

**NÜKLEER İZOSKALER DEV ÇİFT KUTUP
UYARILMASI VE NÜKLEER SIKIŞTIRILABİLİRLİK**

ULAŞ KÖROĞLU

**Mersin Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü**

Fizik Anabilim Dalı

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı

Yrd. Doç. Dr. Serbülen YILDIRIM

MERSİN

Haziran-2008

Bu tezin gerek bilimsel içerik, gerekse elde edilen sonuçlar açısından tüm gerekleri sağladığı kanaatine ulaşan aşağıda imzaları bulunan biz jüri üyeleri, sunulan tezi oy birliği ile Yüksek Lisans Tezi olarak kabul ediyoruz.

Tez Danışmanı
Yrd. Doç. Dr. Serbülent YILDIRIM

Jüri Üyesi
Doç. Dr. Khanlar MAMMADOV

Jüri Üyesi
Yrd. Doç. Dr. Zeki YARAR

Bu tezin Fen Bilimleri Enstitüsü yazım kurallarına uygun olarak yazıldığı Enstitü Yönetim Kurulu'nun / / tarih ve / sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Mahir TURHAN
Enstitü Müdürü

Not: Bu tezde kullanılan özgün bilgiler, şekil, çizelge ve fotoğraflardan kaynak göstermeden alıntı yapmak 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunu Hükümlerine tabidir.

ÖZ

Bu çalışmada sonlu çekirdekteki izoskaler dev dipol rezonans (İSDDR) relativistik transport (taşınım) yaklaşımı çerçevesinde çalışılmıştır. Küçük genlikli salınımlar test parçacık yaklaşımında relativistik Vlasov denkleminde elde edilen hareket denklemleriyle çözülmüştür. ^{208}Pb küresel çekirdeğinin İSDDR uyarılma enerjisi NL3 hidrodinamik Lagrangian parametre seti kullanılarak elde edilmiştir. İSDDR'nin uyarılma enerji nükleer sıkıştırılabilirlik parametresi (K_{nm}), simetrik enerji (a_4) ve etkin kütle (m^*) bağımlılığı dikkate alınarak detaylı bir şekilde analiz edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: İzoskaler Dev Dipol Rezonans, Nükleer Sıkıştırılabilirlik, Nükleer Transport Model, Ortalama Alan Teoremi, Relativistik Vlasov Yöntemi.

ABSTRACT

The isoscalar giant dipole resonance (ISGDR) in finite nuclei is studied within the framework of a relativistic transport approach. Small amplitude oscillations is analyzed with the equations of motions that are obtained from relativistic Vlasov equation in a test particle ansatz. The excitation energies of spherical nuclei ^{208}Pb is obtained using NL3 hydrodynamical Lagrangian parametrization. The excitation energy of ISGDR is analyzed in detail with dependence of effective mass (m^*) symmetry energy (a_4) and nuclear compressibility (K_{nm}) of parametrization under consideration.

Keywords: Isoscalar Giant Dipole Resonance, Nuclear Compressibility, Nuclear transport Model, Mean Field Theory, Relativistic Vlasov Method.

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasında emeği geğen değerli tez danıőmanım Yrd. Doç. Dr. Serbülent Yıldırım' a teőekkürlerimi sunarım.

Tez alıőmasına "106T339" nolu proje kapsamında sağladığı burstan dolayı TÜBİTAK'a ve Temel Bilimler Araőtırma Grubuna teőekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca, bütün eğitim hayatım boyunca maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen sevgili aileme ve eőime teőekkürü bir borç bilirim.

Bu tez "106T339" nolu proje kapsamında Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araőtırma Kurumu tarafından desteklenmiőtir.

Haziran-2008

ULAŞ KÖROĞLU

İÇİNDEKİLER

ÖZ	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMALARI	5
3. MATERYAL VE METOT	10
3.1. Taban Durum	10
3.1.1. Sayısal İşlemler	15
3.2. Uyarma	18
3.3. Dinamik Kısım	22
3.4. Veri Çıkarımı ve Analiz	25
4. BULGULAR ve TARTIŞMASI	26
5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER	35

KAYNAKLAR 37

ÇİZELGELER DİZİNİ

ÇİZELGE	SAYFA
Çizelge 3.1 Farklı relativistik ortalama alan modellerinde nükleer madde doyum noktası özellikleri.	24
Çizelge 5.1 ^{208}Pb çekirdeği merkezinden üç farklı uzaklıktaki nokta merkezinden uyarılan İSDDR kolektif uyarılmasının uyarılma enerjileri ve literatürdeki RRPA (Relativistic Random Phase Approximation) teorik sonuçları ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılması. .	35

ŞEKİLLER DİZİNİ

ŞEKİL	SAYFA
Şekil 3.1 Test parçacıklarının koordinatları ve uyarma işlemcisi için işaret, gösterim ve yön anlaşmaları.	20
Şekil 3.2 Test parçacıklarının uyarılması için kütle merkezinden $Z_{İSDDR}$ 'ye geçiş	20
Şekil 4.1 NL3 parametre seti ile hazırlanmış ^{208}Pb taban durumu. Taban durumun Thomas-Fermi dağılımına uydurulması sırasında uydurmanın döngü sayısına göre değişimi. Nötron konum uzayı yoğunluğu ρ_n , proton yoğunluğu ρ_p ve toplam yoğunluk $\rho = \rho_n + \rho_p$. Karşılaştırma için proton ve nötron Thomas-Fermi yoğunlukları ρ_{TF} 'da gösterilmiştir.	26
Şekil 4.2 NL3 parametre seti ile hazırlanmış ^{208}Pb taban durumu nötron ve proton momentum uzay dağılımlarının Thomas-Fermi dağılımına uydurulması sırasında uydurulmanın döngü sayısına göre değişimi.	27
Şekil 4.3 NL3 parametre seti ile hazırlanmış ^{208}Pb taban durumu test parçacık başına bağlanma enerjileri. Nükleon başına 100 test parçacığı kullanıldığından nötron test parçacıkları 12600'de ve proton test parçacıkları 20800'de bitmektedir.	27
Şekil 4.4 ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_1 = 1.739 fm$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun zamanla değişimi. $a = 0.1 - 0.2$ arasında seçilen genliklerin modun dinamiğini hassas bir şekilde değiştirdiği görülmektedir. En kararlı İSDDR $a = 0.108$ ile elde edilmiştir.	29

Şekil 4.5 ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_1 = 1.739 \text{ fm}$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun en kararlı olan $a = 0.108$ 'in frekans uzayına yapılan Fourier dönüşümü. Dönüşüm $E = 26.57 \text{ MeV}$ 'de zirve yapmaktadır.	29
Şekil 4.6 ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_1 = 1.739 \text{ fm}$ uzaklıkta $a = 0.108$ ilk genliğiyle uyarılan İSDDR modunun zaman içindeki çekirdek nötron, proton ve toplam nükleon yoğunluk salınımları.	30
Şekil 4.7 ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_2 = 2.609 \text{ fm}$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun zamanla değişimi. $a = 0.1 - 0.2$ arasında seçilen genliklerin modun dinamiğini hassas bir şekilde değiştirdiği görülmektedir. En kararlı İSDDR $a = 0.122$ ile elde edilmiştir.	30
Şekil 4.8 ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_2 = 2.609 \text{ fm}$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun en kararlı olan $a = 0.122$ 'in frekans uzayına yapılan Fourier dönüşümü. Dönüşüm $E = 23.60 \text{ MeV}$ 'de zirve yapmaktadır.	32
Şekil 4.9 ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_2 = 2.609 \text{ fm}$ uzaklıkta $a = 0.122$ ilk genliğiyle uyarılan İSDDR modunun zaman içindeki çekirdek nötron, proton ve toplam nükleon yoğunluk salınımları.	32
Şekil 4.10 ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_3 = 3.478 \text{ fm}$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun zamanla değişimi. $a = 0.1 - 0.2$ arasında seçilen genliklerin modun dinamiğini hassas bir şekilde değiştirdiği görülmektedir. En kararlı İSDDR $a = 0.128$ ile elde edilmiştir.	33
Şekil 4.11 ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_3 = 3.478 \text{ fm}$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun en kararlı olan $a = 0.128$ 'in frekans uzayına yapılan Fourier dönüşümü. Dönüşüm $E = 23.41 \text{ MeV}$ 'de zirve yapmaktadır.	33
Şekil 4.12 ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_3 = 3.478 \text{ fm}$ uzaklıkta $a = 0.128$ ilk genliğiyle uyarılan İSDDR modunun zaman içindeki çekirdek nötron, proton ve toplam nükleon yoğunluk salınımları.	34

1. GİRİŞ

Bir maddenin sıkıştırılabilirliği o maddenin makroskopik (termodinamik) bir özelliği olup maddeyi bir arada tutan kuvvetlerin doğası hakkında bilgi verir. Sıkıştırılabilirlik ile ilgili tanımlanan ilk kavram sıkıştırılabilirlik katsayısı olup; basınç altındaki bir sistemin hacminde meydana gelen değişiklik olarak tanımlanır. β ile gösterilen sıkıştırılabilirlik katsayısı matematiksel olarak

$$\beta = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right) \quad (1.1)$$

şeklinde ifade edilir. Termodinamik açıdan sıkıştırılabilirlik katsayısı tanımında izotermal (sabit sıcaklıkta) $\beta_T = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$ ve adiabatik (sabit entropide) $\beta_S = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S$ şeklinde ayrımlar olsa da bu tezinde konusu olan nükleer sistemler gibi (sistemi bir arada tutan kuvvetlerin doğası gereği) sıkıştırılabilirliği zor olan sistemlerde bu tanımlar arası fark ihmal edilir. Literatürde sıkıştırılabilirlik katsayısı yerine bu niceliğin tersi şeklinde tanımlanan ve K ile gösterilen balk modülüs yaygın olarak kullanılmaktadır. Balk modülüs sistemin üzerine etki eden eş yönlü basınca karşı gösterdiği tepkinin bir ölçüsüdür. Bu tanımlama ile

$$K = -V\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right) \quad (1.2)$$

dir. Bu ifade sistemin yoğunluğu, toplam enerji ve parçacık başına enerji cinsinden ifadeler kullanarak [1]

$$K = \rho^2 \frac{\partial^2 (E/A)}{\partial \rho^2} \quad (1.3)$$

şeklinde yazılabilir.

Nükleer madde protonlar arasındaki Coulomb etkileşmesinin ihmal edildiği ve her noktasında proton nötron oranının sabit olduğu sonsuz sayıda nükleondan (proton ve nötrondan) oluştuğu varsayılan sistemdir. Başta nötron yıldızları olmak üzere pek çok astrofiziksel yapı özünde nükleer maddedir. Böyle sistemlerin araştırılmasındaki en temel problem sistemler hakkındaki deneysel verinin yetersiz olmasıdır. Nötron yıldızı laboratuvarında oluşturulamadığından ve astrofiziksel gözlemlerle elde edilen bilgiler az ve dolaylı yollardan olduğundan bilim insanları nükleer maddenin yapısını anlamak için farklı yöntemler izlemişlerdir. Doğrudan laboratuvar ortamında ulaşılabilen nükleer sistem atom çekirdeği olduğundan

nükleer madde ile ilgili temel nicelikler atom çekirdeği üzerinde gerçekleştirilen deneyler ve yapılan teorik çalışmalarla elde edilmeye çalışılmıştır. Atom çekirdeği üzerinde yapılan araştırmalardan simetrik nükleer madde (proton nötron oranının bire eşit olduğu) ile ilgili iki önemli nicelik elde edilmiştir. Bunlardan birincisi nükleon başına bağlanma enerjisi $E/A \simeq -16MeV$ diğeri de nükleer maddenin doyuma ulaştığı andaki nükleer madde yoğunluğu $\rho_0 \simeq 0.17fm^{-3}$ 'dür. Bu yoğunluğun değeri ağır çekirdekler içerisindeki proton ve nötron yoğunluklarının toplamına yaklaşık olarak eşittir. Dolayısıyla ağır çekirdeklerin merkezlerindeki nükleer yapının yaklaşık olarak nükleer madde gibi davrandığı kabul edilir.

Nükleer maddede olduğu gibi kendisini oluşturan temel yapıların sayılamayacak kadar çok (pratikte sonsuz sayıda) olduğu sistemlerin tarifi için fiziksel nicelikler doğal olarak parçacık sayısından bağımsızdır. Böylesi fiziksel nicelikleri birbirleriyle ilişkilendiren denklemler genel olarak durum denklemi (equation of state) diye adlandırılır. Durum denklemlerine verilebilecek en iyi tarihsel örnek ideal gaz denklemidir. Bilim insanları nükleer maddenin durum denkleminin tam olarak bilinmesinin evrenin oluşumundan başlamak üzere var olan pek çok fiziksel yapının ve olayın açıklanmasında çok önemli ve gerekli olduğuna inanmaktadırlar.

Prensipte bir maddenin sıkıştırılabilirliği, yani balk modülüsü K , o maddenin durum denklemiyle tarif edilir. Nükleer maddenin durum denklemi tam olarak henüz bilinmediğinden nükleer maddenin balk modülüsü K (nükleer fizik literatüründe bu nicelik K_{nm} yada K_∞ şeklinde gösterilir, biz birinci gösterimi kullanacağız) tam olarak bilinmemektedir. Bilim insanları bu problemi tersten ele alarak önce nükleer maddenin balk modülüsü K_{nm} 'yi bulmaya ve buradan yola çıkarak nükleer maddenin durum denklemi hakkında önemli bilgiler elde etmeyi amaçlamaktadırlar [2, 3, 4].

Yukarıda verilen tanımdan yola çıkarak K_{nm}

$$K_{nm} = k_f^2 \left. \frac{d^2(E/A)}{dk_f^2} \right|_{k_{f_0}} \quad (1.4)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada E/A nükleon başına bağlanma enerjisi ve k_f Fermi momentumu olup, k_{f_0} ise doyum noktasındaki Fermi momentum değeridir. K_{nm} 'nin değerinin tam olarak bilinmesi yukarıda da konu edildiği gibi nükleer

durum denkleminin anlaşılmasına ve dolayısıyla atom çekirdeği taban durum enerjilerinden, ağır iyon çarpışmalarına, nötron yıldız yapılarından süpernova patlamalarına kadar pek çok fiziksel olayın incelenmesine önemli katkılar sağlayacaktır [5]. Ancak K_{nm} atom çekirdeklerinden doğrudan deneysel olarak ölçülememektedir. Dolaylı ölçüm yöntemlerinden en yaygın olanı, prensipte K_{nm} 'nin izoskaler dev tek kutup rezonans-ISDTR (Isoscalar Giant Monopole Resonance-ISGMR) uyarılma enerjisinden elde edilebileceğidir. Ancak pratik açıdan bu henüz tam olarak başarılamamıştır. Bunun en önemli nedeni deneysel olarak yapılan ISDTR enerji ölçümlerinden K_{nm} 'nin elde edilmesi için teorik analizlerinde yapılması gerektiğidir ve yapılan teorik analizlerden elde edilen sonuçların analiz yöntemi ve analizde kullanılan yaklaşımlara bağlı olarak farklılık göstermesidir.

