

ÇOK FERMİYON SİSTEMLERDE KUANTUM
MONTE CARLO METODUNUN UYGULANMASI

Sibel SARIAYDIN

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Haziran - 2007

ÇOK FERMİYON SİSTEMLERDE
KUANTUM MONTE CARLO METODUNUN UYGULANMASI

Sibel SARIAYDIN

Dumlupınar Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca
Fizik Anabilim Dalında
YÜKSEK LİSANS TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır.

Danışman : Yrd.Doç.Dr. Kaan MANİSA

Haziran - 2007

KABUL ve ONAY SAYFASI

Sibel Sarıaydın'nın YÜKSEK LİSANS tezi olarak hazırladığı "Çok Fermiyon Sistemlerde Kuantum Monte Carlo Metodunun Uygulanması" başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

28 / 06 / 2007

Üye : Prof.Dr. Atalay KÜÇÜKBURSA

Üye : Prof.Dr. Ülfet ATAV

Üye : Yrd.Doç.Dr. Kaan MANİSA

Fen Bilimleri Enstitüsün Yönetim Kurulu'nun/...../..... gün ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof.Dr. M.Sabri ÖZYURT

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

**ÇOK FERMİYON SİSTEMLERDE
KUANTUM MONTE CARLO METODUNUN UYGULANMASI**

Sibel SARIAYDIN

Fizik Bölümü, Yüksek Lisans Tezi, 2007

Tez Danışmanı: Yrd.Doç.Dr.Kaan MANİSA

ÖZET

Bu çalışmada bir çok fermiyon sistemi olan asimetrik nükleer maddenin doyma özellikleri incelenmiştir. Çeşitli proton fazlalığı (YP) değerleri ile tanımlanan asimetrik nükleer madde için parçacık başına düşen toplam enerji, kinetik enerji ve potansiyel enerji Varyasyonel Monte Carlo yöntemi kullanılarak elde edilmiştir. Aynı zamanda asimetrik nükleer maddenin doyma yoğunlukları ve doyma enerjileri çeşitli proton fazlalığı (YP) değerleri için elde edilmiştir. Bu çalışmada elde edilen sonuçların asimetrik nükleer madde için literatürdeki çeşitli araştırmacıların, farklı potansiyeller ve farklı yöntemler kullanarak elde ettikleri sonuçlarla tutarlı olduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Asimetrik nükleer madde, monte carlo yöntemi, nükleer madde.

APPLICATION OF QUANTUM MONTE CARLO METHOD IN MANY FERMION SYSTEMS

Sibel SARIAYDIN

Physics Department, M.S.Thesis, 2007

Thesis Supervisor: Assist.Prof. Kaan MANİSA

SUMMARY

In this study, saturation properties of asymmetric nuclear matter have been investigated. Total, kinetic and potential energies per particle are obtained for asymmetric nuclear matter with various proton abundances (YP) by Variational Monte Carlo method. Saturation densities and energies of asymmetric nuclear matter are also obtained for various YP values. We observe that the results obtained in this study are in good agreement with those obtained by various authors with different techniques.

Key Words: Asymmetric nuclear matter, monte carlo method, nuclear matter.

TEŞEKKÜR

Bu alıŐma Dumlupınar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsüne Yüksek Lisans tezi olarak sunulmuştur.

Bu tezin hazırlanması sırasında araŐtırmalarım boyunca yardımını esirgemeyen, bilgi ve tecrübeleriyle bana her konuda yardımcı olan, beni teŐvik eden sayın danıŐmanım Yrd.Doç.Dr. Kaan MANİSA'ya en içten teŐekkürlerimi sunmak isterim.

ÇalıŐmalarım sırasında, yoğun çalışma temposu içinde benimle ilgilenip, hesaplamaların yapılması aŐamasında yardımını esirgemeyen sayın Prof.Dr. Ülfet ATAV'a teşekkür ederim.

Ayrıca çalıŐmalarım boyunca benden yardımlarını ve desteklerini esirgemeyen aileme de teşekkür ederim.

Sibel SARIAYDIN

Mayıs 2007, Kütahya

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ	1
2. NÜKLEER MADDE TEORİSİ	4
2.1. Nükleer Madde	4
2.2. Nükleer Maddenin Özellikleri	5
3. MONTE CARLO YÖNTEMİ	8
3.1. Monte Carlo Yöntemi	8
3.2. Metropolis Örnekleme Yöntemi ve Metropolis Algoritması	9
3.3. Çok Parçacık Fermiyon Sistemlerine Monte Carlo Yönteminin Uygulanması.....	12
4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA	14
4.1. Hesaplamalarda Kullanılan Etkileşim Potansiyeli İle İlgili Bazı Genel Bilgiler	14
4.2. Asimetrik Nükleer Madde	17
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	26
KAYNAKLAR DİZİNİ	28

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>		<u>Sayfa</u>
4.1.	Asimetrik nükleer madde için elde edilen parçacık başına potansiyel ve kinetik enerjinin yoğunlukla değişimi. (şekillerde yukarıdan aşağıya $YP=0.05, 0.10938, 0.125, 0.20588, 0.25, 0.32143, 0.36538, 0.41304, 0.45, 0.50$ değerlerini almakta)	22
4.2.	Asimetrik nükleer madde için elde edilen parçacık başına toplam enerjinin yoğunlukla değişimi. (şekillerde yukarıdan aşağıya $YP=0.05, 0.10938, 0.125, 0.20588, 0.25, 0.32143, 0.36538, 0.41304, 0.45, 0.50$ değerlerini almakta).....	23
4.3.	Asimetrik nükleer madde için, Relativistik olmayan Skyrme Hartree-Fock Teorisi (SIII) ve Relativistik Ortalama Alan Teorisi (TM1) kullanılarak, yukarıdan aşağıya doğru proton kesri $YP=0, 0.05, 0.10, 0.15, \dots, 0.5$ değerleri için elde edilen enerji değerleri[8]	23
4.4.	Asimetrik nükleer maddenin doyma enerjisi ve doyma yoğunluğunun (YP) proton kesri ile değişimi.....	24
4.5.	Asimetrik nükleer maddenin doyma enerjisi ve doyma yoğunluğunun (YP) proton kesri ile değişimi[8].....	24

Ç İ Z E L G E L E R D İ Z İ N İ

<u>Cizelge</u>	<u>Sayfa</u>
4.1. Urbana V_{14} nükleon-nükleon potansiyelinin parametreleri	16
4.2. Asimetrik Nükleer Madde İçin Elde Edilen Enerji Değerleri	18
4.3. Asimetrik Nükleer madde için farklı YP değerlerine karşılık elde edilen doyma yoğunluğu ve doyma enerjisi	21

1. GİRİŞ

Nükleer fizik alanında, karmaşık sistemler için, fiziksel modellerin kullanılması yaygındır. Nükleonların çekirdeğe bağlanma enerjisi, çekirdek enerji düzeyleri arasındaki geçiş olasılıkları, nükleer manyetik moment, kuadrapol moment, titreşim, dönme ve geçiş özellikleri gibi fiziksel özellikler çeşitli modellere göre açıklanabilmektedir. Örneğin, atomik tabaka modeli, atom yapısının karmaşık ayrıntılarını açıklamakta çok büyük başarı sağlamıştır. Bu nedenle nükleer fizikçiler nükleer yapılar probleminin çözümü ve çekirdeklerin özelliklerinin açıklanmasında benzer bir teorinin kullanılmasının yararlı olacağını düşünmüşlerdir. İyi bir nükleer model daha önce ölçülen nükleer özellikleri açıklayabildiği gibi, yeni deneylerle ölçülebilecek başka özellikleri de açıklayabilmelidir.

Nükleer madde teorisinin amaçlarından birisi de bağlanma enerjisi, denge yoğunluğu ve sıkıştırılmazlık gibi deneysel olarak bilinen fiziksel özellikleri iki-cisim etkileşmelerinden yola çıkarak elde etmektir. Nükleer madde çalışmaları, bir etkileşim potansiyelinin farklı bileşenlerinin madde üzerine nasıl etki ettiğini daha iyi anlamamızı sağlar ve deneysel olarak bilinen denge yoğunluğuna ulaşmak için potansiyelin ne gibi terimleri içermesi gerektiği hakkında bilgi verir.

Son zamanlardaki çalışmalara bakıldığında nükleer maddenin doyma özelliklerini tam olarak elde etme çalışmaları devam etmektedir. Farklı yaklaşım ve metotlar kullanılarak doyma özellikleri en doğru şekilde elde edilmeye çalışılmaktadır. Örneğin Day ve Wiringa (1985), birkaç nükleon-nükleon potansiyeli için nükleer maddenin bağlanma enerjisini, yoğunluğun bir fonksiyonu olarak Brueckner-Bethe metodu ve varyasyonel hesaplamalarla elde etmişlerdir. Hesaplamaları yaparken her iki metodunda kullandığı en gerçekçi bir potansiyel ile Argon V_{14} potansiyelinin karşılaştırılmasını yapmışlardır. Paris ve Bonn potansiyelleri için Brueckner-Bethe hesaplama sonuçlarının, Urbana V_{14} potansiyeli için varyasyonel hesaplama sonuçları kadar iyi olduğu görülmüştür. Nayak (1995), çok-cisim teorisinin genelleştirilmiş Hugenholtz-Van Hove teoremindeki sonsuz nükleer madde tanımını, nükleer kütleleri ve en iyi bilinen çekirdek özelliklerini kapsayan çeşitli deneysel verileri kullanarak nükleer maddenin özelliklerini elde etmiştir. Rashdan (2000), nükleon-nükleon etkileşmelerini ele alarak, Bethe-Goldstone denkleminin çözümüyle elde edilen nükleer maddenin enerji yoğunluğu fonksiyonunu kullanarak ve üç cisim etkileşmelerini de dahil ederek etkin bir Skyrme parametre seti oluşturmuştur. Skyrme-Hartree-Fock teorisinden yola çıkarak bu parametreleri kullanıp nükleer maddenin doyma özelliklerini elde etmiştir. Unutulmamalıdır ki nükleer maddede doğru doyma noktasını elde etmek için üç cisim etkileşmelerine ihtiyaç vardır[4]. Mikroskobik üç-

cisim kuvvetinin nükleer maddenin doyma özellikleri üzerine etkisi Brueckner-Hartree-Fock yaklaşımı altında incelenmiştir[5]. Bunun yanında birçok araştırmacı üç-cisim etkileşmelerini hesaplamalarına dahil etmişlerdir. Özellikle Baldo ve arkadaşları (1997), çalışmalarında nötron maddesi ve simetrik nükleer maddenin her ikisi için de üç-cisim etkileşme sonuçlarını, Urbana üç-cisim etkileşmelerini (Schiavilla ve ark., 1986) de dahil ederek ortaya koymuşlardır.

