 2004. “Microscopic HFB+QRPA predictions of dipole strength for astrophysics applications”, Nucl. Phys. A, 739, 331-340.

20- Chabanat, E., Bonche, P., Haensel, P., Meyer, J. and Schaffer, R. 1998. “A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities Part II. Nuclei far from stabilities”, Nucl. Phys. A, 635, 231.

21- Cao, L. G., Colò, G., Sagawa, H., Bortignon, P. F. and Sciacchitano L. 2009. “Effects of the tensor force on the multipole response in finite nuclei”, Phys.Rev. C, 80, 064304.

22- Cao, L. G., Sagawa, H. and Colò, G. 2011. “Effects of tensor correlations on low-lying collective states in finite nuclei”, Phys. Rev. C, 83, 034324.

23- Yuksel, E., Bozkurt, K. 2013. “Tensor Effects in Dipole Excitations at Finite Temperature”. Acta Physica Polonica, 123(2), 320-322.

24- Mukhopadhyay, S. et., al. 2012. “Measurement of giant dipole resonance width at low temperature: A new experimental perspective”, Physics Letters B, 709, 1–2.

25- Dey, B. et., al., 2014. “Probing the critical behavior in the evolution of GDR width at very low temperatures in A∼100 mass region”, Physics Letters B, 731, 92-96.

26- Kanungo, R. et. al. 2009. “One-Neutron Removal Measurement Reveals 24O as a New Doubly Magic Nucleus”, Phys. Rev. Lett., 102, 152501.

27- Fridmann, J. et. al., 2005. “'Magic' nucleus 42Si”, Nature, 435, 922-924 .

28- Hoffman, C.R. et. al. 2009. “Evidence for a doubly magic 24O”, Phys. Lett. B, 672, 1.

29- Gade, A., et al. 2006. “Cross-shell excitation in two-proton knockout: Structure of 52Ca”, Phys. Rev. C, 74, 021302 (R).

30- Liddick, S. N. et al. 2004. “Lowest Excitations in 56Ti and the Predicted N=34 Shell Closure”, Phys. Rev. Lett., 92, 072502.

31- Sorlin, O. and Porquet, M. -G. 2008. “Nuclear magic numbers: new features far from stability”, Prog. Part. Nucl. Phys., 61, 602.

32- Baumann, P., Huck, A., Klotz, G., Knıpper, A., Walter, G. et. al. 1989. “^{34}Si: New Double Magic Nucleus?”, Physıcs Letters, 13, 228, 4.

33- Cottle, P. D. ve Kemper, K. W. 1998. “Persistence of the N=28 shell closure in neutron-rich nuclei”, Physıcal Revıew C, 58, 6.

34- Fridmann, J., Wiedenh, I., Gade, A., et.al. 2006. “Shell structure at N = 28 near the dripline: Spectroscopy of ^{42}Si, ^{43}P, and ^{44}S”, Physıcal Revıew C, 74, 034313.

35- 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.

36- Piekarewicz, J. 2007. “On three topical aspects of the N = 28 isotonic chain”, Journal of Physıcs G: Nuclear and Partıcle Physıcs, 34.

37- Campbell, C. M., Aoi, N., Bazin, D. et. al. 2006. “Measurement of Excited States in ^{40}Si and Evidence for Weakening of the N = 28 Shell Gap “, PRL, 97, 112501.

38- Bastin, B., Grevy, S., Sohler, D., et. al. 2007. “Collapse of the N=28 Shell Closure in ^{42}Si”, PRL, 99, 022503.

39- Li, Z. P., Yao, J. M., Vretenar, D. et. al. 2011. “Energy Density Functional analysis of shape evolution in N=28 isotones”, Phys. Rev. C 84, 054304.

40- Suzuki, Y., Nakada, H., and Miyahara, S., “Effects of realistic tensor force on nuclear quadrupole deformation around the shore of the island of inversion”, Phys. Rev. C, 94, 024343.

41- Patra, S.K., and Praharaj, C.R., “Large deformed structures in Ne − S nuclei near neutron drip-line”, **arXiv:1002.0654v1**.

42- Roca-Maza, X., Pozzi, G., Brenna, M., Mizuyama, K., and Col`o, G. 2012. “Low-lying dipole response: Isospin character and collectivity in ^{68}Ni, ^{132}Sn, and ^{208}Pb”, Phys. Rev. C, 85, 024601.

