



**T.C.
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**³⁰P ÇEKİRDEĞİNİN UYARILMA SEVİYELERİNİN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

KOSRAT HUSSEIN HAMAD

DANIŞMAN

Doç. Dr. Sezgin AYDIN

AKSARAY, 2016



**T.C.
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**³⁰P ÇEKİRDEĞİNİN UYARILMA SEVİYELERİNİN
İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

KOSRAT HUSSEIN HAMAD

DANIŞMAN

Doç. Dr. Sezgin AYDIN

AKSARAY, 2016

AKSARAY ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ONAY BELGESİ

Aksaray Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 142310801 numaralı Yüksek Lisans öğrencisi "Kosrat Hussein HAMAD" ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "³⁰P çekirdeğinin uyarılma seviyelerinin incelenmesi" başlıklı tezini, aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Sezgin AYDIN
Aksaray Üniversitesi

.....
Sezgin Aydın

Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Mustafa TOPAKSU
Çukurova Üniversitesi

.....
Mustafa Topaksu

Jüri Üyeleri : Doç. Dr. Engin ATEŞER
Aksaray Üniversitesi

.....
Engin Ateşer

Teslim Tarihi: 12 Mayıs 2016

Savunma Tarihi: 2 Haziran 2016

DOĞRULUK BEYANI

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmayı, bilimsel etik, ahlak ve geleneklere aykırı düşecek bir yol ve yardıma başvurmaksızın yazdığımı, yararlandığım eserlerin kaynakçada gösterilenlerden oluştuğunu ve bu eserleri her kullanımında alıntı yaparak yararlandığımı belirtir; bunu şerefimle doğrularım. Enstitü tarafından belli bir zamana bağlı olmaksızın, tezimle ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçlara katlanacağımı bildiririm.

Kosrat Hussein HAMAD

ÖNSÖZ

sd kabuk bölgesindeki çekirdeklerin spektroskopi çalışmaları 1960'lardan beri devam etmektedir. İlk yapılan deneylerde genellikle düşük spinler çalışılmış, ancak yüksek spin seviyelerinin çalışılması deneysel koşulların ve detektör sistemlerinin yetersizliğinden dolayı eksik kalmıştır. Ancak son zamanlarda gama spektroskopisinde meydana gelen ilerlemeler bu bölgedeki pek çok çekirdeğin yüksek spinlerinin çalışılmasını olanaklı hale getirmiştir. $N = Z$ çizgisi üzerindeki çekirdeklerin spektroskopi çalışmaları; yük bağımsızlığı, yük simetrisi ve deforme durumların anlaşılmasına ve bu bölge için önerilen nükleer modellerin geçerliliğinin test edilmesine olanak sağlamaktadır. Bu çalışmada eşit sayıda proton ve nötron sayısına sahip ^{30}P çekirdeğinin uyarılma seviyeleri $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{N}, 2\alpha) ^{30}\text{P}$ füzyon buharlaşma reaksiyonunu kullanılarak çalışılmış ve çekirdeğe ait literatür bilgisinin genişletilmesi hedeflenmiştir.

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım sırasında sonsuz desteği, mahir önerileri, sabrı, bıraktığı açık kapı ve bitmeyen coőkusuyla çalıőmalarıma yaptığı katkılardan dolayı danıőmanım Doç. Dr. Sezgin AYDIN'a en derin Őukranlarımı ve teőekkürlerimi sunarım. Teővikleri ve desteği çalıőmalarım sırasında özgüvenimi kazanmam için bir fırsat olmuőtur. Hiç Őüphem yok ki rehberliği yaőamım boyunca bana ilham kaynağı olacaktır. Son olarak, kiőisel yaőamıma dahil olan bazı insanlara, aileme özellikle erkek ve kız kardeőlerime teővikleri ve destekleri için çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖNSÖZ	i
TEŞEKKÜR	ii
İÇİNDEKİLER	iii
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
SİMGELER DİZİNİ	viii
KISALTMALAR DİZİNİ	ix
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	3
3. TEORİK BİLGİLER	5
3.1 Gama Işını Tayini	6
3.1.1 Gama Işınının Madde ile Etkileşim Süreçleri:	7
3.1.1.a Fotoelektrik Soğurma.....	7
3.1.1.b Compton saçılımı.....	8
3.1.1.c Çift oluşumu	9
3.2 Nükleer Radyasyon Tespiti.	10
3.2.1 Sintilasyon Detektörleri.	10
3.2.2 Yüksek Safılıkta Germanyum (HPGe) Detektörler.....	12
3.2.3 Füzyon-buharlaşma reaksiyonları	13
4. DENEY AYRINTILARI VE VERİ ANALİZİ	16
4.1 Deney	17
4.2 Dedeksiyon sistemi	17
4.3 Verilerin yapısı:	18
4.3.1 Enerji Kalibrasyonu.....	18
4.3.2 Zaman Kalibrasyonu	19
4.3.3 Verimlilik Kalibrasyonu	19
4.4 GASP HPGe Detektörleri.....	19
4.4.1 GASP dizisi.....	19
4.5 Açısal Dağılım (ADO)	21
5. TARTIŞMA VE BULGULAR	23
5.1 ³⁰ P çekirdeğine ait seviyelerin spin-parite belirlemeleri	27
5.2 ³⁰ P seviye şemasının genişletilmesi.....	28
6. SONUÇ	33
KAYNAKLAR	34
ÖZGEÇMİŞ	38

ÖZET

³⁰P ÇEKİRDEĞİNİN UYARILMA SEVİYELERİNİN İNCELENMESİ

Bu çalışmada, ³⁰P çekirdeğinin yüksek spin durumları, $E_{\text{lab}} = 31$ MeV'lik bombardıman enerjisinde $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{N}, 2\alpha)^{30}\text{P}$ füzyon-buharlaşma reaksiyonu ile uyarılmıştır. $^{14}\text{N}+^{24}\text{Mg}$ füzyon-buharlaşma reaksiyonunu sonucu ortaya çıkan γ ışınları LNL'de (Legnaro National Laboratory) bulunan GASP (Gama spektrometers) spektrometresi ile detekte edilmiştir. Bunun sonucunda sd kabuğunda bulunan ³⁰P çekirdeğine ait bir yeni seviye ve 6 yeni γ ışını gözlemlenmiş ve çekirdeğinin daha önceden bilinen seviye şemasına yerleştirilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Füzyon-buharlaşma reaksiyonu, spin ve parite, ³⁰P, GASP spektrometresi, nükleer spektroskopi.

ABSTRACT

INVESTIGATION OF EXCITED STATES OF ^{30}P NUCLEI

In this work, High-spin states of ^{30}P have been populated via the fusion-evaporation reaction $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{N}, 2\alpha)^{30}\text{P}$ at $E_{\text{lab}}=31$ MeV bombarding energy, new results in the sd shell are presented from an experiment performed at the Legnaro National Laboratory (LNL), where the fusion-evaporation reaction $^{14}\text{N}+^{24}\text{Mg}$ was studied with the γ -ray spectrometer GASP. One new state and 6 new γ rays have been observed and are placed in the previously known level scheme of ^{30}P nucleus.

Keywords: Fusion-evaporation reaction, spin and parity, ^{30}P , GASP spectrometer, nuclear spectroscopy.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 3.1: Fotoelektrik soğurum süreci mekanizmasının şematik diyagramı.	8
Şekil 3.2: Compton saçılım sürecinin şematik diyagramı.	9
Şekil 3.3: Çift oluşum-yok olma süreci mekanizmasının şematik diyagramı.	10
Şekil 3.4: Tipik bir eşksenli n tipi HPGe detektörün ve kristalinin gösterimi.	13
Şekil 3.5: Bir füzyon-buharlaşma sürecinde bileşik çekirdeğin oluşumu ve bozunumunu gösteren şematik diyagram.	14
Şekil 4.1: Standart konfigürasyonlu GASP.	20
Şekil 4.2: GASP dizisine bağlı N Halkasının bir bölümü.	21
Şekil 5.1: a) $732.3 \text{ keV } 7^+ \rightarrow 6^-$, (b) $1804.1 \text{ keV } 5^+ \rightarrow 3^+$, c) $2238.4 \text{ keV } 6^- \rightarrow 4^-$ ve d) $1544.3 \text{ keV } 6^- \rightarrow 5^-$ geçişleri için açısal dağılım sonuçları.	27
Şekil 5.2: ^{30}P çekirdeğinin kısmi seviye şeması.	29
Şekil 5.3: ^{30}P çekirdeği için temsili kapılı 1693.1 keV spektrumları ve iki α parçacığı ile çakışık $\gamma - \gamma$ matrisinin izdüşümü.	30
Şekil 5.4: ^{30}P çekirdeğinde 2539.0 keV ' gate konulduğunda elde edilen spektrum. ..	31
Şekil 5.5: ^{30}P çekirdeğinde 2370.3 keV 'e gate konulduğunda elde edilen spektrum. ..	31
Şekil 5.6: ^{30}P çekirdeğinde 732.3 keV 'e gate konulduğunda elde edilen spektrum. ..	32

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 5.1: ^{30}P çekirdeğine ait ilk ve son durum için enerji ve spin-parite değerleri ile gama enerjileri ve dallanma oranları.	23
Çizelge 5.2: ^{30}P çekirdeğine ait ilk ve son durum için enerji ve spin-parite değerleri ile gama enerjileri ve ADO oranları.....	26



SİMGELER DİZİNİ

γ	Gama ışını
β	Beta parçacığı
α	Alfa parçacığı
e^-	Elektron
e^+	Pozitron
eV	Elektron Volt
E	Gelen fotonun enerjisi
E_b	K tabakasının bağlanma enerjisi
E_e	K tabakasından sökülen elektronun enerjisi
E_γ	Gelen fotonun enerjisi
E'_γ	Çıkan fotonun enerjisi
keV	Kilo elektron volt
MeV	Mega elektron volt

KISALTMALAR DİZİNİ

ADO	Yönelimli çekirdeklerin açısal dağılım
BGO	Bizmut Germanyum Oksit
d	Tükenim bölgesinin genişliği
E_{CN}^*	Bileşik çekirdeğin uyarım enerjisi
GASP	Gama ışını spektrometresi
HPGe	Yüksek Saflıkta Germanyum
NaI	Sodyum iyodür
R_{ADO}	Açısal dağılım oranı

1. GİRİŞ

Nükleer spektroskopinin başlangıcından beri $N = Z$ çizgisi üzerinde veya yakınında yer alan çekirdekler ile ilgili deneysel çalışmalara yönelik bir ilgi mevcuttur. Burası tüm nüklit çizelgesi boyunca nükleer kuvvetlerin yük bağımsızlığı ve yük simetrisi gibi nükleer fiziğin temel problemlerine cevap bulunabilecek tek yerdir. Elektromanyetik kuvvetlerin yokluğunda tüm proton-proton, nötron-nötron ve proton-nötron etkileşimlerinin özdeş olduğunu ifade eden bu simetriler, izospin kuantum sayısı ile gösterilen nötron-proton simetrisine neden olur [1, 2]. İzospin simetrisi çok sayıda gözlemlenebilir yapısal özellikte, örneğin ayna çekirdek çiftlerinin (protonların ve nötronların yer değiştirmesi sonucunda elde edilir) veya izobarik üçlülerin neredeyse özdeş spektrumlarında kendini gösterir. Son on yıla kadar bu çalışmalar esasen sadece çekirdeklerin temel durumları ile sınırlı kalmıştır [3]. Bir çekirdekte Z^2 ile orantılı olan enerjiye Coulomb katkısı yüzlerce MeV mertebesinde olabilir ve Z 'ye göre değişkenlik gösteren benzer temel durumlar arasındaki yer değiştirme enerjileri onlarca MeV büyüklüğünde olabilir. Son yıllarda, büyük γ ışını detektör dizilerinin geliştirilmesi sonucunda hassasiyet ve çözme gücündeki büyük artışlar $N = Z$ çekirdeklerinin artan uyarım enerjileri ile incelenmesini ve inceleme kapsamının orta-ağır çekirdeklere kadar genişletilmesini sağlamıştır. ^{14}N çekirdeğine kıyasla yedi valans protona ve aynı sayıda nötrona sahip ^{30}P çekirdeği sd kabuğunun ortasındadır. Tek parçacıklı uyarımların yanı sıra, bu kütle bölgesinde bulunan birkaç çekirdeğin spektroskopi analizinde düşük uyarım enerjilerinde deforme durumların ve hatta süper deformasyonun gözlemlenmesi, bu çekirdeklerin küreselliklerini kolayca kaybedebileceklerini göstermektedir [4]. ^{30}P 'ye ait düşük durum konfigürasyonları, birbiri ile etkileşim göstererek oldukça karmaşık yüksek durum konfigürasyonları yaratabilir. Dolayısıyla ^{30}P çekirdeğinde kolektiflik başlangıcı beklenebilir [5]. $F_{7/2}$ kabuğunda ilginç sonuçlar elde edilmiştir: bu bölge aslında hem deneysel hem de teorik olarak kapsamlı bir şekilde incelenmiştir.