Simetrik nükleer maddede nötron ve protonların sayısı eşit olduğu gibi aynı zamanda kütleleri de eşit kabul edilir. Nötron ve proton sayıları farklı olduğu durumlarda asimetric nükleer madde söz konusudur. Asimetric nükleer maddenin doyma özelliği de temel bir nükleer özelliktir ve astrofizik şartları altında kararsız çekirdeğin özelliklerinde önemli rol oynar. Ancak, simetrik nükleer maddenin doyma yoğunluğu ve enerjisi kararlı çekirdeğin yarıçap ve kütesinden deneysel olarak elde edilebilirken asimetric nükleer maddenin bu fiziksel özelliklerinde hala bir belirsizlik vardır. Laboratuarlarda kararsız bir çekirdek kullanarak asimetric nükleer maddenin deneysel doyma şartının elde edilebilmesi için çalışmalar vardır[8,9]. Yukarıda da bahsettiğimiz gibi simetrik nükleer madde ile ilgili bir çok teorik çalışma yapılmıştır. Buna karşın asimetric nükleer madde üzerine yapılan hesaplamalar çok fazla değildir. Bu hesaplamalar, ağır-iyon çarpışmaları ya da nötron yıldızlarının yapısı gibi problemler için bir durum denklemi elde edilmesinde oldukça önemlidir. Şimdiye kadar asimetric nükleer madde hesaplamalarında kullanılan yaklaşımlar[10]: i) relativistik olmayan Brueckner yaklaşımı, Dirac-Brueckner yaklaşımı, self-consistent Brueckner -Hartree-Fock ve Dirac- Brueckner -Hartree-Fock yaklaşımı [11], ii) varyasyonel yöntemler[12], iii) relativistik ortalama alan ve sigma modelleri yaklaşımı [13], iv) olaycıl (phenomenological) Skyrme etkileşim yaklaşımı[14] ve v) Green fonksiyonu formalizmidir[15]. Biz bu çalışmamızda Varyasyonel Monte Carlo yöntemini kullandık. Kullandığımız yöntemle ilgili detaylı bilgi (Manisa, K., Atav, Ü. ve Oğul, R. (2005)) referansından elde edilebilir. Son yıllarda Monte Carlo yöntemlerini, özelliklede Kuantum Monte Carlo yöntemlerini kullanarak yapılan çalışmalar oldukça artmıştır. Özellikle bilgisayar gücünün artmasıyla birlikte araştırmacılar da bilgisayar destekli çalışmalarına hız vermişlerdir. Varyasyonel Monte Carlo yönteminin (VMC) kuantum mekaniksel sistemlere ilk uygulaması McMillan (1965) tarafından yapılmıştır. McMillan, VMC'yi atomic helium sıvıları gibi basit bose sistemleri için kullanmıştır. Hesaplamalarda kullandığı etkileşim potansiyelleri ise sadece parçacıklar arası mesafeye bağlıdır. Bu yöntemler daha sonra basit Fermi sistemlerine de uygulanabilecek şekilde geliştirilmiştir[18,19]. Ancak nükleer madde basit bir sistem olarak ele alınamaz. Çünkü nükleon-nükleon etkileşmeleri spin ve izospin oryantasyonlarına kuvvetli bir şekilde

bağlıdır[20]. Bu sebeple sonlu nükleon sistemleri için Monte Carlo yöntemleri geliştirilmiş ve bu yöntemler birkaç nükleondan oluşan sistemlere başarıyla uygulanmıştır.

Biz bu çalışmada Urbana potansiyelini (Pandharipande ve Lagaris,1980) kullanarak, bir çok fermiyon sistemi olan asimetrik nükleer maddenin doyma özelliklerini, farklı YP (proton kesri) değerleri için Varyasyonel Monte Carlo yöntemini kullanarak hesapladık. Çalışmamızda üç ve daha çok cisim etkileşmelerini simüle etmek için, Urbana potansiyelinin kuvvetli itici olan kısmına benzer bir potansiyel kullandık.

Bu çalışmanın ikinci bölümünde, nükleer madde teorisi tanıtılmıştır. Üçüncü bölümde Monte Carlo yöntemi sunulmuştur. Dördüncü bölümde, asimetrik nükleer madde için elde edilen sonuçlar sunulmuş ve literatürde bulunan sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Son bölümde çalışma sonuç olarak değerlendirilmiş ve bundan sonra yapılabilecek çalışmalar hakkında öneriler getirilmiştir.

2. NÜKLEER MADDE TEORİSİ

2.1 Nükleer Madde

Fermi gaz modeli, nükleon-nükleon etkileşmeleriyle oluşturulan korelasyonların etkilerini de içine alacak şekilde genişletildiğinde, geliştirilmiş nükleer madde teorisine ulaşılır. Böyle bir sistemin basit geometrisi sebebiyle nükleer madde teorisi ile ilgili çalışmalar iki-cisim kuvvetleri ve nükleer özellikler arasındaki ilişki bakımından önemli bir temel teşkil etmektedir. Nükleer madde ile ilgili ilk çalışmaları yapan Euler, çalışmalarında tekil olmayan etkileşmeleri (nonsingular interactions) kullanmıştır. İki-nükleon etkileşmesi hakkındaki bilginin artması kadar, çekirdekteki bağımsız parçacık hareketini destekleyen çalışmalarında artması nükleer madde teorisinin yeniden açıklanması çalışmalarına hız kazandırmıştır. Başlangıçta Brueckner, Levinson ve Mahmoud (1954) tarafından oluşturulan bir metot, Bethe (1956) ve Goldstone (1957) tarafından ele alınarak geliştirilmiştir. Alternatif olarak da Jastrow (1955) nükleer çok-cisim problemini varyasyonel yaklaşımla ele almıştır. 1970'li yıllarda Miller ve Green (1972) nükleer madde çalışmalarında relativistik bir yaklaşım getirmişler, çekirdeğin taban durumu için yaptıkları çalışmalarında Dirac-Hartree modelini kullanmışlardır. Daha sonra bu model Brockmann (1978), Horowitz ve Serot (1981) ve Serot ve Walecka (1986) tarafından yeniden ele alınarak geliştirilmiştir.

Nükleer madde en genel anlamıyla nötron ve protonların oranı ile verilen ve Coulomb kuvvetlerinin ihmal edildiği sonsuz bir çekirdek olarak tanımlanır[30]. Simetrik nükleer maddede nötron ve protonların sayısı eşit olduğu gibi aynı zamanda kütleleri de eşit kabul edilir. Nükleer maddede Coulomb kuvvetleri ihmal edildiği için nötron ve proton, farklı izospin bileşeni olan tek bir parçacık gibi ele alınır ve nükleon tanımı kullanılır. Bir nükleonlar sistemi olan simetrik nükleer maddede yarı deneysel kütle formülündeki nükleon sayısı $A \rightarrow \infty$ alındığında Coulomb etkileşmeleri, yüzey gerilimi, simetri, teklik-çiftlik gibi etkiler sıfırlanır.

Nükleer madde teorisi, nükleonlar arasında etkileşme potansiyelinin tanımlandığı mezon teorisinden yola çıkar. Nükleonlar arasındaki bu potansiyel nükleer madde için doğru bağlanma enerjisini ve yoğunluğu vermelidir. Nükleer madde teorisinin hedefi; bağlanma enerjisi, denge yoğunluğu, sıkıştırılmazlık gibi deneysel olarak bilinen özelliklerin iki-cisim etkileşmelerinden hareketle elde edilmesidir. Bir farklı yaklaşımda nükleer maddenin özelliklerini olaycıl (phenomenological) bir potansiyelden hesaplamaktır. Böyle bir potansiyelin parametreleri faz kayması verilerine, döteronun özelliklerine ve nükleer maddenin bağlanma enerjisine uygun hale getirilebilir. Ya da sadece nükleer maddenin bağlanma enerjisi, denge yoğunluğu ve yüzey enerjisi gibi özelliklerini doğru olarak verecek hale getirilebilir. Böyle bir

potansiyeli Seyler ve Blanchard potansiyeli örnek gösterilebilir. Bu potansiyeli $T=0$ için Mayers ve Swiatecki (1969), $T>0$ için de Kupper ve ark.(1974) ları kullanmışlardır.

Döteron üzerine yapılan çalışmalar ise nükleon-nükleon etkileşmesi hakkında bir çok ipucu vermekle birlikte mevcut bilgi sınırlıdır. Saçılma deneylerinde gözlenen faz kaymaları ve bağlı olan tek iki-nükleon sistemi döteronun özellikleri kesin bir potansiyel seçmeye yeterli değildir. Bu sebeple bir çok farklı araştırmacı tarafından gözlenen faz kaymalarını ve döteronun özelliklerini sağlayan çeşitli nükleon-nükleon etkileşmeleri önerilmiştir [33,34].

Diğer taraftan nükleer madde problemi kendi başına da çok önemli bir çok-cisim problemidir ve güçlüklerden biri, çok cisim probleminin çözümünün gerektirdiği matematiktir. Nükleon-nükleon etkileşmelerinde üç cisim kuvvetini ifade eden bazı parametreleri elde etmek için, üç cisim sisteminde ek saçılma deneyleri yapmak mümkündür. Ancak bu tür mikroskobik yaklaşımlar çekirdeğin temel fiziğini aydınlatmaktan çok anlaşılmaza hale getirir. Bu durum, bir gazın özelliklerinin mikroskobik bir ifadesini elde etmek için, önce onun atomları arasındaki etkileşmeleri incelemeye, sonrada atomlar arası kuvvetleri ifade eden dinamik denklemleri çözmeye çalışmaya benzer. Ancak gazların özelliklerine ait fiziksel bilgilerin çoğu ayrıntılı mikroskobik bir teoriden değil, basınç ve sıcaklık gibi birkaç parametreden elde edilir. Bu nedenle çekirdekler için de mikroskobik yaklaşım yerine, nükleer fiziğin temel özelliklerini içeren bir nükleer model seçmek gereklidir. Nükleer madde teorisi böyle bir yaklaşımdır ve nükleon-nükleon etkileşmelerinin ayrıntılarını incelemek için ele alınabilir. Bununla birlikte sonsuz madde probleminin bir çözümü aynı zamanda sonlu çekirdekler için de iyi bir mikroskobik teori elde edilebilmesi için iyi bir başlangıç noktası olabilir[35].

2.2. Nükleer Maddenin Özellikleri

Nükleer maddenin özellikleri; basınç, yoğunluk ve sıcaklık arasında bir bağıntı veren dengedeki özellikleri (doyma noktası, durum denklemi), viskozluk ve ısı iletkenliği gibi transport katsayılarının yoğunluk ve sıcaklığa bağımlılığını gösteren dengede olmayan özellikleri olmak üzere sınıflandırılabilir. Nükleer madde gibi bir fermi sisteminin transport özelliklerini açıklamak için sistemin dengede olmayan sürecini tanımlayan bir transport denklemine ihtiyaç duyulur. Bu yüzden nükleer maddenin ve nötron maddesinin dengede ve dengede olmayan durumdaki özelliklerini çok iyi açıklamak için kinetik denklemler kullanılır. Böyle bir denklem ilk olarak Boltzmann tarafından ele alınmış ve daha sonra Uehling-Uhlenbeck tarafından Pauli engelleme terimi de dahil edilerek yeniden oluşturulmuştur. Transport katsayılarının sıcaklık ve yoğunluğa bağımlılığı, sıvı gaz geçişleri, yoğunluk dalgalanmaları, kritik sıcaklık gibi özellikler bu yaklaşımla belirlenebilmektedir. Bu konudaki

çalışmaların kapsamlı bir değerlendirilmesi, benzer çalışmalar yapmış olan Oğul tarafından verilmiştir [36,37,38]. Dengede olmayan bir sistemde dengeye doğru yaklaşma ve transport özellikleri ile ilgili çalışmalar için en uygun, en iyi bilinen mikroskobik teori Boltzmann denklemidir ve bu denklem seyrek gaz limitinde geçerlidir. Nükleer maddenin transport katsayılarını yüksek sıcaklık bölgesinde hesaplamak için sistem seyrek gaz gibi ele alınıp, ortalama alan etkileri ve Pauli engellemesi ihmal edilerek Boltzmann denklemi kullanılabilir [39].