43- Lanza, E.G., Catara, F., Gambacurta, D., Andr`es, M.V., and Chomaz, Ph. 2009. “Multiphonon excitations and pygmy resonances in tin isotopes”, Phys. Rev. C, 79, 054615.

44- Wieland, O. et al. 2009. “Search for the Pygmy Dipole Resonance in ^{68}Ni at 600 MeV/nucleon”, Phys. Rev. Lett., 102, 092502.

45- Krumbholz, A.M. et al. 2015. “Low-energy electric dipole response in ^{120}Sn”, Phys. Lett. B, 744, 7.

46- Ozel-Tashenov, B. et al. 2014. “Low-energy dipole strength in ^{112,120}Sn”, Phys.Rev.C, 90,024304.

47- Piekarewicz, J.. 2006. “Pygmy dipole resonance as a constraint on the neutron skin of heavy nuclei”, Phys. Rev. C, 73, 044325.

48- Klimkiewicz, A. et al. 2007. “Nuclear symmetry energy and neutron skins derived from pygmy dipole resonances”, Phys. Rev. C, 76, 051603(R).

49- Goriely, S. and Khan, E.. 2002. “Large-scale QRPA calculation of E1-strength and its impact on the neutron capture cross section”, Nucl. Phys. A, 706, 217.

50- Litvinova, E. et al. 2009. “Low-lying dipole response in the relativistic quasiparticle time blocking approximation and its influence on neutron capture cross sections”, Nucl. Phys. A, 823, 26.

51- Savran, D., Aumann, T., and Zilges, A.. 2013. “Experimental studies of the Pygmy Dipole Resonance”, Prog. Part. Nucl. Phys., 70, 210.

52- Bracco, A., Crespi, F.C.L., and Lanza, E.G. 2015. “Gamma decay of pygmy states from inelastic scattering of ions”, Eur. Phys. J. A, 51, 99.

53- Bortignon, P.F., Broglia, R.A., Bertsch, G.F., and Pacheco, J. 1986. “Damping of nuclear excitations at finite temperature”, Nucl. Phys. A, 460, 149.

54- Donati, P., Giovanardi, N., Bortignon, P.F., and Broglia, R.A. 1996. “Damping of nuclear motion in hot nuclei”, Phys. Lett. B, 383, 15.

55- Storozhenko, A.N., Vdovin, A.I., Ventura, A., and Blokhin, A.I. 2004. “Temperature dependence of spreading width of giant dipole resonance”, Phys. Rev. C, 69, 064320.

56- Dang, N. D. 1996. “On the width of giant dipole resonance in hot nuclei”, Phys. Rep., 264, 123.

57- Dang, N. D. and Sakata, F.. 1997. “Thermal damping width of the giant dipole resonance in hot nuclei”, Phys. Rev. C, 55, 2872.

58- Lacroix, D., Chomaz, Ph., and Ayik, S. 1998. “Finite temperature nuclear response in the extended random phase approximation”, Phys. Rev. C, 58, 2154.

59- Lacroix, D., Chomaz, Ph., and Ayik, S.. 2000. “Collisional effects in the finite temperature dipole response of ^{120}Sn and ^{208}Pb”, Phys. Lett. B, 489, 137.

60- Civitarese, O., Broglia, R.A., and Dasso, C. H. 1984. “On the temperature dependence of the nuclear response”, Ann. Phys., 156, 142.

61- Vautherin, D. and Mau, N. V.. 1984. “Temperature dependence of collective states in the random-phase approximation”, Nucl. Phys. A, 422, 140.

62- Besold, W., Reinhard, P. G., and Toepffer, C. 1984. “Giant resonances on excited states”, Nucl. Phys. A, 431, 1.

63- Sagawa, H. and Bertsch, G. F. 1984. “Self-consistent calculations of finite temperature nuclear response function”, Phys. Lett. B, 146, 138.

64- Niu, Y. F., Paar, N., Vretenar, D., and Meng, J.. 2009. “Low-energy monopole and dipole response in nuclei at finite temperature”, Phys. Lett. B, 681, 315.

65- Sommermann, H. M. 1983. “Microscopic description of giant resonances in highly excited nuclei”, Ann. Phys., 151, 163.