Bu çalışmalarda elde edilen önemli sonuçlardan birincisi, ayna enerji farklılıklarının parçacık hizalamasına duyarlı olmasıdır [6, 7]. Hizalı protonlarda itme kaybıdır çünkü dalga fonksiyonlarındaki örtüşme en küçük düzeydedir ve bu sebeple ayna enerji farklılıklarında sıçrama mevcuttur. Bu nedenle Coulomb alanı hassas bir nükleer yapı probu haline gelir. Coulomb alanının izospin simetri kırılmasından tek başına sorumlu olmadığı çok yakın bir geçmişte anlaşılmıştır. Veriler, ayna çekirdekler arasında gözlemlenen ayna enerji farklılıklarında izospin korunumsuz nükleer kuvvetlerin rolünün, Coulomb alanının rolü kadar önemli olabileceğini göstermektedir [8]. Bu araştırmaların diğer kütle bölgelerini kapsayacak şekilde genişletilmesi, farklı kütleler için izospin simetrisinin geçerlilik sınırını kontrol etmek, simetri kırılmasının kökenini belirlemek, yeni Coulomb etkilerini araştırmak ve nükleer etkileşimde izospin korunumsuz terimleri incelemek bakımından oldukça önemlidir. Bu bağlamda sd kabuğu ilginç bir bölgedir, ancak yüksek spin durumları ile ilgili veriler çok nadir bulunur. Teorik açıdan bakıldığında bu olayın daha iyi anlaşılması için modern tekniklerin kullanıldığı yüksek kaliteli kabuk model hesaplamalarına ihtiyaç duyulmaktadır. A~30-40 çekirdeklerini kabuk modeli ile açıklarken dikkat edilmesi gereken önemli bir husus, sd kabuk boşluğunun yüksek spin ve negatif eşlem (parite) durumlarını aıklayamamasıdır. Daha yüksek kabuklara ait işgalci (intruder) konfigürasyonlar ilgili hale gelir ve dolayısıyla iki ana kabuğu (sd ve fp) dikkate alan etkili etkileşimlere ihtiyaç duyulur.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

^{30}P çekirdeğindeki yüksek spin durumları geçmişte birçok araştırmacı tarafından incelenmiştir. I Ray ve diğerleri tarafından 2007'de gerçekleştirilen bir araştırmada (^{30}P çekirdeğinde kolektiflik başlangıcının gösterimi) bazı yeni enerji durumları ve Gama geçişleri farklı bir yolla bulunmuştur[9]. ^{30}P çekirdeği orta spinlere $I = 5^+$ kadar INGA Indian National Gamma (Clover) Array kullanılarak $E_{\text{lab}} = 40$ MeV'de $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},pn)$ füzyon-buharlaştırma reaksiyonundan sonra demet içi γ spektroskopisi ile incelenmiştir. Yedi gama ışınının polarizasyon ölçümleri ilk defa gerçekleştirilmiştir. E. Mcneice ve diğerleri tarafından 2014'te yapılan ^{30}P çekirdeği ile ilgili "In-beam γ -ray Spectroscopy of ^{30}P via the $^{28}\text{Si}(^3\text{He},p\gamma)^{30}\text{P}$ Reaction" başlıklı başka bir çalışmada elde edilenler şu şekilde özetlenebilir[10]. ^{30}P çekirdeğinin 8.25 MeV'ye kadar seviye yapısı Japonya'daki Tsukuba Tandem Accelerator Complex Üniversitesinde 9 MeV'de $^{28}\text{Si}(^3\text{He},p\gamma)^{30}\text{P}$ reaksiyonu kullanılarak demet içi γ ışını spektroskopisi ile incelenmiştir. γ - γ çakışım ölçümlerinden bir enerji seviye şeması elde edilmiştir. Önceden bilinen durumlardan (çoğunlukla rezonanslar) farklı olarak 47 yeni geçiş gözlemlenmiştir. Böylece, 17 seviyenin uyarılma enerjisindeki belirsizlik 3-10 keV den 1 keV den daha düşük bir değere indirgenmiştir. ^{30}P ile ilgili başka bir çalışma P. Tikkanen, J. Keinonen ve R. Lappalainen tarafından 1987'de gerçekleştirilmiştir[11]. ^{30}P çekirdeğindeki seviyelerin ortalama yarı ömürleri, Doppler kayması azalması yöntemi ve $\text{Si}(p, \gamma)^{30}\text{P}$ reaksiyonu uygulanarak ölçülmüştür. 6.1 MeV'lik uyarım enerjisinin altında kalan 27 bağlı seviyenin yarı ömürleri için değerler veya sınırlar belirlenmiştir; bu seviyelerden sekizinin yarı ömrü ilk defa bildirilmiştir. Hedefler, geri tepmelerin etkili bir şekilde durdurulmasını sağlamak amacıyla, Si'nin Ta desteklere aşılması yoluyla hazırlanmıştır. Doppler kayması azalması analizinde Monte Carlo yöntemi ve deneysel durdurma hesaplamaları kullanılmıştır. Deneysel geçiş yeğlilikleri, güncel kabuk modeli hesaplamalarının tahminleri ile karşılaştırılmıştır.

^{30}P ile ilgili başka bir çalışma Grossmann ve diğeri tarafından yapılmıştır [12]. $^{29}\text{Si}(p, \gamma)^{30}\text{P}$ reaksiyonu, $E_p = 1.0 - 2.5$ MeV enerji aralığındaki 32 rezonans için incelenmiştir. 230 birincil ve ikincil geçiş için açısal dağılımlar ölçülmüştür. Bu verilerin analizinden elde edilen sonuçlar, birçok seviyenin spin (J), eşlem (p) ve izospinini (T) belirlemek amacıyla $^{29}\text{Si}(p,p)^{29}\text{Si}$ ve $^{29}\text{Si}(p, \gamma)^{30}\text{P}$ reaksiyonlarından elde edilen önceki ölçümlerle birleştirilmiştir. Geriye kalan belirsizlikler, ana çekirdeğin (^{30}Si) spektrumu ve hesaplanan kabuk modeli spektrumu ile karşılaştırma yoluyla elenmiştir. 8.0 MeV'lik bir uyarım enerjisine kadar 103 durum için J, π ve T atanmıştır.



3. TEORİK BİLGİLER

Nükleer fiziğin kökeni, Rutherford'un 1911'de yaptığı atom çekirdeği önerisine kadar uzanır. Bu tarihten itibaren çekirdeğin yapısı çok sayıda teorik ve deneysel çaba ile birlikte hem teorik hem de deneysel olarak giderek daha fazla anlaşılmıştır. Dolayısıyla nükleer teori ve deney birbiriyle yakından alakalıdır, burada teori modellerin yapısı ve parametreleri için deneyden ilham alır, deney ise nükleer modelleri test etmek için hangi tür deneylerin daha pratik olduğunu belirlemek bakımından teoriden ilham alır. Ancak, çekirdeklerde deneysel olarak gözlemlenen çok çeşitli olayları yorumlama kapasitesine sahip tek bir teori mevcut değildir. Aksine farklı olayları açıklamak ve nitelemek için birçok farklı model önerilmiştir. Ayrıca nükleer deneyleri gerçekleştirmeye yönelik farklı yöntemler ve teknikler mevcuttur. Bu nedenle nükleer fizik araştırmalarında çok çeşitli deneysel ve teorik teknikler kullanılır. Yeni deney teknikleri araştırmacıları çekirdeklerin kararlılıktan uzaklaşarak incelenebilmesi yönünde desteklediğinden nükleer fizik araştırmaları giderek daha egzotik alanlara kaymıştır ve yeni olayları yorumlamak için yeni teorik modellere ihtiyaç duyulmuştur. Bir çekirdek proton sayısı Z ve nötron sayısı N ya da kütle numarası $A = Z + N$ ile tanımlanır. Bu üç sayının hepsi açık bir şekilde yazılabilir. Bir çekirdeğin kararlılığı, nükleonlarını bir arada tutan kuvvetler ile yakından ilişkilidir ve çekici nükleer kuvvetler ve itici Coulomb kuvvetleri arasındaki rekabet ile belirlenir. Nükleer kararlılığın ilk olarak çekirdeklerin bir sonraki nötron için sıfır bağlanma enerjisi sergilediği nötron akış çizgisinde veya bir sonraki protonun herhangi bir bağlanma sergilemediği proton akış çizgisinde kaybolması beklenir. Kararlı çekirdekler, beta kararlılık vadisi olarak adlandırılacak bir bölge oluşturur. Bu vadinin dışında kalan çekirdekler kararsızdır. Günümüzde beta kararlılık vadisinden çok uzakta bulunan ve nötron bakımından zengin veya proton bakımından zengin olan egzotik çekirdekler ile ilgili çalışmalar nükleer fiziğin sınırlarını zorlamaktadır. Devam eden deney girişimlerinde gözlemlenen yeni olaylara yer açmak için nükleer modellerin radikal şekilde

iyileştirilmesi gerekir. Bu gözlemleri açıklamaya yönelik bir birleşik teoriye sahip olmaktan çok uzak olmamıza rağmen birçok önemli ilerleme kaydedilmiştir. Örneğin nükleon-nükleon faz kaymalarını uyumlaştıran nükleon-nükleon potansiyellerinden elde edilen etkileşimler sayesinde kabuk modelinde önemli gelişmeler sağlanmıştır. Nükleer fiziğin mevcut sınırları, nötron bakımından zengin veya proton bakımından zengin çekirdekler, yüksek spin durumları, daha büyük deformasyonlar, egzotik şekiller ve benzerleri çalışmaları içine almaktadır. Bu araştırmalar mevcut çekirdek aralığının yanı sıra çekirdeklerdeki proton/nötron oranı ile ilgili çalışmaları da genişletmektedir. Örneğin, nötron bakımından zengin çekirdeklerin hızlı nötron yakalama süreci ile ilgili özellikleri, evrendeki çekirdek sentezinin anlaşılması bakımından çok önemlidir. r süreci, kararlılıktan uzak olan nötron bakımından zengin çekirdeklerin yapıları bilinmeden anlaşılabilir. Çekirdeklerin yüksek spinde incelenmesi nükleer yapı çalışmalarında etkin bir konudur. Yüksek spin çalışmaları, birçok egzotik ve ilginç olay için deneysel kanıt sunar. Ayrıca önerilen modeller için iyi bir test alanıdır. Yüksek spin durumları, ayrı nükleonların daha yüksek açısal momentum yörüngelerine taşınması veya eşleşmiş nükleonların çekirdeğinin hızlı bir şekilde dönmesinin sağlanması yoluyla elde edilebilir. Uyarım enerjileri tüm çekirdekte kolektif dönüşler veya titreşimler şeklinde olabilir. Çekirdek yeterince hızlı dönerse çekirdekteki bir nükleon çifti ayrılabilir ve iki valans nükleonun eklenmesi ile birlikte eylemsizlik momentinde geri bükülmenin ortaya çıkmasına neden olabilir. Çekirdeklerin kolektif yapısı ve tekli parçacık yapısı birbirlerinin tamamlayıcısıdır ve birbirleriyle rekabet halindedir. Dolayısıyla yüksek spin durumları ile ilgili çalışmalar, nükleer modellerin geliştirilmesi için bir çekirdekte kolektiflik ve bireyselliğin göreceli önemini anlaşılması bakımından değerlidir [13].

3.1 Gama Işını Tayini

Radyoaktif kaynaklardan veya bir nükleer reaksiyon gerçekleştikten sonra uyarılmış durumdan temel seviyeye dönen bir çekirdekten yayılan gama ışınlarının ölçülmesi yoluyla nükleer yapı fiziği hakkında bilgi edinmek için çeşitli gama ışını tespit sistemleri geliştirilmiştir. İlerleyen kısımlarda, yüksek spinli gama ışını spektroskopisini çalışmak için geliştirilen GASP dizisinin tasarımında kullanılan detektörlerin özellikleri açıklanacaktır.

3.1.1 Gama Işınının Madde ile Etkileşim Süreçleri

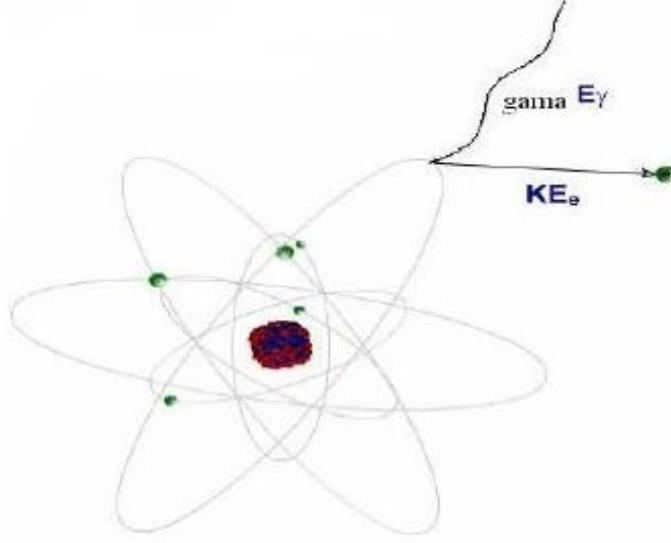
Gama ışınlarının doğrudan saptanması oldukça zordur. Madde ile etkileşime geçtiklerinde ürettikleri yüklü parçacıkların tespit edilmesiyle gözlenirler. Gama ışınları madde ile etkileşime geçerek enerjisinin bir kısmını veya tamamını soğurucudaki elektrona aktarır ve böylece tespit edilmiş olur. Gelen gama ışınının enerjisine ve soğurucu malzemenin özelliklerine bağlı üç ana etkileşim süreci mevcuttur: Fotoelektrik soğurma, Compton saçılımı ve Çift oluşumu. Gama ışını etkileşim süreçleri aşağıdaki alt kısımlarda özetlenmektedir [14,15,16].