Nükleer maddenin dengede olmayan ($\rho \neq \rho_0$ ve $T > 0$) özelliklerini belirlemek için laboratuvarlarda yapılan ağır iyon çarpışmaları bizim için tek deneysel kaynaktır. Parçacık başına düşen enerji 0-30 MeV arasında ise çarpışmalar, düşük enerjili ağır iyon çarpışmaları olarak adlandırılır. Bu bölgede nükleon-nükleon çarpışmaları, tüm enerji düzeyleri dolu olduğu için Pauli dışarlama ilkesi gereğince yasaklanmıştır. Ayrıca bu bölgede nükleonlar çok uzun ortalama serbest yola sahiptirler. 30-100 MeV bölgesindeki çarpışmalar, orta enerjili ağır iyon çarpışmaları olarak adlandırılır. Bu bölgede hem ortalama alan hem de iki-cisim çarpışmaları önemlidir [36]. Orta enerjili nükleer çarpışmalarda meydana gelen sıcak madde entropisi sıvı-gaz faz geçişi kritik noktasında teorik olarak beklenen değer üzerinde değerler alır. Bu durum sadece nükleer madde durum denkleminin dikkate değer özelliklerine bağlıdır [40]. 100-1000 MeV bölgesindeki çarpışmalar ise Relativistik ağır iyon çarpışmaları olarak adlandırılır. Bu bölgede nükleonların çok yüksek hızları olduğundan Pauli dışarlama ilkesi ve ortalama alan etkileri önemini kaybeder.

Simetrik nükleer maddenin temel karakteristik özellikleri bağlanma enerjisi ve denge yoğunluğudur. Bağlanma enerjisi çekirdeklerin yarı deneysel kütle formülü olarak bilinen

$$M(A,Z) = NM_n + ZM_H - \frac{1}{c^2} \left[\alpha A - \frac{\beta(N-Z)^2}{A} - \gamma A^{2/3} - \frac{3e^2 Z^2}{5r_0 A^{1/3}} \right. \\ \left. + \text{teklik-çiftlik terimi} + \text{kabuk düzeltmeleri} + - \Lambda \right] \quad (2.1)$$

ifadesinde ki hacim terimi α ile verilir. İlk yarı deneysel kütle formülü von Weizsacker, Bethe ve Bacher tarafından elde edilmiştir. Bugün bu formülün simetri, yüzey ve Coulomb etkileri için daha yüksek merteye düzeltmeleri içeren ve kabuk düzeltmelerinin hesaplanmasında farklı yöntemler kullanan bir çok farklı şekli mevcuttur. Hacim terimi α , simetri terimi β , yüzey terimi γ , ve

$$\frac{4}{3}\pi r_0^3 \rho = 1 \quad (2.2)$$

şeklinde tanımlanan birim yarıçap r_0 ve diğer parametreler deneysel olarak bilinen binden fazla nükleer kütle ve çok sayıda ağır çekirdeğin fisyon bariyerlerine uyum sağlatılarak elde edilir. Birçok farklı yazar tarafından elde edilen çağdaş kütle formüllerinin bir derlemesi *At.Data and Nucl. Data Tables* **17** 5-6 da bulunabilir. α için tipik değerler 15 ile 16 MeV arasındadır; r_0 ise 1.16 fm ile 1.22 fm arasında değişir ve 0.15 ile 0.13 nükleon/fm³ arasında yoğunluklara veya 1.31 ile 1.25 fm⁻¹ arasında fermi dalga sayılarına karşılık gelir. β ve γ değerleri sırasıyla 30-40 MeV ve 20-21 MeV civarındadır.

Nükleer maddenin karakteristik özelliklerinden biri olan ilgiye değer bir başka nicelik de

$$K = k_f^2 \frac{\partial^2 (E/A)}{\partial k_f^2} \quad (2.3)$$

şeklinde tanımlanan nükleer maddenin sıkıştırılmazlığıdır. Burada k_f fermi dalga sayısı ve E/A nükleon başına düşen toplam enerjidir. Bu nicelik daha gelişmiş bazı kütle formüllerinde yer alır, ancak bu formüllerle çok iyi belirlenemez. Belirtilen değerler 240 ile 300 MeV arasındadır ve bu değerlerde ± 40 MeV'e varan hata payları bulunur.

İyi bir nükleer madde teorisi verilen herhangi bir potansiyel için yoğunluğa karşı enerji, $E(\rho)$, eğrisini hesaplayabilmelidir. Bu eğri üzerinde oluşan bir minimum hem denge yoğunluğu ρ_0 'ı hem de bağlanma enerjisi $E(\rho_0)$ 'ı verecektir. $E(\rho)$ nun ρ_0 'daki eğriliği ise bize K 'yı verir. Etkin kütle ve Landau parametreleri $E(\rho)$ nun fonksiyonel türevinin alınmasıyla elde edilebilecek ilgiye değer diğer nicelikler arasındadır[35].

3. MONTE CARLO YÖNTEMİ

3.1. Monte Carlo Yöntemi

Rastgele sayılar (random numbers) üzerine kurulmuş, yapay bir dinamik (artificial dynamics) kullanarak çok cisim sistemlerini simüle etmek için kullanılan metotlardan birisi de Monte Carlo yöntemidir. Monte Carlo yönteminde kullanılan yapay dinamik bize bir çok durumda dinamik fiziksel özellikler hakkında bilgi sağlar. Monte Carlo yöntemini tam, kısa ve öz olarak belirleyen bir tanım yapmak mümkün değildir. Monte Carlo uygulamalarının en önemli ve belirgin özelliği, gelişigüzel örnekleme yöntemlerinin hesaplardaki temel rolüdür. Bütün Monte Carlo uygulamalarında belirli olasılık dağılımlarından örnekler seçmek gerekir. İstatistiksel veriler bu örneklerden toplanır ve bunların analizi ile ele alınan fiziksel problem hakkında bilgiler elde edilir. İncelenen fiziksel problem analitik bir çözümün bulunamayacağı kadar karmaşık ve gelişigüzel bir işleyişe sahipse probleme teorik yaklaşım Monte Carlo yöntemi ile mümkündür.

Varyasyonel Monte Carlo yöntemi ve Green fonksiyonu Monte Carlo yöntemi ilk olarak McMillan (1965) ve Kalos ve ark. (1974) tarafından kullanılarak basit bozon sistemlerine uygulanmıştır. Buradaki basit sistem tanımı, sistemin etkileşim potansiyelinin sadece parçacıklar arasındaki mesafeye bağlı olduğunu ifade eder. Coulomb sistemleri ve atomik helyum sıvısı gibi sistemler basit sistemlere örnek olarak gösterilebilir. Ancak etkileşen nükleonların spin-izospin durumları nükleer kuvvetleri kuvvetli bir şekilde etkilemesi sebebiyle çekirdekler basit bir sistem değildir. Basit fermi sistemleri (Ceperley ve ark.,1977 , Lee ve ark., 1981) ve sonlu çekirdekler için Monte Carlo yöntemleri geliştirilmiştir [42,43].

Monte Carlo yöntemi klasik çok cisim sistemlerine uygulanabildiği gibi aynı zamanda yüksek boyutlu integrallerin hesaplanmasında da kullanılır. Örneğin sadece 50 nükleon içeren bir sistemi gözönüne alalım nükleon-nükleon etkileşim potansiyeli 0.2 fm mertebesinde bir mesafede oldukça önemli değişim gösterdiğinden ve böyle bir sistemin ortalama çapı 4 fm olduğundan konvansiyonel sayısal integrasyon yöntemleri her koordinat için her bir kartezyen doğrultuda en az 100 noktada integrandın hesaplanmasını gerektirir. Dolayısıyla integrandın toplam olarak $(100)^{3 \times 50} = 10^{300}$ noktada hesaplanması gerekir. Saniyede 10^7 , yılda 10^{14} hesaplama yapılabilen en yüksek bilgisayar hızlarında bu 10^{286} yıl gerektirir ki, bulunduğumuz evrenin yaşı sadece 2×10^{10} yıldır veya integrandın bu noktalardaki değerlerini her biri 10^8 kg kütleli ve 10^8 değer alabilen compact disklerde depolamaya kalkarsak bu durumda 10^{290} kg lık bir kütle gerekir ki, galaksimizin kütlesi sadece 4×10^{41} kg mertebesindedir. Eğer olayın fiziksel yapısı

integrandın bu kadar ayrıntılı olarak örneklenmesini gerektirseydi durumun tamamen umutsuz olacağı açıktır[35].

3.2. Metropolis Örnekleme Yöntemi ve Metropolis Algoritması

$[\bar{R}_i]$ değerlerinin kümesi $W(\bar{R})$ ağırlık fonksiyonunun örneklenmesiyle elde edilir. Bu yapılırken eğer $W(\bar{R})$ ağırlık fonksiyonu basit bir fonksiyonsa Kalos ve Whitlock (1986) tarafından geliştirilen özelleştirilmiş yöntemler kullanılabilir. $W(\bar{R})$ basit bir fonksiyon değilse, o zaman $[\bar{R}_i]$ değerlerinin kümesini elde etmek için Metropolis yöntemi kullanılır. Metropolis Algoritması ayrıntılı denge şartı üzerine kurulmuştur. $[\bar{R}_i]$ noktalarını içeren denge durumundaki dinamik bir sistemi dikkate alırsak bu noktaları içeren yoğunluğu,

$$\rho = [\bar{R}_i] \text{ noktalarının yoğunluğu} \quad (3.1)$$

şeklinde tanımlayabiliriz. Eğer bütün bu noktalar \bar{R} durumundan \bar{R}' durumuna geçiş olasılığını $P(\bar{R} \rightarrow \bar{R}')$ sağlıyorsa o zaman,

$$\rho(\bar{R}') P(\bar{R} \rightarrow \bar{R}') = \rho(\bar{R}) P(\bar{R}' \rightarrow \bar{R}) \quad (3.2)$$

ifadesi dinamik denge şartını ifade eder. $W(\bar{R})$ ağırlık fonksiyonunun örneklenmesiyle bizim elde etmek istediğimiz,

$$\rho \propto W(\bar{R}) \quad (3.3)$$

ifadesidir. Bu yüzden $P(\bar{R} \rightarrow \bar{R}')$ aşağıdaki (3.4) denklemini sağlamalıdır:

$$\frac{P(\bar{R}' \rightarrow \bar{R})}{P(\bar{R} \rightarrow \bar{R}')} = \frac{\rho(\bar{R})}{\rho(\bar{R}')} = \frac{W(\bar{R})}{W(\bar{R}')} \quad (3.4)$$

Bu denklemi aşağıdaki şekilde ifade etmek ve kullanmak daha uygundur.

$$P(\bar{R}' \rightarrow \bar{R}) = 1 \quad W(\bar{R})/W(\bar{R}') \text{ ise,} \quad (3.5)$$

$$P(\bar{R}' \rightarrow \bar{R}) = W(\bar{R}')/W(\bar{R}). \quad (3.6)$$

Metropolis ve ark. (1953) normalize edilmemiş herhangi bir dağılıma uygun olarak $[\bar{R}_i]$ koordinatlarının örneklenmesi için bir algoritma geliştirmiştir. Bu algoritma, bulunan \bar{R}_i

noktalarının Metropolis adımlarıyla, adım adım oluşturulmasıyla tamamlanır. Örneğin $W(\bar{R})$ ağırlık fonksiyonuna uygun olarak \bar{R} noktaları seçmek istediğimizi varsayalım. Bunun için başlangıç noktamız \bar{R}_i olsun. \bar{R}_{i+1} değerini bulmak için, $\bar{R}' = \bar{R}_i + \Delta\bar{R}$ şeklinde rastgele bir adım ilerleyerek geçici bir nokta belirlenir. Bu durumun olasılık dağılımını $\min[1, W(\bar{R})/W(\bar{R}_i)]$ kabul edilir. Yani $\bar{R}_{i+1} = \bar{R}'$ alınır, aksi takdirde reddedilir, yani $\bar{R}_{i+1} = \bar{R}_i$ alınır. Bu şekilde seçilen \bar{R} değerlerinin kümesi $W(\bar{R})/\int W(\bar{R})d\bar{R}$ olasılık dağılım fonksiyonuna uygun bir dağılım verir. Bu şekilde elde edilen dağılımın ayrıntılı denge şartını sağladığı yani bir \bar{R} durumundan \bar{Y} durumuna toplam geçiş olasılığı $P(\bar{R} \rightarrow \bar{Y})$ ise $P(\bar{R} \rightarrow \bar{Y}) = P(\bar{Y} \rightarrow \bar{R})$ olduğu kolayca gösterilebilir. Algoritma ile ilgili ayrıntı Levart ve Pandharipande, Kalos ve Whitlock (1986) tarafından verilmiştir.

