

T.C.
Niğde Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Ana Bilim Dalı

$^{210-226}\text{Ra}$ İzotoplarının Egzotik Çekirdek Bozunumu Yarı Ömür
Sürelerine Deformasyonun Etkisinin Teorik Olarak
Araştırılması

Şebnem Evlice

Mayıs 2015

T.C.
NİĞDE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANA BİLİM DALI

²¹⁰⁻²²⁶Ra İZOTOPLARININ EGZOTİK ÇEKİRDEK BOZUNUMU YARI ÖMÜR
SÜRELERİNE DEFORMASYONUN ETKİSİNİN TEORİK OLARAK
ARAŞTIRILMASI

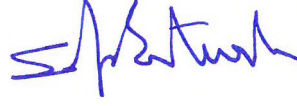
ŞEBNEM EVLİCE

Yüksek Lisans Tezi

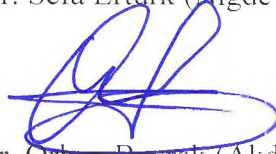
Danışman
Doç. Dr. Asım SOYLU

Mayıs 2015

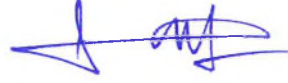
Şebnem Evlice tarafından Doç. Dr. Asım Soylu danışmanlığında hazırlanan “²¹⁰⁻²²⁶Ra İzotoplarının egzotik çekirdek bozunumu yarı ömür sürelerine deformasyonun etkisinin teorik olarak araştırılması” adlı bu çalışma jürimiz tarafından Niğde Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalı’nda Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.



Başkan : Prof. Dr. Sefa Ertürk (Niğde Üniversitesi)



Üye : Doç. Dr. Orhan Bayrak (Akdeniz Üniversitesi)



Üye : Doç. Dr. Asım Soylu (Niğde Üniversitesi)

ONAY:

Bu tez, Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunca belirlenmiş olan yukarıdaki jüri üyeleri tarafından/....../20.... tarihinde uygun görülmüş ve Enstitü Yönetim Kurulu’nun/....../20.... tarih ve sayılı kararıyla kabul edilmiştir.

...../...../20...

Doç. Dr. Murat BARUT
MÜDÜR

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin bilimsel ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Şebnem Evlice

ÖZET

$^{210-226}\text{Ra}$ İZOTOPLARININ EGZOTİK ÇEKİRDEK BOZUNUMU YARI ÖMÜR SÜRELERİNE DEFORMASYONUN ETKİSİNİN TEORİK OLARAK ARAŞTIRILMASI

EVLİCE, Şebnem
Niğde Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Ana Bilim Dalı

Danışman : Doç. Dr. Asım SOYLU

Mayıs 2015, 144 sayfa

Bu çalışmada, $^{210-226}\text{Ra}$ izotoplarının ^4He , $^{8,10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$ ve $^{16,18,20,22}\text{O}$ küme bozunumlarının yarı ömürlerine, küme ve kız çekirdeğin nükleer deformasyonlara etkisi sistematik olarak araştırıldı. WKB metodu ve Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı, deforme edilmiş Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyelleri yarıömürleri hesaplamak için kullanıldı. Hesaplamalar küresel durumlar için de gerçekleştirildi. Farklı oryantasyon açıları ve tüm açılar üzerinden yarıömürler hesaplandı. Küme ve kız çekirdeklerin deformasyonun yarıömür sonuçlarını değiştirdiği açıkça görüldü. Ra izotopları için yarı ömürlerde, küme çekirdeğin deformasyonlarının kız çekirdeğin deformasyonlarından daha etkili olduğu görüldü. Ayrıca kız çekirdek ve küme çekirdeğin oryantasyon açılarının hesaba katılması sonuçlara pozitif katkı yaptı. Cosh potansiyeli için küresel sonuçlar hem Coulomb ve yaklaşım potansiyeli (Coulomb and Proximity Potantial Model, CPPM) ve hem de Küme bozunumu için evrensel formül (One single line of universal, UNIV) ile elde edilen sonuçlarla ve ^4He ve ^{14}C bozunumu için deneysel değerlere daha uyumlu olarak bulundu. Elde edilen sonuçlar Ra izotopundan mümkün egzotik bozunmaların bilinmeyen deneysel yarıömürlerini tahmin etmek için kullanılabilir.

Anahtar Sözcükler: Alfa ve küme bozunumu; yarı ömür; WKB metodu; deformasyon; Radyum izotopları

SUMMARY

THEORETICAL INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF DEFORMATION ON THE EXOTIC NUCLEI DECAY HALF LIVES OF $^{210-226}\text{Ra}$ ISOTOPES

EVLICE, Şebnem

Nigde University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor

: Associated Prof. Dr. Asım SOYLU

May 2015, 144 pages

In this study, the influence of nuclear deformations of the cluster and daughter nuclei on the half-lives of ^4He , $^8,^{10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$ and $^{16,18,20,22}\text{O}$ cluster decays from $^{210-226}\text{Ra}$ is systematically investigated. The Wentzel–Kramers–Brillouin (WKB) method and Bohr–Sommerfeld quantization condition with the deformed squared Woods–Saxon and Cosh potentials are used phenomenologically in order to compute the half-lives. The half-lives for the spherical cases, different orientation angles as well as over all angles are calculated. In cases where the deformation of both cluster and daughter effect the result, it is found that the deformation of the cluster is more important than the deformation of the daughter. Furthermore, it is also found that taking into account the orientation angles of the daughter and cluster also improves the results when compared to experiment. However, the results for the Cosh potential with certain parameters without any deformation are found to be more compatible with both the results obtained by the Coulomb and proximity potential model (CPPM) and the universal formula for cluster decay (UNIV), as well as the experimental values for ^4He and ^{14}C decays. The results provide a useful method for estimating the unknown experimental half-lives of possible exotic decays from Ra isotopes.

Keywords: Heavy cluster decay; half-lives; WKB method; deformation; Radium isotopes



Gazi Mustafa Kemal Atatürk

1881-1938

Onun izinde...

ÖNSÖZ

Çok sayıda nükleon sayısına sahip bir çekirdeğin mikroskobik olarak tanımını yapmak bugünkü nükleer fizik açısından mümkün değildir. Nükleer modeller cinsinden daha basit bir analizle incelenmesi gerekir. Bunun için kullanılan model kümelenme modelidir. İkili kümelenme modeline göre çekirdek iki cisim problemine indirgenebilir ve bu yolla da incelenmesi daha basit bir duruma dönüşebilir. Bugün nükleer fizikte çekirdekte böyle kümelenmiş yapıların olduğuna dair güçlü deneysel veriler vardır ve bunların ispatı çalışmalarına da devam edilmektedir. Bu anlamda, yapılan deneysel çalışmaları destekleyecek türden teorik çalışmalar son derece önemlidir. Bu çalışmada, ²¹⁰⁻²²⁶Ra izotoplarının alfa ve ağır küme bozunumlarının yarı ömürlerine deformasyonun etkisi fenomenolojik bir yolla araştırılmıştır. Yaklaşık metodlarla yapılan yarı ömür hesaplamalarının sonuçlarına göre deformasyonların etkisi açıkça ortaya konmuştur. Bu çalışma, izotopların ağır çekirdek bozunumu ve kümelenme modeli üzerine ülkemizde yapılan ender çalışmalardan birisidir. Bu bakımdan bu tez çalışmasının bundan sonraki süreçte izotopların bozunmasının teorik hesaplamaları ve deformasyonlar üzerine yapılacak çalışmalara kaynak olmasını ve elde edilen sonuçların literatürdeki radyum izotoplarının ağır çekirdek bozunumlarıyla ilgili hem deneysel hemde teorik çalışmalara öncü olmasını dilerim.

Yüksek lisans ve tez çalışmalarında, her konuda yardım ve desteğini gördüğüm, bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim, değerli katkılarıyla bana yol gösteren, tez danışmanım Doç. Dr. Asım Soylu'ya sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca hocam Prof. Dr. Sefa Ertürk'e, değerli arkadaşım Saim Öngü'ye teşekkür ederim. Desteklerinden, sabırlarından ve anlayışlarından dolayı eşim Yakup Evlice'ye ve oğlum Bilgehan Evlice'ye, her zaman yanımda olan annem Halide Aytek, babam Mahmut Aytek ve abim İsmail Aytek'e teşekkür ederim.

Bu tez çalışması TÜBİTAK tarafından 113F225 nolu proje ile kısmen desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	iv
SUMMARY	v
ÖNSÖZ	vii
İÇİNDEKİLER	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
BÖLÜM I GİRİŞ	1
BÖLÜM II RADYOAKTİF BOZUNUM	7
2.1 Radyoaktif Bozunma	7
2.2 Radyoaktif Bozunma Çeşitleri	11
2.2.1 Alfa bozunumu	12
2.2.2 Beta bozunumu	13
2.2.3 Gama bozunumu	17
BÖLÜM III ALFA BOZUNUMU	21
3.1 Alfa Bozunumu	21
3.2 Temel Alfa Bozunumu Reaksiyonları: Enerji ve Momentum	23
3.3 Alfa Yayınlanma Teorisi	26
3.4 Alfa Bozunumunda Açısal Momentum ve Parite	30
3.4.1 Açısal momentum engeli	32
3.5 Alfa Bozunma Spektroskopisi	35
BÖLÜM IV NÜKLEER YAPI MODELLERİ	37
4.1 Fermi-Gaz Modeli	37
4.2 Sıvı Damlası Modeli	40
4.3 Kabuk Modeli	43
4.4 Kollektif Model	49
4.5 Kümelenme Modeli	51
4.5.1 İkili kümelenme modelleri	56
BÖLÜM V TÜNELLEME OLAYI VE WKB METODU	58
5.1 Tünelleme Olayı	58
5.1.1 Tünelleme olayının keşfi	59

5.1.2 Tünellemenin Alfa bozunumuna uygulanması	62
5.2 WKB Metodu.....	69
5.3 Nükleer Potansiyellerin Uygulanması	77
5.3.1 Kare kuyu potansiyeli	78
5.3.2 Cosh potansiyeli.....	79
5.3.3 Woods-Saxon potansiyeli	79
5.3.4 Hibrit potansiyel	80
5.3.5 Ortalama Aan (Mean-Field) kümeleme potansiyeli	81
5.3.6 Çift Katlı (Double Folding) potansiyel.....	81
5.3.7 Coulomb ve yaklaşım potansiyeli Modeli (Coulomb and Proximity Potential Model, CPPM)	82
5.3.8 Diğer modeller	85
5.3.8.1 Küme bozunumu için evrensel formül (One single line of universal, UNIV).....	85
5.3.8.2 Yeni Evrensel Grafik (New Universal Plot)	86
BÖLÜM VI EGZOTİK ÇEKİRDEK BOZUNUMU	89
6.1 Tarihçe	90
6.2 Teorik Çalışmalar	91
6.3 Deneyler Çalışmalar	93
6.4 İnce Yapı.....	94
BÖLÜM VII ALFA VE EGZOTİK ÇEKİRDEK BOZUNUMU YARI ÖMÜR SÜRELERİNE DEFORMASYONUN UYGULANMASI	96
7.1 Deforme Çekirdekler İçin Alfa Bozunum Modellenmesi.....	96
7.2 Deforme Çekirdeklerin Egzotik Çekirdek Modellenmesi	100
BÖLÜM VIII SONUÇLAR.....	104
BÖLÜM IX TARTIŞMA	111
KAYNAKLAR	127
ÖZ GEÇMİŞ	143
TEZ ÇALIŞMASINDAN ÜRETİLEN ESERLER	144