3.1.1.a Fotoelektrik Soğurma

Bu süreçte gama ışını enerjisi bir atomik elektron tarafından tamamen soğurulur. Fotoelektrik soğurum $Z=32$ (Ge) için 0.2 MeV'nin altındaki düşük gama ışını enerjilerinde en olası etkileşim sürecidir ve burada gama ışını enerjisi, çekirdeğin yakınındaki bir bağlı iç atomik elektron tarafından tamamen soğurulur. Sonuç olarak atomdaki bir elektron, aşağıdaki denklem ile gösterilen bir kinetik enerji ile birlikte serbest kalır:

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (3.1)$$

Burada E_b , atomdan kopan elektronun bağlanma enerjisidir. Fotoelektron enerjisi detektör sisteminde gama ışını enerjisini foto-pik enerji olarak temsil eder. Fotoelektron serbest kaldığında atomik kabukta bir boşluk bırakır ve hemen akabinde bu boşluğun dış kabuklardan bir elektron tarafından doldurulması karakteristik X ışını veya Auger elektronlarının salınımına yol açar. Fotoelektrik soğurumunun olasılığı soğurucu malzemelerin atom numarasına ve gama ışını enerjisine bağlıdır. Fotoelektrik soğurum süreci Şekil 3.1'de şematik olarak gösterilmektedir.



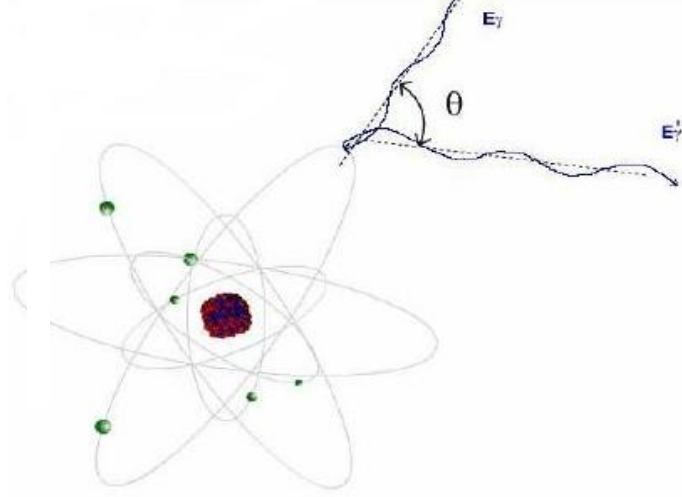
Şekil 3.1: Fotoelektrik soğurum süreci mekanizmasının şematik diyagramı.

3.1.1.b Compton saçılımı

Compton saçılımının olasılığı gama ışını enerji bölgesinde ($0.2 \text{ MeV} \leq E \leq 10 \text{ MeV}$) en yüksektir ve burada gelen foton (gama ışını), detektör içerisindeki soğurucunun en dıştaki atomik kabuğunda bir elektron ile çarpışır. Elektron yörüngesinden geri teper ve gama ışını enerjisi kısmen elektrona aktarılır. Gelen foton akabinde başlangıçtaki doğrultusuna göre bir açıyla (θ) ve düşük bir enerjiyle saçılır. Saçılım süreci Şekil 3.2'de gösterildiği üzere bir esnek çarpışma olarak kabul edilir ve saçılan fotonun enerjisi ile saçılma açısı, enerji ve momentum dönüşümü kullanılarak ilişkilendirilebilir:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} \cos \theta} \quad (3.2)$$

Burada E'_γ ve E_γ , saçılan ve gelen foton enerjilerini ifade eder, $m_0 c^2$, atomik elektronun durgunluk kütle enerjisini ifade eder ve θ , gelen ve saçılan foton doğrultuları arasındaki açıyı ifade eder. Compton saçılımı üzerinden bir gama ışını etkileşiminin olasılığı, soğurucu malzemenin atom numarası (Z) ile doğru orantılıdır ve ayrıca saçılım sürecine dahil olan elektronların sayısına bağlıdır.



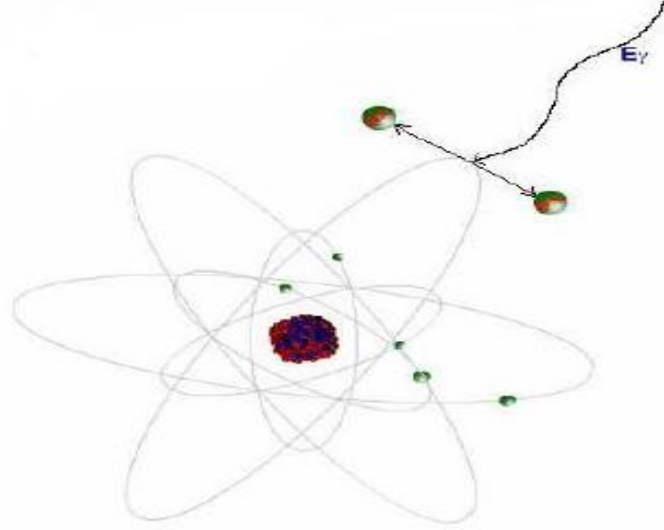
Şekil 3.2: Compton saçılım sürecinin şematik diyagramı.

3.1.1.c Çift oluşumu

Çift oluşumu, gama ışınının çekirdek Coulomb Alanı ile çevrelenmiş bir atomik elektron ile etkileşim sürecidir; bu etkileşim enerjik olarak gama ışınının 1.022 MeV'den yüksek bir enerjiye sahip olduğu durumlarda mümkündür, gama ışını tamamen kaybolur ve bir elektron-pozitron çifti oluşur. Oluşum sürecinden artan fazla enerji elektron ve pozitronda kinetik enerji olarak taşınır:

$$E_{\gamma} = 2m_0c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} \quad (3.3)$$

Oluşan parçacıklar soğurucu malzeme içerisinde yavaşlayıp durduktan sonra pozitron başka bir elektron ile yok olma sürecine girerek her birinin enerjisi 0.511 MeV olan arka arkaya iki gama ışını üretir. Bu süreç Şekil 3.3'te gösterilmektedir. Çift oluşumunun olasılığı, gama ışını enerjisinin, eşik enerji değerinin (1.022 MeV) üzerinde olmasına bağlıdır ve soğurucu malzemenin atom numarasının karesi (Z^2) ile orantılıdır.



Şekil 3.3: Çift oluşum-yok olma süreci mekanizmasının şematik diyagramı.

3.2 Nükleer Radyasyon Tespiti

Temel çalışma ilkeleri itibarıyla çoğu nükleer radyasyon detektörü benzer niteliklere sahiptir: radyasyon detektöre girer, detektör malzemesinin atomları ile etkileşime geçer (enerjisinin bir kısmını veya tamamını kaybeder) ve nispeten düşük enerjili çok sayıda elektron salınımı yapar. Bu elektronlar akabinde toplanır ve şekillendirilir. Burada katı (yani gazsız) gama ışını detektörleri ve detektör dizileri ele alınacaktır [17].

3.2.1 Sintilasyon Detektörleri

Katı detektörler, uygun boyutlarda olduğu zaman uygun soğurma olasılıkları verirler. Ancak işlevsel bir katı detektörün üretilmesi için iki zıt kriterin yerine getirilmesi gerekir:

1. Elektron ve iyonların yeteri kadar birikip elektronik pulsları oluşturabilmesi için yüksek elektrik alanı dayanabilecek detektör materyaline ihtiyaç vardır.
2. Elektronlar gönderilen radyasyon ile atomlardan kolayca ve büyük miktarlarda koparılabilir, elektronlar ve iyonlaşan atomlar malzeme içerisinde kolayca hareket edebilmelidir. Birinci şart, bir yalıtım malzemesinin seçimini destekler, ikinci şart ise bir iletkenin kullanımını önerir. Bu bağlamda en belirgin uzlaşma bir yarı iletkendir ve bu tip cihazlar bir sonraki kısımda ele alınacaktır. Faydalı ışınım detektörlerinin (onlarca cm^3) üretilmesini sağlamak üzere yeterince büyük yığın yarı iletken malzemeler 1960'ların sonlarına kadar mevcut değildi ve yüksek verimlilikli

ve makul çözünürlüklü nükleer spektroskopik cihazlara duyulan ihtiyacı gidermek için 1950'lerde Sintilasyon sayaçları geliştirilmiştir [17].

Sintilatörler inorganik (kristaller veya camlar) veya organik (katı kristaller, plastikler, yani sentetik polimerler veya sıvılar) olabilir. İnorganik sintilatörlerin kristalimsi form içerisinde büyütülmesi ve verimli bir şekilde işlev görmeleri için az miktarlarda katkı (safsızlıklar) içermeleri gerekir. Organik sintilatörler bu kısıtlamalardan pek etkilenmemektedir ancak daha düşük ışık çıkışları (gelen enerjinin ışık olarak ortaya çıkan kısmı) ve gama ışını spektrometresi için yetersiz uygunluk gibi kendine özgü dezavantajlara sahiptir [16]. Sintilatörler, gelen gama ışını enerjisinin ışığa dönüştürülmesi ilkesine göre çalışır. Çalışma prensipleri kristallerin bant yapısına dayanır; gama enerjisi bir elektronu valans bandından iletim bandına yönlendirir. İletim bandındayken elektronlar valans bandına geri dönebilir, ancak bu süreç verimsizdir ve çok yaygın değildir. Ayrıca foton görünür ışık spektrumunda yer almayacak kadar yüksek bir enerjiye sahip olacak ve dolayısıyla Sintilasyon süreci faydasız olacaktır. Sintilasyon sürecini mümkün kılmak için, bu elementin mükemmel bir kristali olmayan bir malzeme kullanılır. Bu amaçla malzemeye Sintilasyon sürecini aktive eden safsızlıklar ilave edilir. Bu safsızlıklar aktivatör olarak adlandırılır. Aktivatör elementin temel durumu ve uyarılmış enerji durumları, Sintilasyon kristalinin enerji aralığında (yani valans ve iletim bantları arasında) yer alır. Gelen ışının elektronları iletim bandına doğru uyardığında elektronun bulunduğu yerde bir "deşik" kalır. Bu "deşik" etkili bir artı yüke sahiptir ve bir aktivatör bölgeye hareket ederek bu bölgeyi iyonlaştırır ve esasen aktive edici malzemede başka birdeşik oluşturur. Aktive edicide budeşğin oluşması sonucunda, iletim bandındaki elektronlar aktivatörün uyarılmış durumlarından birine geçebilir ve akabinde temel duruma geri dönerek ışık yayabilir. Gelen gama ışını enerjisi yeterince büyükse belirli durumlarda bu foton parıldaması (Sintilasyon) gözle görülebilir. Ancak bu foton patlamalarının bir fotoelektrik cihaz, mesela bir foto çoğaltıcı tüp (PM tüp) vasıtasıyla bir elektriksel atıma dönüştürülmesi daha pratiktir. Özet olarak ışığın PM tüpte ışığa duyarlı bir yüzeye çarpması sonucunda her bir foton için en fazla bir foto elektron salınır. Bu ikincil elektronlar akabinde PM tüpte çoğaltılır, hızlandırılır ve çıkış atımına dönüştürülür. Bu atımın genliği, foto elektronların sayısı ve dolayısıyla gelen ışının enerjisi ile orantılıdır (doğrusallık). Sonuç olarak gama (γ) ışın spektrometresi gerçekleştirilebilir [17].