66- Khan, E., Giai, N. V. and Grasso, M. 2004. “Collective Motions in Hot Exotic Nuclei: the Finite Temperature Continuum-QRPA”, Nucl. Phys. A, 731, 311.

67- 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

68- Zhang, W., Menga, J., Zhangc, 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

69- Ramakrishnan, E., et. al. 1996. “Giant Dipole Resonance Built on Highly Excited States of 120Sn Nuclei Populated by Inelastic a Scattering”, Phys. Rev.Lett., 76, 2025–2028.

70- Baumann, T., et. al. 1998. “Evolution of the giant dipole resonance in excited 120Sn and 208Pb nuclei populated by inelastic alpha scattering”, Nuclear Physics A, 635, 428 - 445.

71- Kelly, M., Snover, K., Schagen, van J., Kicinska-Habior, M. and Trznadel, Z. 1999. “The GDR width in hot Sn nuclei”, Nuclear Physics A, 649, 123 - 129.

72- Heckman, P., et. al. 2003. “Low-temperature measurement of the giant dipole resonance width”, Physics Letters B, 555, 43 - 48.

73- NuDat - National Nuclear Data Center - Brookhaven National Laboratory.

74- Watanabe, S., Minomo, K., Shimada, M. et al. 2014. “Ground-state properties of neutron-rich Mg isotopes”, Physical Review C, 89.

75- Yuksel, E., Khan, E., Bozkurt, K. and Colo, G. 2014. “Effect of temperature on the effective mass and the neutron skin of nuclei”, Eur. Phys. J. A, 50, 160.

76- Khan, E., Giai, N. V. and Sandulescu, N. 2007. “Pairing interactions and vanishing pairing correlations in hot nuclei”, Nucl. Phys. A, 789, 94.

77- Niu, Y. F. et al. 2013. “Pairing transitions in finite-temperature relativistic Hartree-Bogoliubov theory”, Phys. Rev. C, 88, 034308.

78- Vretenar, D., Paar, N., Ring, P., and Lalazissis, G. A. 2001. Nucl. Phys. A, 692, 496.

79- Terasaki, J. and Engel, J.. 2006. “Self-consistent description of multipole strength: Systematic calculations”, Phys. Rev. C, 74, 044301.

80- Sarchi, D., Bortignon, P.F., and Colo, G.. 2004. “Dipole states in stable and unstable nuclei”, Phys.Lett.B, 601, 27.

81- Raman, S., Nestor, Jr. C.W., and Tikkanen, P. 2001. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 78, 1.

82- Scamps, G. and Lacroix, D. 2013. “Systematics of isovector and isoscalar giant quadrupole resonances in normal and superfluid spherical nuclei”, Phys. Rev. C, 88, 044310.

83- Li, T. et al. 2010. “Isoscalar giant resonances in the Sn nuclei and implications for the asymmetry term in the nuclear-matter incompressibility”, Phys. Rev. C, 81, 034309.

7. EKLER

1. E. Yuksel, G. Colo , E. Khan, Y.F. Niu, and K. Bozkurt, “Multipole excitations in hot nuclei within the finite temperature QRPA framework”,

2. H. Z. Guven, F. Ok, E. Yuksel, and K. Bozkurt, “Investigation of Magicity for the Si Isotopes, $^{28-42}$Si and ^{34}Si Isotones with Skyrme-Hartree-Fock-Bogolubov Approach”,