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. Bozunum süreçleri ve ortalama ömürler	10
Çizelge 2.2. β -bozunum örnekleri	16
Çizelge 3.1. ^{232}U bozunumu, çeşitli modları için açığa çıkan Q enerjisi.....	24
Çizelge 6.1. Dallanma oranları, yarıömürler ve Q enerjileri	95
Çizelge 8.1. Bozunum yarıömürlerine deformasyon etkisi için Woods-Saxon kare potansiyeli sonuçları	106
Çizelge 8.2. Bozunum yarıömürlerine deformasyon etkisi için Cosh potansiyeli sonuçları	107
Çizelge 8.3. Bozunum yarıömürlerine oryantasyon açılarının etkisi için Woods-Saxon kare potansiyeli sonuçları	109
Çizelge 8.4. Bozunum yarıömürlerine oryantasyon açılarının etkisi için Cosh potansiyeli sonuçları	110

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Radyoaktif bozunmada bir seviyeden diğerine geçiş	7
Şekil 2.2. Z ve N sayısına göre elementlerin kararlılık eğrisi.....	8
Şekil 2.3. Radyoaktif bozunma yasası, τ ile $t_{1/2}$ arasındaki ilişki	10
Şekil 2.4. Aktivliğin üstel değişimi	11
Şekil 2.5. Alfa bozunumu enerji-seviye diyagramı	12
Şekil 2.6. Beta bozunumu diyagramı.....	15
Şekil 2.7. Gama bozunumu diyagramı.....	17
Şekil 3.1. Alfa parçacığının tünelleme ile Coulomb bariyerini aşması	22
Şekil 3.2. Geiger-Nuttal kuralının logaritmik gösterimi.....	26
Şekil 3.3. Geiger Nuttal kuralı	27
Şekil 3.4. İki proton ve nötronun alfa parçacığı oluşturması.....	28
Şekil 3.5. ^{242}Cm 'nin, ^{238}Pu 'nin farklı uyarılmış durumlarına alfa bozunumu	31
Şekil 3.6. Merkezci ve Coulomb engel yüksekliği.....	33
Şekil 3.7. Görelî yörüngesel açısal momentum	34
Şekil 3.8. A(a,b)B reaksiyonu için enerji diyagramı	35
Şekil 4.1. Nötron ve proton kare kuyu potansiyeli	38
Şekil 4.2. Nükleer potansiyel kuyusunda nötron ve protonun r'ye bağlı etkileşimi.....	39
Şekil 4.3. Yarıampirik kütle formülündeki terimler	42
Şekil 4.4. Üç küresel potansiyel kuyusu	44
Şekil 4.5. Woods-Saxon potansiyeli	46
Şekil 4.6. Kabuk modelinde nükleon enerji düzeyleri.....	47
Şekil 4.7. ^{17}O ve ^{17}F çekirdeklerinin kabuklarının doldurulması	48
Şekil 4.8. Küresel dengede titreşen çekirdek.....	50
Şekil 4.9. Titreşen çekirdek için en düşük titreşim modları	50
Şekil 4.10. Deforme çekirdeklerin denge durumları.....	51
Şekil 4.11. Brink alfa-eşlenik çekirdek kristal yapıları	52
Şekil 4.12. Ikeda diyagramı	53
Şekil 4.13. Denge durumunda alfa yapıları	54
Şekil 4.14. $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ toplam reaksiyon tesir kesit kesitleri için uyarılma fonksiyonları..	55
Şekil 5.1. Tünelleme olayı	58

Şekil 5.2. Engel boyunca kuantum tüneli	62
Şekil 5.3. Potansiyel engel karşısında $E > V_0$ enerjili parçacığın dalga fonksiyonu	63
Şekil 5.4. Alfa- kız çekirdek sisteminin potansiyel enerjisi	66
Şekil 5.5. Potansiyel etkisindeki parçacığın yarı klasik temsili.....	74
Şekil 5.6. Alfa ve kız çekirdek sistemini tanımlayan etkin potansiyel	75
Şekil 5.7. Woods-Saxon ve Woods-Saxon kare potansiyelleri karşılaştırılması	80
Şekil 5.8. Folding potansiyelinde koordinatların gösterimi.....	81
Şekil 5.9. Alfa ve küme bozunumu için bir tek evrensel eğri.....	88
Şekil 7.1. Etkin potansiyelin açığa bağlı değişimi.....	97
Şekil 9.1. ^4He , ^8Be , ^{12}C , ^{14}C bozunumları için küresel durumun logaritmik yarıömürlerinin, UNIV ve CPPM tahminleri ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılması	111
Şekil 9.2. ^{16}C , ^{16}O , ^{18}O , ^{20}O bozunumları için küresel durumun logaritmik yarıömürlerinin, UNIV ve CPPM tahminleriyle karşılaştırılması	112
Şekil 9.3. ^{10}Be , ^{22}O bozunumları için küresel durumun logaritmik yarıömürlerinin, UNIV ve CPPM tahminleriyle karşılaştırılması	113
Şekil 9.4. Woods-Saxon kare potansiyeli kullanılarak hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri	115
Şekil 9.5. Cosh potansiyeli kullanılarak hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri.....	116
Şekil 9.6. Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyeli kullanılarak tüm açılar için hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri	117
Şekil 9.7. ^4He ve ^{14}C bozunumları için kütle numarasına karşılık hesaplanan tüm $\log_{10}T_{1/2}$ değerlerinin karşılaştırılması	119
Şekil 9.8. ^8Be ve ^{12}C bozunumları için kütle numarasına karşılık hesaplanan tüm $\log_{10}T_{1/2}$ değerlerinin karşılaştırılması	119
Şekil 9.9. ^{16}C ve ^{16}O bozunumları için, kütle numarasına karşılık hesaplanan tüm $\log_{10}T_{1/2}$ değerlerinin karşılaştırılması	120
Şekil 9.10. ^{18}O ve ^{20}O bozunumları için hesaplanan tüm sonuçların karşılaştırılması.	120
Şekil 9.11. ^{10}Be ve ^{22}O bozunumları için kütle numarasına karşılık hesaplanan tüm $\log_{10}T_{1/2}$ değerlerinin karşılaştırılması	121
Şekil 9.12. ^4He ve ^{14}C bozunumunda, küresel durum ve küme deformasyonun (β_2^c), için $\log_{10}(T_{\text{exp}}/T_{\text{cal}})$ değerlerinin incelenmesi	124
Şekil 9.13. ^4He ve ^{14}C bozunumunda, kız çekirdek deformasyonu ve 0^0-0^0 oryantasyon durumu için $\log_{10}(T_{\text{exp}}/T_{\text{cal}})$ değerlerinin incelenmesi	124

Şekil 9.14. ${}^4\text{He}$ ve ${}^{14}\text{C}$ bozunumlarında, 0° - 30° ve 0° - 60° oryantasyon durumu için $\log_{10}(T_{\text{exp}}/T_{\text{cal}})$ değerlerinin incelenmesi.....	125
Şekil 9.15. ${}^4\text{He}$ ve ${}^{14}\text{C}$ bozunumlarında, 0° - 90° ve tüm açılar oryantasyon durumları için $\log_{10}(T_{\text{exp}}/T_{\text{cal}})$ değerlerinin incelenmesi.....	125

BÖLÜM I

GİRİŞ

Çekirdek fiziğinin doğum yılı kabul edilen 1896, Becquerel'in Uranyum bileşiklerindeki radyoaktiviteyi keşfettiği yıldır (Serway, 1982). C. Röntgen 1895'de x-ışınlarını bulduktan sonra, 1896'da H. Becquerel, Uranyum tuzlarının kendiliğinden ışın yaydığını keşfetmiştir (Akbulut, 2009).

J. Dalton, atom modelinde (1803-1808), atomu bölünemez olarak tanımlamış ve bu tüm dünyada kabul görmüştür. Ancak 1896'da İngiliz fizikçi J.J. Thomson atomların yapısında elektronlar olduğunu keşfederek elektronların bir atomdan 1000 kat daha hafif olduğu sonucuna varmıştır (Akbulut, 2009). 1898'de Curie'ler yeni radyoaktif bir element olan ve Uranyumun radyoaktif bozunmasından ortaya çıkan Polonyum'u bulduklarını duyurmuşlardır (Serway, 1982). Polonyumun yaydığı bu ışınlara, radyoaktivite (etkinlik yayma) adını vermişlerdir (Akbulut, 2009). E. Rutherford, Uranyum'dan çıkan ışınların, gama ışını ile alfa ve beta parçacıkları olduğunu keşfetmiştir. Bu durum, Uranyum'un kendi kendine bölünüp dışarıya parçacıklar fırlatmasıdır ve atomun bölündüğü kanıtlamaktadır. Rutherford, radyoaktivitenin yarıya inmesi için geçen süreyi yarı ömür olarak tanımlar. Atomların merkezinde çekirdek olduğunu ve etrafında dönen elektronlar bulunduğunu da 1911'de açıklamıştır (Akbulut, 2009). Yine 1911 yılında Rutherford ve öğrencileri Geiger ve Marsden alfa parçacıklarıyla yaptıkları saçılma deneyleri sonrasında, atom kütesinin büyük kısmının çekirdekte toplandığı saptamışlardır. Ayrıca, 10^{-14} m'den daha küçük uzaklıklarda etkili, büyük uzaklıklarda değeri sıfır olan, kısa mesafeli çekirdek kuvvetinin varlığı ortaya çıkmıştır (Serway, 1982).

Rutherford yayınlanan üç tip radyasyonu, alfa, beta ve gama olarak adlandırır. Bu radyasyonlar, sahip oldukları elektrik yüküne, maddeye giriciliğine ve havada meydana getirdikleri iyonizasyona göre sınıflandırılır. Deneyler, alfa ışınlarının gerçekte Helyum çekirdeği, beta ışınlarının elektron ve gama ışınlarının yüksek enerjili fotonlar oldukları gösterdi (Serway, 1982). Rutherford, Hidrojen çekirdeğinin diğer çekirdeklerde de olduğunu kanıtlamıştır. Bu çalışmalar (1917-1919) sonunda proton keşfedilmiştir (Atmaca, 2014).

1920 yılında Rutherford çekirdeklerde yüksüz taneciklerin olduğu ihtimalini düşünmüştür. 1930-1932 yıllarında Almanya'da W.Bothe ile H.Backer, Fransa'da ise Joliot Cura çifti benzer deneyler yaptılar. Berilyum, alfa tanecikleriyle bombardıman edilip bilinmeyen bir ışın yayındığını gözlemlediler ve gama ışını olarak tanımladılar. Ancak James Chadwick, kütlesi yaklaşık protonunkine eşit fakat yüklü olmayan parçacıklar, yani nötron olduğunu açıkladı (Yıldırım, 2014).