3.2.2 Yüksek Safılıkta Germanyum (HPGe) Detektörler

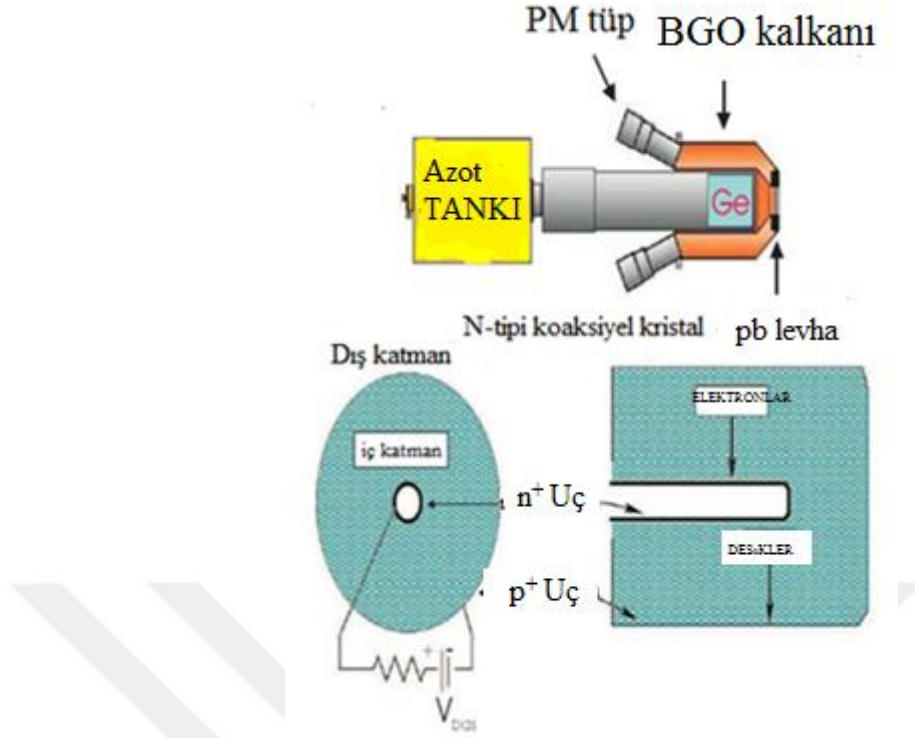
γ ışını tayini için genellikle yarı iletken germanyum detektörler kullanılır. Bir gama ışını detektöre girer ve Ge kristali ile etkileşir. Bu aşamadan sonra Yüksek Safılıkta Germanyum (HPGe) detektörler kullanılarak γ ışını spektroskopisi yapılır. Bu detektörler elektrik sinyalini foto diyot veya foto çoğaltıcı gibi bir çevirgece (transdüser) ihtiyaç duyulmaksızın doğrudan üretir. Detektörler spektroskopi deneylerinde önemli bir role sahiptir. Gama ışını spektroskopisi deneylerinde genellikle HPGe detektörler kullanılır. HPGe detektör, aşırı düzeyde yüksek safılıkta (yani 10^{-10} atom/cm³ kadar düşük bir safsızlık derişimine sahip) malzemenen oluşan bir p-n eklemidir. Gama ışınlarının saptanması, detektörün ters öngerilim kipinde çalıştırılması yoluyla sağlanır. Tükenim bölgesinin genişliği şu şekilde ifade edilir:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon V}{eN}} \quad (3.4)$$

Burada safsızlık derişiminin (N) düşük olması ve tükenim genişliğinin N'nin kare kökü ile ters orantılı olması bu tip detektörlerde tükenim bölgesinin daha büyük olduğunu gösterir. Dolayısıyla etkin saptama alanı detektörde daha fazla verimlilik sağlamaktadır. Bu detektörler aşağıdaki avantajlarından ötürü son zamanlarda gama ışını spektroskopisi için yaygın şekilde kullanılmaktadır:

- i. Yarı iletken Ge malzemesinin yüksek enerji çözme gücü;
- ii. Büyük detektörlerin yüksek tam enerji verimliliği;
- iii. Compton bastırıcılar ile yükseltildiğinde pik:toplam oranındaki büyük artış. Yüksek gama ışını çeşitliliğine sahip tipik nükleer yapı deneyleri söz konusu olduğunda bu tip detektörler büyük diziler halinde tertip edilir. Bu detektör aralığı için gerekli öngerilim (V) +3000 V ila +4000 V arasında olmaktadır [16,18].

Bir Sintilasyon detektörüne kıyasla bir Ge detektörün temel avantajı, enerji çözünürlüğünün daha yüksek olmasıdır. Bu değer bir ⁶⁰Co kaynağından salınan 1.33 MeV'lik bir γ ışını için tipik olarak 2.0 – 2.5 keV'dir (\approx %0.2). Aynı tek tip enerjili γ ışını için, tipik bir NaI(Tl) esaslı sintilasyon detektörünün karşılık gelen çözünürlüğü yaklaşık 100 keV'dir (\approx %7-8) ve bir BGO (Bi₄Ge₃O₁₂) sintilatörü için bu değer \approx 180 keV'dir (\approx %12-15) [19].



Şekil 3.4: Tipik bir eşeksenli n tipi HPGe detektörünün ve kristalinin gösterimi.

3.2.3 Füzyon-buharlaşma reaksiyonları

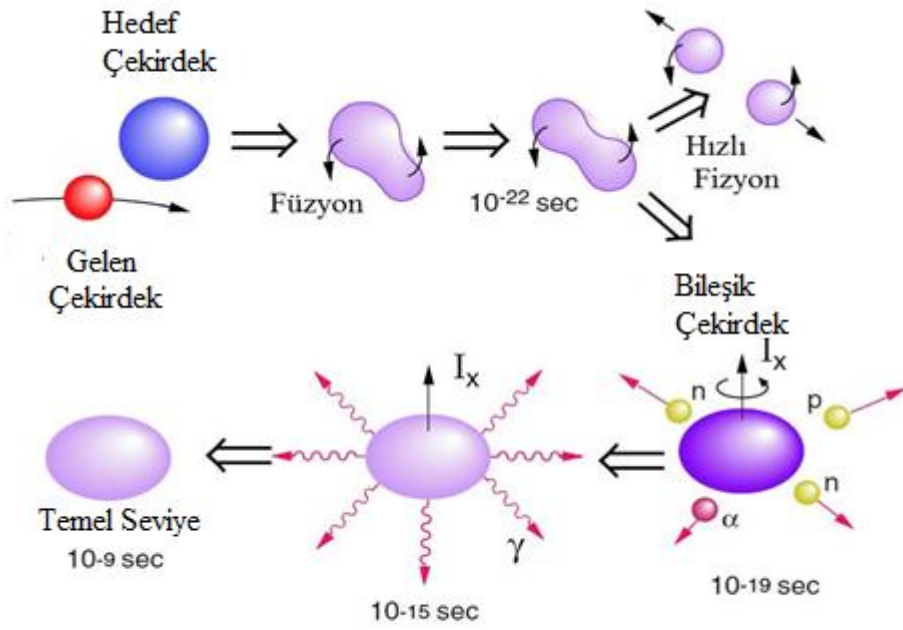
Bu kütle bölgesindeki çekirdekler hakkında spektroskopik bilginin edinilmesi amacıyla tipik olarak füzyon-buharlaşma reaksiyonları [20] kullanılmıştır. Bu tip reaksiyonlarda ışın demeti ve hedef çekirdekler kaynaşarak nükleonlarını paylaşır ve bileşik çekirdek olarak adlandırılan bir ara uyarılmış sistemi meydana getirir. Füzyon-buharlaşma reaksiyonu, Şekil 3.5'te şematik olarak gösterilen çok adımlı bir süreçtir: Hedefe gönderilen bir hızlandırılmış çekirdek bir hedef çekirdek ile çarpışır ve hızlı fisyonun meydana gelmediği durumlarda yüksek düzeyde uyarılmış bir bileşik çekirdek (CN) oluşur [21]. Hedefe gönderilen çekirdeğin enerjisi ve kütlesi E_p ve m_p , hedef çekirdeğin ve bileşik çekirdeğin kütleleri m_t ve m_{CN} olarak alındığında bileşik çekirdeğin uyarım enerjisi (E_{CN}^*) şu şekilde ifade edilir:

$$E_{CN}^* = Q + E_p \left(1 - \frac{m_p}{(m_p + m_t)} \right) \quad (3.5)$$

Burada Q reaksiyonun Q değeridir ve ilk ve son durumların kütleleri arasındaki fark olarak tanımlanır:

$$Q = \sum_i m_i - \sum_f m_f = m_p + m_t - m_{CN} \quad (3.6)$$

Bileşik çekirdek yüklü, hızla dönen ve sıcak bir cisimdir ve nükleer kuvvetlerin kısa mesafeli doğasından ötürü bir sıvı damlası gibi davranır. Her sıcak sıvı damlası gibi sıcaklığını düşürmeye çalışır. Birinci adımda ışık parçacıkları kütle sisteminin merkezinde neredeyse izotropik bir dağılım ile salınır. Yüklü parçacıkların salımı Coulomb bariyeri tarafından engellendiği için nötronların buharlaşması normalde protonların ve α parçacıklarının buharlaşmasından daha hızlı bir süreçtir bkz. şekil 3.5.



Şekil 3.5: Bir füzyon-buharlaşma sürecinde bileşik çekirdeğin oluşumu ve bozunumunu gösteren şematik diyagram [22].

Parçacıklar çok fazla enerji (ısı) ve ayrıca açısal momentum taşır. Parçacık buharlaşmasından sonra çekirdek soğur, ancak hızlı bir şekilde dönmeye devam eder. Daha sonra enerjisini ve açısal momentumunu uzun bir gama ışınları serisi üzerinden kaybeder. Bu çalışmada salınan gama ışınları incelenecektir.

1. Hafif parçacıkların salımı: Bileşik çekirdek bozunumunun ilk aşamalarında hafif parçacıkları kütle sisteminin merkezinde bir yaklaşık izotropik dağılım ve bir ısı enerji spektrumu ile birlikte salınır (buharlaşır). Yüklü parçacıkların salımı Coulomb bariyeri tarafından engellendiği için nötronların buharlaşması normalde protonların

ve α parçacıklarının buharlaşmasından daha hızlı bir süreçtir. Her parçacık, her bir nükleon için yaklaşık 5-8 MeV enerji ile salınır ve birkaç birim açısal momentum taşır ve artık çekirdeğin açısal momentumunu sadece marjinal düzeyde azalmış halde bırakır. Yani bileşik çekirdek uyarım enerjisinin büyük bir kısmı parçacık buharlaşması üzerinden kaybeder. Bu süreç, ışın salım olasılığı ile parçacık salım olasılığı karşılaştırılabilir düzeye gelene dek devam eder. Bu genel olarak bileşik çekirdek uyarım enerjisinin parçacık ayrılma enerjisi ile karşılaştırılabilir (veya daha düşük) düzeyde olduğu durumlarda gözlemlenir [23].

2. γ ışını salımı: Parçacık buharlaşmasından sonra artık çekirdek genel olarak nispeten yüksek bir açısal momentum durumunda kalır, bu çekirdeğin uyarım enerjisi ise parçacık ayrılma enerjisi ile aynı mertebededir. Akabinde artık çekirdek γ ışınlarının salınması sonucunda bozunur. Yüksek uyarım enerjisinde durumların yoğunluğu yüksektir ve birçok bozunum yolu mevcuttur; bu durumlar arasında meydana gelen enerji bakımından yakın mesafeli birçok geçiş bir sürekli arkaplan oluşturur ve toplam açısal momentumu anlamlı ölçüde düşürmez. Uyarım enerjisinin yeterince düşük olduğu durumlarda çekirdek nihai olarak uyarım enerjisi bakımından mesafeli durumlar arasında meydana gelen kesikli geçişler üzerinden bozunur. Buharlaşan parçacıkların açısal dağılımı, deforme bileşik çekirdeklerde yüklü parçacıkların bariyerin düşük olduğu yönlerde salımını destekleyen Coulomb bariyer etkileri dışında, kütle sisteminin merkezinde neredeyse izotropiktir. Bileşik çekirdeğin hareketinden dolayı, laboratuvar sistemindeki açısal dağılım izotropik değildir, ancak başlangıçtaki kütle merkezi hızını (v_{cm}) izleyen ön açılarda pikler sergiler:

$$v_{CM} = \frac{m_p}{(m_p + m_t)} \frac{\sqrt{2E_p}}{m_p} \quad (3.7)$$

Füzyon-buharlaşma reaksiyonlarında bileşik çekirdeğin muhtelif olası bozunum yollarını takip eden birçok çıkış kanalının açık olabileceği aşikârdır.

4. DENEY AYRINTILARI VE VERİ ANALİZİ

Çalışmanın temel amacı mevcut verilerin uygun bir yazılım ve fiziksel mantık ile analiz edilmesidir. Bu analiz data alımından sonra off-line olarak yapılmıştır. Herhangi bir spektroskopi deneyinde analizin başlangıç kısmı, verilerin standart laboratuvar kaynakları ile kalibre edilmesidir. Bunların yanı sıra verimlilik ölçümleri, yoğunluk hesabı, çakışım ölçümleri ve seviye şemasının oluşturulması için spektrumların incelenmesi gerekmektedir. Çekirdeklerin yüksek spin özelliklerinin incelenmesi için, yeterli açısal momentum ve uyarım enerjisi üreten bir reaksiyonun kullanılması gerekir. Çekirdeklerin yüksek spin durumlarını üretmenin en çok kullanılan yollarından biri, ağır iyon füzyon-buharlaşma reaksiyonunun kullanılmasıdır [24]. Farklı reaksiyon kanalları bu mekanizma ile doldurulabilir ve bu nedenle farklı reaksiyon kanallarının yüklü parçacık (proton ve α parçacığı) ve nötron tayini üzerinden seçilmesi gerekir [25]. Bu bölümde, bu ölçümde kullanılan deney düzeneğinin tarifi ile birlikte, füzyon-buharlaşma reaksiyonuna kısa bir giriş yapılacaktır. Analizler için γ - γ simetrik matrisi ve birinci eksen üzerinde sırasıyla $34^\circ, 60^\circ, 72^\circ, 90^\circ, 108^\circ, 120^\circ, 146^\circ$ lik açılarda detektörlere ve ikinci eksen üzerinde tüm detektörlere sahip yedi asimetric matris hazırlanmıştır. Simetrik matrisler seviye şemasının oluşturulmasına yönelik olarak γ - γ çakışım ilişkilerini incelemek için kullanılmıştır.