TÜBİTAK
PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

Proje Yürütücüsü:	Doç. Dr. KUTSAL BOZKURT
Proje No:	114F335
Proje Başlığı:	Nükleer Uyarılmaların Farklı İzospin Ve Sıcaklık Koşulları Altında Çalışılması
Proje Türü:	1001 - Araştırma
Proje Süresi:	24
Araştırmacılar:	
Danışmanlar:	ELİAS KHAN (Yurt Dışı)
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:	YILDIZ TEKNİK Ü. FEN-EDEBİYAT F. FİZİK B.
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:	15/04/2015 - 15/04/2017
Onaylanan Bütçe:	137400.0
Harcanan Bütçe:	93755.13
Öz:	Bu çalışmada çekirdeklerde oluşan düşük ve yüksek enerjili nükleer uyarılmalar farklı izospin durumlarında ve sonrasında sonlu sıcaklıklar altında Skyrme etkileşmeleri kullanılarak incelenmiştir. Aynı zamanda, çekirdeklerin farklı izospin durumlarında davranışları araştırılmış ve sihirli sayılardaki değişimleri incelenmiştir. Bu sayede nükleer kararlılık vadisinin dışında yer alan çekirdeklerdeki yapının ve nükleon-nükleon potansiyelinin anlaşılması hedeflenmiştir. İlk önce, 28-48Si çekirdekleri için küresel Skyrme-Hartre-Fock-Bogoliubov (SHFB) metodu kullanılarak taban durum özellikleri hesaplanmış ve Si çekirdeğinin izotoplarında sihirlilik özellikleri incelenmiştir. Bunun için çift-çift çekirdekler hesaplanmak sureti ile SLy5, SkI3 ve SGII skyrme enerji fonksiyonalleri kullanılarak, iki nötron ayrılma enerjisi, iki nötron fark enerjileri, ortalama fark enerjileri ve nükleer kabuk enerjilerine bakılmıştır. Ayrıca tensör etkileşmesinin 26-44Si ile 34Si, 42Si izotonik zincir çekirdeklerinin taban durum özelliklerine etkisi hesaplanmıştır. Sonuç olarak 34Si çekirdeğinde hem proton hem nötron kabuğunun kapalı olması sebebiyle çift sihirli cekirdek olduğu hesaplanmış ve 42Si çekirdeğinde sihirliliğin zayıflaması ve tensör etkileşmesinin nötron için 28 deki sihirliliği yok ettiği gösterilmiştir. Bu sonuçlar literatürdeki deneysel çalışmalarla da uyumludur. Daha sonra, 60Ni, 68Ni, 120Sn açık kabuk ve 48Ca, 56Ni, 132Sn, 208Pb kapalı kabuk çekirdeklerinde sıcaklığın çok kutuplu nükleer uyarımlara olan etkisi, tam öz uyumlu ve sonlu sıcaklık HFBCS ve QRPA çerçevesinde Skyrme tipi SLy5, SGII enerji yoğunluğu fonksiyoneli kullanarak çalışıldı. Yeni düşük enerjili uyarımlar, termal olarak işgal edilen durumlardan sonlu sıcaklıktaki sürekliliğe geçişler nedeniyle ortaya çıkarken, izovektör dev dipol rezonansı sıcaklık artışından şiddetli bir şekilde etkilenmez. Buna ek olarak, hem izoskaler dev kuadropol rezonansı hem de düşük enerjili kuadropol durumları sıcaklık etkisine oldukça duyarlı olduğu gözlemlenmiştir. Şöyle ki, izoskaler dev kuadropol rezonans durumunda merkez enerjisi azalırken, ilk 2+ durumunda kolletivitede sönümler meydana gelir ve sonlu sıcaklıklarda düşük enerji dağılım fonksiyonunda yeni uyarılma kanalları ortaya çıkar.
Anahtar Kelimeler:	Sihirli sayılar, Düşük enerjili modlar, QRPA, Sonlu sıcaklık.
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu Mu?:	Evet

TÜBİTAK

Projeden Yapılan Yayınlar:	1- EXPLORATION OF MAGICITY FOR Z=120 ISOTOPES USING THE SKYRME-HARTREE-FOCK-BOGOLIUBOV APPROXIMATION (Bildiri - Uluslararası Bildiri - Poster Sunum), 2- THEORETICAL STUDY ON THE PROPERTIES OF Z=20 AND Z=48 ISOTOPIC CHAIN (Bildiri - Uluslararası Bildiri - Poster Sunum), 3- EXPLORATION OF MAGICITY FOR Z=120 ISOTOPES USING THE SKYRME-HARTREE-FOCK-BOGOLIUBOV APPROXIMATION (Bildiri - Uluslararası Bildiri - Poster Sunum), 4- THEORETICAL STUDY ON THE PROPERTIES OF Z=20 AND Z=48 ISOTOPIC CHAIN (Bildiri - Uluslararası Bildiri - Poster Sunum), 5- Effect of the temperature on the dipole and quadrupole excitations in nuclei (Bildiri - Uluslararası Bildiri - Sözlü Sunum), 6- Effect of the temperature on the dipole and quadrupole excitations in nuclei (Bildiri - Uluslararası Bildiri - Sözlü Sunum), 7- Evolution of Multipole Response in Nuclei at Finite Temperature (Bildiri - Uluslararası Bildiri - Sözlü Sunum),

TÜBİTAK