1813'den bugüne Atom Fiziği ve Nükleer Fizik paralel olarak gelişmiştir ve kuantum mekaniğinin gelişmesi Atom Fiziğine yeni bir boyut kazandırmıştır. Göreli ve göreli olmayan kuantum mekaniğinin gelişimiyle ilgili olarak, Niels Bohr Hidrojen atomunu başarılı şekilde açıklayan ilk modeli geliştirerek atom ve nükleer fiziğin gelişimine ve kuantum mekaniğinin yorumlanmasına önemli katkılarda bulunmuştur. Louis de Broglie maddenin dalga benzeri davranışını açıklayarak, kuantum mekaniğindeki gelişmeler hızlandırmıştır. 1926 yılında Erwin Schrodinger, dalga mekaniğinin temelini oluşturan ve kendi adıyla anılan denklemi türeterek nükleer fizik, atom fiziği ve katıhal fiziğindeki birçok problemin çözümünü kolaylaştırmıştır. Werner Heisenberg, matris mekaniği yaklaşımını ve kendi adıyla anılan belirsizlik ilkesini formüleştirdi. Paul Dirac Elektronun göreli dalga denklemini keşfederek Einstein'e göre kuantum mekaniğinin en mükemmel tanımını vermiştir (Williams, 1991).

Son yıllarda çekirdeğin α bozunum araştırmaları ana çekirdeğin kabuk yapısı hakkında bilgiler sağladığı için nükleer fizikte ilginç ve popüler araştırma konusu haline gelmiştir. Ayrıca çekirdeğin α salınımı Berkeley, GSI, Dubna vb. gibi merkezlerde sentezlenen yeni süper ağır elementleri araştırmak için uygun bir bilgi sağlayıcı olarak kullanılmaktadır (Hofmann vd, 2001; Yu.Ts. Oganessian vd, 2006). α bozunum mekanizmasını teorik olarak açıklayabilmek için kuantum mekaniksel tünelleme süreci önerilir (Gamow, 1928; Condon ve Gurney, 1928). Bu modelde α parçacığı ana çekirdek içerisinde önceden vardır. Küme ve kor çekirdek arasındaki bir etkileşme, potansiyel bariyeri içerisinden tünelleme olarak göz önüne alınabilir. Gamow, yarıömürler ve bozunma enerjileri arasında analitik bir ilişkiyi kuantum mekaniksel tünelleme yaklaşımıyla ortaya koymuştur. Bu ilişki daha öncesinde Geiger ve Nuttall tarafından ampirik olarak verilmiştir (Geiger ve Nuttall, 1911). Ayrıca yük kararsızlığı nedeniyle deformasyonun yarıömürlere etkisinin araştırılması son zamanlarda çok ilgi çekmektedir (Xu ve Ren, 2006; Ni ve Ren, 2013).

Rose ve Jones küme radyoaktiflik olgusunu deneysel olarak ortaya koyduktan sonra nükleer fizikte yeni bir araştırma alanı ortaya çıkmıştır (Rose ve Jones, 1984). 1984 yılında Rose ve Jones ^{223}Ra 'nın bir ^{14}C kümesi saldığını keşfettiler. Onların sonuçları Gales ve arkadaşları (Gales vd, 1984) ve Price ve arkadaşları (Price vd, 1985) tarafından ispatlanmıştır. Teorik olarak Sandulescu ve arkadaşları küme bozunumunun ilk teorik tanımlamasını yapmışlardır. Kuantum mekaniksel tünelleme hesaplamaları daha büyük kütle asimetrisine fisyon yoluyla ya da α bozunma teorisindeki daha ağır salınan küme parçacığı ile yapılabilmektedir. Bu egzotik bozunma süreçlerinin yarıömürlerini elde edebilmek için farklı metotları kullanarak birçok çalışma gerçekleştirilmiş ve bir çok makale yayımlanmıştır (Shanmugam ve Kamalaharan, 1988; Santhosh vd, 2012).

Süper Asimetrik Fisyon Modeli (The Super-Asymmetric Fission Model, SAFM) (Poenu vd, 2011) ve Önceden Oluşturulmuş Kümelenme (Preformed Cluster Model, PCM) modelleri farklı gözlenmiş egzotik küme bozunumlarına uygulanmıştır (Malik ve Gupta, 1989). Basu, nükleer küme radyoaktifliğini fenomenolojik bir yoğunluk ve gerçekçi M3Y (Michigan 3 Yukawa) etkileşmesi kullanarak Süper Asimetrik Fisyon modeli (The Super-Asymmetric Fission Model, SAFM) çatısı altında araştırmıştır (Basu, 2002). Gupta ve arkadaşları α ve küme bozunma sonuçlarını kız çekirdeklerdeki kabuk etkilerini tahmin etmek için kullanmışlardır (Gupta vd, 1993; Kumar ve Gupta, 1994). Santhosh ve arkadaşları çift-tek ve tek-çift çekirdeklerin α bozunumunu, Coulomb ve Yaklaşım Potansiyeli Modeli (Coulomb and Proximity Potential Model, CPPM) kullanarak, fenomenolojik bir yolla WKB metodu cinsinden, deforme edilmiş çekirdekler için araştırmışlardır (Santhosh vd, 2012). Referans (Balasubramaniam ve Gupta, 1999)'de Önceden Oluşturulmuş Kümelenme (Preformed Cluster Model, PCM) modeli kullanarak ^{249}Cf ve ^{252}Cf ana çekirdeklerinden ağır iyon salınımlarının mümkünlüğü araştırılmıştır. Poenu ve arkadaşları (Poenu vd, 2011b), $Z > 110$ olan ve çift sihirli ^{208}Pb 'ye bozunan α bozunumuna göre daha büyük dallanma oranına ve daha kısa yarıömre sahip olan elementlerden ağır parçacık radyoaktifliğini tahmin etmişlerdir. Onlar aynı zamanda evrensel bir çizgi eğrisini (UNIV) α bozunumu ve küme bozunumu için elde etmişlerdir (Poenu vd, 2011a). Referans (Ni vd, 2008)'daki yazarlar çift-çift çekirdeklerin bozunumlarını araştırmak için α ve ağır küme bozunumları evrensel bir formül önermişlerdir. Z. Ren ve arkadaşları küme bozunumlarını mikroskobik yoğunluk bağımlı kümelenme modeli kullanarak analiz

etmişler ve yeni bir formül kullanarak kümelenme bozunumunu yeniden üretmişlerdir (Ren vd, 2004; Ni ve Ren, 2010).

Deformasyonun ve oryantasyonun çekirdeklerdeki rolü, farklı radyoaktif çekirdeklerin kümelenme bozunumlarında, özellikle de bunların çift kapalı kabuk küresel yapıda çekirdek olan ^{208}Pb kız çekirdeğine olan bozunumu ilk defa Routray ve Nayak tarafından çalışılmıştır (Routray ve Nayak, 2009). Referans (Arun vd, 2009)'de çok ağır çekirdeklerin egzotik kümelenme bozunumları M3Y (Michigan 3 Yukowa) etkileşmesi ile küme ve kız çekirdeğin yoğunluklarının integralleriyle elde edilen mikroskobik potansiyeller kullanarak araştırılmıştır. Mikroskobik nükleer potansiyel, Coulomb etkileşmesi ve merkezci potansiyel bariyer, küme ve kız çekirdek arasındaki etkin potansiyeli elde etmek için uygulanmıştır (Arun vd, 2009).

Ayrıca cosh tipi potansiyel, etkin küme kor potansiyeli olarak, WKB ile bir kuantum tünelleme olayı çatısı altında ağır çekirdeklerden egzotik bozunmayı araştırmak için kullanılmıştır. ^{14}C , ^{24}Mg , ^{24}Ne salınımları için deneysel bozunma genişliği ölçümleriyle mükemmel bir uyum elde edilmiştir (Buck ve Merchant, 1989).

Nükleer tabloda Kurşun (Pb) ötesi bölgede Radiumun pozisyonu nedeniyle egzotik küme bozunumları alanında Ra izotopu çalışmaları önemlidir. Küme çekirdek bozunumu meydana geldiği zaman, bu onun en yakın komşusu olan ^{208}Pb ile sonuçlanır. Ra izotoplarından ^{14}C egzotik bozunumu en sık gözlenen salınım modlarından birisi olduğu için çift-çift Ra izotoplarından bir kaçının, $^{210-226}\text{Ra}$, bozunumu küme bozunumu ki bu ^{208}Pb 'a ve onun komşusuna bozunur. Bu izotoplar CPPM modeli kullanılarak çalışılmıştır (Santhosh vd, 2000; Santhosh vd, 2008; Santhosh vd, 2009). CPPM modeli kız çekirdeği Pb olan bölgedeki kapalı kabuk küresel çekirdekleri analiz etmek için önerilmiştir. $^{210-226}\text{Ra}$ izotoplarından küme radyoaktivitesinin sistematik çalışılması ilk defa yapılmış ve bu izotopların α radyoaktivitesi sergileyerek tümüyle α kararsız olduğu gösterilmiştir (Santhosh vd, 2009; Santhosh vd, 2012). Egzotik kümelerin bozunma yarı ömürlerine deformasyonlarının etkisini araştırmak için literatürde bazı çalışmalar yapılmıştır (Sawhney vd, 2011; Santhosh vd, 2002).

Bu çalışmada Ra izotoplarından kümelerin bozunma sürelerine deformasyonun etkisi sistematik olarak araştırılmıştır. Bunun için $^{210-226}\text{Ra}$ izotoplarının, ^4He , $^8,^{10}\text{Be}$, $^{12,^{14},^{16}\text{C}}$,

^{16,18,20,22}O bozunumları incelenmiştir. Bozunma yarıömürleri; küresel durum, sadece küme çekirdek deformasyon durumu, sadece kız çekirdek deformasyon durumu, hem kız çekirdek hem de küme deformasyonunda 0^0-0^0 , 0^0-30^0 , 0^0-60^0 , 0^0-90^0 açıları ve tüm açılar için hesaplanmıştır. Hesaplamaların sonuçlarına göre, hem kız hem de küme çekirdeğin deformasyonu göz önüne alındığında yarı ömürlerin deneysel değerlere yaklaştığı sonucuna ulaşılmıştır. Ayrıca sonuçlar küme deformasyonlarının oryantasyon açılarıyla göz önüne alınmasının deneysel değerlere pozitif katkılar sağladığını da göstermiştir. Bu çalışmada amaç, Ra izotoplarının egzotik bozunumlarının yarıömürlerinin açıklanmasında, deformasyon etkilerinin rolünü göstermektir. Bunu yaparken Önceden Oluşturulmuş Kümelenme (Preformed Cluster Model) modeli, WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) modeli ile Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı kullanarak hesaplama yapılmıştır. Deformasyon etkilerini tümüyle görebilmek ve yarıömürlere farklı tipte potansiyel etkisini ortaya çıkabilmek için deforme edilmiş Woods-Saxon kare ve cosh potansiyel formları kullanılmıştır. Deforme edilmiş Coulomb Potansiyeli özel bir formda kullanılmıştır. Karşılaştırma yapabilmek için küresel çekirdek durumları da hesaplamalara dâhil edilmiştir.

Bölüm 2’de radyoaktif bozunma süreci anlatılmıştır. Radyoaktif maddelerin özellikleri ve radyoaktif kavramlar açıklanmaktadır. Radyoaktif bozunma çeşitleri ayrı ayrı incelenmiştir.