4.1 Deneý

Laboratori Nazionali di Legnaro daki XTU-TANDEM hızlandırıcısında ^{30}P çekirdeğine ait yüksek spin yapısını incelemek amacıyla bir deney yapılmıştır. Bu araştırmada tek-tek ^{30}P çekirdeği ile ilgili yeni sonuçlar verilmektedir. ^{30}P çekirdeğinin yüksek spin durumlarını incelemek için kullanılan veriler 31 MeV'lik bombardıman enerjisinde $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{N},2\alpha)^{30}\text{P}$ füzyon buharlaşma reaksiyonu kullanılarak elde edilmiştir. ^{14}N demeti, hedefe 5 pA'lık bir ortalama demet akımı ile etki eden LNL XTU-Tandem hızlandırıcı ile ulaştırılmıştır. 1 mg/cm² kalınlığında izotopik olarak zenginleştirilmiş %99.7'lik ^{24}Mg hedefi, 8 mg/cm²'lik bir altın tabakası üzerinde buharlaştırılmıştır. Reaksiyonda salınan γ ışınları, yedi halkada demet eksenine göre farklı açılarda tertip edilen 40 adet Compton baskı kalkanlı geniş hacimli yüksek saflıkta Ge detektöründen oluşan 4 π -GASP dizisi ile saptanmıştır [26]. En az iki germanyum detektörü çakışık olarak veri aldığı olaylar toplanmıştır. Enerji ve verimlilik kalibrasyonları, standart γ ışını kaynakları (^{56}Co ve ^{152}Eu) ile gerçekleştirilmiştir. sd kabuğundaki ^{30}P çekirdeğini incelemek için $^{14}\text{N} + ^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{38}\text{K}^* \rightarrow ^{30}\text{P} + 2\alpha$ füzyon-buharlaşma reaksiyonu seçilmiştir.

4.2 Dedeksiyon sistemi

Deneysel bakış açısından, yüksek açısal momentumda düşük kesit üretiminden ve büyük geçiş enerjilerinden dolayı yüksek spin durumlarını gözlemlemek için çok verimli ve duyarlı bir γ tespit sistemine ihtiyaç duyulur. Buharlaşan parçacıkların tespiti ayrıca reaksiyonda oluşan çok sayıda kanaldan dolayı farklı çekirdeklerin tanımlanmasını gerektirir. Bunların yanı sıra, geri tepen çekirdeklerin yüksek hızıyla buharlaşan parçacıkların kinematik etkileri neticesinde spektrumdaki piklerin genişliği çok fazla artmaktadır. Buharlaşan parçacık açıları ve enerjileri hakkında bilgiler kullanılarak bir kinematik düzeltmesi gerçekleştirildiğinde enerji çözünürlüğü büyük ölçüde iyileştirilebilir. Bu kütle bölgesinde Coulomb bariyeri daha düşüktür ve dolayısıyla çekirdeklerin yüklü parçacıkları buharlaştırma olasılığı yüksektir. Nötron bakımından zengin çekirdekler düşük düzeyde uyarılır ve bu nedenle nötronların saptanması önemlidir. GASP γ spektrometresi [27,28], $N \approx Z$ sd kabuk çekirdeklerinde yüksek spin durumlarını incelemek için kullanışlı bir düzendir.

4.3 Verilerin yapısı

Ölçüm esnasında, yeni bir olayın meydana geldiği her durumda veriler toplanır ve sinyal alan her bir detektörden gelen veriler, detektörü tanımlayan bir numara ile birlikte teyp üzerine yazılır. Alışıldığı üzere, teypelerin üzerindeki veriler, her biri bir yürütme (run) olarak adlandırılan dosyalarda düzenlenir. Yürütmeler elektronik sürüklenme riskini minimuma indirmek için olabildiğince kısa tutulmuştur, ancak her bir yürütmede, daha sonra çevrimdışı analizde iyi bir kazanç eşleştirmesinin gerçekleştirilmesi için yeteri kadar istatistiksel verinin toplanmasına dikkat edilmiştir. Teypeler GASP ware programı ile çevrimdışı olarak okunur: Bu, komut dosyasına yazılı olan önceden tanımlanmış komutları kabul eden genel amaca yönelik bir sıralama programıdır. Programda özel işlemleri gerçekleştirmek için kullanıcı tarafından yazılan alt yordamlar uygulanabilir. Bu program sayesinde ham veriler aşağıdaki analiz adımları için bir, iki ve üç boyutlu sıralı yapılar şeklinde yeniden düzenlenebilir. Bu tip yapılar genellikle spektrumlar, matrisler ve küpler olarak adlandırılır. Analizin geriye kalanında bu tip yapılar GASP deneylerinden elde edilen verileri analiz etmek için Padova ve Legnaro grupları tarafından geliştirilen GASP ware veri analiz paketinde bulunan XTRACKN ve CMAT programları ile ele alınmıştır [29].

Bir γ spektroskopi deneyinin veri analizi esasen iki temel adıma ayrılabilir: γ çakışmalarının "sıralanması" ve analizi. Bu bölümde, birinci aşamanın bir tanesini tanımlayacağız. Daha özel bir ifadeyle, detektörlerin kalibre edilmesine yönelik prosedürler, uygulanan zamanlama koşulları, reaksiyon kanallarının seçimi ve kirlenmelerin azaltılmasına yönelik teknikler verilecektir. γ çakışmalarının analizi aşağıdaki iki bölümde tanımlanacaktır ve bu bölümlerde kütlesi $A=30$ olan fosfor çekirdeği için yeni sonuçlar elde alınacaktır.

4.3.1 Enerji Kalibrasyonu

Birçok γ ışını detektöründen oluşan bir detektör dizisi kullanıldığında, farklı detektörlerden elde edilen verilerin toplanma olasılığına sahip olunması çok önemlidir. Bu nedenle, γ ışını geçişlerine ve dolayısıyla seviyelere yönelik enerjileri elde etmek amacıyla her bir detektör için enerji kalibrasyonu gereklidir. Akabinde kalibrasyon katsayılarını üretmek üzere kaynakların çalıştırıcılarının izdüşümleri analiz edilmiştir. Daha özel bir ifadeyle, düşük enerji kalibrasyonu ^{152}Eu

kaynağından gelen γ ışınları ile sağlanmıştır, yüksek enerji kalibrasyonu ise ^{56}Co kaynağından gelen γ ışınları ile sağlanmıştır. Bu prosedürü kontrol etmek için kalibrasyon dosyaları kaynakların spektrumlarına uygulanmıştır. 40 HPGe detektörüne ait 40 spektrumun tümü akabinde toplanmış ve farklı enerjilerde çözünürlükler hesaplanmıştır. Tek bir detektörün kazancı elektronik elemanların kararsızlıklarından ötürü zaman içerisinde değişebilir, dolayısıyla her bir detektörün her bir çalıştırıcısının bir referans yürütme ile eşleştirilmesi gerekir. Bizim durumumuzda, daha iyi bir enerji kalibrasyonu sağlamak için son demet içi yürütme seçilmiştir, çünkü bu yürütme zaman bakımından radyoaktif kaynaklar ile alınan yürütmelere en yakın yürütmedir. Bu sayede elektronikler arasında sürüklenme riski minimuma indirgenmiştir. İzdüşümlerin analiz edilmesi sonucunda her bir çalıştırıcıyı sonucu yürütme ile eşleştiren kayma katsayıları üretilmiştir [30].

4.3.2 Zaman Kalibrasyonu

HPGe detektörlerin zaman sinyallerinin kalibrasyonu daha kolaydır, çünkü zaman spektrumları sadece bir pik içerir ve bu pik deney boyunca nispeten daha kararlı kalır. Dolayısıyla söz konusu prosedür basitçe kayma katsayılarının tüm zaman piklerine önceden belirlenmiş bir pozisyonda sahip olmasını sağlayacak şekilde belirlenmesini içerir.

4.3.3 Verimlilik Kalibrasyonu

Bir çekirdekteki geçişlerin yeğinliğinin bir kestirimini yapmak için deney düzeneğinin γ verimliliğinin ölçülmesi gerekir. Bir toplam verimlilik eğrisinin yanı sıra farklı açılardaki verimliliğin bilinmesi de faydalı olabilir, dolayısıyla yedi GASP dizisi halkasına karşılık gelen yedi eğri hesaplanmıştır. Standart prosedür, kaynakların kalibrasyonlu spektrumlarının dikkate alınması (toplam verimlilik için tüm detektörlerin spektrumları toplanır, her bir halkanın verimliliği için sadece her bir halkadaki detektörler göz önüne alınır) ve her bir pik alanının hesaplanmasıdır.

4.4 GASP HPGe Detektörleri

4.4.1 GASP dizisi

GASP gama ışını spektrometresi [28], INFN Padova, Legnaro, Firenze, Milano ve Napoli işbirliğiyle geliştirilen bir enstrümandır ve Laboratori Nazionali di Legnaro'da (LNL) bulunmaktadır. Mayıs 1992'de faaliyetlerine başlamış ve 190'dan fazla

deneyde kullanılmıştır. Gama Işını Spektrometresi günümüzde, Strasbourg'daki EUROBALL IV detektör sisteminden sonra [30], yüksek spinli ve β kararlılığından uzak atom çekirdeği yapısının Legnaro Tandem-ALPI hızlandırıcısından gelen ağır iyon demetleri ile incelenmesi için kullanılmaktadır. 40 Compton baskı kalkanlı yüksek verimlilikli yüksek saflıkta n tipi germanyum detektör (HPGe) ve 80 BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) kristalinden oluşan bir 4π detektör sistemidir. Detektör, 40 adet ΔE -E Si teleskobundan oluşan bir yüklü parçacık detektör dizisi (ISIS) yerleştirilebildiği 34 cm çapında bir reaksiyon odası içerir (protonlar için verimlilik = %70). [29]



Şekil 4.1: Standart konfigürasyonlu GASP.

Germanyum detektörlerde iyonlaştırıcı radyasyon (gama ışınları) etkileşimi ters öngerilimli p-n eklemının tükenim bölgesinde meydana gelir. Bu tip detektörlerde bir elektron-deşik çiftinin üretilmesi için gerekli enerji küçüktür (yaklaşık 3eV). Biriken belirli bir miktarda gama ışını enerjisi için iletim bandına doğru çok sayıda elektron uyarılır. Bu özellik istatistiksel dalgalanmaları azaltarak detektörün enerji çözünürlüğünü iyileştirir [31]. GASP geometrisi 122 yüzlü bir çokyüzlüyü esas alır, bu yüzlerden 40 tanesi germanyum detektörler için kullanılır (28'i "altıgen" pozisyonlarda ve 12'si "beşgen" pozisyonlarda), 2 tanesi demet borusuna ayrılır ve geriye kalan 80 tanesi de BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) küresinin detektörleri için kullanılır

(nötron detektörleri kullanıldığında içteki BGO($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) küresinin en öndeki 6 elemanının yerini alır). Ancak bir dizinin en önemli özelliğinin tayin sınırı değil de toplam verimlilik olduğu deney durumları mevcuttur.

Örneğin yarı ömürler (hem DSAM veya Geritepme Mesafesi Pompa Tekniği) veya geçici alan g faktörü ölçülürken ölçüm hassasiyeti ağırlıklı olarak toplanan istatistikler ile belirlenir. GASP çözme gücünü iyileştirmek için farklı yardımcı detektörler kullanılabilir. Bunlardan en önemlisi Geritepme Kütle Spektrometresidir (RMS) ve LNL'deki Tandem-XTU hızlandırıcı ile birlikte kullanılmak üzere tasarlanmıştır [30].



Şekil 4.2: GASP dizisine bağlı N Halkasının bir bölümü. Nötron detektörleri en ön açıldaki 6 BGO($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) elemanının yerine kullanılır.

4.5 Açısal Dağılım (ADO)

Farklı açılara sahip bir γ ışını detektörler dizisi kullanıldığında, γ ışınlarının açısal dağılımının incelenmesi suretiyle seviyelerin spini belirlenebilir[32]. GASP geometrisi söz konusu olduğunda, yönlü ilintileri incelemek için yedi açı mevcuttur ($34^\circ, 60^\circ, 72^\circ, 90^\circ, 108^\circ, 120^\circ$ ve 146°) ve aynı halkadaki detektörler toplanarak istatistikler artırılabilir. Dolayısıyla, saptanan ışık parçacıklarına bağlı olarak, bir halkadan gelen sinyallerin bir eksen üzerine ve herhangi bir detektörden gelen sinyallerin diğer eksen üzerine yerleştirilmesi suretiyle simetrik olmayan yedi $\gamma - \gamma$ matrisi üretilebilir[33]. Bu matrisler açısal dağılımı elde etmek için kullanılmıştır. Düşük yoğunluklu geçişler için, açısal dağılım ölçümünün olanaksız olduğu durumlarda açısal dağılım bilgisi $R_{ADO} = [I_\gamma(34^\circ) + I_\gamma(146^\circ)]/2 I_\gamma(90^\circ)$ [34,35] şeklinde tanımlanan açısal dağılım oranından (R_{ADO}) elde edilmiştir. GASP geometrisinde R_{ADO} oranının referans değerleri saf dipol ve saf kuadrupol geçişleri için sırasıyla 0.8 ve 1.4'tür.

5. TARTIŞMA VE BULGULAR

Mevcut çalışmada yeni bulunan gama geçişleri için dallanma oranları ve literatürdeki dallanma oranı Çizelge 5.1'de gösterilmektedir. Elde edilen sonuçlar daha önce bilinen geçişlerin dallanma oranları ile örtüşmektedir. Bazı geçişler için yeterli kadar istatistik bulunmadığından, mevcut dallanma oranındaki istatistiksel hata değerleri yüksektir. Çizelge 5.1'de kalın harflerle belirtildiği üzere ^{30}P ait veri analizi sonucunda 1 yeni seviye ve 6 gama geçişi bulunmuştur; bu tabloda başlangıç durumu ve son durum arasında yer alan tüm gama geçişleri ifade edilmiş ve dallanma oranı bulunmuştur. Gama geçişlerinden ilki 2840.3 keV deki 3^+ seviyesinden 1974.3 keV'deki 3^+ seviyesine olan 866.5 keV enerjiye sahip geçiştir. Diğeri ise 4344.5 keV deki 5^+ seviyesinden 2539.0 keV deki 3^+ seviyesine olan 1804.1 keV'lik E2 geçiştir. Benzer şekilde 4926.4 keV deki 5^- seviyesinden 4344.5 keV'deki 5^+ geçişine olan 582.5 keV deki geçişte gözlenmiştir. Diğeri tüm gama geçişleri Bölüm 5.2'de tarif edildiği üzere aynı prosedürle bulunmuştur.

