



T.C.
MUŞ ALPARSLAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KÜRESEL ÇEKİRDEKLERDE
QUADRUPOL VE SPİN-QUADRUPOL
MATRİS ELEMANLARININ
HESAPLANMASI

Bilal KAHRİMAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

KASIM-2021
MUŞ
Her Hakkı Saklıdır



T.C.
MUŞ ALPARSLAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**KÜRESEL ÇEKİRDEKLERDE
QUADRUPOL VE SPİN-QUADRUPOL
MATRİS ELEMANLARININ
HESAPLANMASI**

Bilal KAHRİMAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Hasan Ali AYGÖR

KASIM-2021
MUŞ
Her Hakkı Saklıdır

TEZ KABUL ve ONAYI

Bilal KAHRİMAN tarafından hazırlanan “Küresel Çekirdeklerde Quadrupol ve Spin-Quadrupol Matris Elemanlarının Hesaplanması” adlı tez çalışması 26/10/2021 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Muş Alparslan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

İmza

Başkan

Prof.Dr. Ekrem ALMAZ
Muş Alparslan Üniversitesi,
Fen Edebiyat Fakültesi,
Fizik Bölümü

Danışman

Dr.Öğr.Üyesi Hasan Ali AYGÖR
Muş Alparslan Üniversitesi,
Fen Edebiyat Fakültesi,
Fizik Bölümü

Üye

Sultan ŞAHİN BAL
Bitlis Eren Üniversitesi,
Fen Edebiyat Fakültesi,
Fizik Bölümü

Yukarıdaki sonuç;
Enstitü Yönetim Kurulu/...../..... Tarih ve/..... nolu kararı ile onaylanmıştır.

Doç.Dr. Sedat BOZARI
FBE Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

Bu tezdeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edildiğini ve tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

DECLARATION PAGE

I hereby declare that all information in this document has been obtained and presented in accordance with academic rules and ethical conduct. I also declare that, as required by these rules and conduct, I have fully cited and referenced all material and results that are not original to this work.

İmza

Bilal KAHRİMAN

Tarih: 26/10/2021

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

KÜRESEL ÇEKİRDEKLERDE QUADRUPOL VE SPİN-QUADRUPOL MATRİS ELEMANLARININ HESAPLANMASI

Bilal KAHRİMAN

**Muş Alparslan Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı**

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Hasan Ali AYGÖR

Küresel çekirdeklere mulltipol operatörleri kullanılarak, QRPA yaklaşımı çerçevesinde, Quadrupol ve Spin-Quadrupol matris elemanları elde edilmiştir. Elde edilen matris elemanları bu çalışmanın ekinde verilen FORTRAN77 programıyla ^{90}Zr çekirdeği için hesaplanmıştır.

2021, 34 Sayfa

Anahtar Kelimeler: Multipol Operatörler, QRPA, Quadrupol etkileşimler, Spin-Quadrupol etkileşimler.

ABSTRACT

MS

CALCULATION OF QUADRUPOLE AND SPIN-QUADRUPOLE MATRIX ELEMENTS IN SPHERICAL NUCLEI

Bilal KAHRİMAN

**Muş Alparslan University
Natural and Applied Science
Department of Physics**

Advisor: Assist. Prof. Hasan Ali AYGÖR

Quadrupol and Spin-Quadrupol matrix elements were obtained within the framework of the QRPA approach using mulltipol operators in spherical nuclei. The obtained matrix elements were calculated for the ^{90}Zr nucleus with the FORTRAN77 program given in the appendix of this study.

2021, 34 Pages

Keywords: Multipole operators, QRPA, Quadrupole interactions, Spin-Quadrupole interactions

TEŞEKKÜR

Bu tezin hazırlanmasındaki önemli katkılarından dolayı danışmanım Dr.Öğr.Üyesi Hasan Ali AYGÖR hocama teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca danışman hocamın yanısıra tez çalışması süresince sayın hocam Prof.Dr. Cevad SELAM ihtiyacım olan bilimsel desteği esirgememiş; çalışmamın her aşamasında çok kıymetli yardımlarıyla öğretici ve yönlendirici olmuştur. Ayrıca, benden manevi desteklerini esirgemeyen aileme, teşekkür ederim.

Bilal KAHRİMAN
MUŞ-2021



İÇİNDEKİLER

ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
SİMGELER.....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
1. GİRİŞ ve KAYNAK ARAŞTIRMASI	1
1.1. Nükleer Yapı Araştırmalarında Nükleer Momentler	2
1.1.1. Nükleer manyetik momentler	3
1.1.2. Nükleer quadrupol momentler	7
2. MATERYAL ve YÖNTEM	10
2.1. Wigner-Eckart Teoremi Ve Matris Elemanları	12
2.1.1. Wigner-Eckart Teoremi	13
2.1.2. Toplam Kuralı.....	13
2.1.3. Tensör Operatörlerinin Matris Elemanları.....	14
3. ARAŞTIRMA SONUÇLARI ve TARTIŞMA	16
4. SONUÇLAR ve ÖNERİLER.....	18
4.1. Sonuçlar	18
4.2. Öneriler	18
KAYNAKLAR	19
EKLER	20
ÖZGEÇMİŞ	34

SİMGELER

Simgeler

- μ : manyetik moment
- g : Nükleer jromanyetik oran
- Q_s : Spektroskopik quadrupol moment
- Q_0 : genelleştirilmiş öz quadrupol moment
- \bar{Q} :Elektrik quadrupol moment operatörü
- $V(i,j)$:İkili nükleon-nükleon etkileşmesi terimi
- $\hat{M}_{kk}(r, \vartheta, \varphi)$: $(nlsJM)$ formundaki Quadrupol operatörü
- $\hat{N}_{kk}(\delta)$: $(nlsJM)$ formundaki Spin-Quadrupol operatörü

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 3.1 Fermi seviyesinde dalga fonksiyonları radyal bileşenlerinin çekirdek yarıçapına göre değişimi	15
---	----



ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1 ^{90}Zr çekirdeğinin nötron ve proton enerji seviyeleri.....15

Çizelge 3.2 ^{90}Zr izotopunun Quadrupol ve Spin Quadrupol Matris Elemanları.....16



1. GİRİŞ ve KAYNAK ARAŞTIRMASI

Nükleer Momentler, nükleer yapı fiziğinin en eski ve temel konularından biridir. İlk ölçümler 1950'lere dayanmakta ve günümüzde Manyetik Rezonans görüntüleme (MR) olarak bilinen, tıpta sık kullanılan bir teşhis uygulaması haline gelen bir yöntem olan Nükleer Manyetik Rezonans (NMR) tekniği ile yapılmış ve birçok kararlı çekirdeğin nükleer manyetik momentleri ölçülmüştür. Nükleer kuadrupol momentlerinin ölçümü her zaman manyetik moment ölçümlerinden daha zorlu olmuştur. Kuadrupol momentlerin mevcudiyetinin farkedilmesi ilk kez 1960'larda kararlı çekirdeklerde olmuştur. Fakat kararlı çekirdeklerin kuadrupol momentlerinin sistematik çalışmaları 1970'lerin sonlarında başlayabilmiş ve esas olarak iki teknik kullanılmıştır: Münih x-ışınlarında aşırı-ince yapı veya atomik ışımada manyetik rezonans yöntemi. Eş zamanlı olarak nispeten uzun ömürlü radyoaktif çekirdekler için de ölçümler yapılmaya başlandı. 1988'e kadar ölçülen tüm momentleri içeren bir 'Nükleer Momentler Tablosu' Raghavan (1989) tarafından hazırlandı. Bu tablo 2001'e kadar ölçülen momentleri de içerecek şekilde Stone (2003) tarafından güncellenmiştir. Her iki tabloda 40'tan fazla farklı teknikten yararlanılarak nükleer momentlerin çeşitlerini incelemek için mevcut tüm deneysel tekniklerin bir listesi verilmiştir. Tüm bu farklı yöntemler nükleer yapıların farklı özelliklere sahip olmasından dolayıdır. Nükleer durumun ömrü, spin, kimyasal yapı, bozunma özellikleri gibi parametreler nükleer momentlerin araştırılmalarında kullanılacak uygun yöntemi belirlemektedir.

Nükleer momentler alanında son 25 yılda önemli gelişmeler meydana gelmiştir. Bununla beraber günümüzde, nükleer yapı araştırmalarında ortaya çıkan yeni üretim, seçim ve tespit yöntemleri için yeni teknikler geliştirmek ve mevcut yöntemlere uyarlamak gereklidir (Myers ve ark., 1990; Delbar, 1992). İn-flight (IF) yüksek çözünürlüklü kütle spektrometreleri ile birleşik orta ve yüksek enerjili mermilerin kullanıldığı parçalanma uygulamalarıyla, çekirdek tablosunun hem proton hem de nötron zengin tarafında çok çeşitli yeni nükleer özelliklerin detaylı spektroskopik incelemeleri yapılabilir hale geldi. Louvain-la-Neuve'de (Decroock, ve ark., 1991) gerçekleştirilen öncü çalışmanın ardından, on-line tabanlı izotop ayırma (ISOL) tesisleri son 20 yılda çok hızlı bir şekilde gelişmiştir. GANIL, Caen, Fransa'daki (SPIRAL group ve Villari, 2001) SPIRAL, CERN, ISOLDE; İsviçre'deki REX-ISOLDE, ORNL; Tennessee, ABD'deki HRIBF ve Triumf, Kanada'daki ISAC gibi tesisler günümüzde sadece nükleer yapı

çalışmaları için değil, aynı zamanda diğer temel araştırma alanları (temel etkileşme çalışmaları, nükleer astrofizik, nükleer katı hal fiziği) için de çok faydalı olacak saf yüksek kaliteli radyoaktif ışınlar sağlamaktadır.

Nükleer yapıyı anlamak için; çekirdeklerin özelliklerini mümkün olduğunca geniş bir izospin aralığında ölçmemiz veya bazı "anahtar" özellikte çekirdeklerin ayrıntılı bir incelemesini yapmamız gerekmektedir. Nükleer moment çalışmalarıyla nükleer yapının bazı yönleri anlaşılabilen ve diğer yöntemlerle elde edilemeyen veya yalnızca dolaylı olarak elde edilebilen bilgilere ulaşılmakta; dolaylı deneysel kanıtlara dayanan hipotezler sınanmakta; nükleer model parametreleri belirlenmekte ve test edilmektedir.

Manyetik moment, eşleşmemiş nükleonlar tarafından doldurulan tek parçacık yörüngelerine karşı çok hassastır. Fakat kuadropol momenti, hem düşük hem de yüksek uyarılma enerjisindeki çekirdeklerin deformasyonunu ve kolektif davranışını incelemek için benzersiz bir araçtır. Her iki nicelik de farklı nükleer modellerde tahmin edilen değerlerle doğrudan karşılaştırılabilir.

1.1 Nükleer Yapı Araştırmalarında Nükleer Momentler

Nükleer momentlerin tanımları ve özellikleri; bunların modern nükleer teorilerle bağlantıları; nükleer manyetik ve kuadropol momentlerle ilgili olarak tek parçacık momentler, kor polarizasyon etkileri, etkin g faktörleri ve etkin yükler gibi özellikler tanımlanmıştır (Castel ve Towner, 1990).

Çekirdek, nükleonlardan (protonlar ve nötronlar) oluşan çok parçacıklı bir sistemdir. Bu çok bileşenli kuantum-mekanik sistemini kesin bir dalga fonksiyonu ile tanımlamak mümkün değildir. Bunun yerine, çekirdekteki her nükleon, diğer tüm nükleonların ortalaması bir potansiyel içinde hareket ediyor olarak kabul edilir. Bu ortalama potansiyele sahip Schrödinger denkleminin özfonksiyonları, radyal (n), yörünge açısal momentum (l) ve toplam açısal momentum (j) ile karakterize edilen tek parçacık yörüngeleridir. Bu tek parçacık yörüngeleri protonlar ve nötronlar için ayrı ayrı doldurularak, enerjisi en düşük yörüngeden başlanarak ve Pauli dışlama ilkesi dikkate alınarak Z protonlu ve N nötronlu bir çekirdek oluşturulacaktır. Ortalama potansiyelin parametrelerini ayarlayarak, tek parçacık yörüngelerinin sıralaması değiştirilebilir. Bu nedenle, 'kabuk modeli' adıyla bilinen bu tip modellerde iyi bilinen sihirli sayıları (Myers ve Swiatecki, 1966), tek parçacık seviyelerindeki sıralamanın kabuk aralıkları adıyla yeniden üretmek mümkündür. Sihirli sayılara eşit proton ve/veya nötrona sahip

çekirdekler belirgin özellikler gösterirler. Sıvı Damlası Modelinden elde edilen değerine kıyasla daha düşük bir kütle ve ilk uyarılmış (genellikle 2^+) durumun yükseltilmiş bir enerjisine sahiptirler (Heyde, 1990). Aşırı tek parçacık modelinde, tamamen dolmuş, kapalı kabuğun dışında bir protonu (veya nötronu) olan bir çekirdeğin özellikleri, tamamen o tek protonun (veya nötronun) bulunduğu yörüngenin özellikleri tarafından belirlenir. Bu nedenle, sihirli sayılara yakın çekirdeklerin özellikleri hakkında ayrıntılı bilgi elde edilmesi, kabuk modeli etkileşme parametrelerinin belirlenmesinde, özellikle tüm spin ve pariteleri belirlenmiş seviyelerin uyarılma enerjileri kimyasında çok önemlidir.