Bölüm 3’te alfa bozunumu süreci teorik olarak ayrıntılı incelenmiştir. Alfa bozunumunun özellikleri, oluşum şartları, alfa bozunumu sırasında enerji ve momentum korunumu, alfa parçacığının açısal momentum ve parite durumları ile açısal momentum engeli karşısındaki durumu açıklanmıştır.

Bölüm 4’de çekirdeğin yapısını, nükleonların hareketini, çekirdek içi kuvvetleri anlayabilmek için geliştirilen modeller tanımlanmıştır. Bu modeller ayrı ayrı açıklanarak nükleer yapıyı anlamadaki katkıları ve eksik yönleri incelenmiştir. Ayrıca çekirdek içinde alfa parçacıklarının önceden var olabileceği fikri olan kümelenme modelinin gelişim süreci anlatılmıştır.

Bölüm 5’de sadece kuantum mekaniğine özgü olan tünelleme olayı teorik olarak açıklanarak alfa bozunumunun gerçekleşmesi tünelleme süreci ile birlikte incelenmiştir.

Bir boyutta zamandan bağımsız Schrödinger denkleminde yaklaşık çözümler elde etmek için kullanılan WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) yöntemi anlatılmıştır. Ayrıca alfa ve kız çekirdek arasındaki etkileşim potansiyelinin bilinmeyen olan nükleer potansiyeli modellemek için kullanılan yaklaşımlar açıklanmıştır.

Bölüm 6’da küme bozunumu incelenmiştir. Bu konuda gelişmeler tarihi süreç içinde anlatılmıştır. Yapılan teorik ve deneysel çalışmalar hakkında bilgi verilmiştir.

Bölüm 7’de alfa bozunumu ve egzotik çekirdek bozunumunda deformasyonun etkilerini incelemek için tüm formülasyon ve model, oryantasyon açılarına uygun olarak düzenlenmiştir.

Bölüm 8’de etkin potansiyelin bilinmeyen terimi nükleer potansiyel için kullanılan Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyel formları oryantasyon açıları bakımından tekrar düzenlenmiştir. Bu potansiyel formları kullanılarak, $^{210-226}\text{Ra}$ izotoplarının ^4He , $^{8,10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$, $^{16,18,20,22}\text{O}$ küme bozunumları yarı ömürleri, deformasyonun olmadığı durumda ve deformasyonun olduğu durumda, farklı açı kombinasyonları için hesaplanmış, sonuçlar çizelgelerle sunulmuştur.

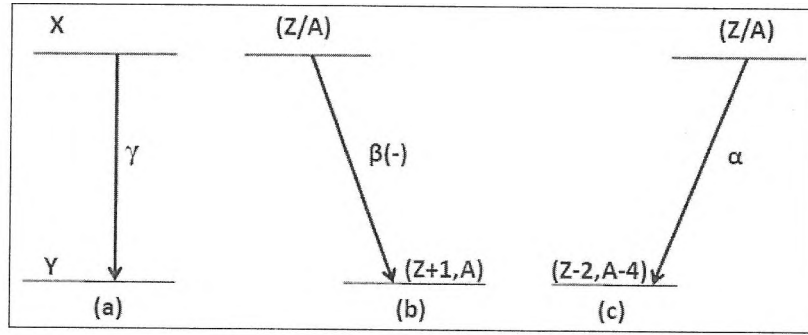
Bölüm 9’da, önceki bölümde çizelgede sunulan tüm sonuçlar, farklı durum ve deformasyon durumlarına göre grafiklendirilerek yorumlanmış, her bir grafikte ulaşılan sonuçlar tartışılmıştır.

BÖLÜM II

RADYOAKTİF BOZUNUM

2.1 Radyoaktif Bozunma

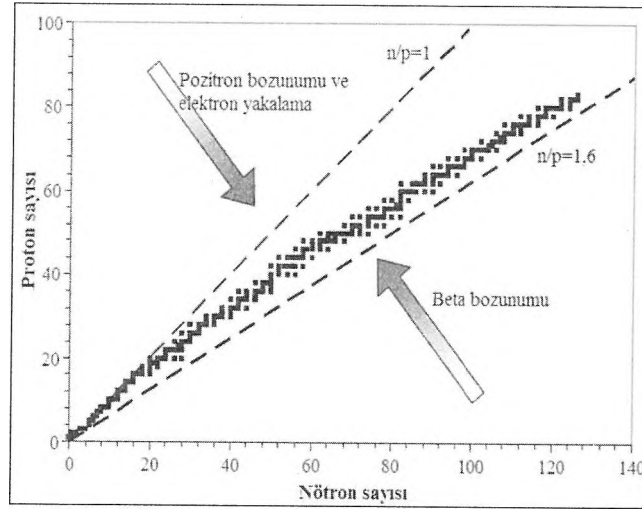
Kararsız atom çekirdeğinin, iyonize edici parçacık veya radyasyon yayınlarak, enerji kaybetmesi radyoaktif bozunumdur. Bozunan çekirdek (ana çekirdek), farklı bir çekirdeğe (kız-ürün çekirdek) dönüşür. Örneğin, ^{14}C atomu (ana çekirdek) radyasyon yayınlar ve ^{14}N atomuna (kız çekirdek) dönüşür. Bozunma süreci, atomik seviyede keyfi bir süreç olup atomun ne zaman bozunacağı bilinemez (Aytekin, 2010a). Radyoaktif atomlar yüksek enerjili tanecikler ve ışınlar yayar. Radyoaktif atomların ışıma yapması elektron ile ilgili değil, çekirdeğin yapısı ile ilgilidir.



Şekil 2.1. Radyoaktif bozunmada bir seviyeden diğerine geçiş (Williams, 1991)

Şekil 2.1’de dikey mesafe salınan enerjidir. (a) hidrojenin uyarılmış bir X seviyesinden Y seviyesine foton yayımlayarak geçişi (b) β^- parçacığı yayımlanması (c) α parçacığı yayımlanmasıdır. Yatay mesafe ise Z’de veya A’daki değişimi temsil eder. X hali enerjik olarak bir Y haline kendiliğinden ani geçiş yapabilir. Uyarılmış (X) halindeki bir hidrojen atomu (Y) taban durumuna geçmekte serbesttir, bir (Z, A) çekirdeği, $(Z+1, A)$ çekirdeği ve bir β^- parçacığı veya $(Z-2, A-4)$ çekirdeği ve bir α parçacığına dönüşebilir. λ , geçiş oranı-bozunma sabitidir, bu sabit bir saniyelik periyot içerisinde sistemin bir seviyeden (X) diğer seviyesine (Y) geçiş yapma olasılığıdır. Bu sabit radyoaktif çekirdekler için ayırt edici bir özelliktir (Williams, 1991). Radyoaktivite kararsızlık çekirdeklerinin atom altı parçacık yayımlama eğilimidir ve uranyum gibi ağır elementlerde görülür. İlk defa doğal olarak bulunan aktif elementlerde keşfedilmiştir

(Williams, 1991). SI birim sisteminde radyoaktivite birimi Becquerel'dir (1 Bq=1 saniyedeki 1 bozunmadır). Kararsız atom çekirdeği rastgele bozunur, parçacıklar ve radyasyon enerjisi yayımlar ve kendiliğinden başka kararlı elementlere dönüşür. Atom çekirdeklerinin kararlılığı nötron ve proton sayısı ile ilgilidir. Atomların nötron ve proton sayılarına göre Şekil 2.2'deki grafik elde edilir (Sarkun,2012).



Şekil 2.2. Z ve N sayısına göre elementlerin kararlılık eğrisi (Akyıldırım, 2011)

Şekil 2.2'ye göre kararlılık kuşağının dışındaki çekirdekler kararsızdır. Bu elementler radyoaktiftir. Kararlılık bir genelleme değildir. Çekirdeğe özgüdür. Nötron (N) ve proton (Z) sayısı oranına yani N/Z 'nin değerine bağlıdır. Şekil 2.2' de bilinen çekirdeklerin n ve p sayılarına göre dağılımı verilmiştir. Kararlılık eğrisi ve civarındaki dar kararlılık bölgesi $N=Z$ olan hafif çekirdekleri temsil ederken daha ağır çekirdeklere gidildikçe $N/Z > 1$ olmaktadır. Kararlı en ağır çekirdek ^{209}Bi için bu oran yaklaşık 1,5'tir (Gezer, 2011). Genel olarak $N/Z < 1,5$ olan çekirdekler kararlı ya da az kararlı, $N/Z > 1,5$ olan çekirdekler kararsızdır. Kararsız çekirdekler, kararlı bir çekirdek yapısına ulaşmak için alfa, beta, pozitron bozunması ve elektron yakalaması şeklinde bozunmaya uğrayarak ışıma yapar. Bu elementlere ışıma yapan anlamında radyoaktif element denir (Sarkun, 2012).

Atom çekirdeğinde nükleon başına düşen bağlanma enerjisi o çekirdeğin kararlılığının ölçüsüdür. Çekirdekte nükleon sayısı arttıkça bağlanma enerjisi azalır. Çekirdek kararsızlığı arttıkça radyoaktif olma özelliği artar. Atomlardaki çekirdek olayları kimyasal olaylardan farklıdır. Radyoaktivite, dış etkenlere bağlı değildir sıcaklık,

basınç, çözünme, kimyasal tepkimeye girme gibi olaylarla değişmez. Radyoaktif bir atomun oluşturduğu bileşikler de radyoaktiftir. Radyoaktif olayda kimyasal olaya göre çok daha fazla enerji açığa çıkar (Sarkun, 2012).

Bozunma kelimesi radyoaktif değişime ya da algılanan aktivite şiddetini gösteren sayılardaki azalmadır (Williams, 1991). Radyoaktifliğin yapay olarak oluşturulması ilk kez 1934'de Irene Curie ve Pierre Joilot tarafından keşfedilmiştir. Bunun için Alüminyum, Polonyumun doğal radyoaktif bozunmasından çıkan α parçacıkları ile bombardıman edilmiştir. Sonuçta ^{30}P izotopı elde edilmiştir. Bu izotop 2,5 dakika yarı-ömürle pozitron yayınlarak bozunur (Krane, 1987). Bir çekirdeğin ne zaman bozunacağı bilinemez. Çünkü radyoaktif bozunma süreci istatistikselidir. Çekirdekler topluluğunun bozunumu, zamana üstel olarak bağlıdır. Tüm radyoaktif çekirdekler, elementin türünden ve yaydıkları radyasyonlardan bağımsız olarak radyoaktif bozunma yasasına uyar. N_0 başlangıçtaki çekirdek sayısı ve λ (zaman $^{-1}$) bozunma sabiti ise, t zaman sonraki mevcut çekirdek sayısı denklem 2.1 ile verilir (Akyıldırım, 2011).