Örnekleme dalga fonksiyonu metodu klasik topluluklar için kullanılanlarla özdeştir. Tek zorluk determinant değerinin hesaplanmasında ortaya çıkar. Biz bu çalışmamızda dalga fonksiyonunun örneklenmesi için yukarıda bahsettiğimiz Metropolis ve ark. (1953) tarafından önerilen algoritmayı kullandık. Çalışmamızda determinant değerini hesaplarken kullandığımız Metropolis örnekleme yöntemi ve algoritmasından biraz daha detaylı olarak bahsedelim.

Metropolis algoritmasında her bir parçacığın başlangıç koordinatları seçilir; parçacık ya bir örgüde yada bir önceki Monte Carlo hesaplama sonuçlarının verdiği konumdadır. Biz bu çalışmada parçacıkların başlangıç konumlarını bir ön Monte Carlo hesaplamasıyla rastgele olarak seçtik. Bundan sonra parçacıklar birer adım birer adım yeni konumlarına hareket ettirilir. Örneğin 1 parçacığının böyle adım adım ilerlediğini kabul edersek parçacığın yeni konumu r_y

$$\bar{r}_y = \bar{r}_1 + \bar{\xi} \quad (3.7)$$

ile verilir. Burada $\bar{\xi}$ bir küpün içinde düzgün olarak dağılmış rastgele bir vektördür. Parçacık 1 için yeni konumda bulunma olasılığı

$$P = \min\left[1, \left|\Psi(\bar{r}_y)/\Psi(\bar{r}_1)\right|^2\right] \quad (3.8)$$

olarak kabul edilir. Eğer yeni konumdaki dalga fonksiyonunun kesin değeri eskisinden daha büyükse o zaman yeni koordinatlar otomatik olarak kabul edilir. Bu rastgele ilerleme ile yeterince uzun bir süre sonunda oluşturulan koordinatlar kümesi

$$P = \frac{|\Psi(\vec{r})|^2}{\int d\vec{r} |\Psi(\vec{r})|^2} \quad (3.9)$$

olasılığına uygun olarak tüm uzay koordinatları üzerinden tarafsız olarak seçilmiş bir örnekleme oluşturur. Buna göre herhangi bir F operatörünün beklenen değeri basit olarak, rastgele B adım ilerlenmesiyle oluşan koordinatlar için hesaplanan operatörün ortalama değerine eşittir:

$$\langle \hat{F} \rangle = \frac{\int W(\vec{r}) F(\vec{r}) d\vec{r}}{\int W(\vec{r}) d\vec{r}}, \quad (3.10)$$

$$\langle \hat{F} \rangle = \frac{\int d\vec{r} \Psi^*(\vec{r}) F(\vec{r}) \Psi(\vec{r})}{\int d\vec{r} |\Psi(\vec{r})|^2}, \quad (3.11)$$

$$\langle \hat{F} \rangle = \frac{1}{B} \sum_{i=1}^B F(\vec{r}_i). \quad (3.12)$$

Bu dalga fonksiyonu (örnekleme dalga fonksiyonu, $\Psi(\vec{r})$) ile çalışmanın en etkin yolu rastgele ilerlemenin başlangıcında D^s matrislerinin tersini hesaplamak ve parçacıklar ilerledikçe ters matrisin elemanlarını yenilemektir. Bu ters matris Metropolis kabul olasılığını ve varyasyonel enerjiyi hesaplamak için gerekli olacaktır. D^s matrisinin tersi $\overline{D^s}$ olmak üzere tanım gereği

$$\sum_{j=1}^I \overline{D_{ij}^s} D_{kj}^s = \delta_{ik} \quad (3.13)$$

yazabiliriz. Burada birinci indis yörüngeyi ikincisi ise bir parçacığı göstermektedir. Bir parçacık hareket ettiğinde determinantlardan sadece birinin bir sütunu değişecektir. Bir matrisin determinanı, matrisin bir satırı veya sütunu ile kofaktörler matrisinin aynı satırının veya sütununun skaler çarpımına eşittir. Ayrıca bir matrisin tersi, kofaktörler matrisinin transpozunun matrisin determinantına oranına eşittir. Bu iki tanımlamayı dikkate alarak ve bir matrisin sadece bir satırı veya sütunu değiştiğinde kofaktörler matrisinin karşılık gelen satırının veya sütununun değişmeyeceğini de gözönünde bulundurarak determinantların oranını

$$\sum_{j=1}^I \overline{D_{j1}^s} \phi_j(\vec{r}') = q, \quad (3.14)$$

ve buna göre korelasyon fonksiyonu $f_j(r_{ij}) = \exp[-u(r_{ij})]$ olmak üzere dalga fonksiyonlarının oranı

$$\frac{\Psi(\bar{r}')}{\Psi(\bar{r})} = q \cdot \exp\left[-\sum_{j=2}^N (u(r'_{1j}) - u(r_{1j}))\right] \quad (3.15)$$

ile verilir. Bu şekilde dalga fonksiyonlarının oranı hesaplandıktan sonra yeni konum

$$P = \left| \frac{\Psi(\bar{r}')}{\Psi(\bar{r})} \right|^2 = q^2 \exp\left(-2 \sum_{j=2}^N [u(r'_{1j}) - u(r_{1j})]\right) \quad (3.16)$$

olasılığıyla kabul veya reddedilir. Eğer yeni konum kabul edilirse $\overline{D^s}$ matrisinin bütün elemanlarının değişmesi gereklidir. Yeni ters matrisin elemanları

$$\overline{D^s}_{ji} = \begin{cases} \frac{\overline{D^s}_{ji}}{q}, \dots \dots \dots i = 1 \\ \overline{D^s}_{ji} - \overline{D^s}_{j1} \sum_{k=1}^I \frac{\overline{D^s}_{kj} \phi_k(\bar{r}')}{q}, \dots \dots \dots i \neq 1 \end{cases} \quad (3.17)$$

ifadesinden hesaplanabilir. Bu şekilde elde edilen yeni ters matrisin (3.13) ifadesini sağladığı kolayca gösterilebilir.

Bir parçacık göz önüne alınan küpün dışına doğru ilerleyebilir, bunun sebebi Monte Carlo simülasyonu sırasında rastgele ilerlemelerdir. Bu durumda parçacıkları içine yerleştirdiğimizi varsaydığımız küpün karşı kenarından bir parçacık içeriye girmiş olarak ele alınır, buradaki amaç periyodik sınır şartlarını sağlamaktır. Ayrıca, göz önüne alınan küpün yüzeyine yakın olan parçacıkların gerçekte var olmayan yüzey etkilerine maruz kalmamaları için göz önüne alınan kübik hacme komşu olan diğer küpler de hesaplamalarda dikkate alınmıştır. Komşu küpler göz önüne alınan küpün ötelenmesiyle elde edilen özdeş hacimlerdir.

3.3. Nükleer Maddeye Monte Carlo Yönteminin Uygulanması

Nükleer madde nükleonlardan oluşmuş bir çok parçacık fermiyon sistemidir. Bu bakımdan bu bölümde fermiyonlardan oluşmuş bir sistem için Varyasyonel Monte Carlo hesaplamalarından bahsedeceğiz. Literatüre baktığımızda fermiyonlar için yapılan ilk çalışmalarda etkileşim potansiyeli olarak, sadece etkileşen fermiyonlar arasındaki mesafeye

bağlı olan merkezci potansiyeller (central potentials) kullanılmıştır. Merkezi potansiyellerle yapılan çalışmalar, kabul edilebilir çok küçük hatalar altında Monte Carlo yönteminin başarısını ortaya koymuştur. Bu sebeple Monte Carlo hesaplamaları diğer bir çok metotlarla yapılan araştırma sonuçlarının kontrolünü sağlamıştır. Daha sonraki varyasyonel hesaplamalarda etkileşim potansiyeline spin, izospin ve tensör operatörü gibi bir çok terim dahil edilmiştir. Bununla ilgili çalışmalara baktığımızda genel olarak araştırmalar iki yaklaşım altında toplanmıştır. Birisi; Van Kampen cluster yaklaşımındaki (Van Kampen, 1961; Clark ve Westhaus, 1968; Clark ve Risting, 1973) iki ve üç-cisim terimlerini elde etmek için Clark-Risting grubu (Risting ve ark., 1971; Kürten ve Risting, 1977) tarafından kullanılan cluster yaklaşımı, diğeri ise Pandharipande ve Wiringa (1976) tarafından başlatılan ve sonradan birkaç diğeri grup (Rosati, 1977; Smith, 1977; Owen, 1977) tarafından da kabul edilen iki-cisim etkileşim potansiyeli yaklaşımıdır. Son zamanlardaki çalışmalarda Lagaris ve Pandharipande (1981) deneysel verilere en iyi şekilde uyum sağlamak için etkileşim potansiyeline 14 operatör bileşen dahil etmişlerdir.

Şimdi birbiri ile etkileşen fermiyonlardan (spin $1/2$) oluşmuş bir N sistemini dikkate alalım. Sistemin etkileşim potansiyeli spinden bağımsız $v_{ij} = v(r_{ij})$ olsun. N sistemindeki spin-yukarı parçacıkların sayısını N_u , spin-aşağı parçacıkların sayısını da $N_d=N-N_u$ olarak ifade edelim. Basit etkileşmeler spinlerin yönlerini ters çevirmeyeceğinden dolayı N_u ve N_d sistemin kuantum sayılarıdır. 1 ile N_u arasındaki parçacıkların spin yukarı, N_u+1 ile N arasındaki parçacıkların da spin-aşağı parçacıklar olmak üzere N sistemindeki parçacıkları ikiye ayırırsak, etkileşmeler bu iki grubu etkilemez. Bu durumda sistemin dalga fonksiyonu $\Psi(\vec{R})$ kompleks bir fonksiyondur. $\Psi^*(\vec{R})\Psi(\vec{R})$, spin-yukarı parçacıkların $\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_{N_u}$ da ve spin-aşağı parçacıkların da $\vec{r}_{N_u+1}, \dots, \vec{r}_N$ da bulunma olasılığını ifade eder. Enerjinin beklenen değeri $\Psi^*(\vec{R})\Psi(\vec{R})$ kullanılarak Monte Carlo yöntemiyle seçilen herhangi bir $\Psi(\vec{R})$ için kolayca hesaplanabilir:

$$\langle H \rangle = \frac{\int \Psi^*(\vec{R})H\Psi(\vec{R})d\vec{R}}{\int \Psi^*(\vec{R})\Psi(\vec{R})d\vec{R}}. \quad (3.18)$$

Varyasyonel Monte Carlo yönteminde taban durumu dalga fonksiyonu, varyasyonel bir dalga fonksiyonu $\tilde{\Psi}_V(\vec{R})$ 'yi $\tilde{\Psi}_0(\vec{R})$ 'ye yaklaştırır. Bunu yaparken $\langle H \rangle$ enerjisini minimize etmek gerekir. Enerjinin minimize edilmesi esnasında birçok parametreden faydalanılır. Buradaki esas amaç varyansı mümkün olduğunca sıfıra yaklaştırmaktır[35].