Kapalı bir kabuğunun dışında nükleonları (veya deşikleri) bulunan bir çekirdeğin özellikleri, ilk yaklaşım olarak; bir inert kor (mesela iki kat sihirli sayıya sahip çekirdek) ve belirli bir konfigürasyon uzayında hareket edebilen ve etkin etkileşim (parçacık-parçacık ve parçacık-kor etkileşimleri) yoluyla kor ile ve birbirleriyle etkileşime giren nükleonlarla belirlenecektir. Seçilen model uzayına ve etkin etkileşimlere bağlı olarak, birkaç deneysel parametreyle (uyarılma enerjisi, spin/parite, manyetik ve quadrupol moment) karşılaştırarak modelin geçerliliği ve etkin etkileşimin parametreleri araştırılabilir. Nükleer momentler, parametrelerin doğruluğunu ve model uzayının uygun olup olmadığını kontrol etmede genellikle iyi bir araçtır.

Modelin tahminlerinden sapmalar, seçilen model uzayında dikkate alınmayan diğer yörüngelere konfigürasyon karışımlarının varlığını veya daha farklı parametrelili etkin etkileşimlere olan ihtiyacı gösterir.

1.1.1 Nükleer manyetik momentler

I spinli bir nükleer durumun manyetik momenti, g nükleer jromanyetik oranı olmak üzere, $\mu = gI\mu_N$ şeklinde verilir. Deneysel manyetik momentler daima μ_N Nükleer Magneton birimlerinde ifade edilir. Bazı deneysel yöntemler manyetik momenti, bazılarının ise nükleer g faktörünü ölçmesine rağmen her iki durumda da bilinmeyen nükleer spin tayin edilebilir. Bu, ölçülen değerleri benzer durumların değerleriyle karşılaştırarak veya deneysel manyetik momenti bazı model hesaplamalarıyla karşılaştırarak yapılabilir.

Nükleer manyetik momentler, valans parçacıkları (veya deşikleri) tarafından işgal edilen yörüngelere çok hassastır. Bundan dolayı manyetik momentler belirli bir konfigürasyonun doğruluğu için iyi bir test aracıdır. Eşleşmeyen parçacıkların hareket ettiği yörüngelere çok duyarlıdır, fakat sıfır spin değerli eşleştirilmiş parçacık veya

değişiklere çok az duyarlıdırlar. 2p-2h uyarılmalarının manyetik moment üzerindeki etkisine ikinci derece kor polarizasyonu denir. Genellikle artan bir deformasyona neden olan quadrupol parçacık-kor kuplaj etkileşimlerine karşı quadrupol momentler son derece duyarlı olmasının aksine, manyetik momentler buna karşı çok hassas değildir. Bu nedenle, manyetik momentin bir izotop zincirinde sabit olduğu ve aynı nedenle manyetik momentlerin, bir yörünge tam dolu bir yörünge olup olmadığı konusunda çok hassas olmadığı bulunmuştur. Fakat manyetik momentler spin-flip matris elemanlarının dalga fonksiyonuna ilave edilmesi konusunda çok hassastır.

Nükleer yapı hakkındaki bilgilerin büyük bir kısmı elektromanyetik (EM) etkileşme ile elde edilir. Kuvvetli nükleer etkileşme, çekirdekdeki nükleonların dağılımını ve hareketini belirler. Bu dağılım ve hareket EM etkileşimi yardımıyla incelenir.

Elektrik yüklerinin ve akımlarının dağılımı nedeniyle, uzaklıkla değişen elektrik ve manyetik alanlar mevcuttur. Karakteristik olarak $1/r^n$ ile değişen elektrik ve manyetik alanları, “çok-kutup momentleri” vasıtasıyla incelenir ve dolayısıyla elektrik yükleri ve akım dağılımları tahmin edilir:

$$\vec{E} = \int \rho(\vec{r}') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV' \quad \frac{1}{r^2}, \text{ monopole (toplam yük)} \quad (1.1)$$

$$\vec{B} = \int \frac{1}{c} \vec{j} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV' \quad \frac{1}{r^3}, \text{ dipol (çift - kutup)} \quad (1.2)$$

$$\vec{p} = \int \vec{r}' \rho(\vec{r}') dV' \quad \frac{1}{r^4}, \text{ kuadrupol} \quad (1.3)$$

$$\rho(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})|^2 \quad (1.4)$$

Elektrik alanlara benzer şekilde manyetik alanlar da, monopole haricinde, çok-kutup momentleri oluşturur. Bu çok-kutuplar kuantum mekaniği'nde operatör olarak işlem görüp herhangi bir nükleer kuantum öz-durumu için beklenen değerleri hesaplanabilir ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırılabilir.

Basit yük ve akım dağılımları, çok kutup ifadesinin açılımında ilk birkaç terimi sıfırdan farklı verir ve diğerlerini sıfır yapar. Küresel bir yük dağılımı sadece monopole verir. Dairesel bir akım dağılımı ise sadece manyetik dipol alanı verir. Çekirdek, nükleer etkileşme ile uyumlu, olabilecek en basit simetrik yapıda bulunur. Böylece çekirdeğin EM özelliklerinin belirlenmesinde ilk birkaç çok-kutup teriminin hesaplanması veya ölçülmesi yeterli olmaktadır. Çekirdeğin simetrisinden dolayı çekirdeğin sahip

olabileceği çok-kutup momentleri sınırlıdır. Bu ise nükleer kuantum öz-durumlarının paritesi ile ilgilidir.

$$E = \sum_{l,m} q_{lm} \frac{1}{r^{l+1}} \quad q_{lm} = \int r^l Y_{lm} \quad (1.5)$$

EM çok-kutup momentleri pariteye sahiptir. Elektrik momentlerin paritesi $(-1)^L$, manyetik momentlerin paritesi $(-1)^{L+1}$ 'dir:

$$q_{lm} \rightarrow (-1)^L q_{lm} \quad \begin{cases} L = 0 & \text{monopole} \\ L = 1 & \text{dipole} \\ L = 2 & \text{kuadropole} \end{cases} \quad (1.6)$$

Bir momentin, Q , beklenen değerini hesaplamak için, $\int \psi^* \hat{Q} \psi dV$ kuantum mekanik işlemlerini yapmak gereklidir.

Yüzey alanı A olan dairesel bir i akımının oluşturduğu manyetik momentin büyüklüğü $|\mu| = iA$ 'dır. r yarıçaplı bir çember üzerinde v -hızıyla dolaşan e yükünden meydana gelen akım için, $l = mvr$ klasik açısal momentum olmak üzere:

$$|\mu| \frac{e}{(2\pi r/v)} \cdot \pi r^2 = \frac{evr}{2} = \frac{e}{2m} |\vec{l}| \quad (1.7)$$

Kuantum mekaniğinde gözlenebilir manyetik momenti μ_z , \vec{L} 'nin en büyük bileşeni olan l yörünge açısal kuantum sayılı yönünü kabul eden değer ($\hbar m_L$, $m_L = +l$, $\hbar l$) olarak tanımlanır:

$$\mu_z = \frac{e\hbar}{2m} \ell \quad (1.8)$$

Burada, $\frac{e\hbar}{2m}$ magneton adı verilir. Atom için elektron kütlesi kullanarak Bohr magnetonu $\mu_B = 5.78 \times 10^{-5}$ eV/T bulunur. Çekirdek için proton kütlesi kullanarak Nükleer magnetonu $\mu_N = 3.1525 \times 10^{-8}$ eV/T bulunur. $\mu_N < \mu_B$ olması gösterir ki; atomik manyetizma çekirdek manyetizmasından büyüktür. Maddelerin manyetik özellikleri (ferromanyetizm) için,

atomik manyetizma kullanılır. Deneysel çalışmalarda kullanılan manyetik moment ifadesi:

$$\vec{\mu} = g_L \vec{L} \mu_N \quad g_L \begin{cases} g_L = 1 \text{ proton} \\ g_L = 0 \text{ nötron} \end{cases} \quad (1.9)$$

Proton ve nötronların spin manyetik momentleri vardır:

$$\mu = g_S s \mu_N \quad s = \frac{1}{2} \quad (1.10)$$

$$\begin{cases} \text{elektron} & g_s = 2.0023 \\ \text{proton} & g_s = 5.5856912 \pm 0.0000022 \\ \text{nötron} & g_s = -3.8260837 \pm 0.0000018 \end{cases}$$

değerleri bulunur. Noktasal bir parçacık için $g_s = 2$ olması gerekirken, proton için yaklaşık 3.6 kat fazla, nötron için ise 3.6 kat daha azdır. Bu proton ve nötronun temel parçacık olmadığını ve alt parçacıkları bulunduğunu gösterir. Mevcut teorilerde ise nükleonlar üç-kuarktan oluşmaktadır. Kuark manyetik momentlerinin toplamı nükleonun beklenen değerlerini vermektedir.

Çekirdekte, çiftler halinde bulunan nükleonların yörünge ve spin açışal momentlerinin toplamı sıfırdır. Böylece çift nükleonların manyetik momente katkıları sıfırdır. Çekirdeğin toplam manyetik momenti çiftlenmemiş valans nükleonlarına göre bulunur.

Çekirdeğin nükleer manyetik momenti, çekirdeğin bir dış manyetik alanla etkileşmesiyle ölçülür.

Valans nükleonların uyarılması ya da çiftlenmiş nükleonların oluşturduğu merkezi çekirdeğin (kor) uyarılması yöntemiyle nükleonları daha yüksek enerjili yörüngelere çıkararak uyarılmış nükleer kuantum öz-durumları oluşturulabilir. Çekirdeği uyarmak için enerji verildiğinde; titreşim ya da dönme kipleri uyarılır veya bir nükleon çifti ayrılıp valans nükleonlarına dönüşür veya valans nükleonları daha yüksek enerjili durumlara atlar. Uyarılmış nükleer kuantum öz-durumlarının özelliklerini belirlemek suretiyle nükleer yapı hakkında bilgi sahibi olunur.

Uyarılmış nükleer kuantum öz-durumlarından ölçülecek özellikler; uyarılma enerjisi, ömrü, bozunum kipleri, spini, paritesi, manyetik dipol momenti, elektrik kuadrupol momentidir.

1.1.2 Nükleer quadrupol momentler

Spini I olan nükleer bir durumun spektroskopik quadrupol momentler Q_s , nükleer yük dağılımının küresellikten sapmasının bir ölçüsüdür. $Q_s > 0$ olduğunda çekirdek kavun şeklinde (prolate); $Q_s < 0$ olduğunda çekirdek topaç şeklinde (oblate) deformasyona sahiptir. $Q_s = 0$ olduğunda ise çekirdeğin küresel simetrik bir yük dağılımına sahip olduğu anlamına gelir.

Klasik noktasal bir e yükünün elektrik quadrupolü $eQ = e(3z^2 - r^2)$ olarak verilir. Eğer parçacık küresel simetrik bir yörüngede hareket ediyorsa, o zaman ortalama olarak $z^2 = x^2 = y^2 = r^2/3$ ve $eQ = 0$ olur. Eğer parçacık x - y ($z=0$) düzlemindeki bir yörüngede hareket ediyorsa $eQ = -r^2$ 'dir. QM'de elektrik quadrupol moment, proton için:

$$eQ = e \int \psi^* (3z^2 - r^2) \psi dv \quad (1.11)$$

ile verilir ($e|\psi|^2 = \rho(\vec{r})$ yük yoğunluğu). Yukarıdaki ifade $(3z^2 - r^2)$ üzerinden $e|\psi|^2$ olasılığı ile bir ortalama almak anlamına gelmektedir. Nötronun yükü sıfır olduğundan nötronun quadrupol moment $Q = 0$ dır

Eğer küresel simetrik mevcutsa $|\psi|^2=0$ olacağından $Q = 0$ dır. Eğer $|\psi|^2$ değeri x - y ($z=0$) düzleminde büyük değerlere ulaşıyorsa $Q \sim -\langle r^2 \rangle$ olacaktır. Burada, $\langle r^2 \rangle$ karekök ortalama değerdir. Nükleonlar çiftler halinde hareket ettikleri için ve toplam açısal momentumlarının sıfır olması, onların küresel simetrik yörüngelerde hareket ettiğinin bir ifadesidir. Dolayısıyla elektrik quadrupol momentine katkıları sıfırdır. Birçok çekirdek için çekirdeğin elektrik quadrupol momentine katkının nükleer yüzeye yakın yörüngelerde hareket eden valans nükleonlarından geldiğini varsayabiliriz.