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.1)$$

Bir X hali bir Y haline kendiliğinden ani geçiş yapabilir. Denklem 2.1 radyoaktif bozunma yasasıdır. t anına kadar değişmeden kalan X durumunun sayısını verir. X durumunun ortalama ömrü

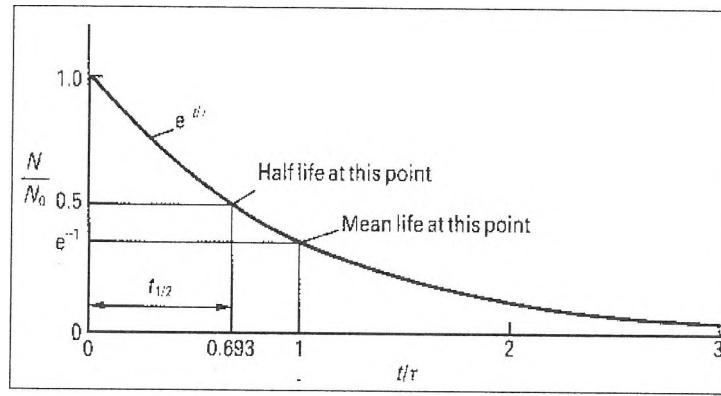
$$\tau = \lambda^{-1} \quad (2.2)$$

ile verilir. Ortalama ömür, çok sayıda kararsız durum içeren bir örnek içerisindeki kararsız durumların ortalama yaşam süresidir. Çekirdeğin bozununcaya kadar geçirdiği ortalama süredir. Başlangıçtaki durum sayısının e^{-1} kadarının kaldığı zamandır. τ farklı bozunmalarda birbirinden çok farklı değerler alabilir fakat özel biri bozunma için bir sabittir (Williams, 1991; Krane, 1987).

$$\tau = \frac{\int_0^\infty t \left| \frac{dN}{dt} \right| dt}{\int_0^\infty \left| \frac{dN}{dt} \right| dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (2.3)$$

Ortalama ömür, bozunma sabitinin (λ) tersidir (Krane, 1987). Radyoaktivitede diğer bir nicelik yarı ömürdür. Radyoaktif bir elementin atom çekirdeğinin yarı ağırlığa düşmesi için geçen süreye yarı ömür denir ve $t_{1/2}$ sembolü ile gösterilir. Bir yarı ömrün sonunda, radyoaktif çekirdeklerin yarısı bozunmadan kalır. Bilinen ortalama ömürler 10^{10} yıl ile 10^{-25} sn arasındadır. Şekil 2.3’de yarı ömür ve ortalama ömür arası ilişki gösterilmiştir. Radyoaktif bozunma yasasıdır ve denklem 2.4 ile verilir (Williams, 1991).

$$t_{1/2} = \tau \ln 2 = 0.693\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (2.4)$$



Şekil 2.3. Radyoaktif bozunma yasası. τ ile $t_{1/2}$ arasındaki ilişki (Williams, 1991)

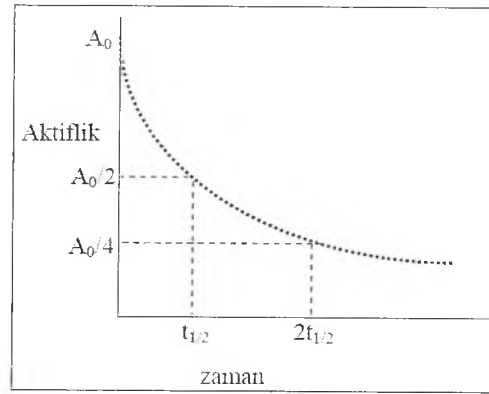
Çizelge 2.1. Bozunum süreçleri ve ortalama ömürleri (Williams, 1991)

Bozunma	Ortalama ömür
$^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{234}_{90}\text{Th} + \alpha$	6.5×10^9 yıl
$^{215}_{84}\text{Po} \rightarrow ^{211}_{82}\text{Pb} + \alpha$	1.9×10^{-3} s
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	2.2×10^{-6} s
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	2.6×10^{-10} s
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	8.3×10^{-17} s
$\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$	6×10^{-24} s

Aktiflik A , numunede birim zamanda bozunma sayısı yani bozunma hızıdır (Krane, 1987) ve denklem 2.5 ile verilir.

$$A(t) \equiv \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2.5)$$

Aktiflik birimi bozunma/s ya da Curie (Ci)'dir. 1 gram radyumun aktifliği olarak ifade edilirken, şimdi $1\text{Ci}=3,7\times 10^{10}$ bozunma/s (Bq) şeklinde tanımlanır. SI'daki birimi Becquerel (bq) olup saniyede bir parçalanmaya eşittir. Aktiflik sadece saniyedeki parçalanma sayısını verir, radyasyon türü ve enerjileri hakkında bilgi vermez (Krane, 1987) . Denklem 2.5'e göre aktiflik üstel olarak azalır. Δt kısa zaman aralıklarında bozunmalar sayılarak aktiflik zamana bağlı ifade edilebilir ve Şekil 2.4'deki gibi grafiği çizilebilir.



Şekil 2.4. Aktifliğin üstel değişimi (Krane, 1987)

2.2 Radyoaktif Bozunma Çeşitleri

$Z > 80$ olan tüm çekirdeklerin radyoaktif izotopu vardır. $Z \geq 83$ olan çekirdekler radyoaktiftir. Bazı yapay radyoaktif elementler bu şartlara uymaz. Kararsız çekirdekler fazla enerjilerini vererek kararlı hale geçmek için uğradığı üç temel bozunma alfa (α), beta (β) ve gama (γ)'dır (Akyıldırım, 2011). Çekirdek α ve ya β parçacığı yayınlayarak daha kararlı bir çekirdek olmaya çalışır (kütle numarasına göre en kararlı izobara yaklaşır), γ bozunumunda ise uyarılmış durumdaki çekirdek taban duruma bozunur. Çekirdeğin cinsi değişmez (Krane, 1987). Ayrıca çekirdekte nötron (nükleer bölünme) bozunması, proton bozunması (ışınması), kendiğinden fisyon, nükleon yayınlanması da görülür. Nükleer fisyon da radyoaktivite yaratır. Fisyon, gelişigüzel veya enerji üreten nükleer reaktörlerde kontrollü olarak ağır çekirdeklerin bölünmesi olayıdır (Akyıldırım, 2011). Burada temel bozunmalar olan alfa (α), beta (β) ve gama (γ) bozunmaları anlatılacaktır.

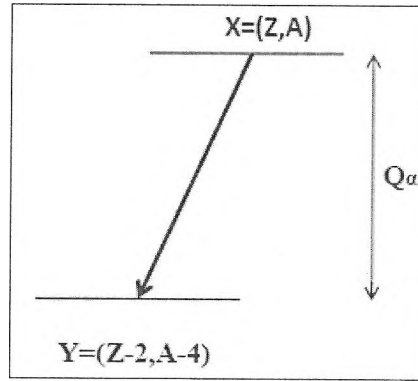
2.2.1 Alfa bozunumu

Alfa parçacıkları, α veya ${}^4_2\text{He}$ ile gösterilir. Yüğü +2, kütle numarası 4'tür. Pozitif yüklü olduklarından elektrik ve manyetik alanlarda sapmaya uğrarlar. Nüfuz etme özelliği azdır ama zarar verir. İyonlaştırma özelliği vardır. Hızı, ışık hızının % 10'u civarındadır. (Williams, 1991).

Atom numarası 83'den büyük elementler alfa ışıması yapar. Bu çekirdekler proton ve nötron sayılarını azaltarak kararlı olmaya çalışır. Rutherford ve arkadaşları 1908 yılında α 'nın bir Helyum çekirdeği olduğunu göstermişlerdir. 1930'da alfanın havadaki erişim menzili 3,84 cm tespit edilmiştir. Alfa bozunumu ile yeni bir çekirdek oluşur (Yüksel, 2010). Alfa bozunumu denklemi,



X ve Y ilk ve en son çekirdeklerdir. Bozunmada proton ve nötron sayısı ayrı ayrı korunur. Şekil 2.5' da düşey eksendeki ölçek nükleer kütle veya ona denk olan enerjidir. X ana, Y ürün çekirdektir. Düşey uzaklık farkı Q_α değeri, bozunma enerjisidir. Enerjinin korunumu denklem 2.7 ile verilir.



Şekil 2.5. Alfa bozunumu enerji-seviye diyagramı (Williams,1991)

$$M_X c^2 = M_Y c^2 + m_\alpha c^2 + Q_\alpha \quad (2.7)$$

Burada M_X ana çekirdeğin, M_Y kız çekirdeğin, m_α , α parçacığının kütlesidir. Bozunma şartı $Q_\alpha > 0$ olmasıdır. α -parçacığı çekirdek içinde varsayılır. Potansiyel enerji kuyusu

kısa menzilli nükleer kuvveti temsil eder. α parçacıklarının enerjisi 4-10 MeV'dir. Büyük Z değerli çekirdeklerde Coulomb potansiyeli yaklaşık 30 MeV'dir ve α -parçacıkları kuantum tünelleme etkisi ile bu engeli aşarak yayınlanırlar (Aytekin, 2010a).

2.2.2 Beta bozunumu

Beta bozunumları β^+ , β^- veya ${}^0_{-1}e$ ile gösterilir. Yüğü -1, kütlesi elektronun kütlesine eşittir. Elektrik ve manyetik alanda sapmaya uğrarlar. β^- taneciklerinin hızı, ışık hızının yaklaşık % 15'i dir. α parçacıklarına göre daha fazla nüfuz eder. Negatif yüklü β parçacıkları, J.J. Thomson tarafından keşfedilen elektronlarla özdeş olmalarına rağmen elektriksel boşalma esnasında oluşan elektronlardan daha fazla enerjiye sahiptir (Williams, 1991). β bozunumunda, α bozunumundan farklı olarak, bir parçacık yaratılır. Elektron veya pozitron bozunmadan önce çekirdek içinde bulunmaz. Z ve N bir birim değişir, Z+N toplam kütle sayısı değişmez (Krane, 1987).

Beta bozunumları içinde ilk gözlenen negatif elektron yayınlamadır. Elektron yakalama 1938'de Alvarez'in çekirdek tarafından yakalanan atom elektronunun boşalttığı yerin doldurulması sırasında yayınlanan x-ışınlarını bulması ile farkedilmiştir. Pozitif elektron yayınlaması ise ilk kez 1934'de Joliot-Curies tarafından gözlenmiştir. İki yıl sonra pozitron kozmik ışınlarda keşfedildi (Krane, 1987). En temel β bozunması, protonun nötrona veya nötronun protona dönüşmesidir. β bozunumu Z ve N'yi bir birim değiştirir ve kütle numarası sabit kalır. Rutherford'un α -parçacıklarının ${}^4\text{He}$ çekirdeklerine özdeş olduğunu gösterdiği (1908) sırada negatif β parçacıklarının elektrik yüklerinin ve kütle-yük oranlarının bilinen elektronunki ile aynı olduğu gösterildi. Temel β bozunmaları:



Enerjinin korunumunu sağlamadığı için bu işlemler gerçekleşmez. Her bir işlemde bir başka parçacık (nötrino veya antinötrino) bulunur (Krane, 1987). Beta bozunmaları izobarik bozunmadır. Yani kız çekirdekle ana çekirdeğin kütle numarası aynıdır. Ancak bozunma türüne bağlı olarak ana çekirdeğin atom numarası değişir: β^- bozunmasında 1 artar; pozitron (β^+) bozunması veya elektron yakalama olayında ise 1 azalır. β^- ve β^+ bozunmalarının sebebi zayıf etkileşmedir (Akyıldırım, 2011).