Çizelge 5.1: ^{30}P çekirdeğine ait ilk ve son durum için enerji ve spin-parite değerleri ile gama enerjileri ve dallanma oranları. Yeni keşfedilen geçişler yıldız * ile belirtilmiştir [URL-1].

$E_i(\text{keV})$	J_i^π	J_f^π	$E_\gamma(\text{keV})$	Dallanma oranı	
				$\text{ndc}^{\text{URL-1}}$	Mevcut
709.0	1^+	1^+	709.0	100	100 ± 1
1455.2	2^+	1^+	745.5	5.0 ± 0.4	35.0 ± 0.7
		1^+	1455.2	100.0 ± 0.4	100 ± 1

Çizelge 5.1 (devamı)

$E_i(\text{keV})$	J_i^π	J_f^π	$E_\gamma(\text{keV})$	Dallanma oranı	
				$\text{ndc}^{\text{URL-1}}$	Mevcut
1974.3	3^+	2^+	519.3	7.0 ± 0.2	12.0 ± 0.4
		1^+	1264.6	100.0 ± 0.6	100 ± 1
		1^+	1973.9	70.9 ± 0.8	77 ± 2
2539.0	3^+	3^+	565.6	0.79 ± 0.1	1.0 ± 0.3
		1^+	1830.3	3.23 ± 0.2	13.0 ± 1.2
		1^+	2539.9	100.0 ± 0.6	100 ± 4
2840.3	3^+	3^+	866.5		16 ± 1
		2^+	1385.1	48.6 ± 4	76 ± 2
		1^+	2131.4	100 ± 4	100 ± 3
		1^+	2840.3	43.6 ± 4	34 ± 2
4144.5	2^-	2^+	2689.4	100^a	100 ± 1
		1^+	3435.6	50^a	66 ± 4

Çizelge 5.1 (devamı)

$E_i(\text{keV})$	J_i^π	J_f^π	$E_\gamma(\text{keV})$	Dallanma oranı	
				$\text{ndc}^{\text{URL-1}}$	Mevcut
4232.7	4^-	3^+	1392.2	3.6 ± 0.8	3.1 ± 0.2
		3^+	1693.1	33.0 ± 0.8	6 ± 1
		3^+	2258.5	100 ± 1.4	100 ± 4
4344.5	5^+	3^+	1804.1		24 ± 1
		3^+	2370.3	100.0 ± 0.2	100 ± 4
4926.4	5^-	5^+	582.5		13.0 ± 0.3
		4^-	694.3	100 ± 1.1	100 ± 2
		2^+	3471.1	11.6 ± 0.6	10.0 ± 0.4
5232.6	4^-	3^+	3258.1	100 ± 1	100 ± 2
6471.3	6^-	5^-	1544.3		67 ± 3
		4^-	2238.4		100 ± 4
7202.2	7^+	6^-	732.3		19 ± 1
		5^+	2858.8	100	100 ± 3

^aKaynak[5].

Spin ve Parite değerlerinin belirlenebilmesi için kısım 4.5 te açıklandığı şekilde, geçişler için ADO oranları (yönelimli çekirdeklere ait γ ışını Açısız Dağılımları) elde edilmiştir.

4344.5 keV deki 5^+ seviyesinden 2539.0 keV'deki 3^+ seviyesine 1804.1* keV'lik gama geçişi için $R_{ADO} = 1.4(2)$, 4926.4 keV deki 5^- seviyesinden 4344.5 keV'deki 5^+ seviyesine 582.5* keV'lik gama geçişi için $R_{ADO} = 0.9(1)$, 6471.3 keV deki 6^- seviyesinden 4926.4 keV'deki 5^- seviyesine 1544.3* keV'lik gama geçişi için $R_{ADO} = 0.8(2)$, 6471.3 keV deki 6^- seviyesinden 4232.7 keV'deki 4^- seviyesine 2238.4* keV'lik gama geçişi için $R_{ADO} = 1.4(2)$ olarak bulunmuştur. Son olarak 7202.2 keV deki 7^+ seviyesinden 6471.3 keV'deki 6^- seviyesine olan 732.3* keV'lik gama geçişi için $R_{ADO} = 0.9(1)$ olarak elde edilmiştir ve daha önce bilinen değerlerle birlikte aşağıdaki Çizelgele 5.2 'de verilmiştir. Yeni bulunan geçişler yıldız * ile belirtilmiştir.

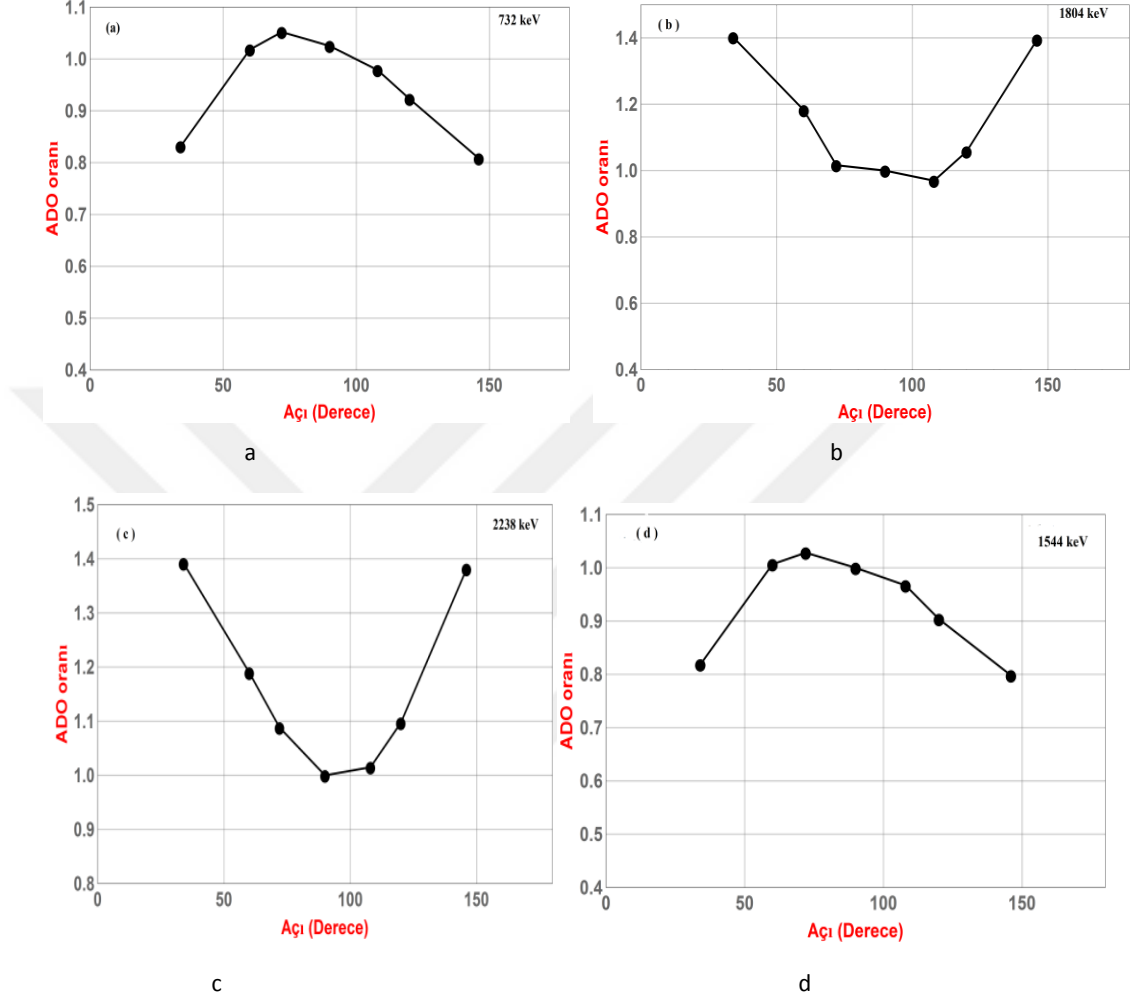
Çizelge 5.2: ^{30}P çekirdeğine ait ilk ve son durum için enerji ve spin-parite değerleri ile gama enerjileri ve ADO oranları. Yeni keşfedilen geçişler yıldız * ile belirtilmiştir.

E_i (keV)	E_f (keV)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	ADO oranı
2840.3	1974.3	3^+	3^+	866.5*	0.8(1)
4344.5	2539.0	5^+	3^+	1804.1*	1.4 (2)
4926.4	4344.5	5^-	5^+	582.5*	0.9(1)
6471.3	4926.4	6^-	5^-	1544.3*	0.8(2)
	4232.7		4^-	2238.4*	1.4(2)
7202.2	6471.3	7^+	6^-	732.3*	0.9(1)

Şekil 5.1'de 732.3* keV, 1804.1* keV, 2238.4* keV, 1544.3* keV'lik gama geçişlerini temsil eden dört geçiş için açısız dağılım sonuçları gösterilmiştir.

Seviye şemasına yeni eklenen geçişlerden biri, en yüksek spin pariteye sahip 7202.2 keV deki 7^+ durumundan yeni keşfedilen 6471.3 keV deki 6^- durumuna olan 732.3* keV'lik geçiş olup, bu geçişin açısız dağılımı Şekil 5.1 a 'da gösterilmiştir. Diğer bir geçiş ise, 4344.5 keV enerjiye sahip 5^+ durumundan 2539.0 keV deki 3^+ durumuna yapılan 1804.1* keV'lik geçiş olup, bu geçişin açısız dağılımı Şekil 5.1 b 'de

gösterildiği gibidir. Seviye şemasına eklenen ve yeni gözlenen 6^- durumundan 4^- durumuna bozunan 2238.4^* keV'lik geçiş ile 5^- durumuna bozunan 1544.3^* keV'lik geçişlere ait açısız dağılım grafikleri sırasıyla şekil 5.1 c ve d 'de verilmiştir.



Şekil 5.1: a) $732.3^* 7^+ \rightarrow 6^-$, b) $1804.1^* 5^+ \rightarrow 3^+$, c) $2238.4^* 6^- \rightarrow 4^-$ ve d) $1544.3^* 6^- \rightarrow 5^-$ geçişleri için açısız dağılım sonuçları.

5.1 ^{30}P çekirdeğine ait seviyelerin spin-parite belirlemeleri

7202.2 keV deki seviyeye ait spin-parite durumu I.Ray [9] in çalışmasında 2^+ olarak öne sürülmüş olmasına karşın yeni keşfedilen 6471.3 keV seviye bunun bu şekilde olamayacağını açık bir şekilde göstermektedir.

6471.3 keV den daha önce bilinen 4232.7 keV deki 4^- deki seviyeye olan yeni keşfedilen 2858.8 keV gamanın R_{ADO} değeri $\approx 1.3(2)$ olarak ölçülmüştür ve bu da

bunun bir kuadropol geçiş olduğunu belirtmektedir. Benzer şekilde 6471.3 keV den 4926.4 daki 5^- ye olan 1544.3 keV deki geçişte bir dipol geçiştir.

Bu da 6471.3 keV deki seviyenin 6^- olarak belirtilmesi için yeterlidir. 7202.2 keV den 6471.3 keV e olan 732.3 keV deki geçişe ait R_{ADO} değeri $\sim 0.9(1)$ olarak elde edilmiştir. Dipol geçişe ait olan bu değer 7202.2 keV deki geçişin sadece 7^+ olabileceğini göstermektedir. Bu sebeple bu seviyenin spin ve paritesi daha önce I.Ray ve diğerleri tarafından INGA (Indian National Gama (Clover) Array) detektör sistemi ile yapılan deney sonucunda [9] ileri sürüldüğü 2^+ değil 7^+ olmalıdır.