Elektrik quadrupol moment operatörü, \bar{Q} :

$$\bar{Q} = e \sum_{n=1}^A (3z_k^2 - r_k^2) \quad (1.12)$$

ifadesiyle tanımlanır. Burada; e elektrik yükü ve (z_k, r_k) k.inci nükleonun konumunun koordinatlarıdır (Castel ve Towner, 1990). Spektroskopik quadrupol moment, \bar{Q}_z operatörünün beklenen değeridir:

$$Q_s(I) \equiv \langle I, m = I | Q_{z1} | I, m = I \rangle \equiv \sqrt{\frac{I(2I-1)}{(2I+1)(2I+3)(I+1)}} (I \| Q_{z1} \| I) \quad (1.13)$$

Wigner-Eckart teoremi (de-Shalit ve Talmi, 1963) kullanılarak, indirgenmiş matris elemanları cinsinden ifade edilebilir. Böylece spini $I=1/2$ olan nükleer durumların, öz quadrupol moment değerinin sıfır olmamasına rağmen, spektroskopik quadrupol momenti sıfır olduğu ortaya çıkar. Kabuk modeli çerçevesinde, herhangi bir nükleer durumun dalga fonksiyonu $|L_m\rangle$, valans parçacıklarının konfigürasyonu yardımıyla hesaplanır. Böylece, denklemdeki bütün A sayıda nükleonlar için toplama işlemi, sadece valans nükleonlarının toplamıyla yapılabilir hale dönüşür. Bu nedenle, parçacık-kor ve parçacık-parçacık etkin etkileşimlerinin ve dalga fonksiyonunda dikkate alınmayan bazı konfigürasyon karışımlarının etkisini hesaba katmak için serbest nükleon yüklerinin ($e_\pi=1$ ve $e_\nu=0$), etkin yük e^π_{eff} ve e^ν_{eff} olarak değiştirilmesi gerekir. E2 operatörü çoğu zaman $Y_{20}(\theta_k \varphi_k)$ küresel tensör bileşenlerinin bir fonksiyonu olarak ifade edilir:

$$\bar{Q} = \sum_{i=1}^n \bar{Q}_Z(i) = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_{i=1}^n e_{\text{eff}}^i r_i^2 Y_{20}(\theta_i, \varphi_i) \quad (1.14)$$

Burada, n valans nükleonların sayısıdır. Quadrupol operatörü tek boyutlu bir operatör olduğundan, bir çoklu valans parçacıklı durumun quadrupol momenti, açısal momentum için kuplaj ayırma kuralları uygulayarak (Heyde, 1990) tek parçacık momentleri cinsinden ifade edilebilir. Spini j olan bir yörüngedeki herhangi bir nükleonun tek parçacık quadrupol momenti $Q_{(s.p.)(j)}$, o yörüngenin radyal ve açısal özelliklerine bağlıdır:

$$Q_{sp} = -e_j \frac{2j-1}{2j+2} \langle r_j^2 \rangle \quad (1.15)$$

Burada $\langle r_j^2 \rangle$ (n, l, j) durumundaki bir parçacığın kare ortalama değeridir. Kapalı bir kabuğun dışında hareket eden bir parçacık böylece negatif bir quadrupol momente sahiptir ve küresel bir çekirdeğin oblet deformasyonuna doğru polarize olması olarak yorumlanabilir. Eğer bir yörüngede bir deşik olduğu varsayılırsa, quadrupol moment işaret değiştirir: ($e_j(\text{deşik}) = -e_j(\text{parçacık})$).

Quadrupol moment, çekirdeklerin deformasyonu çalışmalarında mükemmel bir araçtır. Aşırı deforme olmuş aksenel simetrik çekirdekler için, aşağıdaki ifade

kullanılarak, ölçülen (spektroskopik) quadrupol moment Q_s , genelleştirilmiş öz quadrupol moment Q_0 ile ilişkilendirilebilir:

$$Q_s = \frac{3K^2 - I(I + 1)}{(I + 1)(2I + 3)} Q_0 \quad (1.16)$$

Burada, K , I toplam spininin deforme çekirdek simetri eksenindeki izdüşümüdür. Hidrodinamik modelde, çekirdek bir sıvı damlasına benzetilir. Bu modelde genelleştirilmiş öz quadrupol moment, β_2 çekirdek deformasyon parametresi ile aşağıdaki gibi ilişkilendirilir:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} eZR^2\beta_2 \left\{ 1 + \pi^2 \left(\frac{a}{R}\right)^2 + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_2 \right\} \quad (1.17)$$

Bu ifade, yüzey kalınlığı (Pb bölgesi için $a = 0,54$) nedeniyle bir düzeltmeyi dikkate alır ve nükleer yarıçap $R = 1,2A^{1/3}$ fm olarak alınır. Yüzey düzeltme terimi genellikle dikkate alınmaz, çünkü özellikle ağır çekirdekler için çok küçüktür (Ring ve Schuck, 1980).

2. MATERYAL ve YÖNTEM

Simetrik dönüşümler altında nükleer Hamiltonyenin değişmez olmasından dolayı çok parçacıklı bir sistem olan çekirdeklere toplam çizgisel momentum P , toplam açısal momentum J , parçacık sayısı N gibi büyüklükler korunmalıdır. Çok parçacıklı bir sistem için Hamiltonyen,

$$\hat{H} = \sum_i^A \frac{\hat{P}_i^2}{2m_i} + \sum_{i,j} V(i,j) \quad (2.1)$$

şeklinindedir. Burada $V(i,j)$, ikili nükleon-nükleon etkileşmesi terimidir. Bu etkileşme genel olarak,

$$V_{12} = \langle r'_1 s'_1 t'_1 r'_2 s'_2 t'_2 | V | r_1 s_1 t_1 r_2 s_2 t_2 \rangle \quad (2.2)$$

matris elemanı ile ifade edilir. İki parçacıktan oluşan bir sistemin durumu koordinat dalga fonksiyonları $|r_1\rangle$ ve $|r_2\rangle$ ile $|s_1\rangle$ ve $|s_2\rangle$ çarpımı şeklindedir.

(2.1) Hamiltonyeni aşağıdaki komütasyon kurallarını sağlar,

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^A \vec{P}_i \quad [\hat{H}, \vec{P}] = 0 \quad (2.3)$$

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A \vec{J}_i \quad [\hat{H}, \vec{J}] = 0 \quad (2.4)$$

$$N = \sum_{i=1}^A N_i \quad [\hat{H}, N] = 0 \quad (2.5)$$

Çekirdeklere, korunan bu büyüklüklerin yanında yaklaşık olarak korunan büyüklükler de mevcuttur. Mesela: İzospin uzayında z-ekseni etrafında bir dönmeye toplam elektrik yükü korunurken, protonlar arasında elektromanyetik etkileşme mevcut olması ve proton ile nötronun kütlelerinin birbirlerinden farklı olması nedenlerinden dolayı toplam izospin yaklaşık olarak korunur.

$$\vec{T} = \sum_{i=1}^A \vec{t}^{(i)} \quad [\hat{H} - V_c, \vec{T}] = 0 \quad (2.6)$$

Çok parçacıklı sistem olan çekirdekte Schrödinger denklemi kesin çözülemediği için çeşitli modeller kullanılır. Çekirdek fiziğinde sıklıkla kullanılan bu tür modellerden

biri kabuk modelidir. Bu modelde çok parçacıklı sistemi oluşturan her bir nükleon, diğer nükleonların oluşturduğu ortalama ortak bir potansiyel alanda hareket ettiği varsayılır. Ortalama alan potansiyeli Hartree Fock yöntemi ile elde edilir. Bu yöntemle göre, ortalama alanda hareket eden her bir nükleonun hamiltonyenler toplamı çekirdek hamiltonyenine eşit olur ve değişkenlere ayırma yöntemi kullanılarak Schrödinger denklemi çözülür. Kabuk modeli için ortalama alan potansiyeli,

$$V(r)=V_0(r)+V_1(r)+V_{ls}(r)+V_c(r) \quad (2.7)$$

olarak kabul edilir. Burada $V_0(r)$ Woods-Saxon potansiyeli izoskaler kısmını; $V_1(r)$ Woods-Saxon potansiyelinin izovektör kısmını; $V_{ls}(r)$ Spin-yörünge etkileşme potansiyelini; $V_c(r)$ Coulomb etkileşme potansiyelini ifade etmektedir. İlk iki terim ortalama alan potansiyelinin radyal kısmıdır. Bu radyal kısım için kullanılan potansiyel Woods-Saxon potansiyelidir. Bu potansiyelin izoskaler kısmı:

$$V_0(r) = -V_0 \cdot f(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp[(r - R_0)/a]} \quad (2.8)$$

Burada, $V_0 \approx \text{MeV}$, $a \approx 0.5 \text{ fm}$, $r_0 \approx 1.2$, $R_0 = r_0 A^{1/3} \text{ fm}$ dir. Woods-Saxon potansiyelinin izovektör terimi,

$$V_1(r) = 2\mu V_0 f(r) \frac{N-Z}{A} t_z \quad (2.9)$$

Burada, μ izovektör parametresidir. Ortalama alan potansiyelinin spin yörünge terimi,

$$V_{ls}(r) = -\delta_{ls} \sum_{i=1}^A \frac{1}{r_i} \frac{dV(r_i)}{dr_i} (\vec{l}_i \cdot \vec{s}_i) \quad (2.10)$$

Burada, δ_{ls} spin-yörünge etkileşme parametresini; $V(r_i)$, izoskaler ve izovektör potansiyelinin toplamı olan Woods-Saxon potansiyelidir. Coulomb potansiyeli ise aşağıdaki gibidir:

$$V_c(r_i) = \sum_{i=1}^A f_c(r_i) \cdot \left(\frac{1}{2} - t_z^i\right) \quad (2.11)$$

Bu modeldeki Hamilton operatörü yukarıda verilen komütasyon koşullarını sağlamamaktadır:

$$[\hat{H}_{sp}, \vec{P}] \neq 0, \quad [\hat{H}_{sp}, N] \neq 0 \quad (2.12)$$

$$[\hat{H}_{sp}, \vec{J}] \neq 0, \quad [\hat{H}_{sp}, \vec{N}] \neq 0 \quad (2.13)$$

Kabuk modeli, küresel tek çekirdeklerde taban durumunun spin ve paritelerini, izometrik durumlarını; spin-yörünge kuplajlı harmonik titreşici potansiyelli ortalama alanını tarifte başarılıdır. Fakat çekirdek deformasyonu ve yasak geçişleri açıklama getiremediği gibi, eylemsizlik momenti hesaplamasında başarısızdır. Ayrıca çekirdeklerde kollektif etkileşmenin sonucu olan elektrik dipol rezonansı, izobar analog rezonans, Gamow-Teller rezonans (GTR) gibi olaylar bu model ile açıklanamaz. Söz konusu kollektif modları açıklamak için tek parçacık Hamiltonyen ifadesine etkin etkileşme teriminin eklenir. Bunun için ortalama alan potansiyeline multipol-multipol etkin etkileşmesi eklenir. Çekirdeklerde izovektör titreşimleri incelenirken. Eklenen her etkin etkileşme için bir veya birden fazla serbest katsayı içerir. Bu katsayılar deney sonuçları ile karşılaştırılarak tayin edilir.

2.1 Wigner-Eckart Teoremi ve Matris Elemanları

Öncelikle, indirgenmemiş tensör operatörlerinin matris elemanları genel bir biçimde elde edilecektir (Varshalovich, Moskalev, Kherson, 1988).

Bir kuantum mekanik sistem (njm) kuantum sayı seti ile tarif edilir. Burada, j ve m açısal momentum ve onun kuantumlanmış eksen üzerindeki izdüşümüdür. n ise herhangi bir durumu tanımlamak için gerekli diğer bütün kuantum sayıları için kullanılır. Bu durumun dalga fonksiyonu Ψ_{njm} olsun. $(n'j'm')$ ve (njm) durumları arasındaki k ranklı herhangi bir indirgenmemiş tensör operatörü matris elemanı \hat{M}_{kk} :

$$\langle n'j'm' | \hat{M}_{kk} | njm \rangle \equiv \int \Psi_{n'j'm'} \hat{M}_{kk} \Psi_{njm} d\tau \quad (2.14)$$

şeklinde tanımlanır. \hat{M}_{kk} tensörün herhangi bir bileşenidir.