β^- bozunumu: Nötron sayısı proton sayısından fazla ($N > Z$) olan ve α bozunması yapamayan kararsız çekirdek, nötronlarından birisini bir protona dönüştür, bir elektron yaratılır. Çekirdek içerisinde bulunması mümkün olmayan bu elektron dışarı fırlatılır. Bozunmada, anti-notrino oluşur (Annunziata, 2003; Akyıldırım, 2011)

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (2.11)$$

$${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + \beta^- + \bar{\nu} \quad (2.12)$$

β^+ bozunumu (Pozitron Bozunması): Çekirdek kararsızlığı proton fazlalığından ($Z > N$) kaynaklanır. Çekirdek protonlarından birini bir nötrona dönüştürür. Toplam yük korunacak şekilde bir pozitron ve bir nötrino açığa çıkar (Akyıldırım, 2011). Pozitron ışımasında izobar atom oluşur Z bir azalır, kütle numarası değişmez.

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (2.13)$$

$${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + {}^0_{+1}e + \nu \quad (2.14)$$

$${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + \beta^+ + \nu \quad (2.15)$$

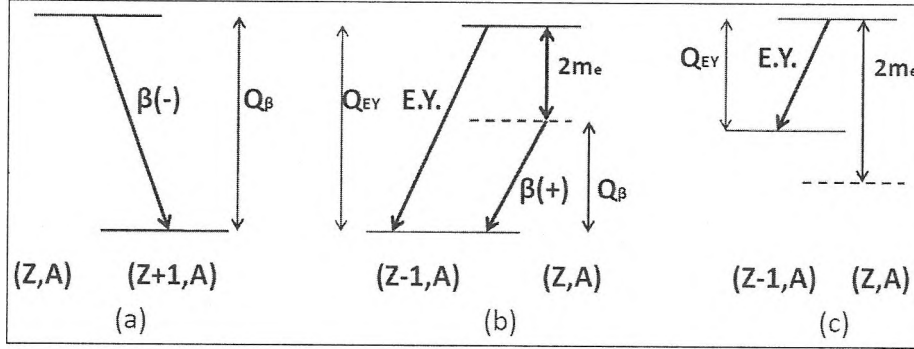
Elektron yakalama (ec): Kararsızlık proton fazlalığından kaynaklanır ve β^+ bozunması gerçekleştirilemezse, N/Z oranını dengelemek için atomun çekirdeğe yakın yörüngelerinden, 1s orbitalinden, bir elektron yakalanarak bir proton nötrona dönüştürülür (Akyıldırım, 2011). Bir proton azalır, bir nötron artar yani kütle numarası değişmez, atom numarası bir azalır. Boşalan elektron yörüngesi üst yörüngelerden başka bir elektronla doldurulur (Akyıldırım, 2011). Elektron genellikle K enerji katmanından

yakalanır. Elektron yüksek enerji seviyesinden düşük enerji seviyesine geçer. Enerji farkından dolayı elektromanyetik ışıma yayılır (Williams, 1991).



Her üç olayda da nötrino adı verilen parçacık yayınlanır. Nötrinin elektrik yükü yoktur, son parçacıkların kimliğini etkilemez (Krane, 1987).

Şekil 2.6'da, (a) β^- bozunumu: ana çekirdeğin seviyesi ürün çekirdeğin seviyesinin üzerindedir. Q_β bu enerji seviyeleri arasındaki farktır. (b) Elektron Yakalama (EC) kütle farkına eşit olan Q_{EY} nötrinin kinetik enerjisi ve ürün çekirdeğin geri tepmesi için harcanır. β^+ bozunumu olması için kütle farkının $2m_e$ 'den büyük olması gerekir. Geriye kalan Q_β kinetik enerji olarak kullanılır. (c) $2m_e$ 'den daha düşük olan atomik kütle farklarında β^+ bozunumu imkansızdır (Williams, 1991).



Şekil 2.6. Beta bozunumu diyagramı

β -bozunumu, 1920'lerde, deneylerle saptandı. Nükleer kütle farkı hesaplandığında ${}^{210}\text{Bi}$ ' dan yayınlanan β parçacıklarının 1,16 MeV'lik bir kinetik enerjiye sahip olmaları gerekirken 0'dan 1,16 MeV'e kadar sürekli dağılım gözlenir. Kayıp enerjiyi açıklamak için 1931'de Pauli bozunumda ikinci bir parçacığın yayınlandığı söylendi. Nötrino adı verilen parçacık, eksik enerjiyi taşımaktadır. Çok girici bir ışıyım olduğu için ısı

deneylerinde kalorimetre içinde durdurulamaz ve enerjisi kaydedilemez. Yükün korunumu gereği nötrdür. Açısal momentumun korunumuna göre elektron gibi 1/2 spinli olmasını gerekir. İki tür nötrino bulunur. Nötrino (ν) ve antinötrino ($\bar{\nu}$). β^- bozunumunda, antinötrino; β^+ bozunumunda ve elektron yakalamada nötrino yayınlanır (Krane, 1987).

Çizelge 2.2. β -bozunum örnekleri (Krane, 1987)

Bozunma	Tip	Q(MeV)	$t_{1/2}$
$^{23}\text{Ne} \rightarrow ^{23}\text{Na} + e^- + \bar{\nu}$	β^-	4.38	38 s
$^{99}\text{Tc} \rightarrow ^{99}\text{Ru} + e^- + \bar{\nu}$	β^-	0.29	2.1×10^5 y
$^{25}\text{Al} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + e^+ + \nu$	β^+	3.26	7.2 s
$^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te} + e^+ + \nu$	β^+	2.14	4.2 gün
$^{15}\text{O} + e^- \rightarrow ^{15}\text{N} + \nu$	ϵ	2.75	1.22 s
$^{41}\text{Ce} + e^- \rightarrow ^{41}\text{K} + \nu$	ϵ^-	0.43	1.0×10^5 y

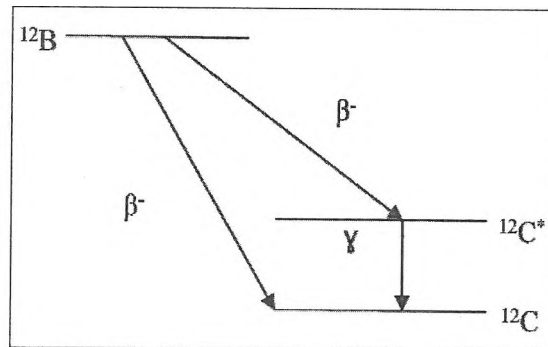
Beta bozunumunu Fermi Teorisi açıklar. Sargent, 1933 yılında doğal olarak meydana gelen β yayıncılarının bozunum oranlarının bir analizini yayımlamıştır ve büyük bir grubun bozunum oranının yaklaşık $\lambda \propto T_{\max}^5$ kuralına uyduğunu göstermiştir. $T_{\max}$ verilen bir bozunumdaki elektronun en büyük kinetik enerjisidir. 1934'de Fermi, ilk nicel β bozunum kuramını yayınlamıştır ve çekirdekte elektron olmadığı halde β bozunumunda elektronların nereden geldiğini açıklamıştır (Williams, 1991). Nötrino, beta bozunumuna uğrayan nötronlar tarafından üretilir. Bu yüksüz parçacıkların maddeyle etkileşimi zayıf kuvvet ile olur. 1930 yılında Wolfgang Pauli, beta bozunmasında kütle, momentum ve açısal momentumun korunumunun sağlanması için 1 elektron, 1 proton ve 1 karşı-nötrininin açığa çıktığını kabul etmiştir. Parçacığın enerji, momentum ve açısal momentum farkını taşıdığını teorik olarak açıklamıştır ve parçacığa nötron adını vermiştir. 1932'de J. Chadwick kütlesi daha büyük bir parçacığa nötron demiştir. 1934'de beta bozunmasının teorisini üreten E. Fermi kütlesi küçük bu parçacığa küçük nötron anlamında nötrino adını vererek karışıklığı gidermiştir (Atmaca, 2013a).

2.2.3 Gama bozunumu

Gama (γ) ısınlarnı 1900'de Uranyum üzerine alışan P. Villard keşfetmiştir. Kütlesiz ve yüksüz elektromanyetik radyasyon olduğu E. Rutherford ve P. Andrea tarafından kanıtlanmıştır (Akyıldırım, 2011). Fotonlarla zdeştir. Hızı ışık hızına eşittir. Nüfuz etme özelliği çok yüksektir. Elektrik ve manyetik alanlarda sapmaz. Yüksek enerjili elektromanyetik dalgalardır. Gama bozunması, uyarılmış durumdaki bir çekirdeğin, fazla enerjisini, bir elektromanyetik ışıma (foton) yayınlayarak atmasıyla gerçekleşir (Bozkurt, 2013). Gama bozunumu denklemi,



şeklinde verilir. X^* uyarılmış durumdaki, X taban durumdaki çekirdek, γ gama ışınıdır. Uyarılmış seviye genellikle alfa ya da beta gibi bozunumlar sonrası oluşur. Gama bozunmasında, çekirdeğin kütle numarası (A) ve atom numarası (Z) değişmez; sadece enerji açığa çıkar. γ -bozunumu yüksek bir uyarılmış düzeyden çekirdeğin daha düşük seviyedeki uyarılmış bir durumuna geçişte de yayımlanabilir (Bozkurt, 2013). rn ekirdek kademeli olarak ya da tek basamakta γ radyasyonu salarak daha az enerjili bir seviyeye veya taban durumuna iner. Bu geçişler 10^{-9} saniyeden kısa zamanda gerçekleşir (Magill ve Galy, 2005; Akyıldırım, 2011). Çekirdek, başka bir parçacıkla çarpışma yapması sonucu veya daha yaygın olarak bir radyoaktif bozunmadan sonra uyarılmış durumda kalabilir. şekil 2.7'de beta bozunumu sonucu uyarılmış çekirdek gamma ışını yayınlayarak taban duruma geçebilir.



şekil 2.7. Gama bozunumu diyagramı (Aytekin, 2010a)

Gama bozunumu elektromanyetik bir değişim olduğundan, ortalama ömür 10^{-16} s kadar olabilir. Gama spektrumu, her bir geçiş karşılık gelen kesikli çizgiler içerir. Gama enerjileri birkaç keV ile MeV mertebesi arasında değişir. Bağlı uyarılmış durumu bulunan her çekirdek gama ışıını yapabilir. Bir çekirdeğin benzer düşük enerjiye ancak farklı toplam açisal momentuma sahip iki durumu olabilir. Bunlardan biri enerjice daha düşüktür ve iki durum arasındaki geçiş büyük açisal momentum değişimi gerektirdiğinden ve gama fotonu bu değişimi dengelemek zorunda olduğundan, düzeyler arası geçiş şiddetli bir şekilde engellenir. Bu tür uzun ömürlü nükleer düzeylere izomerik durumlar denir. Bu düzeylerin birbirine bozunmasına izomerik geçiş denir (Bozkurt, 2013). İzomerik geçişte ana çekirdeğin atom ve kütle numarası değişmez. γ bozunmaları izomerik geçişlerdir. Bir alfa veya beta bozunması sonucu uyarılmış halde kalan çekirdeğe nükleer izomer; bu çekirdeğin gama ışımasıyla kararlı hale geçmesine de izomerik geçiş denir (Noz ve Maguire, 2007; Akyıldırım, 2011)

Gama ve X ışını gibi bütün elektromanyetik radyasyonlar birçok olayda parçacıklara benzer davranış gösterdiği için, çok küçük enerji paketleri anlamına gelmek üzere bu radyasyonların birim elemanına foton adı verilir (Seyrek,2007). Gama radyasyonlarıyla X ışınları farklıdır: x ışınları elektronik, γ ışınları ise nükleer kökenlidir (Price, vd., 1957) ve elektromanyetik tayfin en yüksek frekanslı bölgesindedir (Akyıldırım, 2011). Gamma ışınlarının enerjileri 0,1-10 MeV arasında, çekirdek durumları arası enerji farkı mertebesinde. 10^4 ile 100 fm dalgaboyu aralığına karşılık gelir. Bu dalgaboyları diğer elektromanyetik radyasyon türlerinininkinden çok daha kısadır. Görünür ışık, γ ışınlarından 10^6 kat daha uzun dalgaboyuna sahiptir (Krane, 1987) γ -ışını ortamda β , α daha fazla yol alır, geç absorbe olur.