K_{nm} 'nin elde edilmiş yöntemlerini iki grupta toplayabiliriz. Bunlardan birincisi makroskopik yöntemlerdir [6]. Bu tür yöntemlerde genelde K_{nm} 'nin değeri; çekirdek kütlesi, çekirdek yarıçapı, nötron yıldız kütleleri, ağır iyon saçılmalarında madde akışı ve Landau-Fermi sıvı teorisinden hesaplanan Landau parametreleri gibi doğrudan K_{nm} 'ye bağlı nicelikler üzerinden nümerik uydurma (numeric fit) teknikleri yardımıyla elde edilmeye çalışılmıştır [7]. Yöntemlerden bazıları ve elde edilen değerler şunlardır; nötron yıldız kütlelerinden $K_{nm} \cong 200 \text{ MeV}$ [8], nükleer yarıçap kullanılarak sıvı damla modelinde $K_{nm} = 250 - 300 \text{ MeV}$ aralığında elde edilmiştir [9]. K_{nm} 'yi elde etmenin diğer bir yoluda nükleer yapıyı ilk prensiplerden açıklamaya çalışan relativistik ve relativistik olmayan mikroskopik yöntemlerin kullanılmasıdır [10, 11]. Mikroskopik yöntemlerde geliştirilmiş relativistik ve relativistik olmayan nükleer teorilerin durum denklemlerinden K_{nm} değerleri yukarıda verilen formül kullanılarak elde edilebilir [12]. Son yıllarda mikroskopik teorilerin nükleer kolektif hareketi açıklamada kullanılan rastgele faz yaklaşımı (RPA) teknikleri kullanılarak izoskaler dev tek kutup rezonans modu için deneysel ve teorik güç dağılım fonksiyonlarının (strength distribution function) karşılaştırılması ile elde edilen K_{nm} değerleridir [12]. Literatürde yer alan ve farklı K_{nm} değerlerine sahip ancak diğer nükleer özellikleri birbirine çok yakın sonuçlarla açıklayan relativistik ve relativistik olmayan (Skyrme Tipi) modeller bulunmaktadır [13]. Bu modellerden hangisinin doğru sonuç verdiği o modelin öngördüğü izoskaler dev monopol rezonans enerjisi ile deneysel verilerin

karşılaştırılması sonucu sağlanmaya çalışılmıştır [14]. Relativistik yöntemlerle yapılan hesaplamalar sonucu K_{nm} için en iyi değer $(250 - 270)MeV$ ve relativistik olmayan modeller için en iyi değer $(220 - 240)MeV$ arasında bulunmuştur [12].

Yapılan çalışmalar sonucu elde edilen K_{nm} değerlerini etkileyen sonuçlar dört ana başlık altında özetlenebilir. Birinci etki uygulanan nümerik uydurma işlemi serbest parametre sayısının çok olması nedeniyle sonucun güvenilirliğinin olumsuz yönde etkilenmesidir [15]. İkinci etki sonlu çekirdeklerin özelliklerinin büyük bir oranda yüzey etkisi (yüzeyin sıkıştırılabilirliğinin maddenin sıkıştırılabilirliğinden büyük olması) gibi sınırlı etkilerden çok etkilenmesi sonucu K_{nmy} (çekirdek yüzeyinin sıkıştırılabilirlik katsayısı) değerindeki önemli sapmalar göstermesi [16]. Üçüncü etki nükleer maddenin yapısının proton yükü ve nükleon sayısı bakımından sonlu bir çekirdekten oldukça farklı olmasıdır [17]. Dördüncü etki K_{nm} hakkındaki bilginin model ve etkileşme (Gogny, Skyrme) bağımlı olmasıdır [17].

K_{nm} 'nin elde edilmesiyle ilgili alternatif bir yöntem varlığı 1995 yılında deneysel olarak gösterilen ve atom çekirdeği içindeki proton ve nötronun ortak yoğunluk salınımı şeklinde meydana gelen, dolayısıyla nükleer sıkıştırılabilirlikle bağlantılı izoskaler dev dipol rezonans-ISDDR (Isoscalar Giant Dipole Resonance-ISGDR) kolektif hareketidir. Bu kolektif hareket sırasında yoğunluk salınımları ve uyarılma enerjisi K_{nm} 'ye bağlı olmalıdır. ISDDR ile ilgili ayrıntılı literatür bilgisi sonraki bölümde verilmiştir.

Bu tezin temel amacı izoskaler dev dipol rezonansın uyarılma enerjisi ve salınım genlikleri gibi temel özelliklerinin relativistik transport yaklaşımında atom çekirdekleri için nümerik yöntemlerle hesaplanması ve elde edilen sonuçların literatürdeki diğer teorik ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmasıdır.

Tezde bundan sonraki bölümde özellikle ISDDR ile ilgili literatür taraması ve daha önce yapılan çalışmaların bir özeti verilecektir. Meteryal ve metot kısmında bu tezde kullanılan transport yönteminin ve yöntemin uygulanmasının temelleri verilecek, elde edilen sonuçlar bir sonraki bulgular ve tartışmalar kısmında sunulacaktır. Tez, sonuçların özetlenmesi ve önerilerle sonlanacaktır.

2. KAYNAK ARAŞTIRMALARI

Nükleer sıkıştırılabilirlik laboratuvar koşullarında deneysel olarak ölçülebilen bir nicelik değildir. Bu nedenle ilişkili olduğu kavramların ölçülmesi veya hesaplanması sonucu bu niceliklerden elde edilmeye çalışılmıştır. Bu konuda yapılmış çok sayıda çalışmadan söz etmek mümkündür.

Nükleer sıkıştırılabilirlik, $K = R^2 \frac{\partial^2(E/A)}{\partial R^2}$ nükleer yarıçap (R_0) ve bağlanma enerjisi (E/A) kullanılarak belirlenmektedir. Burada değeri bilinmeyen nicelik nükleer yarıçaptır. Damla modelinde nükleer yarıçap; $R_{DM} = R_0(1 + \bar{\epsilon} \mp \frac{1}{3}\bar{\delta})(1 \mp I)^{1/3}$ şeklinde hesaplanmaktadır. Modelde kullanılan $\bar{\epsilon}$, $\bar{\delta}$ ve I parametreleri atom numarası (A), proton sayısı (P) ve nötron sayısına (N) bağlı niceliklerdir. Damla model yarıçapı (R_{DM}) ise daha önceden Myers tarafından hesaplanan keskin yarıçapa (R_{cS}) eş kabul edilmiştir [9]. Bunun yanında gözlemlenmiş nötron yıldızı kütlelerinden faydalanılarak da nükleer sıkıştırılabilirlik hesaplanmıştır. Bu değer gözlemlenmiş kütlelerle uyumsuz olmasıyla beraber 200MeV den daha küçük olarak bulunur [8].

Nükleer sıkıştırılabilirliğin hesaplanmasında belkide bugüne kadar kullanılan en yaygın yöntem farklı metotlarla hesaplanan izoskaler dev monopol ve dipol rezonansların kullanılmasıdır. Rezonanslar operatörler aracılığıyla uyarılırlar ve buradan elde edilen rezonans enerjileri ilgili çekirdeğin sıkıştırılabilirliği ile direk ilişkilidir. Yapılan araştırmalarda bu ilişkinin aşağıdaki gibi olduğu gösterilmiştir; $E_{GMR} = \hbar(K_A/m < r^2 >)^{1/2}$ ve $E_{IDDR} = \hbar((7/3) * (K_A + 27/25\epsilon_F)/m < r^2 >)^{1/2}$ [1]. Bu yöntemin pekçok değişik formu mevcuttur. Öncelikle izoskaler dev monopol rezonanslar (ISDMR) ile yapılan çalışmalardan kısaca söz edelim. Örneğin ISDMR nefes modu genelleştirilmiş koordinat metodu kullanılarak relativistik ortalama alan teorisi (ROAT) çerçevesinde çalışılmıştır. Sıkıştırılabilirlik ve ISDMR uyarılma enerjileri birçok Lagrange parametre setiyle beraber bazı çekirdekler için hesaplanmış ve ağır çekirdekler için Stoitsov,J. ve arkadaşları tarafından $K = 300\text{MeV}$ olarak bulunmuştur [10]. Simetrik nükleer maddenin sıkıştırılabilirliği K_0 , ölçeklendirilmiş nükleer nefes modu ve nükleer enerji fonksiyonunun bir modeli temelinde verilerin uydurulmasıyla hesaplanmıştır. Bu uydurma işlemi belli sayıdaki bir çekirdek setinin ISDMR enerjisi E_M ve çekirdeklerin ölçülmüş kütlesi olan M ye dayandırılmıştır. Chung,C.K., Wang,C.S ve San-

tiago,A.J. tarafından yapılan hesaplamada ($89 \leq A \leq 209$) ise $K_0 = 220 \pm 20 \text{MeV}$ civarında bulunmuştur [18].

Bu yöntemin son yıllarda mikroskopik analiz biçimi de ön plana çıkmaya başlamıştır. Yapılan çalışmalarda ROAT, rastgele faz yaklaşımı (RFA) ve sankiparçacık (quasiparticle) RFA yöntemlerine başvurulmuştur. ISDMR dan elde edilen deneysel değerlerin hesaplanan uyarılmış enerjiyle karşılaştırılması, nükleer madde sıkışma modlarının $K_{nm} = 250 - 270 \text{MeV}$ arasında olması gerektiğini ortaya koymuştur [12]. Sonlu çekirdeklerde relativistik modelle beraber RFA'da tepki fonksiyonları (responce functions) ilk defa nonlinear modelle beraber hesaplanmıştır. Ağır ve hafif çekirdeklerde nefes mod enerjilerini doğru verebilen $K = 280 - 350 \text{MeV}$ olan etkin Lagrange değerleri bulunmuştur. Ayrıca NL1 parametre setinin $K_\infty = 211 \text{MeV}$ verdiği ortaya çıkarılmıştır [19]. Bunun yanında genelleştirilmiş Skyrme tipi kuvvetler kullanılarak ölçülmüş nefes mod enerjilerine uydurma yöntemiyle, simetrik nükleer madde için sıkıştırılabilirlik Farine,M. ve arkadaşları tarafından $K_v = 215 \pm 15 \text{MeV}$ olarak hesaplanmıştır [20]. Orta ağırlıktaki (medium-heavy) çekirdeklerde ise ISDMR'nin ölçülmüş değerinden model bağımlı olarak (Sly4 tipindeki Skyrme kuvvetleri) $K_\infty \cong 230 \text{MeV}$ [21] bulunmuştur.

Şimdi de izoskaler dev dipol rezonanslar (ISDDR) ile ilgili yapılan çalışmalarını ele alalım. ISDDR 1995 de keşfedilen bir mod olduğundan dolayı ISDMR kadar ayrıntılı şekilde henüz çalışılmamıştır. Literatürde yer alan ilk çalışma makroskopik yöntemin kullanıldığı yaklaşımdır. Burada sonlu sistemler için Vlasov denkleminin çözümüne dayanan yarı klasik bir modelle çekirdeklerdeki ISDDR çalışılmıştır [22]. Aynı zamanda içsel güç dağılımı fonksiyonu (intrinsic strength function) için bir alternatif analitik formül, basit sınırlandırılmış-Fermi-gaz modelde (confined-Fermi-gas) elde edilmiştir. Modelde esas izoskaler dipol dağılımını ikili bir rezonans yapısı göstermektedir. Monopol-rezonans enerjiye uydurularak nükleon çiftleriyle bu iki mod arasındaki etkileşme ve sistemin sıkıştırılabilirlik değişimi belirlenmektedir [22]. Diğer taraftan nükleer ISDDR, mezonların kendisiyle etkileşme (self-interaction) terimlerini içeren etkin Lagrangian'dan başlayarak RRFA çerçevesinde çalışılmıştır. $N\bar{N}$ uyarılmaları OAT'ye uyumlu olan ve etkin Lagrangian için kullanılan yaklaşımı içermemektedir. Liner olmayan modellerden;

TM1, NL-SH, v.b OAT de nükleer taban durum özelliklerini ve aynı zamanda ISDDR yi küresel çekirdeklerde çok iyi açıkladığı ortaya çıkartılmıştır [23]. Aynı ekip iki yıl sonra ortaya koydukları metodun bir uygulaması olarak görülebilecek bir çalışma yapmıştır: Uygulamada ^{208}Pb ve Argon çekirdeğinin pek çok izotopu çalışılmıştır. Sonuç olarak relativistik modellerle birlikte relativistik olarak sıkışma modlarının büyük değerlerinin, ^{208}Pb deki nefes mod enerjilerini çok iyi tanımladığı görülmüştür. Argon izotopları içinde benzeri tartışmalar yapılmıştır. Hesaplanan sıkıştırılabilirlik (K_{nm}), etkin kütle (M^*/M) ve simetrik enerji (a_4) değerleri kullanılan parametre setlerine göre tablo olarak sunulmuştur. Örneğin TM1 parametre setine göre $K_{nm} = 281\text{MeV}$ dir [24]. Hemen ardından kurşun için yapılan başka bir çalışmadan söz edebiliriz. ^{208}Pb ISDDR yapısı Etkin Ortalama Alan Lagrangianla birlikte liner olmayan mezon, etkileşme terimleriyle tamamen uyumlu RRFA çerçevesinde hesaplanmıştır. Sonuçlar son yıllardaki deneysel verilerle Hartree-Fock artı RFA kapsamında gerçekleştirilmiş olan çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Kullanılan parametre setine göre $K_{nm} = 200 - 300\text{MeV}$ arasında değerler alacağı gösterilmiştir [25]. Yine aynı çalışma gurubunun yaklaşık altı yıl sonra yaptıkları farklı bir çalışmada ^{60}Ni , ^{58}Ni ve ^{56}Fe çekirdekleri kullanılarak izoskaler dipol kuvvet dağılımları üzerinden esnek olmayan α saçılmasıyla elde edilen pek çok veri DDME2 etkin nükleer etkileşmesiyle birlikte RRFA de analiz edilmiştir. Hesaplamalar özenle dipol kuvvet dağılımlarının iki modlu yapısı üzerinden tekrarlanmıştır. Bu hesaplamalardan $K_{nm} = 251\text{MeV}$ bulunmuştur [26].