2.1.1 Wigner-Eckart Teoremi

Wigner-Eckart teoremi matris elemanlarının elde edilmesinde sıklıkla kullanılır. Bu teoreme göre; herhangi bir matris elemanının koordinat sisteminin yönüne, yani m , m' ve κ , projeksiyonlarına bağımlılığı, tamamen $3jm$ sembolüne veya Clebsch-Gordan katsayısı içinde ifade edilir:

$$\begin{aligned} \langle n'j'm' | \widehat{M}_{\kappa\kappa} | njm \rangle &= (-1)^{j'-m'} \begin{pmatrix} j' & \kappa & j \\ -m' & \kappa & m \end{pmatrix} \langle n'j' | | \widehat{M}_{\kappa} | | nj \rangle = \\ &(-1)^{2\kappa} C_{jm\kappa\kappa}^{j'm'} \frac{\langle n'j' | | \widehat{M}_{\kappa} | | nj \rangle}{\sqrt{2j'+1}} \end{aligned} \quad (2.15)$$

$\langle n'j' | | \widehat{M}_{\kappa} | | nj \rangle$ invariant faktörüne, $\widehat{M}_{\kappa\kappa}$ tensör operatörleri setinin indirgenmiş matris elemanı denilir. Denklem (2.14) tanımından, birim operatörün indirgenmiş matris elemanı:

$$\langle n'j' | | \hat{I} | | nj \rangle = \sqrt{2j'+1} \delta_{n'n'} \delta_{j'j'} \quad (2.16)$$

olarak verilir. Burada, $\pi_{\alpha\beta\dots\epsilon \equiv [(2\alpha+1)(2\beta+1)\dots(2\epsilon+1)]}$ notasyonu kullanılır.

2.1.2 Toplam Kuralı

Denklem (2.14) tanımını kullanarak, indirgenmemiş tensör operatörlerinin matris elemanları toplamı için aşağıdaki kurallar elde edilir:

$$\sum_{m\kappa} |\langle n'j'm' | \widehat{M}_{\kappa\kappa} | njm \rangle|^2 = \frac{|\langle n'j' | | \widehat{M}_{\kappa} | | nj \rangle|^2}{2j'+1} \quad (2.17)$$

$$\sum_{m'\kappa} |\langle n'j'm' | \widehat{M}_{\kappa\kappa} | njm \rangle|^2 = \frac{|\langle n'j' | | \widehat{M}_{\kappa} | | nj \rangle|^2}{2j'+1} \quad (2.18)$$

$$\sum_{mm'} |\langle n'j'm' | \widehat{M}_{\kappa\kappa} | njm \rangle|^2 = \frac{|\langle n'j' | | \widehat{M}_{\kappa} | | nj \rangle|^2}{2\kappa+1} \quad (2.19)$$

$$\sum_{mm'\kappa} |\langle n'j'm' | \widehat{M}_{\kappa\kappa} | njm \rangle|^2 = |\langle n'j' | | \widehat{M}_{\kappa} | | nj \rangle|^2 \quad (2.20)$$

2.1.3 Tensör Operatörlerinin Matris Elemanları

Kuantum sistemlerinin öz durumlarını açıklayan bir dalga fonksiyonunun değişkenleri genellikle spine (ξ) bağlı olduğu gibi konuma da (r, ϑ, φ) bağlı olarak tanımlanır:

$$\Phi(r, \vartheta, \varphi, \xi) = \Psi_n(r) Y_{lm}(\vartheta, \varphi) X_{sm_s}(\xi) = \langle r, \vartheta, \varphi, \xi | n, l, m; sm_s \rangle \quad (2.21)$$

Burada, l ve m açısal momentum ve onun izdüşümüdür. Dalga fonksiyonları (2.21) denklemindeki operatörlerin $(nlmsm_s)$ gösterimini belirler.

Eğer \hat{L} ve \hat{S} açısal momentumları, izdüşümü M olan \hat{J} toplam açısal momentum kuplajı ile ifade edilirse, kuantum sisteminin bir öz durumunu ifade eden dalga fonksiyonu tanımı:

$$\begin{aligned} \Phi(r, \vartheta, \varphi; \xi) &= \Psi_n(r) \sum_{mm_s} C_{lmsm_s}^{JM} Y_{lm}(\vartheta, \varphi) X_{sm_s}(\xi) \\ &= \Psi_n(r) Y_{JM}^{ls}(\vartheta, \varphi) = \langle r, \vartheta, \varphi, \xi | n, l, s, J, M \rangle \end{aligned} \quad (2.22)$$

Buradaki dalga fonksiyonları operatörlerin $(nlsJM)$ gösterimini belirler. Eğer bir operatör sadece konum değişkenine etki ediyorsa, $(nlmsm_s)$ formundaki matris elemanlarının işlemleri (nlm) formunda matris elemanları işlemlerine dönüşür:

$$\langle n' l' m'; s' m'_s | \hat{M}_{kk}(r, \vartheta, \varphi) | n l m; sm_s \rangle = \delta_{s's'} \delta_{m_s m'_s} \langle n' l' m' | \hat{M}_{kk}(r, \vartheta, \varphi) | n l m \rangle \quad (2.23)$$

Eğer herhangi bir operatör sadece spin değişkenine bağlı ise, benzer ifade kullanılır:

$$\langle n' l' m'; s' m'_s | \hat{N}_{kk}(\xi) | n l m; sm_s \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm'} \langle n' s' m'_s | \hat{N}_{kk}(\xi) | n s m_s \rangle \quad (2.24)$$

Bundan sonra sadece konuma değişkenine veya sadece spin değişkenine bağlı operatörlerin matris elemanları sırasıyla (nlm) veya (nsm_s) formunda işlem görecektir. $(nlsJM)$ formundaki $\hat{M}_{kk}(r, \vartheta, \varphi)$ ve $\hat{N}_{kk}(\delta)$ operatörlerinin matris elemanlarını hesaplamak için:

$$\langle n'l's'J' || \widehat{M}_k || nlsJ \rangle = \delta_{ss'} (-1)^{J+l'+s+k} \Pi_{JJ'} \left\{ \begin{matrix} l & s & J \\ J' & k & l' \end{matrix} \right\} \langle n'l' || \widehat{M}_k || nl \rangle \quad (2.25)$$

$$\langle n'l's'J' || \widehat{N}_k || nlsJ \rangle = \delta_{ll'} (-1)^{J'+l+s+k} \Pi_{JJ'} \left\{ \begin{matrix} s & l & J \\ J' & k & s' \end{matrix} \right\} \langle n's' || \widehat{N}_k || ns \rangle \quad (2.26)$$

denklemleri kullanılır.

Küresel bir harmonik operatör \widehat{Y}_{Lv} , konum değişkenleri ϑ, φ' ye bağlıdır. Wigner-Eckart teoremin kullanılarak,

$$\langle l'm' | \widehat{Y}_{Lv} | lm \rangle = \frac{\langle l' || \widehat{Y}_l || l \rangle}{\sqrt{2l'+1}} C_{lmLv}^{l'm'} \quad (2.27)$$

$$\langle l' | \widehat{Y}_L | l \rangle = \sqrt{\frac{(2L+1)(2l+1)}{4\pi}} C_{l0L0}^{l'0} \quad (2.28)$$

$$\langle l's'J'M' | \{ \widehat{Y}_L \otimes \widehat{S}_l \}_{L'v'} | lsJM \rangle = \delta_{ss'} \sqrt{\frac{(2J+1)(2L'+1)(2L+1)(2l+1)s(s+1)(2s+1)}{4\pi}} \\ x C_{l0L0}^{l'0} C_{JML'v'}^{J'M'} \left\{ \begin{matrix} l & L & l' \\ s & l & s \\ J & L' & J' \end{matrix} \right\} \quad (2.29)$$

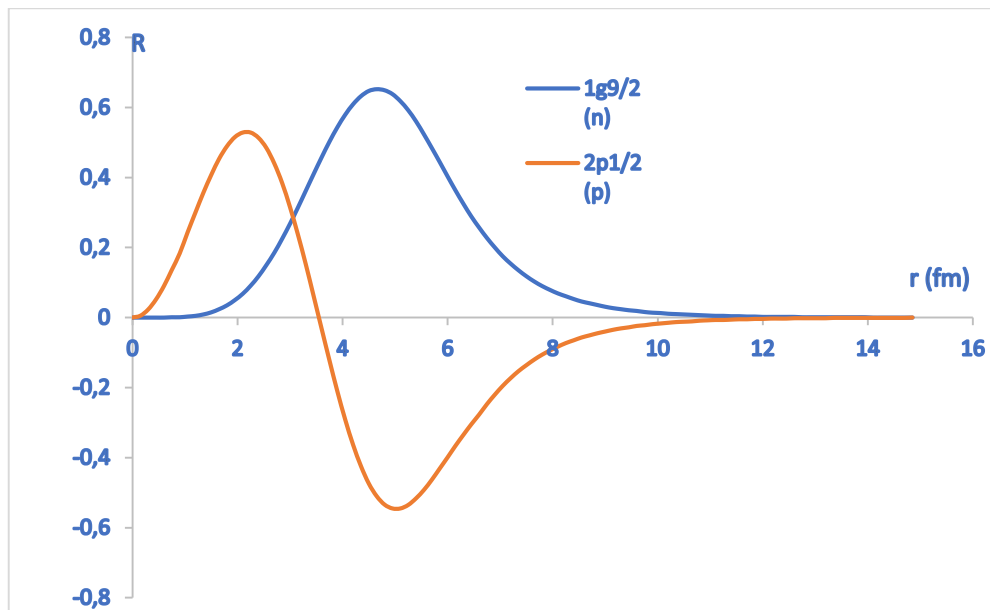
bulunur.

3. ARAŞTIRMA SONUÇLARI ve TARTIŞMA

Quadrupol ve Spin Quadrupol matris elemanları elde edilmiş ve bu çalışmanın ekinde verilen FORTRAN77 programıyla ^{90}Zr çekirdeği için hesaplanmış ve Çizelge 3.2 olarak verilmiştir. İncelenen çekirdeğin nötron ve proton enerji spektrumu MeV cinsinden Çizelge.3.1’de verilmiştir. Çizelgede koyu ve italik olanlar Fermi enerji seviyelerini göstermektedir.

Çizelge 3.1 ^{90}Zr çekirdeğinin nötron ve proton enerji seviyeleri

Proton					Nötron				
<i>n</i>	<i>l</i>	<i>j</i>	sembol	Enerji (MeV)	<i>n</i>	<i>l</i>	<i>j</i>	sembol	Enerji (MeV)
1	0	0.500	1s _{1/2}	-34.8693542480	1	0	0.500	1s _{1/2}	-41.9518737793
1	1	1.500	1p _{3/2}	-28.8892898560	1	1	1.500	1p _{3/2}	-35.3898162842
1	1	0.500	1p _{1/2}	-27.6909904480	1	1	0.500	1p _{1/2}	-34.3858566284
1	2	2.500	1d _{5/2}	-22.0356483459	1	2	2.500	1d _{5/2}	-28.1193046570
2	0	0.500	2s _{1/2}	-18.0121231079	2	0	0.500	2s _{1/2}	-24.8309326172
1	2	1.500	1d _{3/2}	-19.3178730011	1	2	1.500	1d _{3/2}	-25.7823123932
1	3	3.500	1f _{7/2}	-14.3115406036	1	3	3.500	1f _{7/2}	-20.0887718201
2	1	1.500	2p _{3/2}	-9.2464570999	2	1	1.500	2p _{3/2}	-15.9196624756
1	3	2.500	1f _{5/2}	-9.5827217102	1	3	2.500	1f _{5/2}	-15.9666519165
2	1	0.500	2p_{1/2}	-7.4819774628	2	1	0.500	2p _{1/2}	-14.3508872986
1	4	4.500	1g _{9/2}	-5.9689412117	1	4	4.500	1g_{9/2}	-11.5366106033
2	2	2.500	2d _{5/2}	-0.3472210169	2	2	2.500	2d _{5/2}	-6.9025006294
2	2	1.500	2d _{3/2}	2.6442365646	1	4	3.500	1g _{7/2}	-5.3482279778
1	4	3.500	1g _{7/2}	1.0959010124	3	0	0.500	3s _{1/2}	-5.1574182510
1	5	5.500	1h _{10/2}	2.8363931179	2	2	1.500	2d _{3/2}	-4.2611994743
2	3	3.500	2f _{7/2}	6.9579043388	1	5	5.500	1h _{10/2}	-2.6192157269
2	3	2.500	2f _{5/2}	7.7447857857	2	3	3.500	2f _{7/2}	0.8198221922
3	0	0.500	3s _{1/2}	1.7309695482	1	5	4.500	1h _{9/2}	5.0781254768
3	1	1.500	3p _{3/2}	6.0613775253	2	3	2.500	2f _{5/2}	2.3500926495



Şekil 3.1 Fermi seviyesi dalga fonksiyonu radyal bileşeninin çekirdek yarıçapıyla değişimi