Alfa ve beta parçacıklarına göre, gama ışınlarının madde içine nüfuz etme kabiliyetleri çok daha fazla, iyonlaştırma kabiliyetleri çok daha azdır. Birkaç santimetre kalınlığındaki kursun bloklarla sadece bir kısmı durdurulabilir. Bir engelle etkileşen gamanın şiddeti üstel fonksiyonla azalır (Akyıldırım, 2011). Gama yayınlanmasının yarı ömrü diğer bozunumlarla kıyaslandığında çok kısadır, genellikle 10^{-9} saniyeden daha küçüktür, ancak saat, gün mertebesinde yarı ömürlü olanları da vardır. Enerji spektrumları kesiklidir. Radyasyonun belli bir frekansı için bütün paketlerde taşınan enerji aynıdır (Seyrek, 2007).

$$E = h\nu \quad (2.20)$$

Açığa çıkan gamaların enerjileri

$$E_\gamma = h\nu = E_2 - E_1 \quad (2.21)$$

olacak şekilde iki seviye arasındaki farka eşittir (Akyıldırım, 2011). İki nükleer durum arasındaki γ -geçişine enerjinin korunumu yasası uygulandığında:

$$M_0^*c^2 = M_Pc^2 + E_\gamma + T_r \quad (2.22)$$

E_γ foton enerjisi, M_0^* üst düzey durumun kütlesi, T_r geri tepen çekirdeğin γ yayımı sonrası kinetik enerjisidir. Momentumun korunumu yasası uygulandığında $\vec{p}_\gamma = \vec{P}_r$ olur. $\vec{p}_\gamma$ fotonun momentumu, $\vec{P}_r$ geri tepen çekirdeğin momentumudur. Geri tepen çekirdeğin kinetik enerjisi çok küçük olduğundan sistem rölativistik olmayan mekanik ile incelenebilir (Bozkurt, 2013).

$$T_r = \frac{\vec{p}_r^2}{2M_0} = \frac{\vec{p}_\gamma^2}{2M_0} = \frac{E_\gamma^2}{2M_0^2} \quad (2.23)$$

Açısal momentumun ve paritenin korunumu farklıdır ve fotonun özelliklerini etkiler. Açısal momentumun korunumu, çekirdeğin iç yapısı hakkında bilgi verir. Durgun bir çekirdek, gama bozunumu ile daha düşük bir enerji düzeyine geçiş yapar ve tek bir foton yayar. Çekirdeğin ilk ve son durumları belli bir açısal momentuma ve pariteye sahiptir. Foton pariteyi ve açısal momentumu korur. Her foton, Planck sabiti (h)'nin tamsayı katı kadar açısal momentum (spin) taşır ve belli bir pariteye sahiptir (Bozkurt, 2013).

Gamma geçiş ihtimalinin büyüklüğü, geçiş matris elamanının büyüklüğüne bağlıdır. Fakat hesaplanan geçiş ihtimali büyük olsa bile, gamma ışınlarının yayınlanabilmesi için, seçim kuralları adı verilen kuralların yerine getirilmesi gerekir. Kuantum mekaniği hesaplarına göre, multipol moment basamağı $\vec{L}_\gamma$ olan bir ışınlam fotonu sistemden $\vec{L}_\gamma$, $\hbar$ değerinde bir açısal momentum götürür. Buna göre elektriksel multipol ışınlam için

parite $|\vec{P}_\gamma| = (-1)^{L_\gamma}$ ile ve magnetik çok kutuplu ışımlar için ise $P_\gamma = -(-1)^{L_\gamma}$ verilir (Aytekin, 2010a). Gamma ışımasının olabilmesi için gerekli şartlar parite ve toplam açısal momentumun korunumu olup bunlara seçim kuralları adı verilir. $P_i = P_s P_\gamma$

$$\vec{J}_i = \vec{J}_s + \vec{L}_\gamma \quad (2.24)$$

$J_i = J_s = 0$ ise L_γ sıfır olması gerekir. Sıfır açısal momentumlu foton olmayacağından, foton yayınlanması mümkün değildir. $|J_i - J_s| \equiv \Delta J \leq L_\gamma \leq J_i + J_s$ olabilir. ΔJ ne kadar büyükse çekirdek dönüşüm olasılığı o kadar küçüktür. En küçük açısal momentum değişimi gösteren geçişler en büyük olasılıklı olur (Aytekin, 2010a).

BÖLÜM III

ALFA BOZUNUMU

3.1 Alfa Bozunumu

İkinci bölümde hakkında kısaca bilgi verilen alfa bozunumu, bu bölümde detaylı olarak anlatılacaktır. Alfa parçacıkları 1903'de Rutherford tarafından keşfedilmiştir. Radyumun bozunmasında çıkan taneciklerin elektrik ve manyetik alanlardaki sapmalarından yararlanılarak bulunmuştur. Alfa bozunmasının fiziksel sebebi Coulomb itme kuvvetidir (Akyıldırım, 2011). Yüksek Z (atom numarası-çekirdek yükü) sayılarında çekirdekteki nükleer bağlanma kuvveti A sayısı (kütle numarası) ile değişirken, itici Coulomb kuvveti Z^2 ile değişir (Akyıldırım, 2011). Büyük kuvvetler ağır çekirdekleri bir arada tutamaz. Alfa bozunumu bundan kaynaklanır. Nükleer kuvvet kısa menzillidir ve sadece komşu nükleonlar arasında etkindir. Büyük çekirdeklerin büyük Z değeri ile itici kuvvet daha büyük olur. Çekirdek kararsızdır ve alfa yayınlamaya meyillidir (Aytekin, 2010). Bozunumda proton ve nötron sayıları ve toplam enerji korunur. Bozunumda çıkan enerjinin büyük kısmını, momentumun korunumu gereğince küçük kütleye sahip olan alfa parçacığı alır. ${}^4\text{He}$ çekirdeğinin menzili çok kısadır.

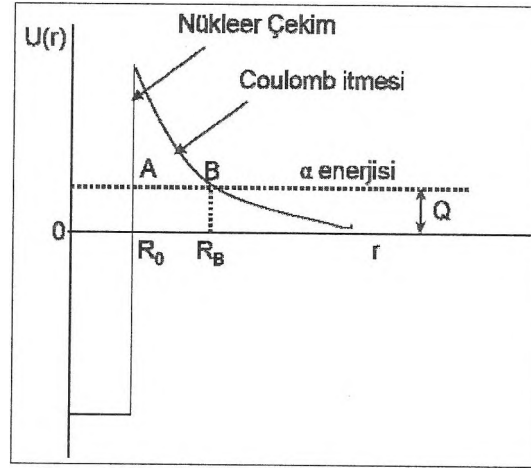
$A > 150$ olan çoğu çekirdek alfa bozunumuna karşı kararsızdır. Kütle numarası 190'dan büyük çekirdeklerde daha sık görülür. Enerji spektrumu kesiklidir. Yüklü bir parçacık olduğundan içerisinden geçtiği maddenin elektronları ile yoğun bir şekilde etkileşir (Çabuk, 2010). Bir alfa parçacığı yayan çekirdeğin Coulomb enerjisi düşer ve çekirdeğin kararlılığı artar. Sıkı bağlı alfa parçacığının nükleon başına bağlanma enerjisi, bozunan çekirdek ile kıyaslanabilir. Yani, B/A çok az değişir. Alfa parçacığı oldukça sıkı bağlı bir yapıdır. Nükleon başına bağlanma enerjisi $A \sim 56$ civarında maksimum değerde iken daha ağır çekirdekler için azalış gösterir. Bu sebeple $A > 150$ için, $Q_\alpha > 0$ 'dır. Çift Z -çift N çekirdekler bozunurken en muhtemel durum $l=0$ 'dır. Tek A 'lı bazı çekirdekler için düşük seviyeli uyarılmış durumlarda bozunum muhtemeldir. Alfa parçacıklarının yörüngesel açısal momentumu 0 (sıfır) olacağından, ürün çekirdeğin spini ana çekirdeğinki ile aynı olmalıdır. Ağır çekirdeklerin alfa bozunumu sonrasında

açığa çıkan enerji büyük görünse de, bu enerji alfa parçacığını ürün çekirdekten yeniden temasa getirmeye yetmez. Pozitif yüklü iki çekirdek arası elektrostatik potansiyel enerji,

$$V_c = \frac{2Z}{R} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (3.1)$$

Z, ürün çekirdeğin atom numarası, A ürün çekirdeğin kütle numarasıdır. İki çekirdeğin merkezleri arasındaki mesafe $R = 1.2(A^{1/3} + 4^{1/3})$ fm'dir (Bozkurt, 2012c).

Alfa bozunumu klasik fizik yasaları ile açıklanamaz. Bozunmayla salınan α tanelerinin enerjileri kız çekirdeğin Coulomb duvarını aşamayacak büyüklüktedir. Bu durum 1928 yılında Gamow, Gurney ve Condon tarafından kuantum tünellemesi kavramı ile açıklanmıştır. Kendisine bir dalga fonksiyonu eşlik eden α taneciğinin kız çekirdeğin potansiyel duvarını aşması ihtimali vardır. Ancak α taneciğinin engeli aşması için potansiyel duvarıyla defalarca etkileşmesi gerekir (Krane, 1988; Akyıldırım, 2011).