ISDMR ve ISDDR modlarının beraber çalışıldığı bazı çalışmalardan da örnekler vermek mümkündür. Bunlardan ilki zaman bağımlı ROAT çerçevesinde dev rezonanslara eşdeğer olan izoskaler ve izovektör salınımlar kullanılarak sıkıştırılabilirlik $K_{nm} = 250 - 270\text{MeV}$ olarak elde edilmiş olmasıdır [27]. Izoskaler monopol ve dipol sıkışma modları Walecka modelinin üç ayrı parametre setiyle ROAT yaklaşımında birçok sonlu çekirdek için hesaplanmıştır. Özellikle ISDDR için yüksek ve düşük enerji değerleri denenmesine karşın en iyi sıkışma modu $K = 224\text{MeV}$ bulunmuştur [28].

Pek çok çalışmada yer alan bir diğer yöntem ise α parçacıklarının belirli bir açı ve enerjiyle saçılması yöntemiyle dev monopol ve dipol rezonansların nefes

modlarının hesaplanmasıdır. Bu değerler belli bir uydurma (fit) işlemine tabi tutularak nükleer sıkıştırılabilirlik hesaplanmaktadır. Örneğin α parçacıklarının 0° lik açı ve 120MeV lik enerjiyle saçılmasıyla Sn, Sm çekirdeklerinin izotoplarında dev monopol rezonansın nefes modunun sistematik bir çalışması sonucunda $K_{nm} \cong 300 \pm 25 \text{MeV}$ bulunmuştur [2]. Küçük açılarda ve 240MeV lik enerjide ^{28}Si de izoskaler dev rezonanslarda (ISDR) $8\text{MeV} < E_x < 55\text{MeV}$ aralığı da çalışılmıştır. $A = 24$ ile 208 arasındaki çekirdekler için yapılan relativistik olmayan hesaplamalarda (NLC etkileşmesi ile) $K_{nm} = 225\text{MeV}$, relativistik hesaplamalarda (RATP etkileşmesi) $K_{nm} = 240\text{MeV}$ sonucu bulunmuştur [3]. Aynı enerji ve açıyla ^{12}C den ^{208}Pb kadar pek çok çekirdeğin ISDR sıkışma modu ölçülmüştür. 17 çekirdek için izoskaler dev monopol rezonans (ISDMR) dağılımları ve 11 çekirdek için izoskaler dev dipol rezonans dağılımları elde edilmiştir. $A \geq 90$ için bu değer $E_x \cong 120/A^{1/3} \text{MeV}$ civarında bulunmuştur. Bu değere göre yapılan hesaplamalarda ise $K_{nm} = 215 - 240\text{MeV}$ dir. Bu model bağımlı bir sonuçtur. Örneğin; Gogny etkileşmesini kullanırsanız bu değer $K_{nm} = 231 \pm 5\text{MeV}$ olur [29]. Esnek olmayan bu saçılmalardan elde edilmiş olan benzeri bir sonucu bir diğer çalışmada da görmemiz mümkündür. Burada aynı yöntem ^{90}Zr , ^{116}Sn , ^{144}Sm ve ^{208}Pb çekirdeklerine uygulanmıştır. Sonuçlara daha önce çalışılmış olan ^{40}Ca çekirdeğiyle yapılan karşılaştırma ile ulaşılmıştır [4].

Saçılmanın kullanıldığı benzeri bir yöntem ise esnek elektron saçılmasıdır. Burada nükleer merkezi yoğunluk elektron saçılması ve müonik atom spektroskopisiyle ölçülen nükleer yük-yoğunluk parametrelerinden hesaplanır. Eldeki diğer veriler (yarıçap v.b) nükleer merkezi yoğunluğa uydurularak $K_{nm} = 220 - 250 \text{MeV}$ değeri elde edilir [30]. Nükleon çiftlenimlerinin formu açısından genel Walecka modelinden farklı olan, etkin skaler ve vektör alanlar için nükleon çiftlenimlerini içeren bir nükleer ortalama alan modeli geliştirilmiştir. Bu yöntemle nükleer durum denklemi simetrik nükleer maddeler için sıfır derece sıcaklıkta hesaplanmıştır. Rastgele parametre içermeyen modelde öncelikle nükleer maddenin yoğunluğu ve enerjisi deneysel değerlerden uydurularak $K_{nm} = 225\text{MeV}$ sonucuna ulaşılmıştır [31].

Yukarıda ifade edilenlere ek olarak yapılan son birkaç çalışmada şöyle özetleyebiliriz. Birincisi sıcak ve yoğun nükleer maddenin Walecka modelinde

tartışılması [32] ikincisi ise küresel çekirdeklerde madde yoğunluğunun genelleştirilmiş Thomas-Fermi Modeli kullanılarak sıkıştırılabilirlik genlik katsayılarının hesaplanmasıdır [33].

3. MATERYAL VE METOT

Bu çalışma atom çekirdeği taban durumu üzerine bir kollektif uyarılma işlemcisi etki ettirilerek elde edilen kollektif uyarılmış taban durumun zaman içinde dinamik değişiminin izlenmesi ve belirli fiziksel niceliklerin nasıl değiştiğinin takibine dayanmaktadır.

Bölüm şu şekilde özetlenebilir: Öncelikle üzerinde ISDDR'nin uyarılacağı ^{208}Pb çekirdeğinin taban durumu hazırlanır. Daha sonra hazırlanan ^{208}Pb çekirdeğinin taban durumu ISDDR uyarılma işlemcisi ile uyarılır. Uyarılan taban durum dinamik aşamada belli bir süre tutulur. Son aşamada dinamik aşama sırasında belli periyotlarla alınan çıktılar üzerinden modun dinamik değişimi için veriler çıkarılır ve bunların analizleri yapılır.

3.1. Taban Durum

Atom çekirdekleri taban durumlarının belli bir yaklaşıklıkta kadar transport modellerle elde edilebileceği literatürde gösterilmiştir [34, 35]. Relativistik Vlasov Denkleminin konum uzayında denge durum çözümünün Gaussian şekilli test parçacık yöntemiyle çözümü ve baryon yoğunluğu, taban durum enerjisi gibi belirli fiziksel niceliklerin elde edilebileceği Kılıç'ın tezinde ayrıntılı şekilde açıklanmıştır [36]. Bu çalışmada ek olarak konum uzayı yanı sıra momentum uzay dağılımları da hesaplanmış ve ^{208}Pb çekirdeğinin taban durumu için momentum uzayı dağılımı da elde edilmiştir. Yöntemin ayrıntıları Kılıç'ın tezinde verildiğinden burada bütünlük sağlanması açısından çok kısa bir özet sunulmuştur.

Temel amaç relativistik ortalama alan teorisinde doğrusal olmayan etkileşmeleride içerecek şekilde genel bir Lagrange yoğunluğundan başlayarak nükleonlar ve aracı mezonlar için hareket denklemlerini elde etmek, bu hareket denklemlerini relativistik Vlasov modeli kullanarak transport yaklaşımında taban durum için çözmektir. Bu şekilde küresel simetriye sahip atom çekirdeklerinin taban durumdaki enerjilerini, skaler yoğunluk ve baryon yoğunluk dağılımlarının hesaplanmasıdır. Transport yaklaşımında elde edilen denklemin test parçacık (yada sanki parçacık) yöntemiyle çözümü Wong tarafından 1982 yılında önerilmiştir [37].

Walecka modelinde tipik bir Lagrange Yoğunluğu

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \bar{\psi}[\gamma_\mu(i\partial^\mu - g_\omega\omega_\mu - g_\rho\vec{\rho}_\mu\vec{\tau}) - M - g_\sigma\phi]\psi \\
& + \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - U(\phi) + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu \\
& - \frac{1}{4}\vec{R}_{\mu\nu}\vec{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2\vec{\rho}_\mu\vec{\rho}^\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}
\end{aligned} \tag{3.1}$$

şeklindedir. Burada U, nonlinear etkileşimleri içeren skaler potansiyeli göstermektedir ve

$$U(\phi) = \frac{1}{2}m_\sigma^2\phi^2 + \frac{1}{3}b_2\phi^3 + \frac{1}{4}b_3\phi^4 \tag{3.2}$$

olarak ifade edilir. Burada b_2 ve b_3 katsayıları değerleri diğer etkileşim çiftlenim katsayıları ile birlikte nükleer madde bağlanma değerlerine uydurma sırasında elde edilen serbest parametrelerdir. Burada,

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu\omega^\nu - \partial^\nu\omega^\mu \tag{3.3}$$

$$\vec{R}^{\mu\nu} = \partial^\mu\vec{\rho}^\nu - \partial^\nu\vec{\rho}^\mu \tag{3.4}$$

kuvvet-alan tensörleri olup ω , σ , ρ mezonları için etkileşim terimleri sırasıyla,

$$-\bar{\psi}\gamma_\mu g_\omega\omega\psi \tag{3.5}$$

$$-\bar{\psi}g_\sigma\phi\psi \tag{3.6}$$

$$-g_\rho\bar{\psi}\gamma_\mu\cdot\vec{\rho}_\mu\vec{\tau}\psi \tag{3.7}$$

şeklindedir. Bu bağıntıda M nükleon kütlesi, m_ω , ω mezonunun kütlesi, m_σ , σ mezonunun kütlesi, m_ρ , ρ mezonunun kütlesi ve g_ω , g_σ g_ρ ilgili mezonların çiftlenim sabitlerini göstermektedir.

Yukarıda verilen Lagrange Yoğunluğu Euler-Lagrange hareket denklemleri

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} \left[\frac{\partial L}{\partial(\partial q_i/\partial x^\mu)} \right] - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \tag{3.8}$$

ile çözümlenerek nükleonlar için hareket denklemi (Dirac Denklemi) elde edilir:

$$[\gamma_\mu(i\partial^\mu - g_\omega\omega - g_\rho\rho_\mu\vec{\tau}) - M - g_\sigma\phi]\psi = 0. \quad (3.9)$$

Burada $\psi(\vec{k}, \lambda)$ dört bileşenli Dirac spinörüdür.

Benzer şekilde mezon hareket denklemleri

$$\{-\Delta + m_\sigma^2\}\phi(\vec{x}) = -g_\sigma\bar{\psi}\psi - b_2\phi^2(\vec{x}) - b_3\phi^3(\vec{x}) \quad (3.10)$$

$$\{-\Delta + m_\omega^2\}\omega(\vec{x}) = g_\omega\psi^\dagger\psi \quad (3.11)$$

$$\{-\Delta + m_\rho^2\}\rho(\vec{x}) = g_\rho\psi^\dagger\vec{\tau}\psi \quad (3.12)$$

elde edilir. Burada Δ dört boyutlu konum-zaman türevidir. Relativistik ortalama alan kuramında mezon alanları mezonların beklenen değerleri ile yer değiştirilerek;

$$\phi \rightarrow \langle\phi\rangle \equiv \phi_0$$

ϕ_0 gibi bir ortalama değer ile gösterilir. Vektörel alanlar da klasik alanın beklenen değerleriyle yer değiştirilerek;

$$\omega_\mu \rightarrow \langle\omega_\mu\rangle \equiv \delta_{\mu 0}\omega_0$$

$$\rho_\mu \rightarrow \langle\rho_\mu\rangle \equiv \delta_{\mu 0}\vec{\tau}\rho_0$$

şeklinde gösterilen ω_0 ve ρ_0 gibi ortalama değerler cinsinden ifade edilir. Burada $\vec{\tau}$ izospin uzayında proton-nötron ayrımını yapan izospinin işlemcisidir. Relativistik ortalama alan teorisi kullanılarak Lagrangian yoğunluğu,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{OAT} = & \bar{\psi}[\gamma_\mu i\partial^\mu - g_\omega\gamma_0\omega_0 - g_\rho\frac{1}{2}\vec{\tau}\gamma_0\vec{\tau}\rho_0 - M - g_\sigma\phi_0]\psi \\ & -U(\phi_0) + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_0^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho_0^2 \end{aligned} \quad (3.13)$$

şeklinde tekrar yazılabilir. Kullanılan ϕ_0 , V_0 ve ρ_0 alan sabitleri,

$$\phi_0 = \frac{g_s}{m_s^2}\langle\bar{\psi}\psi\rangle \equiv \frac{g_s}{m_s^2}\rho_s \quad (3.14)$$

$$\omega_0 = \frac{g_v}{m_v^2}\langle\psi^\dagger\psi\rangle \equiv \frac{g_v}{m_v^2}\rho_B \quad (3.15)$$

$$\rho_0 = \frac{g_\rho}{2m_\rho^2}\langle\psi^\dagger\tau\psi\rangle \equiv \frac{g_\rho}{2m_\rho^2}\rho_3 \quad (3.16)$$

dir.

Sistemin enerji ve basınç yoğunluğu enerji-momentum tensöründen hesaplanabilir:

$$\mathcal{T}_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu}\mathcal{L} + \frac{\partial q_i}{\partial x^\nu} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial q_i/\partial x_\mu)} \quad (3.17)$$

ve buradan enerji ve basınç yoğunluk değerleri

$$p = \frac{1}{3} \langle \mathcal{T}_{ii} \rangle \quad (3.18)$$

$$\varepsilon = \langle \mathcal{T}_{00} \rangle \quad (3.19)$$

şeklinde. Gerekli hesaplamalar yapılarak

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = & \frac{g_\omega^2}{2m_\omega^2} \rho_B^2 + \frac{1}{2} \frac{m_\sigma^2}{2g_\sigma^2} (M^* - M)^2 + \frac{1}{6} \frac{b_2}{g_\sigma^3} (M^* - M)^3 \\ & + \frac{1}{24} \frac{b_3}{g_\sigma^4} (M^* - M)^4 + \frac{g_\rho^2}{8m_\rho^2} \rho_3^2 \\ & + \frac{2}{(2\pi)^3} \left[\int_0^{k_{Fp}} d^3k (\mathbf{k}^2 + M^{*2})^{1/2} + \int_0^{k_{Fn}} d^3k (\mathbf{k}^2 + M^{*2})^{1/2} \right] \end{aligned} \quad (3.20)$$

ve basınç yoğunluğu

$$p = \int d^3k p \quad (3.21)$$

$$\mathcal{P} = \frac{1}{V} \langle \psi | p | \psi \rangle \quad (3.22)$$

bağıntıları kullanılarak,

$$\begin{aligned} \mathcal{P} = & \frac{g_\omega^2}{2m_\omega^2} \rho_B^2 - \frac{1}{2} \frac{m_\sigma^2}{2g_\sigma^2} (M^* - M)^2 - \frac{1}{6} \frac{b_2}{g_\sigma^3} (M^* - M)^3 \\ & - \frac{1}{24} \frac{b_3}{g_\sigma^4} (M^* - M)^4 + \frac{1}{8} \frac{g_\rho^2}{m_\rho^2} \rho_3^2 \\ & + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \left[\int_0^{k_{Fp}} d^3k \frac{\mathbf{k}^2}{(\mathbf{k}^2 + M^{*2})^{1/2}} + \int_0^{k_{Fn}} d^3k \frac{\mathbf{k}^2}{(\mathbf{k}^2 + M^{*2})^{1/2}} \right] \end{aligned} \quad (3.23)$$

bulunur.