Çizelge 3.2 ⁹⁰Zr izotopunun Quadrupol ve Spin Quadrupol Matris Elemanları

<i>Quadrupol Matris Elemanları</i>			<i>Spin Quadrupol Matris Elemanları</i>		
<i>Geçişler</i>	<i>Nötron</i>	<i>Proton</i>	<i>Geçişler</i>	<i>Nötron</i>	<i>Proton</i>
1s _{1/2} →1d _{5/2}	7.77227	8.25308	1s _{1/2} →1d _{5/2}	6.34604	6.73861
1s _{1/2} →1d _{3/2}	-6.29505	-6.66845	1s _{1/2} →1d _{3/2}	7.70983	8.16716
1s _{1/2} →2d _{5/2}	-0.61460	-0.78796	1s _{1/2} →2d _{5/2}	-0.50182	-0.64336
1s _{1/2} →2d _{3/2}	0.91506	1.13325	1s _{1/2} →2d _{3/2}	-1.12072	-1.38794
1p _{3/2} →1f _{7/2}	13.6361	14.1212	1p _{3/2} →2s _{1/2}	-7.10047	-7.13886
1p _{3/2} →1f _{5/2}	-5.52129	-5.70134	1p _{3/2} →1f _{7/2}	11.1338	11.5299
1p _{3/2} →2f _{7/2}	-0.62931	-0.61767	1p _{3/2} →1f _{5/2}	11.2703	11.6378
1p _{3/2} →2f _{5/2}	0.30312	0.20827	1p _{3/2} →2f _{7/2}	-0.51383	-0.50432
1p _{1/2} →1f _{5/2}	9.91931	10.2098	1p _{1/2} →2f _{5/2}	-0.61875	-0.42514
1p _{1/2} →2f _{5/2}	-0.34474	-0.24565	1p _{1/2} →3s _{1/2}	1.94017	2.04506
1d _{5/2} →2s _{1/2}	-9.40358	-9.33195	1p _{1/2} →1d _{5/2}	7.93569	8.18806
1d _{5/2} →1g _{9/2}	19.9859	20.3537	1p _{1/2} →1d _{3/2}	9.54452	9.82637
1d _{5/2} →1g _{7/2}	-5.60828	-5.69567	1p _{1/2} →2d _{5/2}	-1.75445	-1.79683
1d _{5/2} →3s _{1/2}	4.32680	4.31169	1p _{1/2} →2d _{3/2}	-2.78127	-2.92881
2s _{1/2} →1d _{3/2}	7.15938	7.03077	1d _{5/2} →2p _{3/2}	-8.60147	-8.51962
2s _{1/2} →2d _{5/2}	9.07435	9.14284	1d _{5/2} →2p _{1/2}	-6.73492	-6.73128
2s _{1/2} →2d _{3/2}	-7.86290	-7.95538	1d _{5/2} →1g _{9/2}	16.3184	16.6187
1d _{1/2} →1g _{7/2}	15.9207	16.1059	1d _{5/2} →1g _{7/2}	16.0270	16.2767
1d _{1/2} →3s _{1/2}	2.82948	2.73739	2s _{1/2} →1d _{3/2}	-8.76841	-8.61090
1f _{7/2} →2p _{3/2}	-13.6801	-13.4098	2s _{1/2} →2d _{5/2}	7.40918	7.46510
1f _{7/2} →1h _{11/2}	26.6414	26.8069	2s _{1/2} →2d _{3/2}	9.63004	9.74331
2p _{3/2} →1f _{5/2}	5.04669	4.86349	1d _{1/2} →1f _{7/2}	12.8180	12.9964
2p _{3/2} →2f _{7/2}	16.2570	12.8223	1d _{1/2} →1f _{5/2}	12.8379	12.9853
2p _{3/2} →2f _{5/2}	-4.25251	-2.88591	1d _{1/2} →3s _{1/2}	3.46539	3.35261
1f _{5/2} →2p _{1/2}	-9.79064	-9.52203	1d _{1/2} →2f _{7/2}	-2.13656	-1.60805
2p _{1/2} →2f _{5/2}	8.00425	5.54546	1d _{1/2} →2f _{5/2}	-1.63418	-1.01529
1g _{9/2} →2d _{5/2}	-18.0423	-17.4997	1f _{7/2} →2d _{5/2}	-10.7621	-10.5497
2d _{5/2} →1g _{7/2}	4.74652	4.51663	1f _{7/2} →2d _{3/2}	-10.0336	-9.94971
2d _{5/2} →3s _{1/2}	-17.5813	4.51663	1f _{7/2} →1h _{11/2}	21.7526	21.8877
1h _{10/2} →2f _{7/2}	-24.0174	-19.3020	2p _{3/2} →1f _{5/2}	-10.3015	-9.92756
			2p _{3/2} →2f _{7/2}	13.2738	10.4694
			2p _{3/2} →2f _{5/2}	8.68040	5.89084
			2p _{3/2} →3s _{1/2}	-12.4907	-12.3327
			1f _{5/2} →2p _{1/2}	-7.99402	-7.77470
			1f _{5/2} →1g _{9/2}	17.8753	17.8844
			1f _{5/2} →1g _{7/2}	17.4656	17.4335
			2p _{1/2} →2d _{5/2}	11.3418	11.2192
			2p _{1/2} →1d _{5/2}	14.3933	14.2971
			1g _{9/2} →2f _{7/2}	-12.8683	-9.80906
			1g _{9/2} →2f _{5/2}	-7.87516	-5.09356
			2d _{5/2} →1g _{7/2}	-13.5643	-12.9073
			2d _{3/2} →2f _{7/2}	22.0895	21.6869
			2d _{3/2} →2f _{5/2}	19.0250	17.6046
			1g _{7/2} →1h _{11/2}	23.9578	23.6525

4. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

4.1 Sonuçlar

Nötronların Fermi enerji seviyesi $1g_{9/2}$ ve protonların Fermi enerji seviyesi $2p_{1/2}$ dir. Bu durumların dalga fonksiyonlarının radyal bileşenlerinin çekirdek yarıçapına göre değişiminin grafikleri Şekil 3.1’de verilmiştir. Şekilde görüldüğü üzere, nötronların $1g_{9/2}$ durumunun baş kuantum sayısı $n=1$ olduğundan dalga fonksiyonunun bir adet sıfır değeri vardır; protonların $2p_{1/2}$ durumunun baş kuantum sayısı $n=2$ olduğundan dalga fonksiyonunun iki adet sıfır değeri vardır.

Nötron dalga fonksiyonunun proton dalga fonksiyonunun daha sağında olmasının nedeni spin-yörünge etkileşmesidir. Spin-yörünge etkileşmesi Coulomb etkileşmesinden daha büyük olmasından dolayı dalga fonksiyonu daha büyük yarıçap tarafına kaymıştır.

4.2 Öneriler

Elde edilen Quadrupol ve Spin Quadrupol matris elemanlarının değerlerinin hesaplanması için tasarlanan ve ^{90}Zr çekirdeği için kullanılan Fortran 77 program algoritması EK1’de verilmiştir. Bu program diğer küresel çekirdekler için de kullanılabilir.

KAYNAKLAR

- Castel, B., Towner, I., 1990, Modern Theories of Nuclear Moments, *Oxford: Clarendon Press*.
- Decrock, P., Delbar, T., Duhamel, P., Galster, W., Huyse, M., Leleux, P., Vervier, J., 1991. Determination of the $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ reaction cross section using a ^{13}N radioactive ion beam, *Physical Review Letters*, 808.
- Delbar, T., 1992, Radioactive nuclear beams, *2. international conference on radioactive nuclear beams*, Bristol (United Kingdom): Bristol: IOP, 444.
- De-Shalit, A., Talmi, I., 1963, Nuclear Shell Theory, *New York: Academic Press*.
- Heyde, K., 1990, The Nuclear Shell Model, *Berlin: Springer*.
- Myers, W., Swiatecki, W., 1966. Nuclear masses and deformations, *Nuclear Physics*, 1-60.
- Myers, W., Nitschke, M., Norman, E., 1990. Proceedings of the First International Conference on Radioactive Nuclear Beam. *World Scientific*.
- Raghavan, P., 1989, Table of nuclear moments, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 189-291.
- Ring, P., Schuck, P., 1980, The Nuclear Many Body Problem, *New York: Springer*.
- Soloviev, V., 1976, Theory of Complex Nuclei, *Oxford: Pergamon*.
- SPIRAL group, Villari, A., 2001. The accelerated ISOL technique and the SPIRAL project, *Nuclear Physics A*, 465-476.
- Stone, N., 2003, Table of nuclear moments, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 75-176.
- Varshalovich, D., Moskalev, A., Kherson, V., 1988, Quantum Theory of Angular Momentum. *Singapore: World Scientific*.

EKLER

EK-1 Qudrupol ve Spin Qudrupol matris elemanlarının hesaplanmasında kullanılan FORTRAN77 programı.

```

REAL ME1,ME2,LW1,LW2
COMMON/BL1/ EN12(300,2),BJ12(100,2),DJ12(100,2),AJ12(100,2)
COMMON/BL2/ KCHNP(2),METGA,CN(2),XK0,XKD,XK1,EEF(2)
COMMON/BL3/LW1,LW2,KVAR,TNZ(2),AMWI(2),FWI(2),FIWI(2)
COMMON/BLD3/DET(3,3)
DIMENSION LK1(300,2),LK2(300,2),AJK1(300,2),AJK2(300,2)
DIMENSION BETA(2),DELTA(2),GAMMA(2),V1J(100,2)
DIMENSION EN(30,2),XLN(2),EE(600),PRSUM(2),NF(2)
DIMENSION NN(30,2),LN(30,2),AMATN(300,2),ME1(2),ME2(2)
DIMENSION
FFN(30,101,2),EPN(300,2),PSI(100,2),ANZ(2),PRSUMD(2)
DIMENSION
KVN1(300,2),KVN2(300,2),FII(100,2),AMA(300),ANA(300)
DIMENSION VN1(300,2),XKAP0(2),XKAP1(2),XKAPD(2),ATA(300)
DIMENSION D2(2),BD2(2),B2(2),ARAD(300,2),SIMP(100),DSUM1(2)
DIMENSION PRSUMKP(2),AJN(30,2),BIB(100,2)
DIMENSION SKPE2(2),SKPE1(2),SKP0(2),SKPA1(2),SKPA2(2)
OPEN(19,STATUS='OLD',FILE='DAT4090',FORM='FORMATTED')
OPEN(21,STATUS='OLD',FILE='FUDAN',FORM='FORMATTED')
OPEN(23,FILE='XADDAN',STATUS='OLD')
C   OPEN(83,FILE='nilay',STATUS='OLD')
METGA=0           ! GALİLEO İNVARİYANT DEĞİLDİR
METGA=1           ! GALİLEO İNVARİYANTTIR
C   A=DOGJ(1.,1.,2.,0.5,1.0,0.5,1.5,1.,1.5)
C   WRITE(*,*)'A=',A
C   STOP

READ(19,1112)A,AZ,DEV1,DEV2,DEV3,DEV4,DEV5,DEV6
WRITE(23,1112)A,AZ,DEV1,DEV2,DEV3,DEV4,DEV5,DEV6
READ(19,1112)A,AZ,DEV1,DEV2,DEV3,DEV4,DEV5,DEV6
WRITE(23,1112)A,AZ,DEV1,DEV2,DEV3,DEV4,DEV5,DEV6
READ(19,*)NF(1),NF(2),ADD,CDDD,DDRO
READ(19,*)ABD,ABD,ABD,ABD,ABD
WRITE(23,*)NF(1),NF(2)
1112 FORMAT(8F8.3)
C   STOP
SABIT=0
SABIT=1.
WRITE(*,*) 'METGANIN DEĞERİNİ VERİNİZ'
WRITE(*,*) 'METGA=1 PYATOV-SALAMOV YÖNTEMİ'
WRITE(*,*) 'METGA=2 NON GALİLEO İNVARİYANT'
WRITE(*,*) 'METGA=3 GALİLEO İNVARİYANT'
READ(*,*)METGA
WRITE(*,*) 'CN VE CP-LERİ VERİNİZ'
READ(*,*)CNN,CNP
WRITE(*,*) 'ISOVEKTOR SABİTİNİ VERİNİZ'
READ(*,*)XKAP
SIMP(1)=1.
DO 124 IS=1,49
SIMP(2*IS)=4.
124 SIMP(2*IS+1)=2.