4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA

4.1. Hesaplamalarda Kullanılan Etkileşim Potansiyeli İle İlgili Bazı Genel Bilgiler

Orta mesafelerde nükleon-nükleon etkileşmesi çekici olmasına rağmen kısa mesafelerde çok itici özellik gösterir. Bu durum nükleonları çekirdeğe bağlayan tek piyon değiş-tokuşuyla meydana gelen orta mesafedeki etkileşme ve korelasyonların bir kombinasyonudur. Nükleon-nükleon etkileşmesinin en önemli kısmı, radyal fonksiyonları da içine alacak şekilde spin-izospin operatörlerinin bir toplamı olarak aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$V_{ij} = \sum_k V_k(r_{ij}) O^k(r_{ij}). \quad (4.1)$$

Burada operatörler spin ve izospine bağımlı operatörlerin bir çarpımı olarak seçilir:

$$O^k = [1, \sigma_i \cdot \sigma_j, S_{ij}, L \cdot S_{ij}, L^2, L^2 \sigma_i \cdot \sigma_j, L \cdot S_{ij}^2, L \cdot S_{ij}^2 \sigma_i \cdot \sigma_j] x [1, \tau_i \cdot \tau_j]. \quad (4.2)$$

Toplam açısal momentum $J \leq 2$ olduğu kanallardaki faz kaymalarına uyum sağlanabilmesi için potansiyelin en az on operatör bileşen içermesi gerekir:

$$\begin{aligned} V_{ij} = & v^c + v^\sigma (\sigma_i \cdot \sigma_j) + v^\tau (\tau_i \cdot \tau_j) + v^{\sigma\tau} (\sigma_i \cdot \sigma_j)(\tau_i \cdot \tau_j) \\ & + v^l S_{ij} + v^{l\tau} S_{ij} (\tau_i \cdot \tau_j) + v^b (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})_{ij} + v^{b\tau} (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})_{ij} (\tau_i \cdot \tau_j) \\ & + v^q L_{ij} + v^{q\tau} L_{ij} (\tau_i \cdot \tau_j). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Burada L , i ve j nükleon çiftinin yörünge açısal momentumu, $S_{ij} = 3(\sigma_i \cdot \mathbf{r})(\sigma_j \cdot \mathbf{r}) - \sigma_i \cdot \sigma_j$ bilinen tensör operatörü, $(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})$ spin-yörünge operatörü ve $L_{ij} = (\sigma_i \cdot \sigma_j) \mathbf{L}^2 - \frac{1}{2} [(\sigma_i \cdot \mathbf{L})(\sigma_j \cdot \mathbf{L}) + (\sigma_j \cdot \mathbf{L})(\sigma_i \cdot \mathbf{L})]$ kuadratik spin-yörünge operatörüdür. v^i ler radyal uzaklık $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ nin basit fonksiyonlarıdır.

(4.1) ve (4.3) denklemleri dikkate alınarak, 14 operatör bileşen içeren Urbana potansiyelini Lagaris ve Pandharipande (1981/359) aşağıdaki şekilde ifade etmişlerdir:

$$\begin{aligned}
V_{ij} = & v^c + v^\sigma (\sigma_i \cdot \sigma_j) + v^\tau (\tau_i \cdot \tau_j) + v^{\sigma\tau} (\sigma_i \cdot \sigma_j)(\tau_i \cdot \tau_j) \\
& + v^t S_{ij} + v^{t\tau} S_{ij} (\tau_i \cdot \tau_j) + v^b (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})_{ij} + v^{b\tau} (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})_{ij} (\tau_i \cdot \tau_j) \\
& + v^q L^2 + v^{q\sigma} L^2 (\sigma_i \cdot \sigma_j) + v^{q\tau} L^2 (\tau_i \cdot \tau_j) + v^{q\sigma\tau} L^2 (\sigma_i \cdot \sigma_j)(\tau_i \cdot \tau_j) \\
& + v^{bb} (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})^2 + v^{bb\tau} (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})^2 (\tau_i \cdot \tau_j).
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Bu ifadede 14 operatörün kullanılmasının amacı deneysel verilere en iyi şekilde uyum sağlayabilmek içindir. Denklem (4.4) e bakıldığında ilk dört terimin ($i = c, \sigma, \tau, \sigma\tau$) yani skaler terimle spin ve izospine bağlı terimlerin şiddetleri diğer terimlere göre çok daha büyüktür[34]. Ayrıca sonsuz nükleer maddenin simetrisi nedeniyle açısız momentuma bağlı terimler nükleer maddenin bağlanma enerjisine önemli bir katkıda bulunmazlar. Bu yüzden Urbana potansiyelinin ilk dört terimini ($i = c, \sigma, \tau, \sigma\tau$) dikkate alarak hesaplamalarımızı yaptık:

$$V_{ij} = v^c + v^\sigma (\sigma_i \cdot \sigma_j) + v^\tau (\tau_i \cdot \tau_j) + v^{\sigma\tau} (\sigma_i \cdot \sigma_j)(\tau_i \cdot \tau_j). \tag{4.5}$$

Burada V^c, V^σ, V^τ , ve $V^{\sigma\tau}$ terimleri sadece i ve j nükleonu arasındaki mesafeye bağlıdır. Denklem (4.4) deki her bir terim üç kısımdan oluşur:

$$V^i = V_\pi^i + V_I^i + V_S^i. \tag{4.6}$$

Burada (V_π^i) uzun-mesafe etkileşmeleri, (V_I^i) orta-mesafe etkileşmeleri ve (V_S^i) de kısa-mesafe etkileşmeleri temsil eder. (V_π^i)'nin değeri sadece $i = \sigma\tau$ için sıfırdan farklıdır ve aşağıdaki şekilde tanımlanır :

$$V_\pi^{\sigma\tau} = 3.488 \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} (1 - e^{-cr^2}). \tag{4.7}$$

Orta ve kısa mesafe etkileşmeler ise,

$$V_I^i(r) = I^i \left[\left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{(\mu r)^2} \right) \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} \left(1 - e^{-cr^2} \right) \right]^2, \quad (4.8)$$

$$V_S^i(r) = \frac{S^i}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (4.9)$$

şeklinde verilir. Burada $\mu = 0.7 \text{ fm}^{-1}$ pilyonların Compton dalga boyudur. Potansiyel şiddet terimleri I^i , S^i ve c , R , a parametreleri Çizelge 4.1 (Lagaris ve Pandharipande, 1981) de verilmektedir.

Çizelge 4.1. Urbana V_{I4} nükleon-nükleon potansiyelinin parametreleri.

I	I^i	S^i
c	-5.7030	2575.3
σ	0.7628	-366.56
τ	0.8892	-466.56
$\sigma\tau$	-0.2790	402.81

$$c=0.2 \text{ fm}^{-2}, R=0.5 \text{ fm}, a=0.2 \text{ fm}$$

Bununla birlikte, Varyasyonel Monte Carlo hesaplamalarımızda üç ve daha çok cisim etkileşmelerini (TNI) temsil etmek için de, Urbana potansiyelinin kuvvetli itici olan kısmında $v_{14} + TNI = v_{\pi} + v_l + v_s + v_s(\alpha\rho)^{\beta}$ şeklinde bir potansiyel kullandık. Burada v_s Urbana potansiyelinin kısa mesafede etkili olan kuvvetli itici kısmıdır. α ve β ise serbest parametrelerdir.

4.2. Asimetrik Nükleer Madde

Nükleer madde en genel anlamıyla nötron ve protonların oranı ile verilen ve Coulomb kuvvetlerinin ihmal edildiği sonsuz bir çekirdek olarak tanımlanır [30]. Bir fermiyonlar sistemi olan nükleer madde de Coulomb kuvvetleri ihmal edildiği için nötron ve proton, farklı izospin bileşeni olan tek bir parçacık gibi ele alınır ve nükleon tanımı kullanılır. Simetrik nükleer maddede nötron ve protonların sayısı eşit olduğu gibi aynı zamanda kütleleri de eşit kabul edilir. Nötron ve proton sayıları farklı olduğu durumlarda asimetrik nükleer madde söz konusudur. Asimetrik nükleer maddenin doyma özelliği temel bir nükleer özelliktir ve astrofizik şartları altında kararsız çekirdeğin özelliklerinde önemli rol oynar. Ancak, simetrik nükleer maddenin doyma yoğunluğu ve enerjisi kararlı çekirdeğin yarıçap ve külesinden deneysel olarak elde edilebilirken asimetrik nükleer maddenin bu fiziksel özelliklerinde hala bir belirsizlik vardır. Laboratuarlarda kararsız bir çekirdek kullanarak asimetrik nükleer maddenin deneysel doyma şartının elde edilebilmesi için çalışmalar vardır[8,9]. Biz bu çalışmada asimetrik nükleer maddeyi,

$$YP = \frac{n_p}{n_p + n_n} \quad (4.10)$$

şeklinde tanımladığımız proton kesriyle, proton ve nötron sayıları farklı, nükleonlardan oluşmuş bir fermiyon sistemi olarak tanımlıyoruz. Burada YP sistemdeki proton fazlalığını, n_p ve n_n ise sırasıyla proton ve nötron enerji kabuklarının sayısını ifade etmektedir. Asimetrik nükleer madde için yoğunluğu $\rho = 0.02 \text{ fm}^{-3}$ değerinden $\rho = 0.20 \text{ fm}^{-3}$ değerine kadar 0.02 fm^{-3} aralıklarla artırarak Varyasyonel Monte Carlo hesaplamaları yaptık. Bu yoğunluklar ve farklı YP değerleri için elde edilen toplam, potansiyel ve kinetik enerji değerleri Çizelge 4.2 de verilmiştir. Kullandığımız Varyasyonel Monte Carlo yöntemi hakkında daha detaylı bilgi (Manisa, K., Atav, Ü. ve Oğul, R. (2005)) te bulunabilir.

Çizelge 4.2. Asimetrik Nükleer Madde İçin Elde Edilen Enerji Değerleri

YP=0.05 İçin			
Yoğunluk	Toplam enerji	Potansiyel enerji	Kinetik enerji
0.02	3.46915	-5.04730	8.61692
0.04	3.48098	-10.34640	14.24759
0.06	3.17467	-14.45697	18.53094
0.08	2.75656	-18.74775	23.00924
0.10	2.30194	-23.34240	27.86436
0.12	2.74579	-24.84279	30.62329
0.14	3.29812	-28.90254	36.14349
0.16	4.74846	-29.50655	39.19510
0.18	7.13643	-31.84768	45.00734
0.20	10.80490	-26.72804	44.72234
YP=0.10938 İçin			
Yoğunluk	Toplam enerji	Potansiyel enerji	Kinetik enerji
0.02	2.96696	-5.44857	8.43559
0.04	2.66473	-11.34001	14.13079
0.06	1.84853	-16.44054	18.61420
0.08	0.85878	-21.48076	22.94668
0.10	0.13380	-25.45376	26.54976
0.12	-0.10244	-29.52520	30.80506
0.14	0.49364	-32.66903	35.02372
0.16	1.73442	-36.60538	40.73322
0.18	3.8257	-36.64753	42.44863
0.20	7.09619	-37.13382	47.83372
YP=0.125 İçin			
Yoğunluk	Toplam enerji	Potansiyel enerji	Kinetik enerji
0.02	2.40431	-5.71213	8.42574
0.04	1.66964	-10.85585	13.58702
0.06	0.43916	-15.42282	17.96484
0.08	-0.71879	-19.65058	22.32074
0.10	-1.75686	-23.08741	26.22959
0.12	-2.92666	-24.48167	28.17363
0.14	-2.39388	-26.94874	33.08945
0.16	-1.43002	-29.89903	39.10248
0.18	1.11956	-29.26248	43.28269
0.20	4.06757	-27.30471	46.69220

Çizelge 4.2 (devam)