Ortalama alan yaklaşımında elde edilen hareket denklemlerini test parçacık yöntemini kullanarak faz uzayında bir relativistik transport denklemi (Relativistik Vlasov Denklemi) elde edilebileceği literatürde pek çok araştırmacı tarafından gösterilmiştir [38, 39]. i = proton, nötronları göstermek üzere Relativistik Vlasov Denklemi

$$[p_i^{*\mu}\partial_\mu + (p_{\nu i}^*F_i^{\mu\nu} + m_i^*\partial^\mu m_i^*)\partial_\mu^p]f_i(x, p^*) = 0 \quad (3.24)$$

dir. Burada $f_i(x, p^*)$ faz uzay dağılım fonksiyonu ve Gaussyen şekle sahip konum uzay test parçacıkları

$$\mathcal{G}(\chi; \xi) = \alpha \exp(R_{i\mu}(x)R_i^\mu(x)/\sigma^2) \quad (3.25)$$

şeklinde ifade edilir. Burada α normalizasyon sabiti, σ Gaussian dağılım genişliği ve $R_{i\mu}$ i . test parçacığın konum ve hıza bağlı kovaryant bir fonksiyondur. Dört boyutlu momentum uzayında bir test parçacığın Gaussian fonksiyonu [38];

$$g(p^* - p_i^*(\tau)) = \alpha_p \exp((p^* - p_i^*(\tau))^2/\sigma_p^2)\delta[p_\mu^*p_i^{*\mu}(\tau) - m_i^{*2}] \quad (3.26)$$

şeklinde gösterilir. Burada, $p_{i\mu}^* = m_i^*U_{i\mu}$ parçacığın serbest momentumunu, $m_i^* = m^*(x_i(\tau))$ etkin kütleini temsil etmektedir. Tüm test parçacıklar üzerinden faz uzay dağılımı

$$\begin{aligned} f(x, p^*) &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{A.N} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau g(x - x_i(\tau))g(p^* - p_i^*(\tau)) \\ &= \frac{1}{N(\pi\sigma\sigma_p)^3} \sum_{i=1}^{A.N} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \exp((x - x_i(\tau))^2/\sigma^2) \\ &\quad \times \exp((p^* - p_i^*(\tau))^2/\sigma_p^2) \\ &\quad \times \delta[(x_\mu - x_{i\mu}(\tau))U_i^\mu(\tau)]\delta[p_\mu^*p_i^{*\mu}(\tau) - m_i^{*2}] \end{aligned} \quad (3.27)$$

olarak ifade edilir. Burada N , her bir baryon başına düşen test parçacık sayısıdır. Faz uzay dağılım fonksiyonu belirlendiğine göre skaler yoğunluk ve izoskaler baryon yoğunluk ifadeleri hesaplanabilir. Bulunan faz uzay dağılım fonksiyonu kullanılarak denklem (3.14) ve (3.15)'in test parçacıkları yöntemi cinsinden karşılığı olan,

$$\begin{aligned}\rho_s(x) &= \int d^4 p^* m^* f(x, p^*) \\ &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{A.N} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \frac{m^*(x)}{m^*(x_i(\tau))} g(x - x_i(\tau))\end{aligned}\quad (3.28)$$

$$\begin{aligned}J_\mu(x) &= \int d^4 p^* p_\mu^* f(x, p^*) \\ &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{A.N} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau g(x - x_i(\tau)) U_{i\mu}(\tau)\end{aligned}\quad (3.29)$$

skaler yoğunluk ve izoskaler baryon akı yoğunluk ifadeleri elde edilir.

3.1.1. Sayısal İşlemler

Bu alt bölümde taban durumu elde ederken yapılan sayısal işlemler aşağıda kısaca özetlenmiştir.

Atom çekirdeği taban durumu, belli bir yarıçap içerisine rastgele dağıtılmış nükleonların belli fiziksel dağılım koşullarını sağlamasıyla elde edilir. Yöntem üç aşamadan oluşur; birinci aşamada nükleonlar (nükleon başına belli sayıda olan test parçacıkları) konum uzayında ele alınan çekirdeğin yarıçapına yakın bir yarıçap içerisine dağıtılır. Bu dağıtım sırasında aynı zamanda momentum uzayında da rastgele dağıtılırlar. Ancak, momentum uzayında sahip olacakları momentum büyüklüğü elbetteki konum uzayın da konulduğu yerde sahip oldukları nükleer yoğunluk dikkate alınarak hesaplanmalıdır. Bu ilk aşamada dağıtılan nükleonlar konum ve momentum uzayında rastgele konumlarda buldukları için gerçek fiziksel sistemlerden uzaktırlar. Bu dağılımları daha gerçekçi kılmak için birinci aşama içerisinde ayrıca test parçacıkları konum uzayında ele alınan çekirdek için Thomas-Fermi dağılımına uydurulurlar. Bu aşama konum uzayı dağılımının uydurulması olarak adlandırılır. Bu aşama ile ilgili ayrıntılı bilgi

birazdan verilecektir. İkinci aşama momentum uzayı dağılımı uydurulması olarak adlandırılır ve burada konum uzayı uydurulması yapılmış test parçacıkları momentum uzayında da Thomas-Fermi referans dağılımına göre dağıtılırlar. Üçüncü ve son aşamada konum ve momentum uzayı dağılımı ve uydurulması yapılmış sistemin enerji, momentum ve konum uzayı dağılım bilgileri elde edilerek ve grafiğe dökülerek kontrol edilir ve literatürdeki diğer sonuçlarla karşılaştırılır. Sonuçların fiziksel sistemlere uymadığı durumlarda başa dönülerek parametreler kontrol edilir ve döngü sayıları arttırılarak işlemler tekrarlanır.

Konum Uzayı Dağılımı

Bu aşamada ilk yapılması gereken hangi çekirdeğin çalışılacağına karar vermektir. Örneğin nükleer fizikte üzerinde en çok çalışılan çekirdeklerden birisi olan ^{208}Pb yi ele alalım. Bu çekirdekte proton sayısı $Z = 82$ ve nötron sayısı $N = 126$ dir. Bu çekirdeğin proton ve nötron dağılımlarının yaklaşık olarak

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R}{t}}} \quad (3.30)$$

şeklinde ifade edilen Thomas-Fermi dağılımına uyduğu bilinmektedir. Burada ρ_0 merkezdeki proton/nötron yoğunluğu, R keskin nükleer yarıçap ve t yüzey kalınlık katsayısı olarak adlandırılır. Bu katsayılar çoğunlukla Thomas-Fermi dağılımının deneysel verilere uydurulması ile bulunur. Yine deneysel olarak bilinen diğer bir önemli veride çekirdeğin r_{rms} yarıçapıdır. Örneğin Ref. [40]'da ^{208}Pb için proton ve nötron r_{rms} değerlerini $r_{prms} = 5.45\text{fm}$ ve $r_{nrms} = 5.60\text{fm}$ olarak verilmiştir. Bu değerleri kendimize referans değerler olarak alabiliriz. Tanım gereği r_{rms} :

$$r_{rms_i}^2 = \int_0^\infty r^2 \rho_i(r) d^3r \quad (3.31)$$

dir. Burada protonlar için $i = p$ ve nötronlar için $i = n$ dir. Nükleon dağılımları ayrıca normalizasyon koşullarını da sağlamalıdır. Yani, proton sayısı için

$$Z = \int_0^\infty \rho_p(r) d^3r \quad (3.32)$$

ve toplam nötron sayısı için

$$N = \int_0^\infty \rho_n(r) d^3r \quad (3.33)$$

olmalıdır. Burada rms ve normalizasyon bağıntılarını kullanarak merkezi yoğunluk ve keskin nükleer yarıçapı bulabiliriz. Sonuçları özetlersek:

$$R_n = 6.92656 \text{ fm}$$

$$\rho_{0n} = 0.0868969 \text{ fm}^{-3}$$

$$t = 0.45 \text{ fm}$$

$$R_p = 6.7552 \text{ fm}$$

$$\rho_{0p} = 0.0612775 \text{ fm}^{-3}$$

$$t = 0.41 \text{ fm}$$

Verilen bu katsayılarla ilk olarak nötronlar için konum uzayında rastgele dağılım yapılarak her bir nötron test parçacığı bir r konumuna konulur. Biz buna r_{ni} diyelim. Konum uzayı dağılımı yapıldıktan sonra sıra momentum uzayı dağılımındadır. Aslında nötron test parçacığının konum uzayında olduğu nokta onun yoğunluğunu ve bu yoğunlukta sahip olduğu momentum Fermi momentumun büyüklüğünü verir. Ancak bu büyüklüğü veren momentum bileşenleri rastgele olmalıdır. Bu aşamada sırasıyla: Verilen her bir r_{ni} için önce $\rho(r_{ni})$ nötron madde yoğunluğu bulunur ve bu yoğunluktan $k_{Fn} = \left(\frac{6 \pi^2}{2} \rho(r_{ni}) \right)^{1/3}$ denkleminde eldeki nötron test parçacığı için Fermi seviyesi bulunur. Burada kuantum seviyesi başına dejenere faktörü 2 alınmıştır. Şimdi bu Fermi seviyesi kullanılarak skaler yoğunluk ve oradan da etkin kütle bulabiliriz. Ancak etkin kütle hesabı için toplam skaler yoğunluğun yanında proton Fermi seviyesine de ihtiyacımız vardır. Ama henüz proton dağılımı yapılmadığı için ortamda proton yoğunluğu ve dolayısıyla da proton Fermi seviyesi bilinmemektedir. Bu durumda şöyle bir yaklaşım olabilir: Elimizdeki sistem asimetric yani nötron sayısı proton sayısından fazladır. Böyle durumlar için asimetric katsayısı α tanımı kullanılabilir:

$$\alpha = \frac{\rho_N - \rho_P}{\rho_N + \rho_P} = \frac{\rho_N - \rho_P}{\rho_B} = \frac{N - Z}{A}. \quad (3.34)$$

^{208}Pb için $\alpha = \frac{126-82}{208} = 0.212$ dir. Ele alınan sistemin her bölgesinde aynı asimetricinin olduğu varsayılırsa asimetric katsayısı kullanılarak verilen her bir nötron

Fermi seviyesi için proton Fermi seviyesi bulunabilir. Aralarındaki ilişki şöyledir:

$$\begin{aligned}\rho_N &= \frac{\rho_B(1 + \alpha)}{2} \\ \rho_P &= \frac{\rho_B(1 - \alpha)}{2}\end{aligned}\quad (3.35)$$

den

$$\rho_N = \frac{\rho_P(1 + \alpha)}{(1 - \alpha)} \quad (3.36)$$

burada yoğunlukları açıp Fermi momentumlarını kullanırsak

$$\begin{aligned}\rho_N &= \frac{2 \ 4 \ \pi \ k_{FN}^3}{(2 \ \pi)^3} \\ \frac{k_{FN}}{k_{FP}} &= \left(\frac{1 + \alpha}{1 - \alpha} \right)^{1/3}\end{aligned}\quad (3.37)$$

elde ederiz. Dolayısıyla nötron Fermi seviyesini kullanarak proton Fermi seviyesini bulunabilir. ^{208}Pb için bu oran

$$\frac{k_{FN}}{k_{FP}} = 1.154 \quad (3.38)$$

elde edilir. Bir diğer önemli nokta da her bir test parçacık için etkin kütle hesabında

$$\begin{aligned}M_N^* &= M - f_\sigma(\rho_{sP} + \rho_{sN}) \\ M_P^* &= M - f_\sigma(\rho_{sP} + \rho_{sN})\end{aligned}\quad (3.39)$$

iki denklem sisteminin aynı anda çözülmesi gerektiğidir. Çünkü ρ_{sP} skaler yoğunluğu M_P^* 'ye ve ρ_{sN} skaler yoğunluğu M_N^* 'ye bağlıdır. Bütün bu denklem sistemi aynı anda birbiriyle tutarlı (self-consistent) olarak çözülmelidir. Bu işlem iki boyutlu Newton-Raphson kök bulma yöntemiyle sayısal olarak yapılabilir.

Yukarıda kısaca özetlenen yöntemle elde edilen taban durumlar ve konum ve momentum uzay dağılımları ile elde edilen taban durum enerjileri sonuçları bir sonraki bölümde verilmiştir.

3.2. Uyarma

İzoskaler Dev Dipol Rezonansın (ISDDR) uyarılma işlemcisi literatürde

$$\hat{O}_{ISDDR} = \sum_{i=1}^A r_i^3 Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}}_i) \quad (3.40)$$

şeklinde verilir [41, 42]. Burada $Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}}_i)$ uyarma işlemcisinin küresel harmonik fonksiyonunu, A çekirdeğin kütle numarasını ve $\hat{\mathbf{r}}_i$, i . nükleonun konum birim vektörünü göstermektedir. Gerçekte ISDDR uyarma işlemcisi $\sum_{i=1}^A r_i Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}}_i)$ ile gösterilir. Ancak kolayca gösterilebileceği gibi bu şekliyle uyarılma modu bir kütle merkezi ötelemesi anlamına gelmektedir ve uygulandığın da sistemde fiziksel bir uyarma gerçekleştirmez. Bu modun ikinci harmoniği (overtone mode) $\sum_{i=1}^A r_i^3 Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}}_i)$ olup sistem üzerinde bir uyarma yaratır. ISDDR ortak uyarma işlemcisi çekirdek içinde nükleon yoğunluğunda kütle merkezinin yerini değiştirmeden radyal ve kutupsal dağılıma sahip bir salınım yaratır. Bu çekirdek içinde bir yönde ileri -geri gidip gelen bir ses dalgası gibi bir sıkışma (sqzizing) modudur. Uyarma modunun geometrik benzetimi ile uyarma işlemcisinin açık hali ile ilgili bir tartışma aşağıda sunulmuştur.