```

```

SIMP(99)=1.
EEF(1)=AZ/A
EEF(2)=- (A-AZ) /A
EEFN=0.                                !!-AZ/A
EEFP=1-EEFN
XK1=XKAP*A**(-5./3.)
XK0=XK1*5.
KCAR=1
WRITE(23,*) ' INCELENEEN ÇEKİRDEĞİN A VE Z DEĞERLERİ',A,AZ
AN=A-AZ
ANZ(1)=AN
ANZ(2)=AZ
TNZ(1)=AN
TNZ(2)=-AZ
CN(1)=CNN/SQRT(A)
CN(2)=CNP/SQRT(A)
R0=1.24*A**(1./3.)
LAM=1
KAP=3
AM1=0.
AM2=0.
AM=0.
AJ2=1.
SHAG=0.15
DELTA(1)=CN(1)
DELTA(2)=CN(2)
KC1=1
DO 101 KL=1,2
XKAP0(KL)=0.
XKAP1(1)=0.
XKAPD(KL)=0.
D2(KL)=0.
BD2(KL)=0.
B2(KL)=0.
PRSUM(KL)=0.
PRSUMD(KL)=0.
PRSUMKP(KL)=0.
BETA(KL)=0.
GAMMA(KL)=0.
READ(19,*) KN
3  FORMAT(I3)
   NN1=NF(KL)
   DO 2 I=1,KN
   READ(19,4) EN(I,KL),NN(I,KL),LN(I,KL),AJN(I,KL)
C   WRITE(*,4) EN(I,KL),NN(I,KL),LN(I,KL),AJN(I,KL)
C   PAUSE
   4  FORMAT(10X,F15.10,2X,I6,2X,I10,2X,F10.3)
7777 FORMAT(10X,F15.10,2X,F15.8,2X,I6,2X,I10,2X,F10.3)
   READ(19,5) (FFN(I,J,KL),J=1,100)
   5  FORMAT(10(2X,F8.3))
   DUM=0.
   DO 913 II=1,99
   RR=SHAG*(II-1)
   FRR=1./(1.+EXP((RR-R0)/0.63))
913  DUM=DUM+FFN(I,II,KL)*FFN(I,II,KL)*FRR*SIMP(II)
   DUM=DUM*SHAG/(2.*AJN(I,KL)+1.)/3.
   ZNZ=1.
   IF(KL.EQ.2) ZNZ=-1.

```

```

V1J(I,KL) = ZNZ*53.*0.63*DUM*(AN-AZ)/A
C   WRITE(23,7777)
EN(I,KL),V1J(I,KL),NN(I,KL),LN(I,KL),AJN(I,KL)
2  CONTINUE
C   KIMYEVI POTENSIYELIN HESAPLANMASI C=12/SQRT(A)
XL1=EN(NN1,KL)
66  SUM1=0.
    SUM2=0.
    DO 6 I=1,KN
      B1=SQRT(CN(KL)**2+(EN(I,KL)-XL1)**2)
      SUM1=SUM1+(AJN(I,KL)+0.5)*(1-EN(I,KL)/B1)
      SUM2=SUM2+(AJN(I,KL)+0.5)/B1
6   CONTINUE
C   WRITE(*,*) XL1,ANZ(KL),SUM1,SUM2,B1,EN(NN1,KL)
C   PAUSE
XLN(KL)=(ANZ(KL)-SUM1)/SUM2
IF(ABS(XLN(KL)-XL1).LT.0.01) GO TO 67
XL1=XLN(KL)
GO TO 66
67  KCH=1
    DO 7766 I=1,KN
      EPSN1=SQRT(CN(KL)**2+(EN(I,KL)-XLN(KL))**2)
      V1=SQRT(0.5*(1-(EN(I,KL)-XLN(KL))/EPSN1))
      V1J(I,KL)=V1J(I,KL)*(1.-2.*V1**2)
      WRITE(23,7777) EN(I,KL),V1J(I,KL),NN(I,KL),LN(I,KL),AJN(I,KL)
7766 CONTINUE
      DSUM1(KL)=0.
      SKPE1(KL)=0.
      SKP0(KL)=0.
      SKPA1(KL)=0.
      SKPA2(KL)=0.
C   STOP
    DO 10 I=1,KN
      DO 12 J=I,KN
        AL1=LN(I,KL)
        AL2=LN(J,KL)
C   KUADRUPOL 2+ MATRISA ELEMENLARININ HESAPLANMASI
LAM=2
IF(ABS(AJN(I,KL)-AJN(J,KL)).GT.2.) GO TO 12
NAK=AJN(I,KL)+0.5+LN(J,KL)+0.01
IF(ABS(LN(I,KL)-LN(J,KL)).NE.2) GO TO 12
ZNAK=(-1.)*NAK
C   IF(ZNAK.LT.0.) GO TO 12
UGL=(-1.)*NAK*SQRT(5.*(2.*AJN(I,KL)+1.)*(2.*AJN(J,KL)+1.))*
*(2.*LN(I,KL)+1.)/(4.*3.1415)*
*CLEBSH(AL1,0.,2.,0.,AL2,0.)*
*SIXJ(AL1,0.5,AJN(I,KL),AJN(J,KL),2.,AL2)
C   IF(ABS(UGL).LT.0.000001) GO TO 12
C   WRITE(*,*)UGL
GO TO 15
16  CONTINUE
C   SPIN KUADRUPOL MATRISA ELEMENLARININ HESAPLANMASI
IF(KAP-LAM)17,18,19
17  CONTINUE
C   SPIN KUADRUPOL 1+ MATRISA ELEMENLARININ HESAPLANMASI
NAK=LN(I,KL)-LN(J,KL)+LAM

```

```

ZNAK=(-1.)*NNAK
IF(ZNAK.LT.0.) GO TO 12
KAP=1
NAK=AJN(I,KL)-AJN(J,KL)+KAP
ZNAK=(-1.)*NNAK
AKAP=KAP
UGL1=ZNAK*SQRT(AKAP+1.)*
*CLEBSH(AJN(I,KL),0.5,AKAP,0.,AJN(J,KL),0.5)
NAK=AJN(J,KL)-0.5-LN(J,KL)
ZNAK=(-1.)*NNAK
UGL2=ZNAK*SQRT(AKAP)*CLEBSH(AJN(I,KL),-
0.5,AKAP,1.,AJN(J,KL),0.5)
UGL=0.5*(UGL1+UGL2)*SQRT((2.*AJN(I,KL)+1.)/4./3.1415)
IF(UGL.LT.0.0001) GO TO 12
GO TO 15
18 CONTINUE

C SPIN KUADRUPOL 2+ ELEMENLARININ HESAPLANMASI
AKAP=KAP
NAK=AJN(J,KL)-LN(J,KL)-0.5
ZNAK=(-1.)*NNAK
UGL=ZNAK*SQRT(2.*AKAP+1.)*
*CLEBSH(AJN(I,KL),-0.5,AKAP,1.,AJN(J,KL),0.5)
UGL=UGL*SQRT((2.*AJN(I,KL)+1.)/4./3.1415)
IF(UGL.LT.0.00001) GO TO 12
GO TO 15

19 CONTINUE
C SPIN KUADRUPOL 3+ ELEMENLARININ HESAPLANMASI

NAK=LN(I,KL)-LN(J,KL)+LAM
ZNAK=(-1.)*NNAK
IF(ZNAK.LT.0.) GO TO 12
KAP=1
NAK=AJN(I,KL)-AJN(J,KL)+KAP
ZNAK=(-1.)*NNAK
AKAP=KAP

UGL1=ZNAK*SQRT(AKAP)*CLEBSH(AJN(I,KL),0.5,AKAP,0.,AJN(J,KL),0.5)
NAK=AJN(J,KL)-0.5-LN(J,KL)
ZNAK=(-1.)*NNAK
UGL2=ZNAK*SQRT(AKAP+1.)*
*CLEBSH(AJN(I,KL),-0.5,AKAP,1.,AJN(J,KL),0.5)
UGL=0.5*(UGL1+UGL2)*SQRT((2.*AJN(I,KL)+1.)/4./3.1415)
C IF(UGL.LT.0.00001) GO TO 12
GO TO 15

C MATRISA ELEMENLARI RADIAL INTEGRALLARIN HESAPLANMASI

15 SUM=0.
DO 13 II=1,99
RR=SHAG*(II-1)
RR=RR**LAM
13 SUM=SUM+FFN(I,II,KL)*FFN(J,II,KL)*RR*SIMP(II)
SUM=SUM*SHAG/3.
AMAT=UGL*SUM
!!*SQRT((2.*AJN(I,KL)+1.))*SQRT(3./4./3.1415)
C WRITE(*,*)AMAT,UGL,SUM

```

```

C      PAUSE
14   FORMAT (2X, 2I3, 2X, 2F10.4)
      EPSN1=SQRT (CN (KL) **2+ (EN (I, KL) -XLN (KL) ) **2)
      EPSN2=SQRT (CN (KL) **2+ (EN (J, KL) -XLN (KL) ) **2)
      V1=SQRT (0.5* (1. - (EN (I, KL) -XLN (KL) ) /EPSN1) )
      V2=SQRT (0.5* (1. - (EN (J, KL) -XLN (KL) ) /EPSN2) )
      U1=SQRT (0.5* (1. + (EN (I, KL) -XLN (KL) ) /EPSN1) )
      U2=SQRT (0.5* (1. + (EN (J, KL) -XLN (KL) ) /EPSN2) )
C      U1=SQRT (1.-V1**2)
C      U2=SQRT (1.-V2**2)
      EPSN=EPSN1+EPSN2
      AJ12 (KCH, KL) =AMAT* (V1*U2+U1*V2) *0.5
C
WRITE (*, *) EPSN, AJ12 (KCH, KL) , LN (I, KL) , AJN (I, KL) , LN (J, KL) , AJN (J, KL)
C      WRITE (*, *) EPSN, AJ12 (1, 1) , AJ12 (1, 2)
      DJ12 (KCH, KL) =UGLSD*SUM* (V1*U2+V2*U1)           !! (U1*U2+V1*V2)
C      BJ12 (KCH, KL) =AMAT* (EN (J, KL) -EN (I, KL) )
      BJ12 (KCH, KL) =AMAT*EPSN**2* (U1*V2+U2*V1)
C      BJ12 (KCH, KL) =AMAT* (EPSN* (U1*V2+U2*V1) -KCAR*CN (KL) * (U1*U2-
V1*V2) )
C      KJ12 (KCH, KL) =AMAT* (0.5*EPSN* (U1*V2+U2*V1) -
CN (KL) * (U1*U2+V1*V2) ) *
C      * (V1J (I, KL) +V1J (J, KL) )
      BIB (KCH, KL) =2. *AJN (I, KL) +1.
      XKAP0 (KL) =XKAP0 (KL) +2. *BJ12 (KCH, KL) **2/EPSN
C      XKAP1 (KL) =XKAP1 (KL) +2. *KJ12 (KCH, KL) **2/ (V1J (I, KL) +V1J (J, KL) )
      XKAPD (KL) =XKAPD (KL) +2. *AMAT**2* (U1*V2+U2*V1) * (U1*U2+V1*V2)
C      XKAPD (KL) =XKAPD (KL) +2. *AMAT**2*CN (KL) * (U1*V1+U2*V2)
      AMATN (KCH, KL) =AMAT
      ARAD (KCH, KL) =SUM
      EN12 (KCH, KL) =EPSN
      VN1 (KCH, KL) =V1*U2+V2*U1
      VU12=V1*U2+V2*U1
      AMATN (KCH, KL) =AMAT*VU12
      BIB (KCH, KL) =2. *AJN (I, KL) +1.
      PRSUM (KL) =PRSUM (KL) +2. *AMAT**2*EPSN*VU12**2
      PRSUMD (KL) =PRSUMD (KL) +2. *AJ12 (KCH, KL) *BJ12 (KCH, KL)
      SKP0 (KL) =SKP0 (KL) +2. *0.09592*AMAT**2*EPSN*VU12**2
      SKPE2 (KL) =SKPE2 (KL) +2. *0.09592*AMAT**2/EPSN*VU12**2
      SKPE1 (KL) =SKPE1 (KL) +2. *0.09592*AMAT**2*VU12**2
      SKPA1 (KL) =SKPA1 (KL) +2. *0.09592* (AMAT*EPSN*VU12) **2
      SKPA2 (KL) =SKPA2 (KL) +2. *0.09592*AMAT**2*EPSN**3*VU12**2
      EPN (KCH, KL) =EPSN
      JJ1=AJN (I, KL)
      JJ2=AJN (J, KL)
      LK1 (KCH, KL) =LN (I, KL)
      LK2 (KCH, KL) =LN (J, KL)
      AJK1 (KCH, KL) =AJN (I, KL)
      AJK2 (KCH, KL) =AJN (J, KL)
      KVN1 (KCH, KL) =NN (I, KL) *100+LN (I, KL) *10+JJ1
      KVN2 (KCH, KL) =JJ2*100+LN (J, KL) *10+NN (J, KL)
      NV1=KVN1 (KCH, KL)
      NV2=KVN2 (KCH, KL)
      KCH=KCH+1
      EE (KC1) =EPSN
      AMA (KC1) =AMAT*VU12*0.5
      ANA (KC1) =NV1
      ATA (KC1) =NV2