YP=0.20588 Değeri için			
Yoğunluk	Toplam enerji	Potansiyel enerji	Kinetik enerji
0.02	1.11562	-6.17204	7.35630
0.04	-0.42283	-12.21302	12.12752
0.06	-2.47180	-18.08302	16.38587
0.08	-4.08827	-23.34772	20.60687
0.10	-5.91384	-27.13183	23.25187
0.12	-7.19832	-31.74140	27.36249
0.14	-7.73176	-36.18789	32.14993
0.16	-7.42302	-37.53172	34.75838
0.18	-6.10432	-39.35836	38.93555
0.20	-3.59740	-41.45469	44.64228
YP=0.25 Değeri için			
Yoğunluk	Toplam enerji	Potansiyel enerji	Kinetik enerji
0.02	0.99206	-6.39650	7.40666
0.04	-0.54635	-12.73003	12.30649
0.06	-3.01000	-18.99661	16.31519
0.08	-5.16595	-24.62568	20.08724
0.10	-6.99498	-29.88638	23.90131
0.12	-8.31464	-34.86439	28.01698
0.14	-9.00946	-38.43529	31.41821
0.16	-8.73832	-41.38881	35.22998
0.18	-7.52419	-43.66842	39.36798
0.20	-5.13147	-45.53113	44.32078
YP=0.32143 Değeri için			
Yoğunluk	Toplam enerji	Potansiyel enerji	Kinetik enerji
0.02	0.34967	-6.72042	7.08588
0.04	-2.02853	-13.24744	11.33120
0.06	-4.58167	-19.76251	15.48812
0.08	-7.21064	-25.98200	19.36645
0.10	-9.37700	-30.90420	22.49431
0.12	-11.17105	-35.65934	25.90358
0.14	-11.56693	-39.17222	29.53803
0.16	-12.17436	-43.23779	33.57705
0.18	-11.40420	-45.24184	36.99071
0.20	-9.12039	-46.43844	41.16503

Çizelge 4.2 (devam)

YP=0.36538 Değeri için			
Yoğunluk	Toplam enerji	Potansiyel enerji	Kinetik enerji
0.02	-0.17075	-6.90959	6.77932
0.04	-2.76952	-13.58107	11.04463
0.06	-5.58774	-19.45508	14.44383
0.08	-8.33957	-25.10494	17.81404
0.10	-10.74616	-30.25635	21.14166
0.12	-12.74092	-34.85368	24.42387
0.14	-13.81979	-39.15877	28.41611
0.16	-13.76260	-40.76109	30.91991
0.18	-13.35359	-42.67222	34.15624
0.20	-11.91865	-44.96696	38.86895
YP=0.41304 Değeri için			
Yoğunluk	Toplam enerji	Potansiyel enerji	Kinetik enerji
0.02	-0.49057	-6.94595	6.50631
0.04	-3.32332	-13.81512	10.77117
0.06	-6.43074	-20.31318	14.55770
0.08	-9.13495	-24.60298	16.67913
0.10	-11.97683	-32.16786	22.05689
0.12	-14.18132	-35.22762	23.67047
0.14	-15.65634	-40.03235	27.85061
0.16	-16.31325	-44.42552	32.52080
0.18	-15.61907	-44.66007	34.46020
0.20	-13.84490	-48.49524	41.15163
YP=0.45 Değeri için			
Yoğunluk	Toplam enerji	Potansiyel enerji	Kinetik enerji
0.02	-0.46551	-7.04839	6.61525
0.04	-3.27045	-13.75751	10.68487
0.06	-6.25625	-20.10072	14.34772
0.08	-9.39223	-26.67887	18.21813
0.10	-11.95682	-31.04087	20.55068
0.12	-13.73828	-36.25653	24.61431
0.14	-15.52161	-42.06813	29.35637
0.16	-16.01391	-43.97848	31.56473
0.18	-15.52853	-48.34382	37.27600
0.20	-13.97431	-48.61877	40.03084

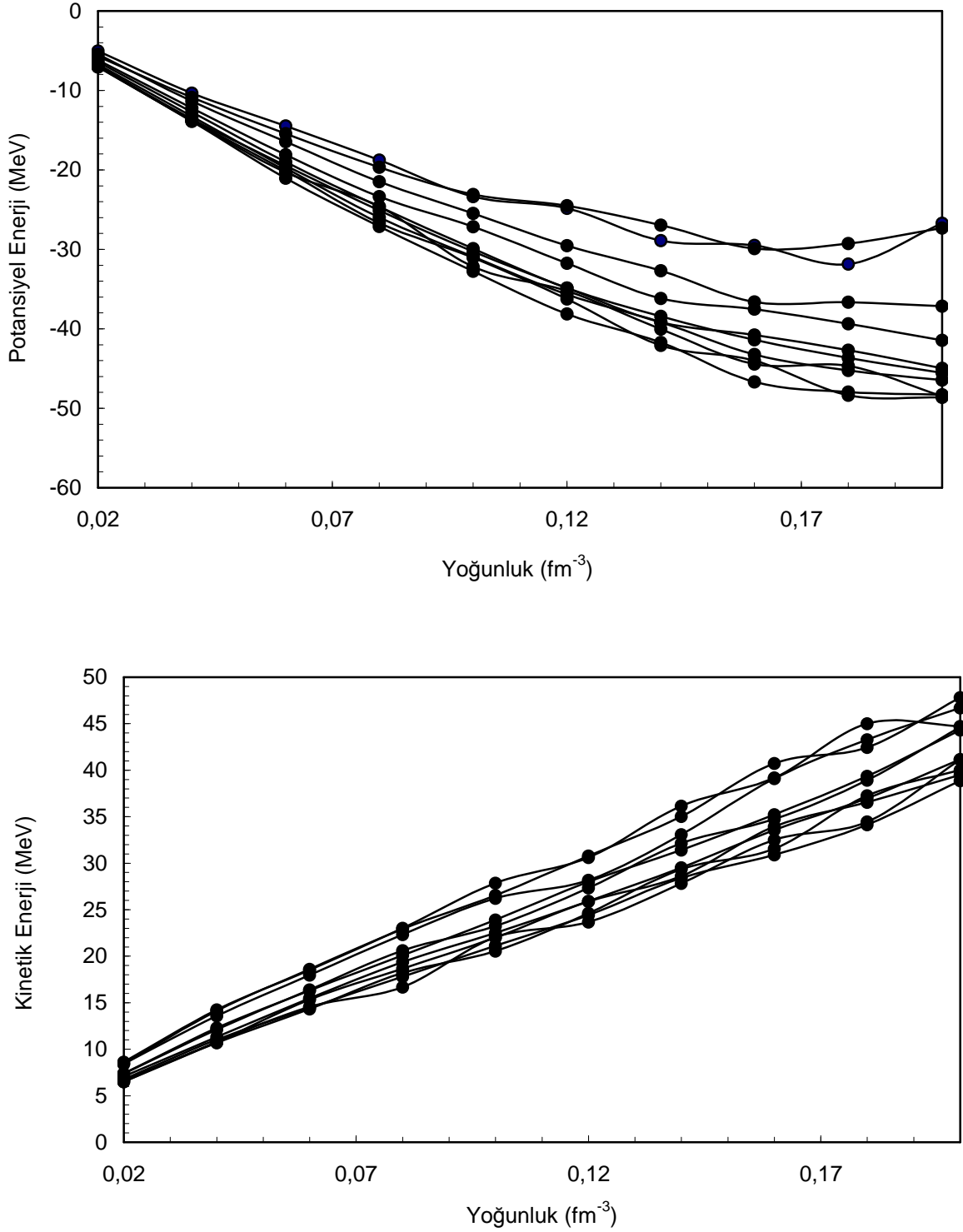
Çizelge 4.2(devam)

YP=0.5 Değeri için (Simetrik nükleer madde durumu)			
Yoğunluk	Toplam enerji	Potansiyel enerji	Kinetik enerji
0.02	-0.53738	-7.01241	6.50227
0.04	-3.27244	-13.87671	10.77769
0.06	-6.16522	-21.05492	15.33969
0.08	-9.31009	-27.12615	18.65916
0.10	-12.08352	-32.76589	22.02114
0.12	-14.15952	-38.13538	25.90128
0.14	-15.70309	-41.71833	28.60903
0.16	-16.06530	-46.67880	33.94989
0.18	-15.55622	-47.95201	36.54295
0.20	-13.79394	-48.27466	39.50185

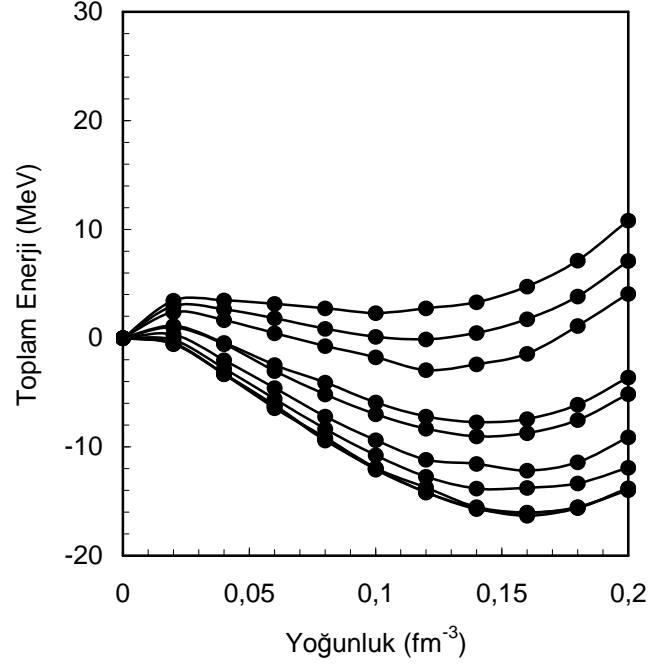
Çizelge 4.3. Asimetrik Nükleer madde için farklı YP değerlerine karşılık elde edilen doyma yoğunluğu ve doyma enerjisi

YP	Doyma yoğunluğu	Doyma enerjisi
0.05	0.100440	2.1977784
0.10938	0.111429	-0.1643670
0.125	0.120412	-2.6455400
0.20588	0.138145	-7.5584750
0.25	0.139731	-8.8574890
0.32143	0.149257	-11.911010
0.36538	0.155792	-13.799140
0.41304	0.159326	-15.880910
0.45	0.161003	-15.692080
0.50	0.158528	-15.833040