Yukarıda verilen uyarma işlemcisi test parçacık modelde tüm test parçacıklarının içerecek şekilde yazılabilir:

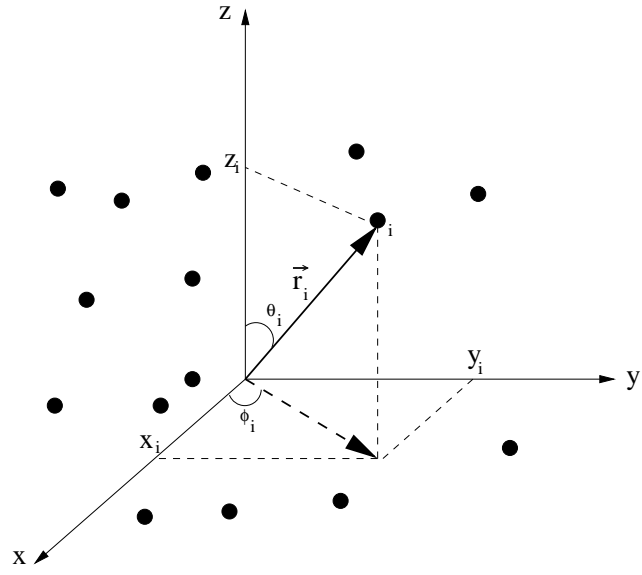
$$\hat{O}_{ISDDR} = \sum_{i=1}^{A \cdot T} r_i^3 Y_{1M}(\hat{\mathbf{r}}_i) \quad (3.41)$$

Burada T nükleon başına test parçacık sayısını göstermektedir. Seçilen koordinat sisteminde test parçacıklar üzerinden uyarma işlemcisi için işaret ve yön anlaşması Şekil (3.1)'de gösterilmiştir.

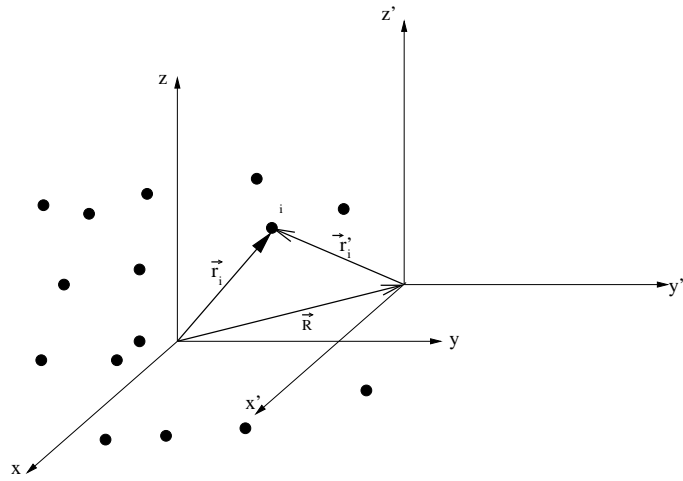
Verilen koordinat sisteminde uyarma işlemcisi M 'nin değerine bağlı olarak üç farklı küresel harmonik fonksiyonu içerebilir. Sırasıyla $M = 1, 0, -1$ için:

$$\begin{aligned} Y_{11}(\hat{\mathbf{r}}_i) &= -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} e^{i\phi_i} \text{Sin}\theta_i \\ Y_{10}(\hat{\mathbf{r}}_i) &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \text{Cos}\theta_i \\ Y_{1-1}(\hat{\mathbf{r}}_i) &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2\pi}} e^{-i\phi_i} \text{Sin}\theta_i \end{aligned} \quad (3.42)$$

küresel harmoniklerden reel kısımları ele alındığında birinci ve üçüncünün bir eksi işaret farkına kadar aynı oldukları görülür. ISDDR modunun uyarılmasında modun uyarılma eksenini (bizim seçimimizde z -ekseni) etrafında ϕ -test parçacıklarının azimutal açısından bağımsız olduğu görülür. Sabitleri bir tarafa bırakırsak $Y_{11}(\hat{\mathbf{r}}_i)$ ile $Y_{10}(\hat{\mathbf{r}}_i)$ modlarının θ test parçacıklarının kutup açısına göre $\pi/4$ 'lük bir dönme altında aynı yoğunluk salınımını yarattığı görülür. Dolayısıyla her üç



Şekil 3.1: Test parçacıklarının koordinatları ve uyarma işlemcisi için işaret, gösterim ve yön anlaşmaları.



Şekil 3.2: Test parçacıklarının uyarılması için kütle merkezinden Z_{ISDRR} 'ye geçiş

işlemcinin de sistem üzerinde aynı fiziksel uyarılmaya neden olduğu görülür. Literatürde geleneksel olarak $Y_{10}(\hat{\mathbf{r}}_i)$ işlemcisi kullanılır [42]. Bu işlemci Şekil(3.1)'de verilen yön anlaşmalarına göre daha açıkca yazılırsa:

$$\begin{aligned}
\hat{O}_{ISDDR} &= \sum_{i=1}^{A \cdot T} r_i^3 Y_{10}(\hat{\mathbf{r}}_i) \\
&= \sum_{i=1}^{A \cdot T} r_i^3 \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \text{Cos} \theta_i \\
&= \sum_{i=1}^{A \cdot T} r_i^3 \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{z_i}{r_i} \\
&= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \sum_{i=1}^{A \cdot T} r_i^2 z_i
\end{aligned} \tag{3.43}$$

olur.

İSDDR uyarılmasının iki boyutlu bir benzetimi şu şekilde yapılabilir: Sabit bir ρ yoğunluk dağılımı üzerinde küresel koordinatlar kullanılarak R yarıçapında tek dalga boylu bir sinüs dalgası ve θ ekseninde bir Y_{10} modu oluşturabiliriz. Açısal simetriden dolayı diğer eksenlerdeki yoğunluk salınımı da oluşturulabilir.

İSDDR'nin iki boyutlu benzetiminden de anlaşılacağı üzere modun yaratılması için gerekli olan ilk anlık yoğunluk salınımı için z -ekseni üzerinde seçilen bir $R_{ISDDR} = (0, 0, z_{ISDDR})$ noktası etrafında (bu noktaya ISDDR modun merkezi diyoruz) tüm test parçacıklarının seçilen noktadan dışarı yönde ötelenmesi gerekir. Bu işlem şu şekilde yapılabilir: Öncelikle koordinat merkezi orjinden R noktasına kaydırılır daha sonra tüm test parçacıklar bu yeni koordinat merkezi etrafında radyal olarak ötelenir. Şekil (3.2)'den anlaşılacağı üzere tüm test parçacıklarının rastgele seçilmiş yeni bir koordinat merkezine göre konumları basitçe $\mathbf{r}'_i = \mathbf{r}_i - \mathbf{R}$ dir.

Burada $\mathbf{R} = (0, 0, z_{ISDDR})$ olduğuna göre i . test parçacığının yeni koordinat merkezine göre konumu $\mathbf{r}'_i = (r_{ix}, r_{iy}, r_{iz} - z_{ISDDR})$ dir. Burada karşımıza çıkan ilk soru İSDDR'nin mod merkezi olarak hangi noktanın seçileceğidir, yani z_{ISDDR} 'nin değerinin ne olduğudur. Bu noktanın belirlenmesi için iki yöntem izlenebilir: Birinci yöndemde tahmini olarak seçilen bir kaç noktanın (örneğin iki nokta) dinamik aşama sonucuna bakılarak hem modun z_{ISDDR} 'ye bağlılığı hemde doğru değer belirlenmesi sağlanabilir. İkinci bir yöntem olarak seçilecek nokta ile yaratılması istenen sıkıştırma dalgasının dalga boyu arasında bir ilişki kurulmaya

çalışılarak uygulanabilir. Bu çalışmada her iki yöntem denenerek oluşturulan yoğunluk salınımları incelenmiş ve hangi yöntemle daha kararlı salınımlar elde edilebileceği bulgular ve değerlendirmeler kısmında verilmiştir.

Yukarıda konu edilen her iki yöntemde uygulamak ve sonuçlarını görmek için birkaç deneme yapmalıyız. Öncelikle z_{ISDDR} 'nin değeri olarak üç nokta $z_{ISDDR} = \frac{1}{3}R$, $z_{ISDDR} = \frac{1}{2}R$ ve $z_{ISDDR} = \frac{2}{3}R$ (R -çekirdek yarıçapı) olarak seçilebilir ve seçilen her bir nokta etrafında sırasıyla i) tüm test parçacıklar üstünden yapılan öteleme (monopoldekine benzer), ii) merkez etrafında seçilen belli bir (yada bir kaç) yarıçap içerisinde kalan test parçacıklar üzerinde yapılan öteleme şeklinde uyarılmalar yapılarak en doğru mod yakalanmaya çalışılır.

3.3. Dinamik Kısım

Taban durumu oluşturulan ve daha sonra İSDDR uyarılma işlemcisi ile uyarılan çekirdek daha sonra dinamik aşamaya alınır. Dinamik aşamada her bir test parçacığı diğer test parçacıklarının kendisi üzerinde yarattığı potansiyele bağlı olarak hareket eder. Sayısal olarak her bir test parçacığın konum ve hızlarının izlenmesi gerektiğinden bu işlem kesikli zaman aralıklarında yapılır. Problemin dinamik kısmı relativistik Vlasov RV transport denklemi çerçevesinde çalışıldı. Bu denklem, relativistik ortalama alanlar etkisinde yarı klasik faz uzayı dağılım fonksiyonu $f(x, p)$ 'nin zaman içindeki değişimini verir. RV denkleminin sağ tarafındaki çarpışma terimleri bu çalışmada ihmal edilmiştir. Literatürde RV denklemi ve relativistik alanlar arasındaki türetmeleri içeren kaynaklar bulunmaktadır [38]. ($i = p, n$) göstermek üzere RV denklemini tekrar yazarsak:

$$[p_i^{*\mu} \partial_\mu + (p_{\nu i}^* \mathcal{F}_i^{\mu\nu} + m_i^* \partial^\mu m_i^*) \partial_\mu^{(p^*)}] f_i(x, p^*) = 0 \quad (3.44)$$

Burada alan tensörleri

$$\mathcal{F}_i^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu \Sigma_i^\nu - \partial^\nu \Sigma_i^\mu \quad (3.45)$$

ve etkin kütle m^* ile kinetik momentum $p^{*\mu}$ ise, mass-shell koşuluna uyarlar:

$$p_i^{*\mu} p_{i\mu}^* - m_i^{*2} = 0. \quad (3.46)$$

Her hangi bir t anında faz uzay dağılımı biliniyorsa fiziksel nicelikler t zaman anı için hesaplanabilir. Zaman δt kadar ötelendiği anda $t + \delta t$ anı için faz uzay

dağılımı ve fiziksel nicelikler hesaplanabilir ve bu şekilde sistemin tüm zaman değişimi izlenebilir.

Relativistik ortalama alan teorisinde nükleonların hissettiği nükleer ortalama alan U self enerji diye adlandırılan ve $U = \Sigma_s - \gamma_\mu \Sigma^\mu$ şeklinde gösterilen niceliklerle gösterilir. Nonlineer relativistik modellerde (3.2) ifadesi ile gösterilen nonlineer etkileşmeler yanı sıra skaler σ ve vektör ω mezonlar yanı sıra izovektör skaler δ ve izovektör vektör ρ mezonları dahil edilir. Bu mezonlar nükleonlarla g_σ , g_ω , g_ρ ve g_δ ile gösterilen çiftlenim sabitleri ile etkileşmelere girerler. Skaler ve vektör bileşenler genel olarak

$$\Sigma_i^\mu = g_\omega \omega^\mu(x) \pm g_\rho b^\mu(x) \quad \begin{cases} + & \text{proton}(i = p) \\ - & \text{neutron}(i = n) \end{cases} \quad (3.47)$$

$$\Sigma_{si} = g_\sigma \sigma(x) \quad (3.48)$$

şeklinde self enerji terimlerine sahiptirler.

Self enerjiler nükleonların etrafında diğer nükleonların var olduğu durumdaki çok parçacık etkileşmelerini tarif ederler ve bu etkileşmelerden gelen etkileri taşırlar. Bu etkileri hareket denklemlerinde kinetik momentuma

$$p_i^{*\mu} = p_i^\mu - \Sigma_i^\mu \quad (3.49)$$

ve etkin kütleyle

$$m_i^* = m - \Sigma_{si} \quad (3.50)$$

aktarırlar. Bu şekilde çok parçacık etkileşmeler hareket denklemlerinde kendilerini göstermiş olurlar.

Literatürde farklı çiftlenim parametre setleri bulunmaktadır. Bu parametre setleri simetrik nükleer durum denkleminin bağlanma enerjisi ve doyumluk yoğunluğunu yaklaşık olarak aynı verirken etkin kütle M^* sıkıştırılma modülü K_{nm} , nükleer simetri enerjisi a_4 değerlerinde önemli farklılıklar bulunmaktadır. Bu çiftlenim setlerinden en yaygın kullanılanları Çizelge (3.1)'de verilmiştir.

Test parçacıklarının takip ettiği hareket denklemleri:

Çizelge 3.1: Farklı relativistik ortalama alan modellerinde nükleer madde doyum noktası özellikleri.

Özellik	NL1-G	NL2-G	NL3	$NL\rho, \rho\delta$	$DDH\rho, \rho\delta$
$E/A(MeV)$	-16.0	-16.0	-16.3	-16.0	-16.0
$\rho_0(fm^{-3})$	0.145	0.145	0.148	0.160	0.153
m^*/m	0.83	0.83	0.60	0.75	0.55
$K_{nm}(MeV)$	380	210	272	240	240
$a_4(MeV)$	30.62	30.62	37.40	30.50	33.40

$$\begin{aligned}
\frac{d}{d\tau}x_i^\mu(\tau) &= u_i^\mu(\tau) \\
\frac{d}{d\tau}u_i^\mu(\tau) &= \frac{1}{m^*(x_i)} \sum_{j=1}^{A \cdot N} \frac{2}{w^2} \left[\frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} u_{i\nu} (R_j^\mu(x_i) u_j^\nu - R_j^\nu(x_i) u_j^\mu) \right. \\
&\quad \left. - g_\sigma \frac{\partial \sigma(x_i)}{\partial \rho_s} (R_j^\mu(x_i) - u_i^\mu u_i^\nu R_{j\nu}(x_i)) \right] \frac{\exp(R_j^2(x_i)/w^2)}{N(\sqrt{\pi}w)^3} \\
&\pm \frac{1}{m^*(x_i)} \frac{2}{w^2} \sum_{j=1}^{Z \cdot N} \left[\frac{g_\rho^2}{4m_\rho^2} u_{i\nu} (R_j^\mu(x_i) u_j^\nu \right. \\
&\quad \left. - R_j^\nu(x_i) u_j^\mu) \right] \frac{\exp(R_j^2(x_i)/w^2)}{N(\sqrt{\pi}w)^3} \\
&\mp \frac{1}{m^*(x_i)} \frac{2}{w^2} \sum_{j=Z \cdot N+1}^{A \cdot N} \left[\frac{g_\rho^2}{4m_\rho^2} u_{i\nu} (R_j^\mu(x_i) u_j^\nu \right. \\
&\quad \left. - R_j^\nu(x_i) u_j^\mu) \right] \frac{\exp(R_j^2(x_i)/w^2)}{N(\sqrt{\pi}w)^3} \tag{3.51}
\end{aligned}$$

şeklindedir. Hareket denklemleri hızlar üzerinden verilmiştir. Bu hareket denklemlerinin türetimi ile ilgili ayrıntılı bilgi literatürde bulunabilir [38].