```

```

      KC1=KC1+1
12  CONTINUE
      EPSN3=SQRT (CN (KL) **2+ (EN (I, KL) -XLN (KL) ) **2)
      V3=SQRT (0.5*(1. - (EN (I, KL) -XLN (KL) ) /EPSN3) )
      DSUM1 (KL) =DSUM1 (KL) + (2.*AJN (I, KL) +1.) *V3*V3
10  CONTINUE
      WRITE (23, 444) CN (KL) , XLN (KL) , DSUM1 (KL) , PRSUM (KL) , PRSUMD (KL)
444  FORMAT (10X, 7HCN (KL) =, F5.3, 2X, 4HLAM=, F8.4,
      *2X, 2HN=, F10.5, 2X, 6HPRSUM=, F15.5, 2X, 7HPRSUMD=, F15.5)
      KCHNP (KL) =KCH-1
      WRITE (23, 14) (KVN1 (I, KL) , KVN2 (I, KL) , EN12 (I, KL) , AJ12 (I, KL) ,
      *I=1, KCHNP (KL) )
11  FORMAT (15X, 1H(, 4F5.1, 1H/, 2F5.1, 4H) = , F10.4)
      WRITE (23, 102) XKAP0 (KL) , XKAP1 (KL) , XKAPD (KL)
      102
FORMAT (10X, 6HXKAP0=, F15.5, 2X, 6HXKAP1=, F15.5, 2X, 6HXKAPD=, F15.5)
101 CONTINUE
      KCH=KCHNP (1) +KCHNP (2)
      KCH1=KCH-1
      DO 23 I=1, KCH1
      DO 24 J=I, KCH1
      IF (EE (I) .LT.EE (J+1) ) GO TO 24
      C=EE (I)
      CC=AMA (I)
      CCC=ANA (I)
      CCCC=ATA (I)
      EE (I) =EE (J+1)
      EE (J+1) =C
      AMA (I) =AMA (J+1)
      ANA (I) =ANA (J+1)
      ATA (I) =ATA (J+1)
      AMA (J+1) =CC
      ANA (J+1) =CCC
      ATA (J+1) =CCCC
      24 CONTINUE
      23 CONTINUE
      WRITE (23, 100) (I, EE (I) , ANA (I) , ATA (I) , AMA (I) , I=1, KCH)
100  FORMAT (2X, I3, 2X, F10.5, 2X, F10.5, 2X, F10.5, 2X, F10.5)
      EPSE=0.000001
      EPS=0.000001
      IER=0
      ITER=100
C    STOP
      BOMEF=0.
      BOMEN=0.
      BOME=0.
      BOM=0.
      KCHW=0
      SIGM2=0.
      SIGM1=0.
C    XK0=XKAP0 (1) +XKAP0 (2)
      XKD=XKAPD (1) +XKAPD (2)
      SIGP2=0.
C    WRITE (*, *) W (0.0)
CXX  STOP
      XKD=XKAP*A** (-7/3)
C    X1=0.
      XK1=0.1*XKD

```

```

C 1111 CCC=W(X1)
C      WRITE(*,1122) X1,CCC
C 1122 FORMAT(2(E15.3))
C      X1=X1+0.001
C      PAUSE
C      GO TO 1111

      KCH1=KCH-1
      DO 701 II=1,60
C      X11=EE(II)+EPSE
C      X12=EE(II+1)-EPSE
      X11=0.
      X12=EE(II)-EPSE
      HH=(X12-X11)/10.
      X1=X11
      X2=X1+HH
      DO 734 IK1=1,9
      W1=W(X1)
      W2=W(X2)
      WW12=W1*W2*10000.
      IF(WW12.GT.0.) GO TO 735
      CALL BISEC(X1,X2,X,W1,W2,EPS,EPSE,ITER,IER)
CXX      IF(ABS(W(X)).GT.0.1) GO TO 735
      KCHW=KCHW+1
      WX=W(X)
      WRITE(21,277) X,WX,KCHNP(1),KCHNP(2)
C      GO TO 734
C      WRITE(23,*) AMWI(1),AMWI(2),FWI(1),FWI(2),FIWI(1),FIWI(2)
      72 FORMAT(2X,4E15.5)
      277 FORMAT(2X,2E15.5,2I3)
      EE(II)=0.
      SSUM=0.
      SSUN=0.
      SSUL=0.
      CARP=(4./3.)*(TNZ(1)*TNZ(2)/(TNZ(1)-TNZ(2)))**2
      DO 722 KL=1,2
      KCH=KCHNP(KL)
      DO 702 I1=1,KCH
      EM=EN12(I1,KL)-X
      EP=EN12(I1,KL)+X
      PSI(I1,KL)=AJ12(I1,KL)/EM
      FII(I1,KL)=AJ12(I1,KL)/EP
      SSUM=SSUM+PSI(I1,KL)**2-FII(I1,KL)**2
      702 CONTINUE
      722 CONTINUE
      ANORM=0.
      DO 732 KL=1,2
      KCH=KCHNP(KL)
C      ME1(KL)=0.
      ME2(KL)=0.
      DO 733 I1=1,KCH
      EM=EN12(I1,KL)-X
      EP=EN12(I1,KL)+X
      PSI(I1,KL)=PSI(I1,KL)/SQRT(SSUM)
      FII(I1,KL)=FII(I1,KL)/SQRT(SSUM)
      WRITE(21,*) PSI(I1,KL),FII(I1,KL),LK1(I1,KL),LK2(I1,KL),
      *AJK1(I1,KL),AJK2(I1,KL)

```

```

      PS=PSI (I1, KL) **2
      WRITE (23, *) PS, KVN1 (I1, KL), KVN2 (I1, KL), KL
      ME2 (KL)=ME2 (KL)+2*AJ12 (I1, KL) * (PSI (I1, KL)+FII (I1, KL))
C      ME1 (KL)=ME1 (KL)+VN1 (I1, KL) * (PSI (I1, KL) -
FII (I1, KL)) *AMATN (I1, KL)
C      ME1 (KL)=ME1 (KL)+VN1 (I1, KL) *AMATN (I1, KL) *
C      *BJ12 (I1, KL) *EN12 (I1, KL) /EM/EP
      ANORM=ANORM+PSI (I1, KL) **2-FII (I1, KL) **2
733 CONTINUE
732 CONTINUE
      ACHAR=ANZ (2) / (ANZ (1)+ANZ (2))
      BE2=( (1.-ACHAR) *ME2 (2) -ACHAR*ME2 (1) ) **2/ANORM

C      BE1P=( (1.-ACHAR) *ME1 (2) -ACHAR*ME1 (1) ) **2  !!/LW2/X/4./3.

C B(E1)-LER HESAPLANIRKEN 4*PI/3-E ÇARPMAK GEREKİR İLAVE OLARAKI 3-
e BÖLÜNME İSE
C 1--0 GEÇİMLERİ NEDENİYLEDİR.

      BE1P=(ME1 (1) *EEFN+ME1 (2) *EEFP) **2*4*3.1415/3.
!!/LW2/X
      BE1N=ME1 (1) **2
      BOME=BOME+X*BE2
      BOM=BOM+BE2
C      BOMEF=BOMEF+X*BE1P
C      BOMEN=BOMEN+X*BE1N
      SIGM2=SIGM2+BE1P/X
      SIGM1=SIGM1+BE1P
      SIGP2=SIGP2+X*X*X*BE1P
CXX      IF (KCHW.GT.4.AND.BE1P.LT.0.9) GO TO 735
      WRITE (23, 72) X, WX, ME2 (1), ME2 (2), BE2, BOME
      WRITE (23, 704) KCHW, X, ANORM, BE1P, BE1N, BOMEF, BOMEN
704
FORMAT (2X, I3, 2X, 4HOME=, F10.7, 2X, 5HNORM=, F10.4, 2X, 5HMATP=, F10.4, 2X,
*5HMATN=, F10.4, 2X, 5HBP*W=, F10.4, 2X, 5HBN*W=, F10.4)
735 CONTINUE
      X1=X2
      X2=X1+HH
734 CONTINUE
701 CONTINUE
      OMEGTOR=BOME/BOM
      WRITE (23, *) OMEGTOR
      SIGMA0=BOMEF*0.279/1000.
      SIGM2=SIGM2*0.279
      SIGM1=SIGM1*0.279
      SIGP2=SIGP2*0.279/1000.
      AAA=(ANZ (1)+ANZ (2)) **2
      DELSIG0=(ANZ (1) **2*XKAPD (2)+ANZ (2) **2*XKAPD (1)) /AAA*2.*0.4185
      IF (METGA.EQ.0) WRITE (23, 1315) XKAP, DELSIG0
1314 FORMAT (1X, 36HBU HESAPLAMALAR GALILEO INVARYANTTIR,
*2X, 5HKAP1=, F5.1, 2X, 12HDELTASIGMA0=, F10.5)
      IF (METGA.NE.0) WRITE (23, 1314) XKAP, DELSIG0
1315 FORMAT (1X, 42HBU HESAPLAMALAR GALILEO INVARYANT DEGILDIR,
*2X, 5HKAP1=, F5.1, 2X, 12HDELTASIGMA0=, F10.5)
      WRITE (23, 2525) SIGM2, SIGM1, SIGMA0, SIGP2
      WRITE (23, *) 'SINGLE KUASİPARACIK DEĞERLER'
      WRITE (23, 2525) SKPE2 (2), SKPE1 (2), SKP0 (2), SKPA2 (2)
2525 FORMAT (5X, 6HSIGM2=, F10.5, 2X, 6HSIGM1=, F10.5, 2X, 5HSIG0=, F10.5,

```

```

*2X,6HSIGP2=,F10.4)
END

C     NINEJ HESAPLANIR

      FUNCTION DOGJ(A,B,C,D,E,F,G,H,AJ)
C     READ(*,*) A,B,C,D,E,F,G,H,AJ
CXX   DCLEB=SIXJ(2.,1.,1.,1.,1.,1.5)
CXX   WRITE(*,*) DCLEB
CXX   STOP
      X=0.
      SONUC=0.
10    CONTINUE
      N=2.*X+0.1
      D1=SIXJ(A,B,C,F,AJ,X)
      D2=SIXJ(D,E,F,B,X,H)
      D3=SIXJ(G,H,AJ,X,A,D)
CXX   WRITE(*,*) X,D1,D2,D3
CXX   PAUSE
      SONUC=SONUC+(2.*X+1)*(-1.)**N*D1*D2*D3
C     WRITE(*,*) X,SONUC
      IF(X.GT.10.) GO TO 12
      X=X+0.5
      GO TO 10
11    FORMAT(15X,1H(,4F5.1,1H/,2F5.1,4H) = ,F12.6)
12    CONTINUE
      DOGJ=SONUC
      RETURN
      END

      FUNCTION CLEBSH(AJ1,AM1,AJ2,AM2,AJ,AM)
      REAL*8 FAK
      REAL*8 J1AM1,J1EM1,J2AM2,J2EM2
      REAL*8 J1AJ2EJ,J1EJ2AJ,J1AJ2AJ,J2EJ1AJ,JAM,JEM
      J1=AJ1+0.1
      M1=AM1+0.1
      J2=AJ2+0.1
      M2=AM2+0.1
      J=AJ+0.1
      M=AM+0.1
      AM12=AM1+AM2
      AJE12=AJ1-AJ2
      AJA12=AJ1+AJ2
      SUM=0.
      IF(AM12.NE.AM) GO TO 3
      IF(AJ.LT.ABS(AJE12).OR.AJ.GT.AJA12) GO TO 3
      AN1=AJ1+AJ2-AJ
      AN2=AJ1-AM1
      AN3=AJ2+AM2
      AN4=AJ-AJ2+AM1
      AN5=AJ-AJ1-AM2
      Z1=AN1
      IF(Z1.GT.AN2) Z1=AN2
      IF(Z1.GT.AN3) Z1=AN3
      IF((AN4+Z1).LT.0.) Z1=ABS(AN4)
      IF((AN5+Z1).LT.0.) Z1=ABS(AN5)