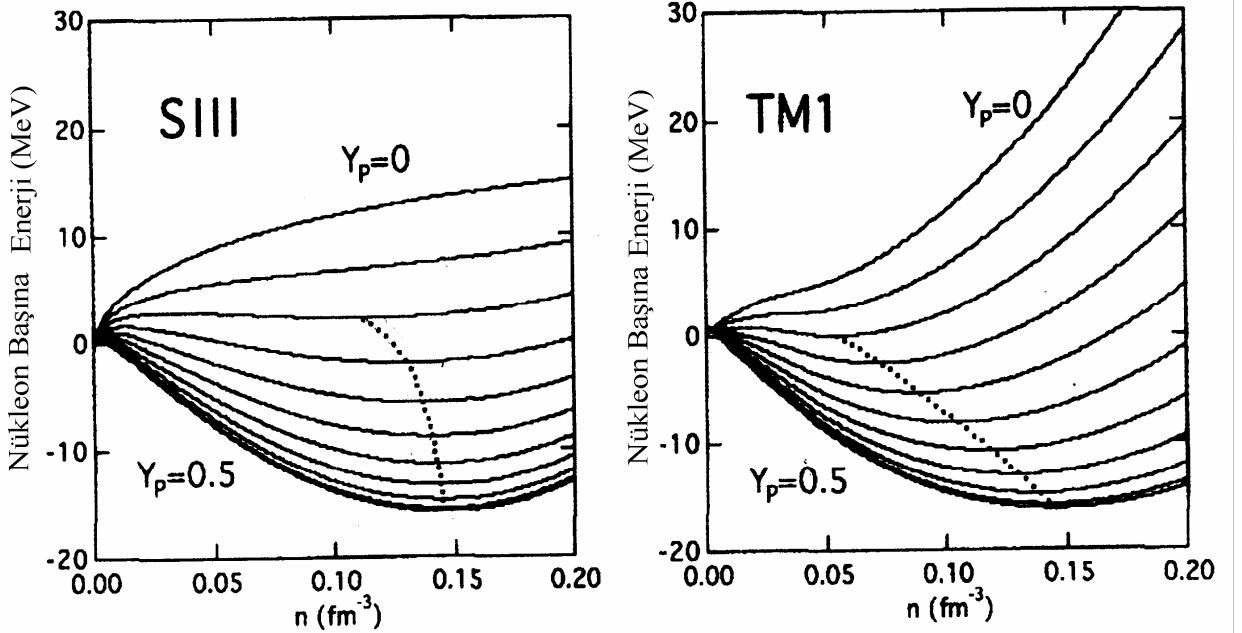
Çizelge 4.2 de sunulan verilere göre toplam enerjinin, potansiyel enerjinin ve kinetik enerjinin yoğunluğa bağlı değişimi Şekil 4.1 ve Şekil 4.2 de verilmiştir. Farklı YP değerlerine karşılık, asimetrik nükleer madde için elde edilen doyma yoğunluğu ve doyma enerjisi değerleri Çizelge 4.3 de verilmiştir. Bu değerler kullanılarak asimetrik nükleer maddenin doyma enerjisi ve doyma yoğunluğunun (YP) proton kesrine bağlı değişimi Şekil 4.4 de verilmiştir. Şekil 4.3 ise K.Oyamatsu ve ark., (1998) nın bir çalışmasından alınmıştır ve asimetrik nükleer madde için, Relativistik olmayan Skyrme Hartree-Fock Teorisi (SIII) ve Relativistik Ortalama Alan Teorisi (TM1) kullanılarak, farklı proton kesri YP değerleri için elde edilen enerji değerlerini göstermektedir. Şekil 4.5 de aynı çalışmadan alınmıştır ve asimetrik nükleer maddenin doyma enerjisi ve doyma yoğunluğunun YP proton kesri ile değişimini göstermektedir.



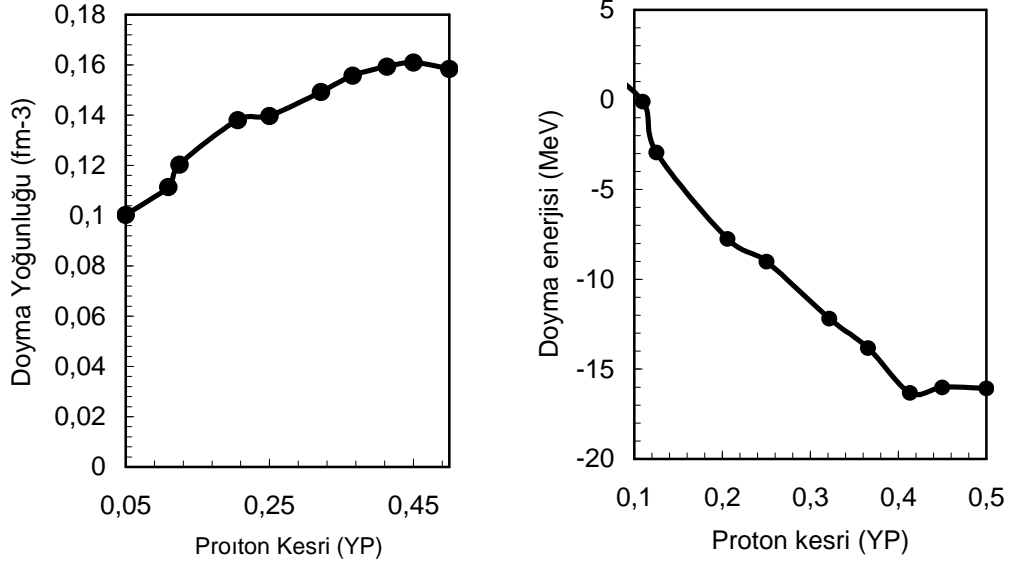
Şekil 4.1. Asimetrik nükleer madde için elde edilen parçacık başına potansiyel ve kinetik enerjinin yoğunlukla değişimi. (şekillerde yukarıdan aşağıya YP=0.05, 0.10938, 0.125, 0.20588, 0.25, 0.32143, 0.36538, 0.41304, 0.45, 0.50 değerlerini almakta).



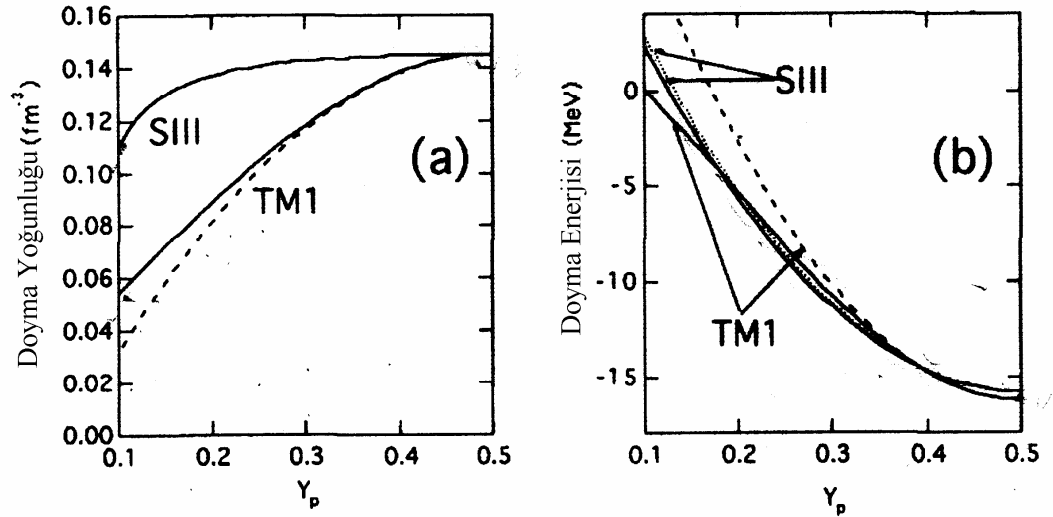
Şekil 4.2. Asimetrik nükleer madde için elde edilen parçacık başına toplam enerjinin yoğunlukla değişimi. (şekillerde yukarıdan aşağıya $Y_p=0.05, 0.10938, 0.125, 0.20588, 0.25, 0.32143, 0.36538, 0.41304, 0.45, 0.50$ değerlerini almakta).



Şekil 4.3. Asimetrik nükleer madde için, Relativistik olmayan Skyrme Hartree-Fock Teorisi (SIII) ve Relativistik Ortalama Alan Teorisi (TM1) kullanılarak, yukarıdan aşağıya doğru proton kesri $Y_p=0, 0.05, 0.10, 0.15, \dots, 0.5$ değerleri için elde edilen enerji değerleri[8]



Şekil 4.4. Asimetrik nükleer maddenin doyma enerjisi ve doyma yoğunluğunun Y_p proton kesri ile değişimi



Şekil 4.5. Asimetrik nükleer maddenin doyma enerjisi ve doyma yoğunluğunun Y_p proton kesri ile değişimi[8].

Daha 6ncede belirttiğimiz gibi bu 7alışmada Urbana potansiyelinin ilk d6rt terimini ($i = c, \sigma, \tau, \sigma\tau$) yani skaler terimle spin ve izospine bağlı terimleri dikkate alarak hesaplamalarımızı yaptık. Şekil 4.2 ile Şekil 4.3 ve Şekil 4.4 ile Şekil 4.5 karşılaştırıldığında elde ettiğimiz enerji ve doyma yoğunluğu değerleri, literat6rdeki Relativistik olmayan Skyrme Hartree-Fock Teorisi (SIII) ve Relativistik Ortalama Alan Teorisi (TM1) kullanılarak yapılan hesaplamalarla olduk7a uyumludur.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Nükleer madde teorisinin amaçlarından birisi de bağlanma enerjisi, denge yoğunluğu ve sıkıştırılamazlık gibi deneysel olarak bilinen fiziksel özellikleri iki-cisim etkileşmelerinden yola çıkarak elde etmektir. Nükleer madde de Coulomb kuvvetleri ihmal edildiği için nötron ve proton, farklı izospin bileşeni olan tek bir parçacık gibi ele alınır ve nükleon tanımı kullanılır. Yani nükleer madde, nükleonlardan oluşmuş bir fermiyon sistemi olarak ele alınabilir. Simetrik nükleer maddede nötron ve protonların sayısı eşit olduğu gibi aynı zamanda kütleleri de eşit kabul edilir. Nükleer maddenin doyma yoğunluğunu ve buna karşılık gelen doyma enerjisini doğru elde edebilmek için, faz kayması ve saçılma verilerine uyum sağlayan en az 10 operatör bileşen içeren bir etkileşim potansiyeli kullanmak gerekir. Ceperley, Chester ve Kalos (1977) nükleer maddeyi Varyasyonel Monte Carlo yöntemini kullanarak incelemişlerdir. Nükleon-nükleon etkileşim potansiyeli olarak de Reid potansiyelini kullanmışlar ancak spin-izospin etkileşmelerini dikkate almamışlardır. Nükleer madde için yaptıkları hesaplamalar bağlanma enerjisini pozitif bir değer olarak vermiştir. Atav ve Oğul (2000) ve Manisa, Atav ve Oğul (2005) da aynı yöntemi kullanarak ve spin-izospin etkileşmelerini de hesaba katarak nükleer maddenin denge yoğunluğunu ve buna karşılık gelen bağlanma enerjisini elde etmişlerdir. Nükleer maddenin özellikleri incelenirken Walecka modeli kullanılarak yapılan çalışmalar da vardır[55,56,57,29].

Daha öncede bahsettiğimiz gibi nötron ve proton sayıları farklı olduğu durumlarda asimetrik nükleer madde söz konusudur. Bugüne kadar çeşitli araştırmacılar tarafından simetrik nükleer madde ile ilgili bir çok çalışma yapılmasına rağmen, asimetrik nükleer madde ile ilgili yapılan çalışmalar çok fazla değildir. Asimetrik nükleer maddenin doyma özelliği temel bir nükleer özelliktir ve astrofizik şartları altında kararsız çekirdeğin özelliklerinde önemli rol oynar. Ancak, simetrik nükleer maddenin doyma yoğunluğu ve enerjisi kararlı çekirdeğin yarıçap ve kütesinden deneysel olarak elde edilebilirken asimetrik nükleer maddenin bu fiziksel özelliklerinde hala bir belirsizlik vardır. Laboratuarlarda kararsız bir çekirdek kullanarak asimetrik nükleer maddenin deneysel doyma şartının elde edilebilmesi için yapılan çalışmalar vardır[8,9]. Biz bu çalışmamızda Varyasyonel Monte Carlo yöntemini ve Urbana v_{14} potansiyelini kullanarak asimetrik nükleer maddenin doyma özelliklerini (doyma yoğunluğu ve doyma enerjisi) farklı YP değerleri için inceledik. Elde ettiğimiz değerler, literatürde farklı metot ve yöntem kullanılarak elde edilen değerlerle oldukça uyumludur.

Nükleer madde ile ilgili diğer bir yaklaşımda, nükleer madde için oluşturulan kinetik denklemlerdir. Bu denklemlerden nükleer maddenin dengedeki ve dengede olmayan

durumdaki özellikleri elde edilebilir. Ayrıca, Helyum benzeri sistemlerle ilişkili çeşitli sayısal ve teorik problemler bu sistemlerin taban durumlarında ele alınarak Varyasyonel Monte Carlo yöntemiyle incelenebilir.