Hareket denklemlerinde yer alan skaler ve vektör mezon alanları skaler yoğunluk ρ_s ve nükleon akısı j_μ , tarafından verilir. Denklemler yerel yoğunluk yaklaşımı altında çözülürler:

$$\begin{aligned}
m_s^2 \sigma(x) + B\sigma^2(x) + C\sigma^3(x) &= g_s \rho_s(x) \equiv g_\sigma \int d^4p^* \frac{m^*(x)}{E^*(x)} f(x, p^*) \\
\omega_\mu(x) &= \frac{g_\omega}{m_\omega^2} j_\mu(x) \equiv \frac{g_\omega}{m_\omega^2} \int d^4p^* p_\mu^* f(x, p^*) \\
b_\mu(x) &= \frac{g_\rho}{4m_\rho^2} j_{3\mu}(x) \equiv \frac{g_\rho}{4m_\rho^2} \int d^4p^* p_\mu^* \tau_3 f(x, p^*)
\end{aligned} \tag{3.52}$$

3.4. Veri Çıkarımı ve Analiz

İSDDR kolektif uyarılmasını izlemek için faz uzayı dağılımı üstünden ilgili uyarma işlemcisinin ortalama değerini izlemek gerekir. İSDDR uyarılması için

$$\langle r^2 z(t) \rangle = \frac{1}{A} \int d^3 x r^2 z j_0(x). \quad (3.53)$$

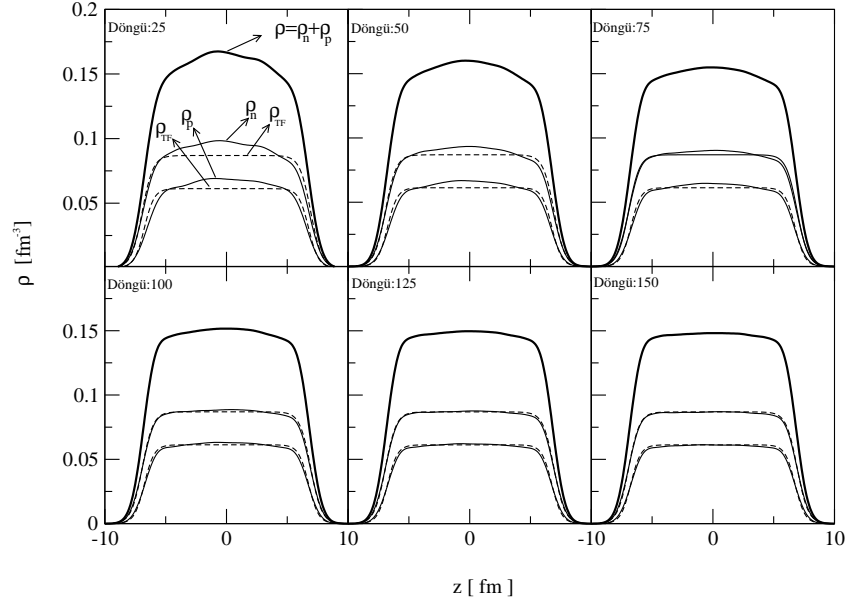
tek parçacık işlemcisinin zaman içinde değişimi izlenir.

Bu tezde RV yöntemiyle ^{208}Pb için izoskaler dipol salınımlarının uyarılması, dinamik değişimi ve ilgili fiziksel niceliklerin zaman içindeki değişimi ve değerleri izlenmiştir.

4. BULGULAR ve TARTIŞMASI

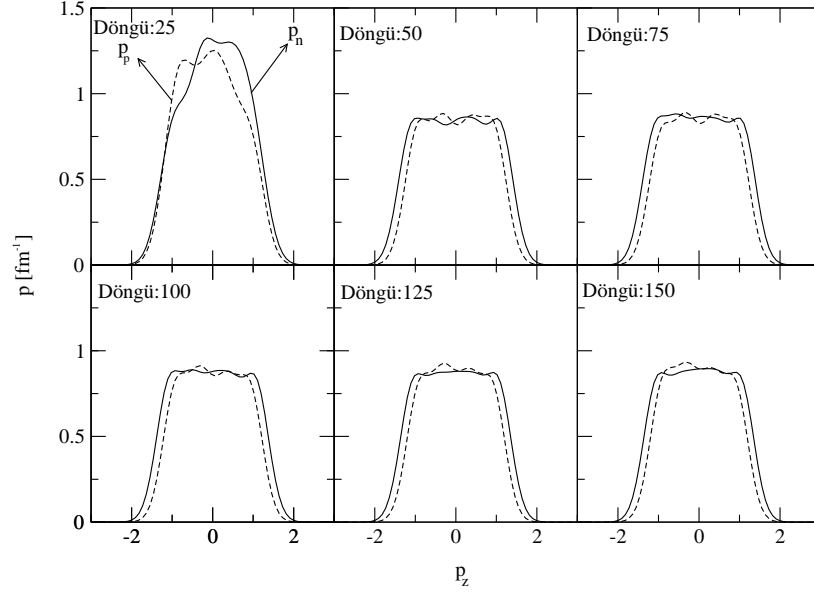
Bu çalışmada NL3 parametre seti kullanılarak ^{208}Pb çekirdeği için İSDDR uyarılması için salınım enerjileri, salınım uyarılma merkezleri ve salınım sırasında yoğunluk salınımları zamanın fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Kullanılan parametre setleri Çizelge 3.1’de verilen parametre setlerinden literatürde en yaygın olan NL3 setidir. NL3 ve diğer yaygın kullanılan setlere ait simetrik nükleer madde özellikleri Çizelge 3.1’de verilmiştir.

Tezin materyal metod kısmında verildiği gibi öncelikle İSDDR uyarılacak çekirdeğin taban durumu oluşturulmuştur. Oluşturulan ^{208}Pb taban durumu konum ve momentum uzay dağılımları Şekil 4.1 ve Şekil 4.2’de gösterilmiştir.

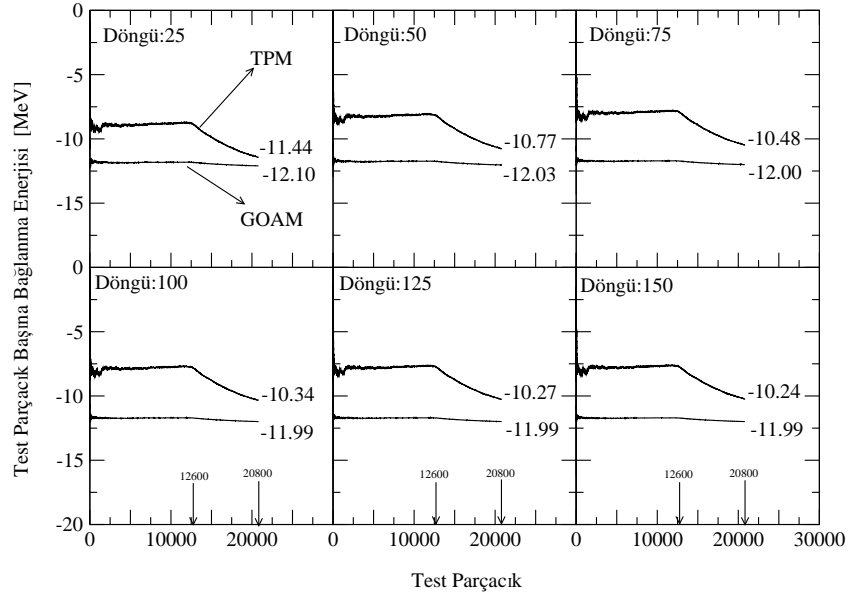


Şekil 4.1: NL3 parametre seti ile hazırlanmış ^{208}Pb taban durumu. Taban durumun Thomas-Fermi dağılımına uydurulması sırasında uydurmanın döngü sayısına göre değişimi. Nötron konum uzayı yoğunluğu ρ_n , proton yoğunluğu ρ_p ve toplam yoğunluk $\rho = \rho_n + \rho_p$. Karşılaştırma için proton ve nötron Thomas-Fermi yoğunlukları ρ_{TF} ’da gösterilmiştir.

Şekil 4.1’de NL3 parametre seti kullanılarak oluşturulan taban durum çeşitli sayılardaki döngüler için veriler elde edilmiş ve bu sonuçlar Thomas-Fermi yoğunluk dağılımıyla karşılaştırılmıştır. Aynı döngülerdeki momentum uzay dağılımları da Şekil 4.2’de gösterilmiştir.



Şekil 4.2: NL3 parametre seti ile hazırlanmış ^{208}Pb taban durumu nötron ve proton momentum uzay dağılımlarının Thomas-Fermi dağılımına uydurulması sırasında uydurulmanın döngü sayısına göre değişimi.



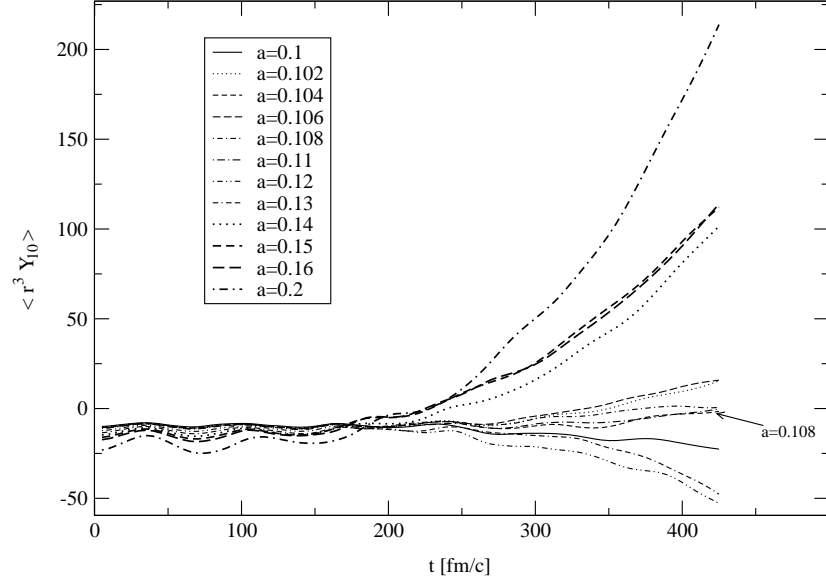
Şekil 4.3: NL3 parametre seti ile hazırlanmış ^{208}Pb taban durumu test parçacık başına bağlanma enerjileri. Nükleon başına 100 test parçacığı kullanıldığından nötron test parçacıkları 12600'de ve proton test parçacıkları 20800'de bitmektedir.

Konum ve momentum uzayı dağılımı sonucu elde edilen taban durum enerjisi test parçacık başına bağlanma enerjilerinden hesaplanarak sonuçlar Şekil 4.3 de gösterilmiştir. Test parçacık enerjileri iki yöntemle hesaplanmıştır. Bunlar: Test parçacık kinetik ve potansiyel enerjilerinin toplamından (TPM) ve göreceli ortalama alan modeli (GOAM) enerji yoğunluğundan. 25. döngü sonunda ^{208}Pb 'nin taban durum enerjisi TPM'de -11.44 MeV iken GOAM'de -12.10 MeV 'dir. 150. döngü sonunda TPM'de -10.24 MeV 'ken GOAM'de -11.99 MeV 'dir.

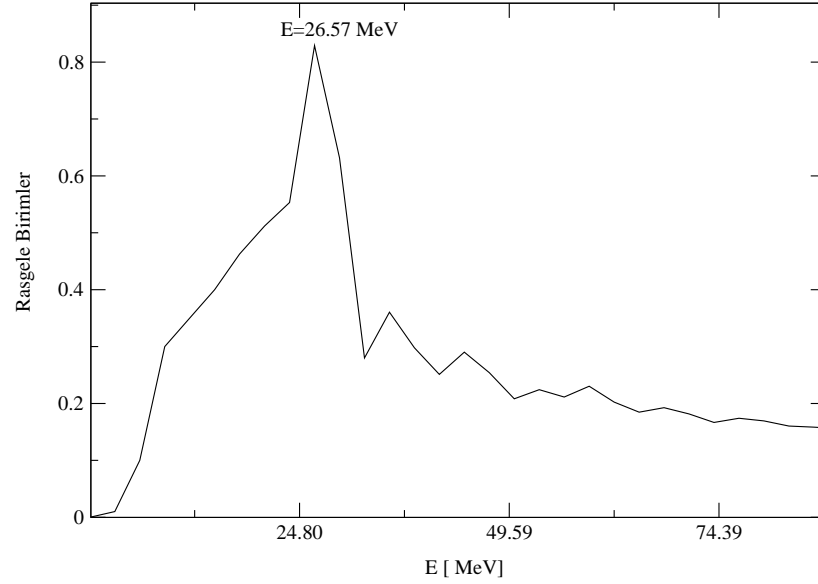
Taban durumu oluşturulan çekirdek daha sonra İSDDR uyarılma işlemcisi ile uyarılarak dinamik aşamaya geçilir. Materyal metod kısmında da söz edildiği gibi uyarılma aşamasında taban durum $\hat{O} = \sum_{i=1}^{AT} r^3 Y_{10}(\mathbf{r}_i)$ işlemcisi ile uyarılır. İlk anda uyarılmanın merkezi ve uyarılma genliği bilinmemektedir. Dolayısıyla uyarılma merkezi ve uyarılma genlikleri deneme uyarılma yöntemiyle bulunmaya çalışılır. Burada üç farklı uyarılma merkezi seçilmiştir: Bunlar z - ekseninde ve merkezden $R/3$, $R/2$ ve $2R/3$ uzaklığındaki üç noktadır. Burada R , ^{208}Pb 'nin rms yarıçapı olan $R = 5.217 \text{ fm}$ 'dir. Dolayısıyla birinci uyarılma merkezinin çekirdeğin merkezinden olan uzaklığı $R_1 = 1.739 \text{ fm}$, ikinci uyarılma merkezinin çekirdeğin merkezinden olan uzaklığı $R_2 = 2.609 \text{ fm}$ ve üçüncü uyarılma merkezinin çekirdeğin merkezinden olan uzaklığı $R_3 = 3.478 \text{ fm}$ 'dir.