```

```

C      IF (AN4.LT.0.) Z1=ABS (AN4)
C      IF (AN5.LT.0.0.AND.ABS (AN5) .GT.ABS (AN4) ) Z1=ABS (AN5)
      IF (Z1.LT.0.) GO TO 3
      Z=Z1
      JKK=AJ1+AM1+0.1
      J1AM1=FAK (JKK)
      JKK=AJ1-AM1+0.1
      J1EM1=FAK (JKK)
      JKK=AJ2+AM2+0.1
      J2AM2=FAK (JKK)
      JKK=AJ2-AM2+0.1
      J2EM2=FAK (JKK)
      JKK=AJ+AM+0.1
      JAM=FAK (JKK)
      JKK=AJ-AM+0.1
      JEM=FAK (JKK)
      CARP=(J1AM1+J1EM1+J2AM2+J2EM2+JAM+JEM+ALOG (2.*AJ+1.)) /2.
      JKK=AJ1+AJ2-AJ+0.1
      J1AJ2EJ=FAK (JKK)
      JKK=AJ1-AJ2+AJ+0.1
      J1EJ2AJ=FAK (JKK)
      JKK=AJ1+AJ2+AJ+1.1
      J1AJ2AJ=FAK (JKK)
      JKK=AJ2-AJ1+AJ+0.1
      J2EJ1AJ=FAK (JKK)
      D11=J1AJ2EJ+J1EJ2AJ+J2EJ1AJ
      D12=J1AJ2AJ
      DJ1J2J=(D11-D12) /2.
4     CONTINUE
      JZ=Z
      JAN1=AN1-Z
      JAN2=AN2-Z
      JAN3=AN3-Z
      JAN4=AN4+Z
      JAN5=AN5+Z
      F1=FAK (JZ)
      F2=FAK (JAN1)
      F3=FAK (JAN2)
      F4=FAK (JAN3)
      F5=FAK (JAN4)
      F6=FAK (JAN5)
      NZ=Z
      SUM=SUM+ (-1.) **NZ*EXP (DJ1J2J+CARP- (F1+F2+F3+F4+F5+F6))
C     WRITE (*, *) Z, SUM
      Z=Z-1.
      NNK=J-J2+M1-Z
      IF (Z.LT.0.) GO TO 3
      IF ((AN1-Z) .LT.0.) GO TO 3
      IF ((AN2-Z) .LT.0.) GO TO 3
      IF ((AN3-Z) .LT.0.) GO TO 3
      IF ((AN4+Z) .LT.0.) GO TO 3
      IF ((AN5+Z) .LT.0.) GO TO 3
      GO TO 4
3     ACLEB=SUM
      CLEBSH=ACLEB
      END
      FUNCTION FAK (K)
      REAL*8 FAK

```

```

KK=K
DK=KK
IF (KK.LT.0) GO TO 2
DKD=0.
IF (KK.LE.1) GO TO 2
3  DKD=DKD+ALOG (DK)
   KK=KK-1
   DK=KK
   IF (KK.EQ.1) GO TO 2
   GO TO 3
2  CONTINUE
   FAK=DKD
   END

C    SIXJ SEMBOLLERININ HESAPLANMASI
C    D.A.VARSHALOVICH...PAGE 249 (1)

FUNCTION SIXJ(AJ1,AJ2,AJ12,AJ3,AJ,AJ23)
ASIX=0
A=ABS(AJ1-AJ2)
B=AJ1+AJ2
IF (AJ12.LT.A.OR.AJ12.GT.B) GO TO 3
A=ABS(AJ2-AJ3)
B=AJ2+AJ3
IF (AJ23.LT.A.OR.AJ23.GT.B) GO TO 3
A=ABS(AJ12-AJ3)
B=AJ12+AJ3
IF (AJ.LT.A.OR.AJ.GT.B) GO TO 3
A=ABS(AJ23-AJ1)
B=AJ23+AJ1
IF (AJ.LT.A.OR.AJ.GT.B) GO TO 3
JKK1=AJ1+AJ2-AJ12+0.1
JKK2=AJ1-AJ2+AJ12+0.1
JKK3=-AJ1+AJ2+AJ12+0.1
JKK4=AJ1+AJ2+AJ12+1.01
NN=2.*(AJ1+AJ2+AJ12)
FAZ=(-1.)*NN
CXX  WRITE(*,*)NN,FAZ
IF (FAZ.LT.0.) GO TO 3
DABC=0.5*(FAK(JKK1)+FAK(JKK2)+FAK(JKK3)-FAK(JKK4))
JKK1=AJ12+AJ3-AJ+0.1
JKK2=AJ12-AJ3+AJ+0.1
JKK3=-AJ12+AJ3+AJ+0.1
JKK4=AJ12+AJ3+AJ+1.01
NN=2.*(AJ12+AJ3+AJ)
FAZ=(-1.)*NN
CXX  WRITE(*,*)NN,FAZ
IF (FAZ.LT.0.) GO TO 3
DCDE=0.5*(FAK(JKK1)+FAK(JKK2)+FAK(JKK3)-FAK(JKK4))
JKK1=AJ1+AJ-AJ23+0.1
JKK2=AJ1-AJ+AJ23+0.1
JKK3=-AJ1+AJ+AJ23+0.1
JKK4=AJ1+AJ+AJ23+1.01
NN=2.*(AJ1+AJ+AJ23)
FAZ=(-1.)*NN
CXX  WRITE(*,*)NN,FAZ
IF (FAZ.LT.0.) GO TO 3
DAEF=0.5*(FAK(JKK1)+FAK(JKK2)+FAK(JKK3)-FAK(JKK4))

```

```

      JKK1=AJ2+AJ3-AJ23+0.1
      JKK2=AJ2-AJ3+AJ23+0.1
      JKK3=-AJ2+AJ3+AJ23+0.1
      JKK4=AJ2+AJ3+AJ23+1.01
      NN=2.*(AJ2+AJ3+AJ23)
      FAZ=(-1.)*NN
CXX      WRITE(*,*)NN,FAZ
      IF(FAZ.LT.0.) GO TO 3
      DBDF=0.5*(FAK(JKK1)+FAK(JKK2)+FAK(JKK3)-FAK(JKK4))
      DELTA=DABC+DCDE+DAEF+DBDF
      JABDE=AJ1+AJ2+AJ3+AJ+0.1
      JACDF=AJ1+AJ12+AJ3+AJ23+0.1
      JBCEF=AJ2+AJ12+AJ+AJ23+0.1
      JZ1=JABDE
      IF(JZ1.GT.JACDF) JZ1=JACDF
      IF(JZ1.GT.JBCEF) JZ1=JBCEF
      JABC=AJ1+AJ2+AJ12+0.1
      JCDE=AJ12+AJ3+AJ+0.1
      JAEF=AJ1+AJ+AJ23+0.1
      JBDF=AJ2+AJ3+AJ23+0.1
      ASIX=0.
2      CONTINUE
      IF(JZ1.LT.JABC) GO TO 4
      IF(JZ1.LT.JCDE) GO TO 4
      IF(JZ1.LT.JAEF) GO TO 4
      IF(JZ1.LT.JBDF) GO TO 4
      ASIX=ASIX+(-1.)*JZ1*EXP(FAK(JZ1+1)-FAK(JZ1-JABC)-
* FAK(JZ1-JCDE)-FAK(JZ1-JAEF)-FAK(JZ1-JBDF)-
* FAK(JABDE-JZ1)-FAK(JACDF-JZ1)-FAK(JBCEF-JZ1)+DELTA)
4      JZ1=JZ1-1
      IF(JZ1.LT.0) GO TO 3
      GO TO 2
3      SIXJ=ASIX
      RETURN
      END

C      SEKULER DENKLEM FONKSİYONU
      FUNCTION W(XX)
      REAL LW1,LW2
      COMMON/BL1/ EN12(300,2),BJ12(100,2),DJ12(100,2),AJ12(100,2)
      COMMON/BL2/ KCHNP(2),METGA,CN(2),XK0,XPP,XPN,EEF(2)
      COMMON/BL3/LW1,LW2,KVAR,TNZ(2),AMWI(2),FWI(2),FIWI(2)
      COMMON/BLD3/DET(3,3)
      DIMENSION SUM(2)
      A11=0.
      A12=0.
      A13=0.
      A21=0.
      A22=0.
      A23=0.
      A31=0.
      A32=0.
      A33=0.
      A44=0.
      A55=0.
      A66=0.
      SUMN=0.
      SUMP=0.

```

```

K1=KCHNP(1)
K2=KCHNP(2)
DO 1 I=1,K1
E1=EN12(I,1)
EW=E1*E1-XX*XX
SUMN=SUMN+AJ12(I,1)**2*EN12(I,1)/EW      !YENI YAZILDI
1 CONTINUE
DO 2 I=1,K2
E1=EN12(I,2)
EW=E1*E1-XX*XX
SUMP=SUMP+AJ12(I,2)**2*EN12(I,2)/EW      !YENI YAZILDI
2 CONTINUE
A11=1.-XPP*SUMN
A22=1.-XPP*SUMP
A12=XPN*SUMN
A21=XPN*SUMP
W=A11*A22-A12*A21
RETURN
A31=A13
IF(METGA-2)100,110,111
100 W=A11      !! DUX ÇIKARILMIŞ
W=1.-A44/XK0
RETURN
110 CONTINUE
CXX LW1=-A11/A66      !! DUX ÇIKARILMIŞTIR
CXX W=A11*(1+4.*XK1/3.*A33)-4.*XK1*(XX*A66)**2/3. !! DUX
ÇIKARILMIŞTIR
LW1=A55/XK0/(1.+4.*XK1*A33/3.)
CXX LW1=- (1.-A44/XK0)/(4.*XK1*A55/3.)
W=(1.-A44/XK0)*(1.+4.*XK1*A33/3.)+4.*XK1*A55**2/XK0/3.
CXX WRITE(*,*) XK0-A44,XKD-2.*A22
RETURN
111 CONTINUE
LW1=(A11*A23-A13*A21)/(A12*A23+(XKD/2.-A22)*A13)
LW2=(A11*(XKD/2.-A22)+A21*A12)/(A12*A23+(XKD/2.-A22)*A13)
DET(1,1)=A11
DET(1,2)=-2.*A12/XKD
DET(1,3)=4.*XK1*XX*A13/3.
DET(2,1)=A21
DET(2,2)=1.-2.*A22/XKD
DET(2,3)=4.*XK1*XX*A23/3.
DET(3,1)=XX*A31
DET(3,2)=-2.*XX*A32/XKD
DET(3,3)=1.+4.*XK1*A33/3.
T1=DET(1,1)*(DET(2,2)*DET(3,3)-DET(2,3)*DET(3,2))
T2=DET(1,2)*(DET(2,1)*DET(3,3)-DET(3,1)*DET(2,3))
T3=DET(1,3)*(DET(2,1)*DET(3,2)-DET(2,2)*DET(3,1))
DETER=T1-T2+T3
W=DETER
W=1.-2.*XK0*(SUM(1)+SUM(2))-(XK1**2-XK1*XK0)*SUM(1)*SUM(2)
RETURN
END

C SEKULER DENKLEM ÇÖZÜMLERİNİN TEGET USULU İLE BULUNMASI
SUBROUTINE BISEC(X1,X2,X,W1,W2,EPS,EPSE,ITER,IER)
REAL LW1,LW2
C SOLVES THE EQUATION W(X)=0 USING A BISECTION METOD
COMMON/BL1/ EN12(300,2),BJ12(100,2),DJ12(100,2),AJ12(100,2)

```

```

COMMON/BL2/ KCHNP (2) , METGA, CN (2) , XK0, XKD, XK1, EEF (2)
COMMON/BL3/LW1, LW2, KVAR, TNZ (2) , AMWI (2) , FWI (2) , FIWI (2)
XA=X1
XB=X2
WA=W1
WB=W2
IT=0
1 CONTINUE
IT=IT+1
X=(XA+XB)/2.
WX=W(X)
C   WRITE (6, *) WA, X-XA, WX, XB-XA, WB
   IF (ABS (WX) .LT. EPS) GO TO 10
   IF (IT.GT. ITER) GO TO 20
   AWAX=WA*WX
   IF (AWAX) 2, 20, 4
2 CONTINUE
C   FUNCTION CHANGES SIGN IN THE LEFT SUBINTERVAL
   IF (ABS (X-XB) .LT. 0.00001) GO TO 90
   XB=X
   WB=WX
   GO TO 1
4 CONTINUE
C   FUNCTION CHANGES SIGGN INTHE RIGHT SUBINTERVAL
   IF (ABS (X-XA) .LT. 0.00001) GO TO 90
   XA=X
   WA=WX
   GO TO 1
10 CONTINUE
   IER=0
   RETURN
20 CONTINUE
   IER=10
C   WRITE (6, *) AWAX, XA, WA, XB, WB, X, WX
   RETURN
90 CONTINUE
   IER=20
CBAB  WRITE (6, *) NO CONVERGANCE, STEEP POLE NEAR, X, W=RETURN
      RETURN
      END
C   FUNCTION DETER (XFER)
C   COMMON/BLD3/DET (3, 3)
C   T1=DET (1, 1) * (DET (2, 2) *DET (3, 3) -DET (2, 3) *DET (3, 2) )
C   T2=DET (1, 2) * (DET (2, 1) *DET (3, 3) -DET (3, 1) *DET (2, 3) )
C   T3=DET (1, 3) * (DET (2, 1) *DET (3, 2) -DET (2, 2) *DET (3, 1) )
C   DETER=T1-T2+T3
C   XX=XFER
C   RETURN
C   END

```

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Bilal KAHRİMAN

EĞİTİM

Derece	Adı, İlçe, İl	Bitirme Yılı
Lise	: Ardanuç Lisesi, Ardanuç, Artvin	2006
Üniversite	: Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi, Rize	2011
Yüksek Lisans	: Muş Alparslan Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik ABD, Muş.	
Doktora	:	

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	Kurum	Görevi
-----	-------	--------

UZMANLIK ALANI

YABANCI DİLLER

BELİRTMEK İSTEĞİNİZ DİĞER ÖZELLİKLER

YAYINLAR