Nükleer maddenin değişik sıcaklık ve basınç altındaki davranışını incelemek; sıcaklık, basınç ve yoğunluğa bağlı olarak faz dönüşümlerini araştırmak ve durum denklemini elde etmek başlıca araştırma konularındandır. Bu sebeple iler ki çalışmalarımızda hedeflerimizden birisi de, kullandığımız programda yapacağımız değişikliklerle simetrik nükleer madde, asimetrik nükleer madde ve nötron maddesinin özelliklerini farklı sıcaklıklarda da elde edebilmek.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- [1] Day, B.D. ve Wiringa, R.B., 1985, “Brueckner Bethe ve variational calculations of nuclear matter”, *Physical Review C*, 32, 3.
- [2] Nayak, R., 1995, “Saturation properties and incompressibility of nuclear matter: A consistent determination from nuclear masses”, *Physical Review C*, 52, 2.
- [3] Rashdan, M., 2000, “A Skyrme parametrization based on nuclear matter BHF calculations”, *Modern Physics Letters A*, 15, 20. 1287-1299.
- [4] Baldo, M., Giansiracusa, G., Lombardo, U. and Song, H.Q., 2000, “Bethe Brueckner Goldstone expansion in neutron matter”, *Physics Letters B*, 473: 1-5.
- [5] Lejeune, A., Lombardo, U. and Zuo, W., 2000, “Nuclear matter EOS with a three-body force”, *Physics Letters B*, 477, 45-50.
- [6] Baldo, M., Bombaci, I. and Burgio, G.F., 1997, “Astronomy and Astrophysics”, 328, 274.
- [7] Schiavilla, R., Pandharipande, V.R. and Wiringa, R.B., 1986, “Momentum distributions in A=3 and 4 nuclei”, *Nuclear Physics A*, 449, 219.
- [8] Oyamatsu, K., Tanihata, I., Sugahara, Y., Sumiyoshi, K. and Toki, H., 1998, “Can the equation of state of asymmetric nuclear matter be studied using unstable nuclei?”, *Nuclear Physics A*, 634, 3-14.
- [9] Oyamatsu, K. and Lida, K., 2003, “Empirical properties of asymmetric nuclear matter to be obtained from unstable nuclei”, *Nuclear Physics A*, 718, 363c-366c.
- [10] Moshfegh, H.R. and Modarres, M., 2005, “Asymmetrical nuclear matter calculations with the new charge-dependent Reid potential”, *Nuclear Physics A*, 759, 79-91.
- [11] Bombaci, I. and Lombardo, U., 1991, “Asymmetric nuclear matter equation of state”, *Phys. Rev. C*, 44, 1892.
- Zuo, W., Bombaci, I. and Lombardo, U., 1999, “Asymmetric nuclear matter from an extended Brueckner-Hartree-Fock approach”, *Phys. Rev. C*, 60, 024605.
- Van Dalen, E.N.E., Fuchs, C. and Faessler, A., 2004, “The Relativistic Dirac-Brueckner Approach to Asymmetric Nuclear Matter”, *Nuclear Physics A*, 744, 227.
- Brueckner, K.A., Coon, S.A. and Dabrowski, J., 1968. *Phys. Rev.*, 168, 1148.
- Day, B.D., 1978. *Rev. Mod. Phys.*, 50, 495.
- terHarr, B. and Malifiet, R., 1987. *Phys. Rev. Lett.*, 59, 1652.
- Bombaci, I., Kuo, T.T.S. and Lombardo, U., 1993. *Phys. Lett. B*, 311, 9.
- Baldo, M., Giansiracusa, G., Lombardo, U. and Song, H.Q., 2000. *Phys. Lett. B*, 473, 1.
- [12] Wiringa, R.B., Ficks, V. and Fabrocini, A., 1988, “Equation of state for dense nucleon matter”, *Phys. Rev. C*, 38, 1010.

KAYNAKLAR DİZİNİ(devam)

- Friedman, B. and Pandharipande, V.R., 1981. Nucl. Phys. A, 361, 502.
- Lagaris, I.E. and Pandharipande, V.R., 1981. Nucl. Phys. A, 369, 470.
- [13] Muller. H. and Serot, B.D., 1995. Phys. Rev. C, 52, 2072.
- Parakash. M. and Ainswrth. L., 1987. Phys. Rev. C, 36, 1052.
- Serot, B.D. and Walecka, J.D., 1986. Adv. Nucl. Phys., 16, 1.
- Frohlich, N., Barrier, H. and Bentz, W., 1998. Phys. Rev. C, 57, 3447.
- [14] Lattimer, J.M. and Ravenhall, D.G., 1978, “Neutron star matter at high temperatures and densities. I - Bulk properties of nuclear matter”, Astrophysical Journal, 223, 3.
- Lattimer, J.M., Pethick, C.J., Ravenhall, D.G. and Lamb, D.Q., 1985, “Physical properties of hot, dense matter: The general case”, Nuclear Physics A, 432, 646.
- Bandyopadhyay, D., De, J.N., Samaddar, S.K. and Sperber, D., 1989, “The role of asymmetry on critical and limiting temperature”, Physics Letters B, 218, 391.
- [15] Weber, F. and Weigel, M.K., 1989, “Neutron star properties and the relativistic nuclear equation of state of many-baryon matter”, Nuclear Physics A, 493, 549.
- [16] Manisa, K., Atav, Ü. ve Oğul, R., 2005, “VMC Calculations of the Ground State Properties of Nuclear Matter”, International Journal of Modern Physics E, 14, 255-267.
- [17] McMillan, W.L., 1965. Phys. Rev. A, 442, 138.
- [18] Ceperley, D., Chester, G.V. and Kalos.M.H., 1977, “Monte Carlo simulation of a many fermion study”, Phys. Rev. B, 16, 3081.
- [19] Lee, M.A., Schmidt, K.E., Kalos, M.H. and Chester, G.V., 1981, “Green's Function Monte Carlo Method for Liquid ^3He ”, Phys. Rev. Lett., 46, 728.
- [20] Atav, Ü. ve Oğul, R., 2000, “Variational Monte Carlo calculations of nuclear and neutron matter”, Physica Scripta, 61, 52-58.
- [21] Lagaris, I.E. and Pandharipande, V.R., 1980, “Variational calculations of v_8 models of nuclear matter”, Nuclear Physics A, 334, 217.
- [22] Bruecker, K.A., Levinson C.A. and Mahmoud, H.M., 1954, “Two body forces and Nuclear saturation”, I. Central forces Physical Review, 95, 217.
- [23] Bethe, H.A., 1956, “Nuclear many body problem”, Physical Review, 103, 1353.
- [24] Goldstone, J., 1957. Proc. R. Soc. (London) A., 239, 267.
- [25] Jastrow, R., 1955, “Many body problem with strong forces”, Physical Review, 98, 1479.
- [26] Miller, L.D., and Green, A.E.S., 1972, “Relativistic self-consistent meson field theory

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- of spherical nuclei”, Physical Review C, 5, 241.
- [27] Brockmann, R., 1978, “Relativistik Hartree-Fock description of nuclei”, Physical Review C, 18, 1510.
- [28] Horowitz, C.J. and Serot, B.D., 1981, “Self-consistent hartree description of finite nuclei in a relativistic quantum field theory”, Nuclear Physics A, 368, 503.
- [29] Serot, B.D. and Walecka, J.D., 1986, Advanced Nuclear Physics, 16, 1. Academic Pres New York.
- [30] Bethe, H.A., 1971, “Theory of nuclear matter”, Ann. Rev. of Nucl. Sc., 21, 93.
- [31] Mayers, W.D. and Swiatecki, W.J., 1969, Annual of Physics. 55, 395.
- [32] Kupper, W.A., Wegmann, G. and Hilf, E., 1974, “Thermostatic properties of symmetric nuclear matter”, Annual of Physics 88, 454.
- [33] Reid, R.V. Jr., 1968, “Local Phenomenological Nucleon Nucleon Potentials”, Annals of Physics, 50, 411.
- [34] Lagaris, I.E. and Pandharipande, V.R., 1981, “Phenomenological Two-Nucleon Interaction Operator”, Nucl. Phys. A, 359, 331.
- Lagaris, I.E. and Pandharipande, V.R., 1981, “Variational Calculations of Realistic Models of Nuclear Matter”, Nucl. Phys. A, 359, 349.
- [35] Manisa, K., 2003. Simetrik nükleer maddenin ve nötron maddesinin dengedeki özellikleri, Selçuk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü. Doktora tezi.
- [36] Oğul, R., 1989, “Time dependent Hartree-Fock theory and residual interactions”, Z. Phys. A-Atomic Nuclei, 333, 149-152.
- [37] Oğul, R. ve Eren, N., 1996, “On the quantum nonequilibrium theory with density matrices”, J. Chem. Phys., 105, 7664.
- [38] Oğul, R., 1998, “On the spinodal instabilities at subnuclear densities”, Int. J. Mod. Phys.E., 7(3), 419.
- [39] Manisa, K. ve Oğul, R., 2004, “Transport coefficients of nuclear matter at high temperatures”, Mathematical and Computational Applications, 9, 19-24.
- [40] Kapusta, J., 1984, “Deuteron and entropy production and the nuclear liquid-gas phase transition”, Physical Review, 29, 5.
- [41] Kalos, M.H., Levesque, D. and Verlet, L., 1974, “Helium at zero temperature with hard sphere and other forces”, Physical Review, 9, 5.
- [42] Lomnitz-Adler, J., Pandharipande, V.R. and Smith, R.A., 1981, Nucl. Phys. A, 361, 399.
- [43] Carlson, J., 1988, “Alpha particle structure”, Phys. Rev. C, 38, 1879.

KAYNAKLAR DİZİNİ(devam)

- [44] Kalos, M.H., and Whitlock, P.A., 1986, "Monte Carlo Methods", 1: Basics, John Wiley & Sons, New York.
- [45] Metropolis, N., Rosenbluth, A.W., Rosenbluth, M.N., Teller, A.H. and Teller, E., 1953, "Equation of State Calculations by Fast Computing Machines", J. Chem. Phys., 21, 1087.
- [46] Van Kampen, N.G., 1961, "A simplified cluster expansion for the classical real gas". Physica, 27, 783.
- [47] Clark, J.W. and Westhaus, P., 1968, "Cluster Expansions in Many-Fermion Theory. I. "Factor-Cluster" Formalisms", J. Math. Phys., 9, 131.
- [48] Clark, J.W. and Risting, M.L., 1973, "In the many body problem: proceedings of the international symposium on present status and novel developments in the nuclear many body problem", Roma. Editör: F.Calogero and C. Delgi Atti (Compositori, Bologna). 273.
- [49] Risting, M.L., Ter Louw, W.J. and Clark, J.W., 1971. Phys. Rev. C, 3, 1504.
- [50] Kürten, K.E. and Risting, M.L., 1977, "Constrained variational calculations on nuclear matter with state dependent correlations", Phys. Lett. B, 66, 113.
- [51] Pandharipande, V.R. and Wiringa, R.B., 1976. Nucl. Phys. A, 226, 269.
- [52] Rosati, S., 1977, "Invited talk at the workshop on nuclear and dense matter", May 3-6. University of Illinois, Urbana, Illinois.
- [53] Smith, R.A., 1977, "Invited talk at the workshop on nuclear and dense matter. May 3-6. University of Illinois", Urbana, Illinois.
- [54] Owen, J.C., Bishop, R.F. and Irvine, J.M., 1977, "A variational approach to nuclear matter with realistic potentials", Nucl. Phys. A, 277, 45-68.
- [55] Walecka, J.D., 1974, "Theory of Highly Condensed Matter", Ann. Phys. (N.Y), 83, 491.
- [56] Horowitz, C.J. and Serot, B.D., 1983, "Properties of Nuclear and Neutron Matter in a Relativistic Hartree Fock Theory", Nucl. Phys. A, 399, 529.
- [57] Horowitz, C.J. and Serot, B.D., 1987, "The relativistic two-nucleon problem in nuclear matter", Nucl. Phys. A, 464, 613.