Şekil 4.4'de birinci uyarılma merkezi R_1 'de farklı genliklerle uyarılan İSDDR modunun zaman içindeki değişimi gösterilmiştir. Genlikler a ile gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere uyarılan modun harmonikliği ilk andaki uyarılma genliği a 'ya hassas şekilde bağlıdır. Uygulanan ve $a = 0.1 - 0.2$ arasındaki başlangıç genliklerinden en kararlı İSDDR modu $a = 0.108$ ile elde edilen mod olmuştur. Bu mod izlenen tüm dinamik zaman aralığında var olduğundan bu modun Fourier analizi yapılarak İSDDR'nin uyarılma enerjisi hesaplanmış ve sonuç Şekil 4.5 de gösterilmiştir. Fourier dönüşümü geniş bir frekans uzayına dağılmış olsada $E = 26.57 \text{ MeV}$ 'de net bir tepe noktası bulunmaktadır. Buradan R_1 uyarılma merkezinde İSDDR'nin uyarılma enerjisini $E = 26.57 \text{ MeV}$ olarak alınabilir.

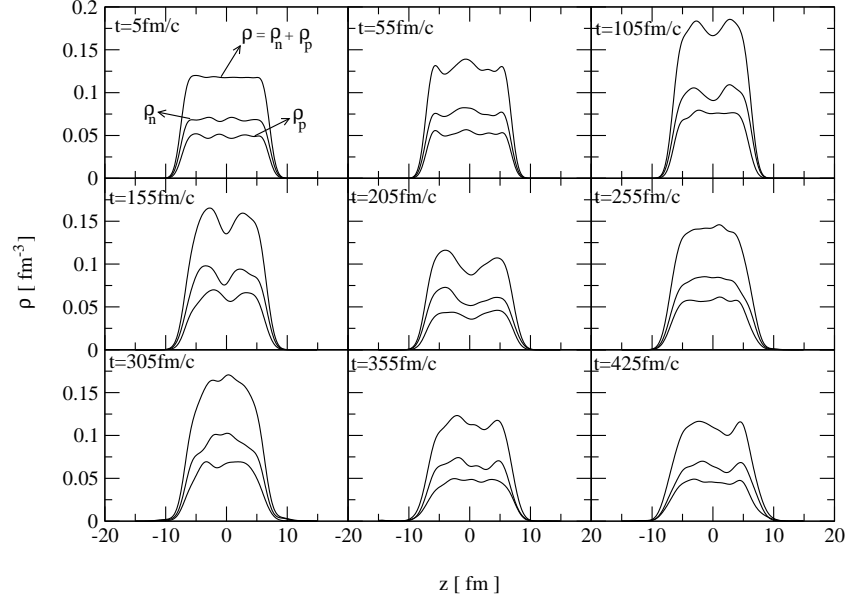
R_1 uyarılma merkezinde $a = 0.108$ ilk genliğiyle uyarılan İSDDR'nin zaman evrimleşmesi sırasında ^{208}Pb 'de meydana gelen nötron, proton ve toplam nükleon yoğunluk salınımları Şekil 4.6'de verilmiştir. $0 - 425 \text{ fm}/c$ 'lik zaman aralığında



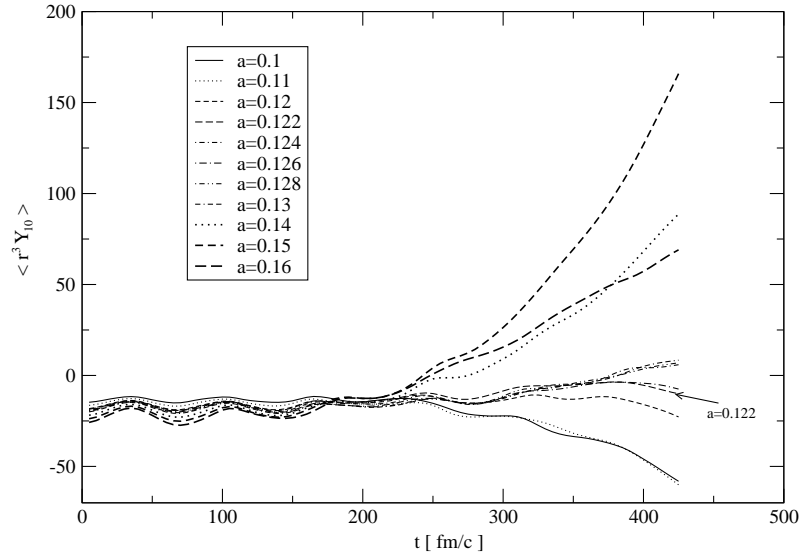
Şekil 4.4: ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_1 = 1.739 \text{ fm}$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun zamanla değişimi. $a = 0.1 - 0.2$ arasında seçilen genliklerin modun dinamiğini hassas bir şekilde değiştirdiği görülmektedir. En kararlı İSDDR $a = 0.108$ ile elde edilmiştir.



Şekil 4.5: ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_1 = 1.739 \text{ fm}$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun en kararlı olan $a = 0.108$ 'in frekans uzayına yapılan Fourier dönüşümü. Dönüşüm $E = 26.57 \text{ MeV}$ 'de zirve yapmaktadır.



Şekil 4.6: ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_1 = 1.739 \text{ fm}$ uzaklıkta $a = 0.108$ ilk genliğiyle uyarılan İSDDR modunun zaman içindeki çekirdek nötron, proton ve toplam nükleon yoğunluk salınımları.



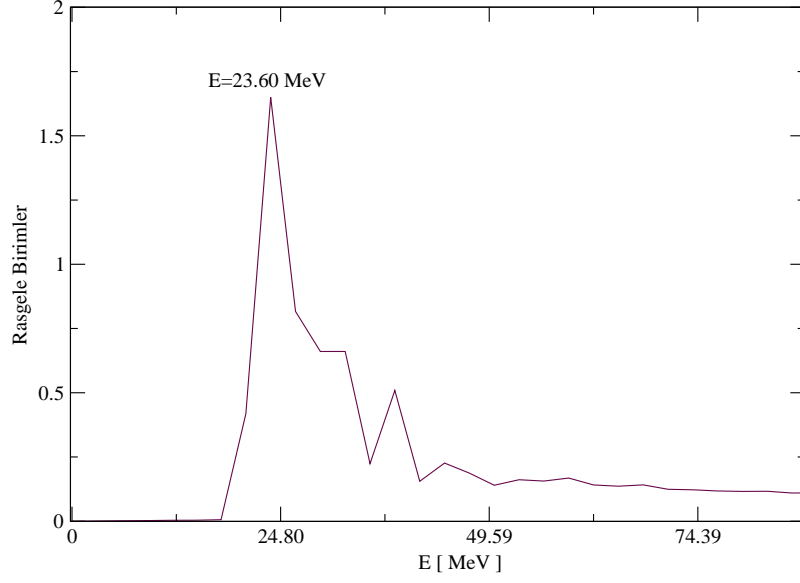
Şekil 4.7: ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_2 = 2.609 \text{ fm}$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun zamanla değişimi. $a = 0.1 - 0.2$ arasında seçilen genliklerin modun dinamiğini hassas bir şekilde değiştirdiği görülmektedir. En kararlı İSDDR $a = 0.122$ ile elde edilmiştir.

yaklaşık her 50 fm/c 'lik periyotlarla alınan çekirdek yoğunluk salınımlarında İSDDR uyarılması açıkça görülmektedir.

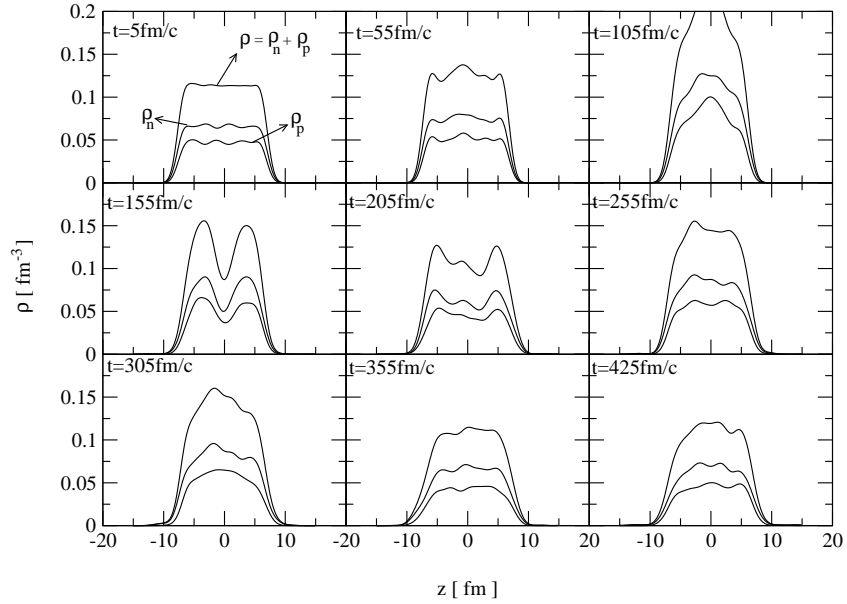
Şekil 4.7'de ikinci uyarılma merkezi R_2 'de farklı genliklerle uyarılan İSDDR modunun zaman içindeki değişimi gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere uyarılan modun harmonikliği ilk andaki uyarılma genliği a 'ya ikinci uyarılma merkezinde de hassas şekilde bağlıdır. Uygulanan ve $a = 0.1 - 0.2$ arasındaki başlangıç genliklerinden en kararlı İSDDR modu $a = 0.122$ ile elde edilen mod olmuştur. Bu mod izlenen tüm dinamik zaman aralığında var olduğundan bu modun Fourier analizi yapılarak ikinci uyarılma merkezi için İSDDR'nin uyarılma enerjisi hesaplanmıştır. Şekil 4.8.'de Fourier analizi gösterilmiştir. İkinci uyarılma merkezi Fourier spektrumu birinci uyarılma merkezine kıyasla biraz daha dar bir frekans uzayına dağılmıştır. Spektrum $E = 23.60 MeV$ 'de tepe noktasına ulaşmaktadır. Buradan R_2 uyarılma merkezinde İSDDR'nin uyarılma enerjisini $E = 23.60 MeV$ dir.

R_2 uyarılma merkezinde $a = 0.122$ ilk genliğiyle uyarılan İSDDR'nin zaman evrimleşmesi sırasında ^{208}Pb 'de meydana gelen nötron, proton ve toplam nükleon yoğunluk salınımları Şekil 4.9'da verilmiştir. $0 - 425 fm/c$ 'lik zaman aralığında yaklaşık her 50 fm/c 'lik periyotlarla alınan çekirdek yoğunluk salınımlarında İSDDR uyarılması açıkça görülmektedir.

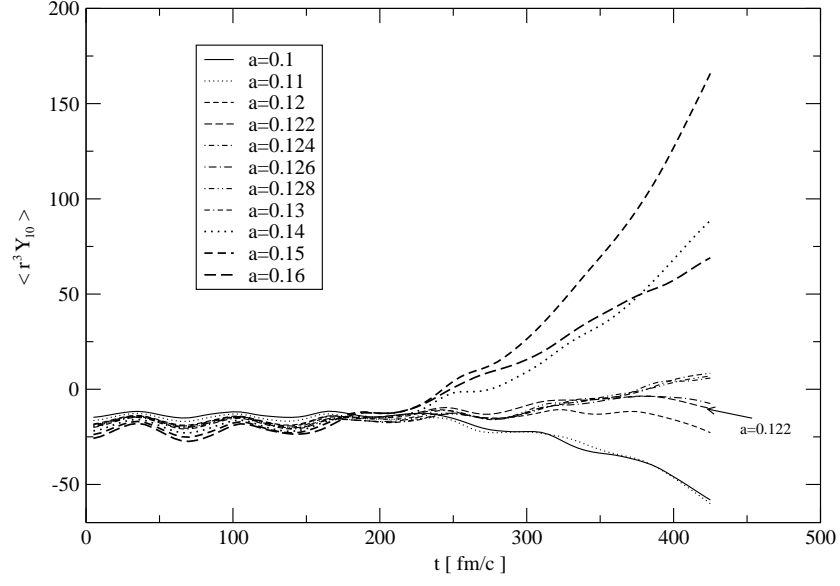
Şekil 4.10'da üçüncü uyarılma merkezi R_3 'de farklı genliklerle uyarılan İSDDR modunun zaman içindeki değişimi gösterilmiştir. Şekilden de anlaşılacağı gibi uyarılan modun harmonikliği ilk andaki uyarılma genliği a 'ya diğer iki uyarılma merkezinde olduğu gibi bu uyarılma merkezinde de hassas şekilde bağlıdır. Uygulanan ve $a = 0.1 - 0.2$ arasındaki başlangıç genliklerinden en kararlı İSDDR modu $a = 0.128$ ile elde edilen mod olmuştur. Bu mod izlenen tüm dinamik zaman aralığında var olduğundan bu modun Fourier analizi yapılarak üçüncü uyarılma merkezi için İSDDR'nin uyarılma enerjisi hesaplanmıştır. Şekil 4.11.'de bu modun Fourier analizi gösterilmiştir. Üçüncü uyarılma merkezi Fourier spektrumu birinci ve ikinci uyarılma merkezine kıyasla biraz daha dar bir frekans uzayına dağılmıştır. Spektrum daraltepe noktası daha düşük enerjiye kaymıştır. Spektrum $E = 23.41 MeV$ 'de tepe noktasına ulaşmaktadır. Buradan R_3 uyarılma merkezinde İSDDR'nin uyarılma enerjisini $E = 23.41 MeV$ olarak alabiliriz.



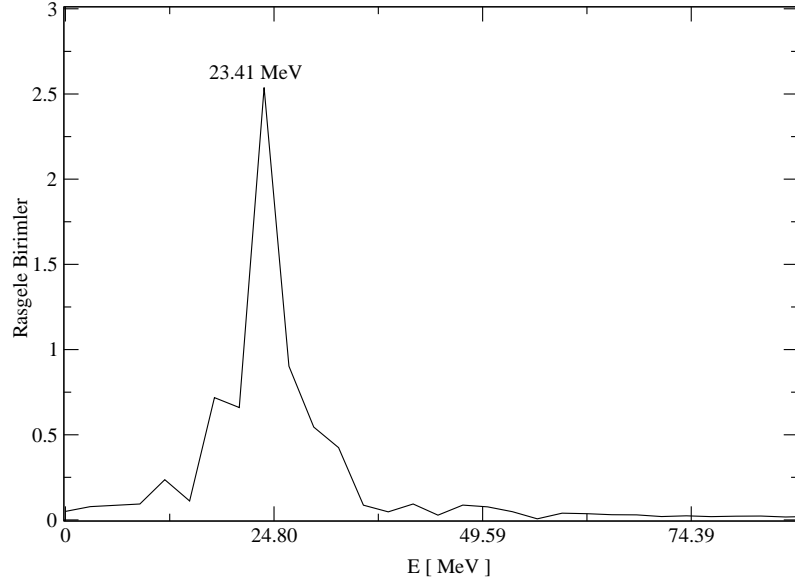
Şekil 4.8: ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_2 = 2.609 \text{ fm}$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun en kararlı olan $a = 0.122$ 'in frekans uzayına yapılan Fourier dönüşümü. Dönüşüm $E = 23.60 \text{ MeV}$ 'de zirve yapmaktadır.