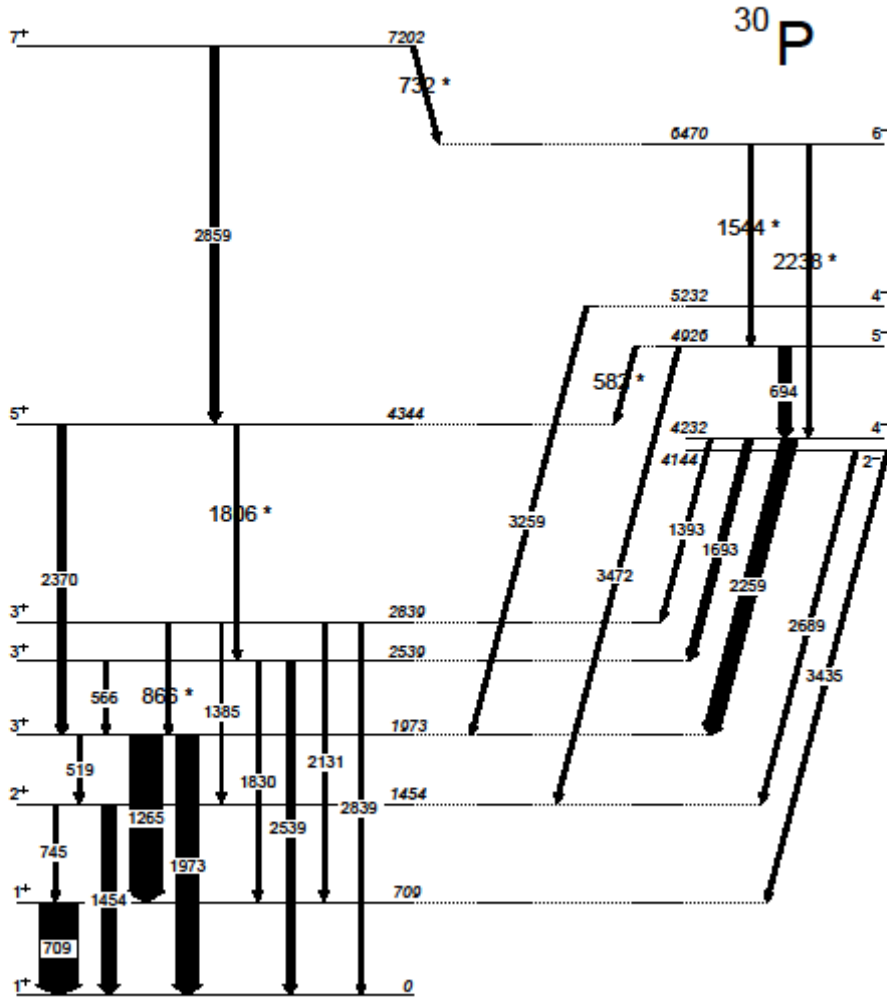
5.2 ^{30}P seviye şemasının genişletilmesi

Mevcut reaksiyonda oluşan bileşik çekirdek $^{38}\text{K}^*$ dan iki α paracığının buharlaşması sonucu elde edilen ^{30}P çekirdeğinin incelenmesi için daha önce oluşturulan γ - γ matrisi kullanılmıştır. Herhangi bir çekirdekteki enerji seviyelerinin spin ve paritelerinin belirlenmesi için birkaç bakış açısı göz önünde bulundurulmalıdır. Bunlardan birincisi geçişin seçilmesidir (gate koyma), yani bir detektörde sadece belirli bir geçişe ait sayımlar alınır ve geriye kalan detektörde spektrum gözlemlenir. Seçilmiş spektrum çakışık olarak alındığından, spektrumda gözlemlenen geçişler, seçilmiş olan geçiş ile sıralama oluşturan geçişlerdir ve gözlemlenmeyen geçişler ise seçili geçiş ile çakışımazdır. Seviye şemasını geliştirmeye yönelik prosedür şu adımları içerir:

1. İlk olarak temel durum geçişi (genellikle en yoğun olan) üzerine bir gate yerleştirilir ve bu seçilmiş spektrumda gözlemlenen geçişler kaydedilir ve akabinde yeni spektrumda yeni bir gate konarak yeni gamalar aranmaya devam edilir.
2. Seçili spektrumda gözlemlenen geçişler yoğunluklarına göre seçili gamanın üstündeki veya altındaki seviyelere yerleştirilir; burada yerleştirme sırası genellikle geçiş yeğliliğine bağlıdır. Bir geçiş yeğliliği ne kadar yüksekse sıralamada o kadar altlara yerleştirilir.
3. Ayrıca seçili spektrumunda gözlemlenmeyen ve başka bir seçili geçişin spektrumunda gözlemlenen geçişler temel durum geçişine paralel olarak (yani çakışımaz olarak) yerleştirilir[36].

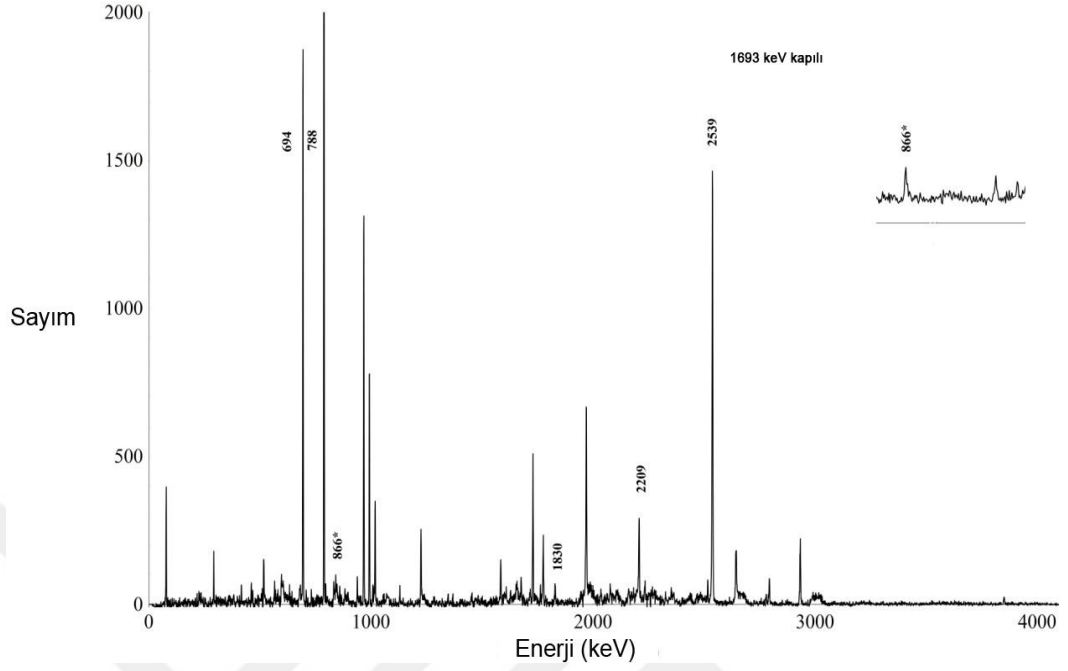
Veri analizi sonuçlarında ^{30}P çekirdeği için altı yeni geçiş ve bir yeni seviye bulunmuştur. Bulunan gama geçişlerinden ilki 2840.3 keV deki 3^+ seviyesinden 1974.3 keV'deki 3^+ seviyesine olan 866.5 keV enerjiye sahip geçiştir. Diğerleri ise 4344.5 keV deki 5^+ seviyesinden 2539.0 keV deki 3^+ seviyesine olan 1804.1 keV'lik

E2 geçişidir. Benzer şekilde 4926.4 keV deki 5^+ seviyesinden 4344.5 keV'deki 5^+ geçişine olan 582.5 keV deki geçişte gözlenmiştir. 4926.4 keV seviyesinden bozunan 694.3 keV deki gama seçildiğinde daha önce gözlemlenmemiş ve literatürde bulunmayan 1544.3 ve 732.3 keV de iki gama gözlenmiştir. 732.3 keV deki gama seçildiğinde benzer şekilde 1544.3 keV deki geçişin yanı sıra 2238.4 keV de yeni bir gama gözlenmiştir. Çakışma kuralları dikkate alındığında 6471.3 keV'de yeni bir seviyenin olması gerektiği anlaşılmıştır. Seviyenin spin ve paritenin belirlenmesi ise 732.3, 1544.3 ve 2238.4 keV deki gamalara ait ADO hesaplamaları neticesinde karar verilmiştir. Çizelge 5.2 te elde edilen sonuçlara istinaden spin ve paritesi 6^- olarak bulunmuştur. Bu sonuçlar Şekil 5.2 de gösterilmektedir.



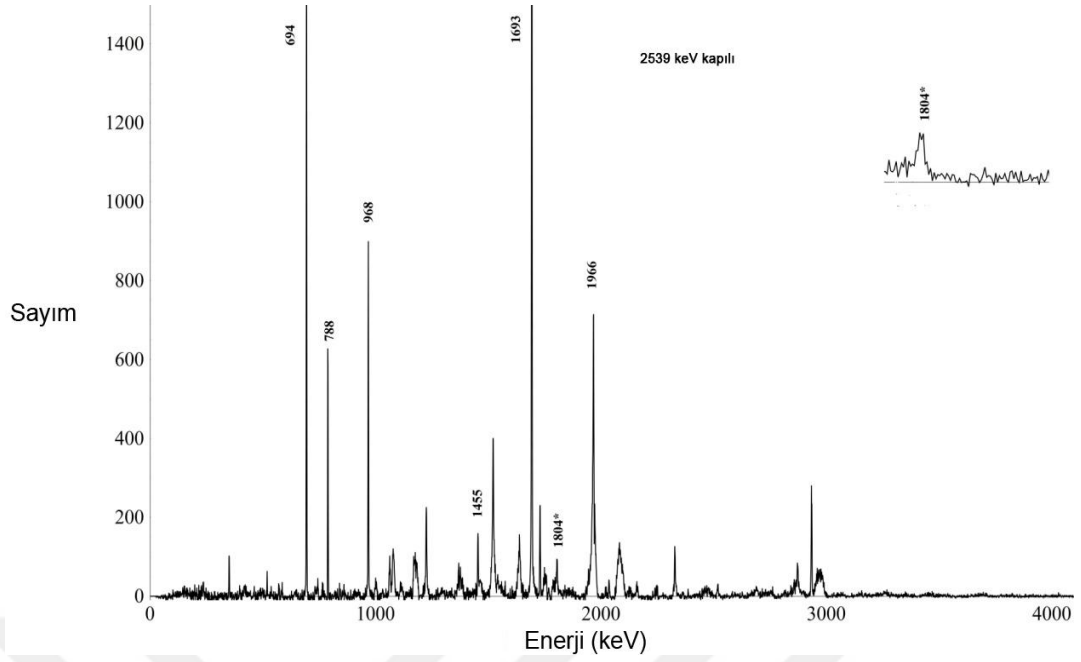
Şekil 5.2: ^{30}P çekirdeğinin kısmi seviye şeması. Yeni gözlemlenen geçişler yıldız * ile gösterilmektedir. Okların genişlikleri, geçişlerin yoğunlukları ile orantılıdır. Enerji etiketleri keV cinsindedir.

Gama-Gama simetrik matrisinde 1693.1 keV deki gamalara gate konduğunda oluşan spektrum Şekil 5.3'de gösterilmektedir.

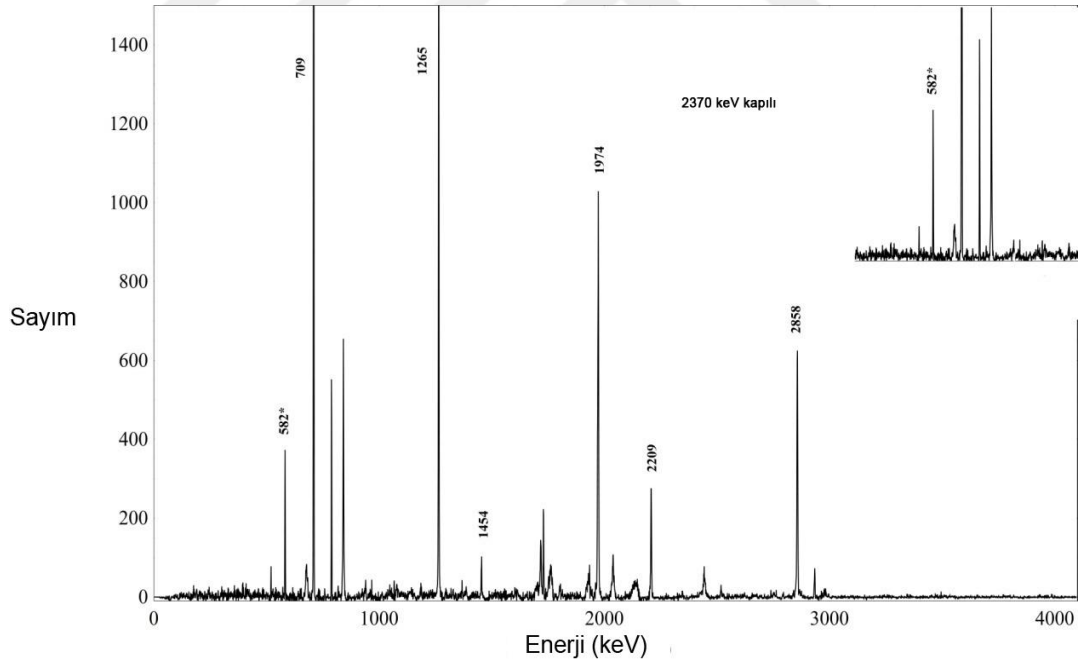


Şekil 5.3: ^{30}P çekirdeği için temsili kapılı 1693.1 keV spektrumları ve iki α parçacığı ile çakışık $\gamma - \gamma$ matrisinin izdüşümü. ^{30}P için olası yeni geçişler yıldız * işaretiyle belirtilmiştir.

Şekil 5.4'de benzer şekilde 3^+ 'dan 1^+ 'ya geçiş olan 2539.0 keV'deki gamalar seçildiğinde ^{30}P çekirdeğinde $5^+ \rightarrow 3^+$ geçişine karşılık gelen 1804.1* keV'lik pik görülmektedir. Aynı işlem $5^- \rightarrow 5^+$ geçişine karşılık gelen 582.5 keV deki gamayı gözlemlmek için 2370.3 keV'deki gamalar seçilerek tekrarlanmış ve spektrum Şekil 5.5'de verilmiştir.