Şekil 4.9: ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_2 = 2.609 \text{ fm}$ uzaklıkta $a = 0.122$ ilk genliğiyle uyarılan İSDDR modunun zaman içindeki çekirdek nötron, proton ve toplam nükleon yoğunluk salınımları.

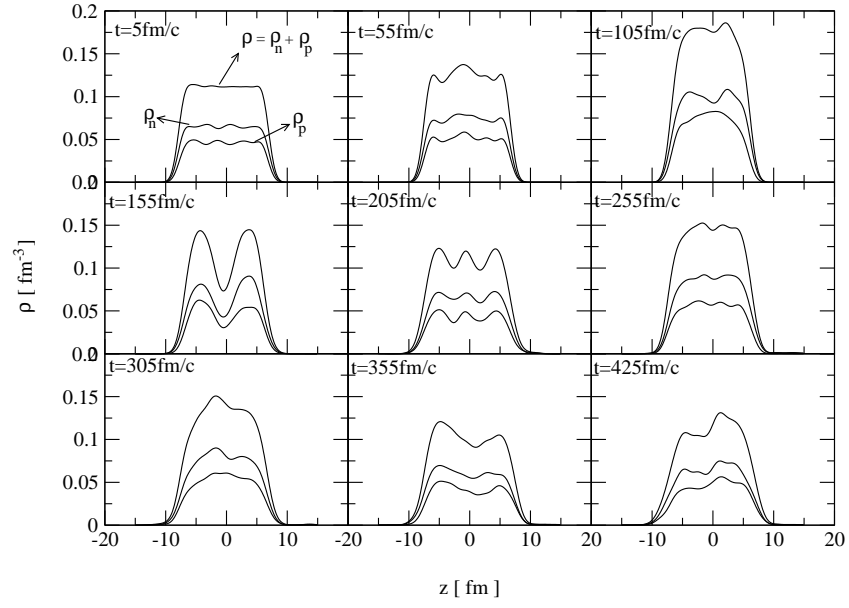


Şekil 4.10: ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_3 = 3.478 \text{ fm}$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun zamanla değişimi. $a = 0.1 - 0.2$ arasında seçilen genliklerin modun dinamiğini hassas bir şekilde değiştirdiği görülmektedir. En kararlı İSDDR $a = 0.128$ ile elde edilmiştir.



Şekil 4.11: ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_3 = 3.478 \text{ fm}$ uzaklıkta farklı ilk genliklerle uyarılan İSDDR modunun en kararlı olan $a = 0.128$ 'in frekans uzayına yapılan Fourier dönüşümü. Dönüşüm $E = 23.41 \text{ MeV}$ 'de zirve yapmaktadır.

R_3 uyarılma merkezinde $a = 0.128$ ilk genliğiyle uyarılan İSDDR'nin zaman evrimleşmesi sırasında ^{208}Pb 'de meydana gelen nötron, proton ve toplam nükleon yoğunluk salınımları Şekil 4.12'de verilmiştir. $0 - 425 \text{ fm}/c$ 'lik zaman aralığında yaklaşık her $50 \text{ fm}/c$ 'lik periyotlarla alınan çekirdek yoğunluk salınımlarında İSDDR uyarılması açıkça görülmektedir.



Şekil 4.12: ^{208}Pb 'nin merkezinden $R_3 = 3.478 \text{ fm}$ uzaklıkta $a = 0.128$ ilk genliğiyle uyarılan İSDDR modunun zaman içindeki çekirdek nötron, proton ve toplam nükleon yoğunluk salınımları.

5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Çizelge 5.1: ^{208}Pb çekirdeği merkezinden üç farklı uzaklıktaki nokta merkezinden uyarılan İSDDR kolektif uyarılmasının uyarılma enerjileri ve literatürdeki RRPA (Relativistic Random Phase Approximation) teorik sonuçları ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.

Çekirdek	$R_1 = 1.739 \text{ fm}$	$R_2 = 2.609 \text{ fm}$	$R_3 = 3.478 \text{ fm}$	Ref[12]
^{208}Pb	$E = 26.57 \text{ MeV}$	$E = 23.60 \text{ MeV}$	$E = 23.41 \text{ MeV}$	23.5 MeV

Bu tezde ^{208}Pb çekirdeği İSDDR kolektif uyarılması relativistik transport yaklaşımında çalışılmıştır. Test parçacık modelde hazırlanan taban durum Thomas-Fermi dağılımına uydurularak oluşturulmuştur. Oluşturulan taban durum $\hat{O} = \sum_{i=1}^{AT} r^3 Y_{10}(\mathbf{r}_i)$ işlemcisi ile farklı merkezler etrafında farklı genliklerle uyarılarak en kararlı kolektif mod elde edilmeye çalışılmıştır. Uyarılan taban durumlar relativistik Vlasov denkleminin yarı klasik faz uzayı dinamik denklemleri ile çözülmüştür. Sonuçlar Çizelge 5.1’de verilmiştir. Sonuçlar şu şekilde özetlenebilir:

- İSDDR kolektif uyarılması relativistik transport yaklaşımında dinamik değişkenleri belirgin olarak çalışılabilir,
- ^{208}Pb için İSDDR uyarılma enerjisi uyarılma merkezi çekirdeğin merkezinden yüzeye doğru gidildikçe düşmektedir. Bu durum İSDDR’nin bir yüzey salınım modu olabileceği yönündeki fikirlerin [43] tersi yönünde bir sonuçtur.
- ^{208}Pb için relativistik transport yaklaşımında $NL3$ parametre seti ile elde edilen İSDDR uyarılma enerjileri relativistik rastgele faz yaklaşımı (RRPA) ile $NL3$ parametre seti kullanılarak elde edilen sonuçlar [12] oldukça yakındır.
- Bu sonuçlara göre, $NL3$ parametre seti relativistik transport yaklaşımında ^{208}Pb için İSDDR uyarılma enerjisini doğru şekilde veren parametre seti olarak kabul edilirse nükleer maddenin sıkıştırılma modülü K_{nm} $NL3$ parametre setine ait $K_{nm} = 270 \text{ MeV}$ değerine eşit kabul edilir.

Sonuçların daha da pekiştirilmesi için İSDDR varlığı deneysel olarak ispatlanmış orta ve hafif kütleli çekirdeklerde de aynı çalışmanın yapılması gerekir. Bu çalışma özellikle çekirdek yüzeyi etkilerinin daha belirgin olduğu hafif çekirdeklerde önemlidir. İSDDR'nin uyarılma enerjisinin hafif çekirdeklerde uyarılma merkezinin konumuna bağlılığı özellikle araştırılmalıdır.

KAYNAKLAR

- [1] Blaizot, J.P., et al., "Microscopic and macroscopic determinations of nuclear compressibility" Nucl. Phys. **A 591**: 435-457, (1995).
- [2] Sharma, M.M., Harekeh, M.N., "Giant monopole resonance in Sn and Sm nuclei and the compressibility of nuclear matter" Phys. Rev. **C 38**: 2562-2572, (1988).
- [3] Youngblood, D.H., et al., "Isoscalar giant resonances in ^{28}Si and the mass dependence of nuclear compressibility" Phys. Rev. **C 65**: 034302, (2002).
- [4] Youngblood, D.H., et al., "Compressibility of nuclear matter from giant monopole resonance" Nucl. Phys. **A 649**: 49c-56c, (1999).
- [5] Bohr, A., Broglia, R.A., Elementary Modes of Excitation in Nuclei, North Holland Pub. (1997).
- [6] Wambach, J., "Damping of small-amplitude nuclear collective motion" Rep. Prog. Phys. **51**: 989, (1988).
- [7] Glendenning, N.K., "Equation of state from nuclear and astrophysical evidence" Phys. Rev. **C 37**: 2733, (1988).
- [8] Glendenning, N.K., "Neutron-star masses as a constraint on the nuclear compression modulus" Phys. Rev. Lett. **57**: 1120-1123, (1986).
- [9] Friedrich, J., Voegler, N., "Determination of nuclear compressibility from a combined analysis of binding energies and nuclear radii" Phys. Rev. Lett. **47**: 1385-1388, (1981).
- [10] Stoitsov, J., et al., "Generator coordinate calculations for breathing-mode giant monopole resonance in the relativistic mean-field theory" Phys. Rev.

- C 50:** 1445-1455, (1994).
- [11] Blaizot, J.P., "Nuclear compressibilities" *Phys. Rep.* **64:** 171, (1980).
- [12] Vretenar, D., Nix, T. and Ring, P., "A microscopic estimate of the nuclear matter compressibility and symmetry energy in relativistic mean-field models" *Phys. Rev. C* **68:** 024310, (2003).
- [13] Lalazissis, G.A., König, J. and Ring, P., "New parametrization for the Lagrangian density of relativistic mean field theory" *Phys. Rev. C* **55:** 540, (1997).
- [14] Ma, Z.Y., et al., "Isoscalar compression modes in relativistic random phase approximation" *Nucl. Phys. A* **686:** 173-186, (2001).
- [15] Shlomo, S. and Youngblood, D.H., "Nuclear compressibility from isoscalar giant monopole resonance" *Phys. Rev. C* **47:** 529-536, (1993).
- [16] Swiatecki, W.J., "Nuclear compressibility and fission" *Proc. Phys. Soc. A* **64:** 226, (1951).
- [17] Wang, C.S., et al., "Thomas-Fermi theory of the breathing mode and nuclear incompressibility" *Phys. Rev. C* **55:** 2844-2859, (1997).
- [18] Chung, C.K., Wang, C.S. and Santiago, A.J., "Nuclear incompressibility determined by nuclear mass and monopole resonance energy" *Phys. Rev. C* **59:** 714-721, (1998).
- [19] Zhongyu, M., Giai, V.N. and Toki, H., "Compressibility of nuclear matter and breathing mode of finite nuclei in relativistic random phase approximation" *Phys. Rev. C* **55:** 2385-2388, (1996).
- [20] Farine, M., Pearson, M.J. and Tondeur, F., "Nuclear-matter incompressibility from fits of generalized Skyrme force to breathing-mode energies" *Nucl. Phys. A* **615:** 135-161, (1997).
- [21] Colo, G., et al., "Microscopic determination of the nuclear incompressibility within the nonrelativistic framework" *Phys. Rev. C* **70:** 024307, (2004).

- [22] Abrosimov,V.I., et al., "Kinetic theory description of isoscalar dipole modes" Nucl. Phys. **A 697**: 748-764, (2002).
- [23] Zhongyu,M., Giai,V.N. and Toki,H., "Giant resonances in the relativistic RPA with non-linear interactions" Nucl. Phys. **A 627**: 1-13, (1997).
- [24] Zhongyu,M., et al., "Relativistic calculations of giant resonances with non-linear models" Nucl. Phys. **A 649**: 37c-44c, (1999).
- [25] Vretenar,D., Wandelt,A. and Ring,P., "Isoscalar dipole mode in relativistic random phase approximation" Phys. Lett. **B 487**: 334-340, (2000).
- [26] Vretenar,D., et al., "Relativistic quasiparticle random-phase approximation description of isoscalar compression modes in open-shell nuclei in the $A \approx 60$ mass region" Phys. Rev. **C 74**: 037303, (2006).
- [27] Vretenar,D., et al., "Monopole giant resonances and nuclear compressibility in relativistic mean field theory" Nucl. Phys. **A 621**: 853-878, (1997).
- [28] Piekarewicz,J., "Self-consistent description of nuclear compressional modes" Phys. Rev. **C 64**: 024307, (2001).
- [29] Youngblood,D.H., "Isoscalar giant resonances and nuclear matter compressibility" Nucl. Phys. **A 687**: 1c-8c, (2001).
- [30] Wang,C.S., et al., "Systematics of nuclear central densities" Phys. Rev. **C 60**: 034310, (1999).
- [31] Zimanyi,J., ve Moszkowski,S.A., "Nuclear equation of state with derivative scalar coupling" Phys. Rev. **C 42**: 1416-1421, (1990).
- [32] Ji-sheng,C., et al., "In-medium meson effects on the equation of state of hot and dense nuclear matter" Phys. Rev. **C 68**: 045209, (2003).
- [33] Abd-Alla,M., "The energy and compressibility liquid drop model expansion in the extended Thomas-Fermi Model" Acta Physica Polonica **B 34**: 189-211, (2003).

- [34] Bonasera, A., "Vlasov calculations of nuclear ground states", arXiv:nucl-th/0110068, 2001.
- [35] Yıldırım, S., "Relativistic transport approach to the nuclear ground state", IJMPE **15**, No. 4,853-863, (2006).
- [36] Kılıç, Ö. "Görelî transport yaklaşımında nükleer taban durum ", Yüksek Lisans Tezi, MEÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Mersin, 7-27, (2007).
- [37] Wong, C., "Dynamics of nuclear fluid. VIII. Time-dependent Hartree-Fock approximation from a classical point of view", Phys. Rev. **C 25**: 1460, (1982).
- [38] Fuchs, C., Wolter, H.H., "The relativistic Landau-Vlasov method in heavy-ion collisions" Nucl. Phys. **A 589**: 732-756, (1995).
- [39] Hofmann, H., "A quantal transport theory for nuclear collective motion: The merits of a locally harmonic approximation" Phys. Rep. **284**: 137-380, (1997).
- [40] Kolomietz, V.M., Shlomo, S., "Isoscalar compression modes within fluid dynamic approach" Phys. Rev. **C 61**: 064302, (2000).
- [41] Youngblood, D. H., "Incompressibility of nuclear matter from the giant monopole resonance" Phys. Rev. Lett. **82**: 691-694, (1999).
- [42] Garg, U., "The isoscalar giant dipole resonance: a review" Nucl. Phys. **A 649**: 66c-72c, (1999).
- [43] Moravetz Klaus, Collective Modes in asymmetric nuclei, ArXiv:nucl-th/0001032.