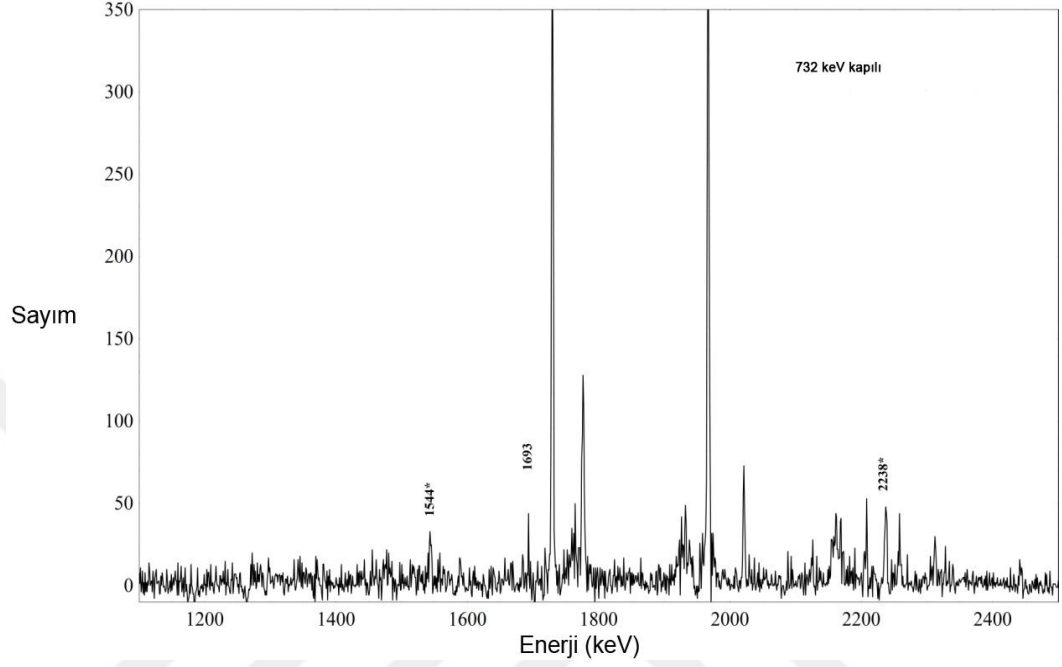


Şekil 5.4: ^{30}P çekirdeğinde 2539.0 keV' gate konulduğunda elde edilen spektrum. Yıldız * işaretiyle belirtilmiş 1804.1 keV deki geçiş net şekilde görülmektedir.



Şekil 5.5: ^{30}P çekirdeğinde 2370.3 keV'e gate konulduğunda elde edilen spektrum. Yıldız * işaretiyle belirtilmiş 582.5 keV deki geçiş net şekilde görülmektedir.

Yeni gözlemlenen 6471.3 keV'ki 6^- seviyesinden bozunan $6^- \rightarrow 5^-$ olan 1544.3 ve $6^- \rightarrow 4^-$ olan 2238.4 keV'e ait pikler üst geçiş olan 732.3 keV deki gamalar seçilerek gözlemlenebilmektedir. Buna ait spektrum Şekil 5.6 da verilmiştir.



Şekil 5.6: ^{30}P çekirdeğinde 732.3 keV'e gate konulduğunda elde edilen spektrum. Yıldız * işaretiyle belirtilmiş 1544.3 ve 2238.4 keV deki geçişler net şekilde görülmektedir.

6. SONUÇ

Bu çalışmada ^{30}P çekirdeği $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{N},2\alpha)$ füzyon-buharlaştırma reaksiyonu ile uyarılmış ve temel seviyeye geçerken salınan γ ışınları yüksek çözünürlüklü 4π GASP detektörleriyle ölçülmüştür. Toplamda altı yeni γ geçişi ile bir yeni enerji seviyesi gözlemlenmiş ve ^{30}P çekirdeğinin önceden bilinen seviye şemasına yerleştirilmiştir. Bulunan gamalar için Açısız dağılım (R_{ADO}) hesaplamaları yapılmış ve bunun neticesinde 6471.3 keV enerjiye sahip yeni bulunan seviyenin spin paritesi 6^- olarak atanmasının yanı sıra. I.Ray ve diğerleri [9] tarafından 2^+ olarak önerilmiş olan 7202.2 keV enerjiye sahip seviyenin M.Saha Sarkar ve diğerlerinin[37] önerdiği şekilde 7^+ olması gerektiği gösterilmiştir. Bu sayede ^{30}P çekirdeğinin seviye şeması genişletilip düzeltilmesi suretiyle literatüre katkı sağlanmıştır.

KAYNAKLAR

1. Jänecke, J. ve Wilkinson, D. H. 1969. Isospin in nuclear physics, Ch. 1, North-Holland, Amsterdam.
2. Henley, E. M. ve Wilkinson, D. H. 1969. Isospin in nuclear physics, Ch. 2, North-Holland, Amsterdam.
3. Fujita, Y., Akimune, H., Daito, I., Fujimura, H., Fujiwara, M., Harakeh, M. N. ve Tanaka, M. 1999. Mirror-symmetry structure of $A=27$, $T=1/2$ nuclei studied through strong, weak, and electromagnetic interactions. Physical Review C, 59, 90.
4. O'Leary, C. D., Bentley, M. A., Appelbe, D. E., Cullen, D. M., Ertürk, S., Bark, R. A. ve Saitoh, T. 1997. Mirror symmetry up to the band termination in ^{49}Mn and ^{49}Cr . Physical review letters, 79, 4349.
5. Sheikh, J. A., Warner, D. D. ve Van Isacker, P. 1998. Rotational dependence of Coulomb energy differences. Physics Letters B, 443, 16-20.
6. Zuker, A. P., Lenzi, S. M., Martinez-Pinedo, G. ve Poves, A. 2002. Isobaric multiplet yrast energies and isospin nonconserving forces. Physical Review Letters, 89, 142502.
7. Lenzi, S. M., Märginean, N., Napoli, D. R., Zuker, A. P., De Angelis, G., ve Bentley, M. A. 2001. Coulomb Energy Differences in $T=1$ Mirror Rotational Bands in ^{50}Fe and ^{50}Cr . Physical review letters, 87, 122501.
8. Svensson, C. E., Macchiavelli, A. O., Juodagalvis, A., Poves, A., Ragnarsson, I., Åberg, S. ve Carpenter, M. P. 2000. Superdeformation in the $N=Z$ Nucleus ^{36}Ar : Experimental, Deformed Mean Field, and Spherical Shell Model Descriptions. Physical review letters, 85, 2693.

9. Ray, I., Moumita, R. B., Kshetri, R., Maitreyee, S. S., Sarkar, S., Banerjee, P. ve Mukherjee, A. 2007. Indication of the onset of collectivity in ^{30}P . Physical review. C. Nuclear physics, 76.
10. Mcneice, E., Setoodehnia, K., Singh, B., Abe, Y., Binh, D. N., Chen, A. A. ve Hayakawa, T. 2014. In-beam γ -ray Spectroscopy of ^{30}P via the $^{28}\text{Si} (^3\text{He}, p\gamma) ^{30}\text{P}$ Reactions. Nuclear Data Sheets, 120, 88-90.
11. Tikkanen, P., Keinonen, J., Lappalainen, R. ve Wildenthal, B. H. 1987. Short lifetimes in ^{30}P . Physical Review C, 36, 32.
12. Grossmann, C. A, LaBonte, M. A, Mitchell, G. E, Shriner, J. D, Shriner, J. F., Vavrina, G. A. ve Wallace, P. M. 2000. Complete spectroscopy of ^{30}P . Physical Review C, 62, 024323.
13. Williams, S. J., Bentley, M. A., Warner, D. D., Bruce, A.M., Cameron, J.A., Carpenter, M. P. ve Joss, D. T. 2003. Anomalous Coulomb matrix elements in the $f_{7/2}$ shell. Physical Review C, 68, 011301.
14. Glenn, F. K. 1989. Radiation detection and measurement. John Wiley ve Sons, New York, USA.
15. Knoll, G. F. 2010. Radiation detection and measurement. John Wiley ve Sons, New York, USA.
16. Bazzacco, D. 2004. The advanced gamma ray tracking array AGATA. Nuclear Physics A, 248-254.
17. Günther, H. 1980. NMR spectroscopy: an introduction. John Wiley ve Son Ltd.
18. Vaidya, B. 2008. Gamma Ray Spectroscopy of Some $N=78$ Nuclei, Dokoratezi, Indian Institute of Technology Roorkee.
19. Pipidis, P.A. 2016. Structural Behavior of ^{157}Dy in the $I=30-50L$ Spin Regime and the High-Spin Domain of ^{158}Er Up to and Above Band Termination, Nuclear Physics A, 151-159.

20. Amman, M. S. ve Luke, P. N. 2000, November. Position-sensitive germanium detectors for gamma-ray imaging and spectroscopy. In International Symposium on Optical Science and Technology . International Society for Optics and Photonics, Amsterdam, 144-156.
21. Beausang, C.W. ve Simpson, J. 1996. Large arrays of escape suppressed spectrometers for nuclear structure experiments, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 22, 527.
22. Riley, M. A. 1998. Gammasphere, the beginning 1993-1997. Dept. of Physics, Nuclear physics, Doktora Tezi, Florida State University, 543-564.
23. Newton, J.O., Stephens, F. S., Diamond, R.M., Kelly, W.H. ve Ward, D. 1970. Gamma-ray de-excitation of compound-nucleus-reaction products. Nuclear Physics A, 141, 631-640.
24. Liu, S. 2010. Nuclear structure studies of neutron-rich nuclei produced in the spontaneous fission of ^{252}Cf . triaxiality near $A=110$ spherical shapes and Octupole correlations beyond ^{132}Sn , Doktora Tezi, Vanderbilt University.
25. Della Vedova, F., Lenzi, S. M., Ionescu-Bujor, M., Mărginean, N., Farnea, E., Nespolo, M. ve Bizzeti, P. G. 2005, April. Isospin Symmetry Along The $N=Z$ Line In The sd Shell. In Nuclei at the Limits, 205-210.
26. Aydin, S., Recchia, F., Ionescu-Bujor, M., Gadea, A., Lenzi, S.M., Lunardi, S. ve Bouhelal, M. 2012. High-spin structure and intruder excitations in ^{36}Cl , Physical Review C, 86, 024320.
27. Bazzacco, D. 1992. Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure at High Angular Momentum, Ottawa.
28. Morháč, M. ve Matoušek, V. 2008. On-line compression of symmetrical multidimensional γ -ray spectra using adaptive orthogonal transforms. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Nuclear physics A, 420-433.

29. Petrache, C. M., Bazzacco, D., Lunardi, S., Alvarez, C. R., De Angelis, G., De Poli, M. ve Wyss, R. 1996. Rotational bands in the doubly odd nucleus ^{134}Pr , Nuclear Physics A, 597, 106-126.
30. Spolaore, P., Larson, J. D., Signorini, C., Beghini, S., Xi-Kai, Z. ve Hou-Zhi, S. 1985. A recoil mass spectrometer for the XTU tandem at LNL. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Nuclear physics A, 381-392.
31. Bruyneel, B., Reiter, P. ve Pascovici, G. 2006. Characterization of large volume HPGe detectors. Part II: Experimental results. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section An accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Nuclear physics A, 774-789.
32. Sephton, J. P., Sharpe, P. H. G. ve Chu, R. D. H. 2002. The use of ionisation chambers for dose rate measurements at industrial irradiation plants, Radiation Physics and Chemistry, 63, 789-792.
33. Piiparinen, M., Atac, A., Blomqvist, J., Hagemann, G. B., Herskind, B., Julin, R. ve Tikkanen, P. 1996. High-spin spectroscopy of the ^{142}Eu , ^{143}Eu and ^{144}Eu nuclei, Nuclear Physics A, 605, 191-268.
34. Löbner, K. E. G. ve Hamilton, W. D. 1975. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. North-Holland, Amsterdam, 173.
35. Weiszflog, M., De Angelis, G., Axelsson, A., Bazzacco, D., Becker, F., De Poli, M. ve Napoli, D. R. 2001. High-spin spectroscopy of ^{63}Ga and ^{65}Ga , The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei, 11, 25-38.
36. Masiteng, P. L. 2013. Gamma spectroscopy and lifetime measurements in the doubly-odd ^{194}Tl nucleus, The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei, 321-329.
37. Sarkar, M. S., Bisoi, A., Ray, S., Kshetri, R. ve Sarkar, S. 2013. Understanding Nuclei in the upper sd-shell. ArXiv preprint ArXiv, Physical review. Nuclear physics, 1308, 0207.

URL-1

<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/getdataset.jsp/nucleus=³⁰P veunc=nds:01.06.2016>

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soya : Kosrat Hussein Hamad
Doğum Trihi ve Yeri : Al-Sulaymaniyah / 14.07.1987
E-Posta adresi : kosrathussein988@gmail.com
: kosrat.huseinhamad@yahoo.com

EĞİTİM BİLGİLERİ

Lisans : Salahaddin Üniversitesi Fen-Edebiyat Fak. Fizik Bölümü-2011
Yüksek Lisans : Aksaray Üniversitesi-Fen Bilimleri Ens. Fizik A.B.D

MESLEKİ DENEYİM VE ÖDÜLLERİ

1. Harem Lisesi / Sulaymaniyah Fizik öğretmeni 2011- 20 14