Şekil 3.1. Alfa parçacığının tünelleme ile Coulomb bariyerini aşması (Aytekin, 2010b)

Şekil 3.1'de potansiyel enerjinin yarıçapa bağlı grafiği verilmiştir. Alfa parçacığının tünelleme yaparak Coulomb bariyerini aşması gösterilir. Nükleer yarıçap R_0 'ın ilerisinde, nükleer kuvvet sıfıra düşer ve Coulomb itmesi baskın olur. Coulomb potansiyeli $1/r$ ile değişir. Çekirdek içindeki α -parçacığı potansiyel kuyusu duvarları arasında ileri geri gidip gelir (Aytekin, 2010b). Tünelleme olasılığı, üç boyutlu uzayda Schrödinger denkleminin $V(r)$ Coulomb potansiyel engeli için çözümü ile bulunur. m ve

E_α alfanın kütlesi ve enerjisi, b engelin genişliğidir. Tünelleme olasılığı denklem 3.2'deki gibi verilir (Aytekin, 2010a).

$$T = e^{-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(V(r)-E_\alpha)b}} \quad (3.2)$$

3.2 Temel Alfa Bozunumu Reaksiyonları: Enerji ve Momentum

α bozunum sürecinde radyoaktif (kararsız) bir çekirdek bir He atomu yayarak daha kararlı bir çekirdeğe dönüşür. Bozunum denklemi



α bozunumunda enerji ve yük korunur. Enerji, lineer momentum ve açısal momentumun korunum yasaları incelenmelidir (Yüksel, 2010). α bozunması için enerjinin korunumunda, bozunan X çekirdeği başlangıçta durgundur. Sistemin başlangıç enerjisi, X'in $m_X c^2$ durgun kütle enerjisidir. Son durum Y ve α 'yı içerir ve bunlar hareketlidir (lineer momentum korunumu). Son toplam enerji, $m_X c^2 + T_X + m_\alpha c^2 + T_\alpha$ olur. Burada T son parçacıkların kinetik enerjisidir. Enerjinin korunumu,

$$T_Y + T_\alpha = (m({}^A_ZX) - m({}^{A-4}_{Z-2}Y) - m({}^4_2X))c^2 = \Delta mc^2 = Q \quad (3.4)$$

$$T_Y + T_\alpha = (m_X - m_Y - m_\alpha)c^2 \quad (3.5)$$

$$Q = T_Y + T_\alpha \quad (3.6)$$

$Q=(m_X-m_Y-m_\alpha)c^2$ bozunmada açığa çıkan net enerjidir. Bozunma yalnız $Q>0$ ise kendiliğinden gerçekleşir. Çizelge 3.1'de ${}^{232}\text{U}$ 'dan yayınlanan farklı parçacıklar için enerji değerleri verilmiştir. Kendiliğinden bozunma sadece enerjisi pozitif olan ${}^4\text{He}$, yani alfa parçacığı için geçerlidir. Q bozunum enerjisi, ilk ve son durumlar arasındaki durgun kütle farkına, ilk ve son durumdaki parçacıkların kinetik enerjileri toplamına eşittir (Bozkurt, 2012c).

Çizelge 3.1. ^{232}U bozunumu, çeşitli modları için açığa çıkan Q enerjisi (Krane, 1987)

Yayınlanan parçacık	Açığa çıkan enerji(MeV)	Yayınlanan parçacık	Açığa çıkan enerji(MeV)
n	-7.26	^4He	+5.41
^1H	-6.12	^5He	-2.59
^2H	-10.70	^6He	-6.19
^2H	-10.24	^6Li	-3.79
^3He	-9.92	^7Li	-1.94

Kütleler atomik kütle birimi (u) cinsinden, $c^2=931,502$ MeV/u cinsinden ifade edilirse, Q, MeV cinsinden elde edilir. X çekirdeği başlangıçta durgun, lineer momentumu sıfırdır. Lineer momentumun konumuna göre, son momentumun sıfır olması için Y ve α , eşit ve zıt momentumlarla hareket eder ($P_Y = P_\alpha$). α bozunumunda 5 MeV civarında enerji açığa çıkar. Y ve α için $T \ll mc^2$ 'dir ve göreceli olmayan kinematik kullanabilir.

$$T = \frac{p^2}{2m} \quad (3.7)$$

yazarak, denklem 3.5 ve 3.6'yı kullanarak alfanın kinetik enerjisi Q değeri cinsinden,

$$T_\alpha = \frac{Q}{\left(1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}\right)} \quad (3.8)$$

bulunur (Krane, 1987). Göreceli olmayan parçacıklar için kinetik enerjiler

$$T_Y = \frac{1}{2} m_Y v_Y^2 \quad (3.9)$$

$$T_\alpha = \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 \quad (3.10)$$

bulunur. Burada V parçacık hızıdır. İlk durumda hareket etmek zorundadırlar.

$$m_Y v_Y = m_\alpha v_\alpha \Rightarrow v_Y = \frac{m_\alpha}{m_Y} v_\alpha \quad (3.11)$$

Y'nin hızı denklemlerden elenip Q eklendiğinde

$$\begin{aligned} T_Y + T_\alpha &= \frac{1}{2} m_Y v_Y^2 + \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 = \frac{1}{2} m_Y \left(\frac{m_\alpha}{m_Y} v_\alpha \right)^2 + \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 \\ &= \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 \left(\frac{m_\alpha}{m_Y} + 1 \right) = T_\alpha \frac{m_\alpha + m_Y}{m_Y} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Buradan alfa parçacığının kinetik enerjisi bulunabilir (Bozkurt, 2012c).

$$T_\alpha = \frac{m_Y}{m_\alpha + m_Y} Q = \frac{m_Y}{1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}} Q \quad (3.13)$$

$$T_Y = Q - T_\alpha = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_Y} Q \cong \frac{m_\alpha}{m_Y} Q \ll T_\alpha \quad (3.14)$$

$m_Y = A - 4$ yazılırsa,

$$T_\alpha = \frac{A - 4}{A} Q \quad (3.15)$$

$$T_Y = \frac{4}{A} Q \quad (3.16)$$

Kütle oranı < 1 olduğu için (Y ağır çekirdek) oranı, basitçe $\frac{4}{A-4}$ yazılır. $A \gg 4$ için

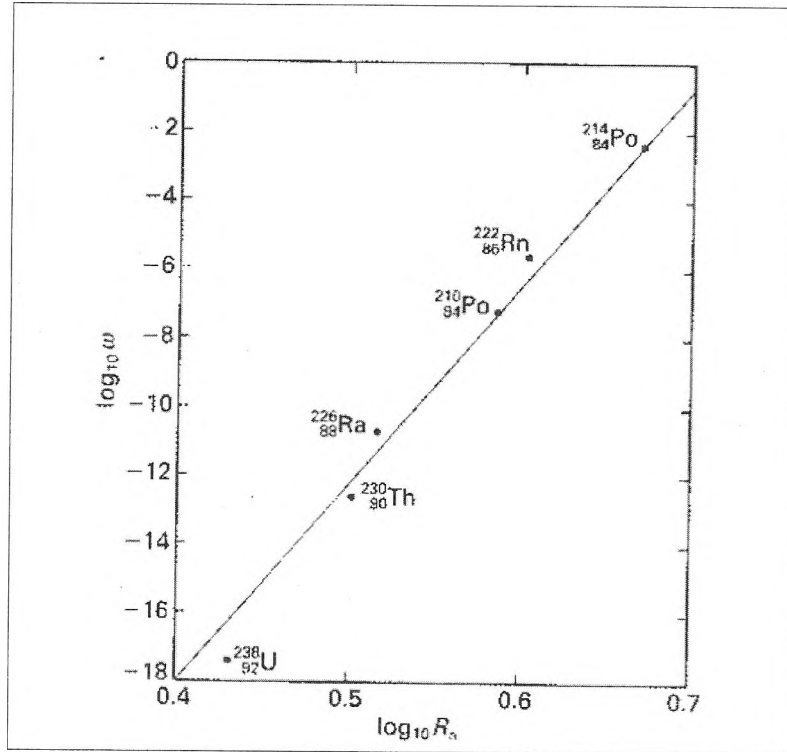
$$T_\alpha = Q \left(1 - \frac{4}{A} \right) \quad (3.17)$$

elde edilir. A parçacığı Q değerinin yaklaşık %98 'ini taşır; çok daha ağır olan Y çekirdeği ise sadece yaklaşık % 2'sini taşır (ağır çekirdeğin geri tepme enerjisi tamamen ihmal edilemez). α parçacığının kinetik enerjisi manyetik spektrometreyle ölçülebilir ve Q değeri bulunabilir. Uzun ömürlü X'in kütlesi bilinebilir. Y çok kısa ömürlüdür, kütlesi doğrudan ölçümlerle bulunamaz (Krane, 1987). Alfa parçacıklarının enerjileri 1.8 MeV'den (^{144}Nd) 11.6 MeV'e (^{212}Po) kadar değişebilir. Alfa parçacığının kinetik enerjisi bozunuma özgüdür. Alfa bozunumu sonrası alfa parçacığı açığa çıkan enerjinin

mümkün olan en fazla, açısal momentumun en az kısmını alır. Bu sebeple ürün çekirdek genellikle taban durumda kalır. Diğer durumlarda ürün uyarılmış haldedir ve gama ışınımı yaparak taban durumuna geçer (Bozkurt, 2012c).

3.3 Alfa Yayınlanma Teorisi

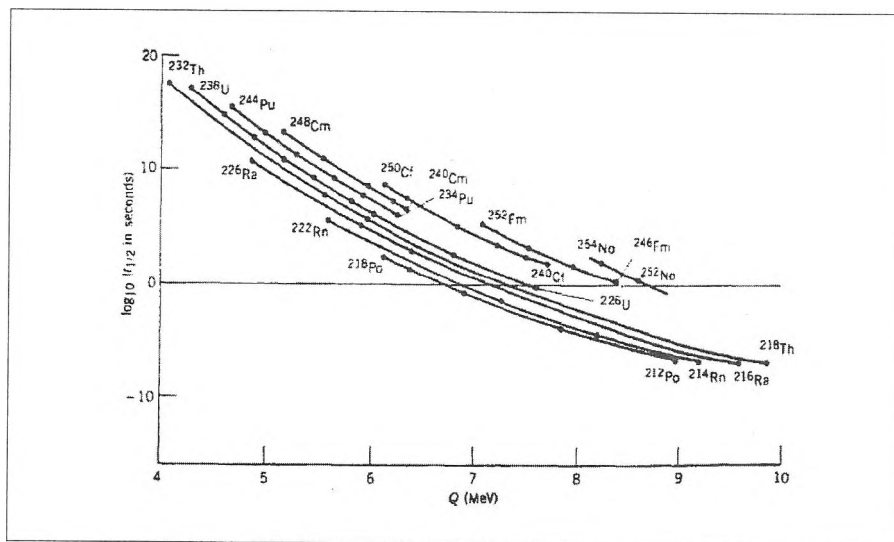
Her bir α yayımcısı için m_Y ve m_α sırasıyla ürün çekirdeğin ve α parçacığının kütleleri olmak üzere T_α kinetik enerjisi Q_α 'nın $m_Y/(m_Y+m_\alpha)$ katıdır. Bu çarpan geri tepen ürünün enerjisini sağlar (Williams, 1991). λ geçiş oranları kinetik enerjilerin bir fonksiyonudur. Buna Geiger-Nuttall kuralı (1911) denir. $\log_{10} \lambda = B \log_{10} R_\alpha - C$ ile verilir. λ geçiş oranına sahip bozunumda 15°C deki ve bir atmosfer basınç altında yayımlanan α parçacıklarının gidebileceği maksimum uzaklık R_α 'dır. B sabitinin değeri R_α cm ve ω saniye⁻¹ için 57.5'dir. C seriye bağlıdır. Şekil 3.2 bu kuralın veriyle çok uyumlu olmadığını gösterir. Kural, bozunum oranları arası farkın 10^{15} kadar büyük mertebede birbirleriyle ilişkili olduğunu ifade eder. İlk olarak 1929'da birbirinden bağımsız olarak Gamow, Condon ve Gurney tarafından ifade edilmiştir (Williams, 1991).



Şekil 3.2. Geiger-Nuttall kuralı logaritmik gösterimi (Williams, 1991)

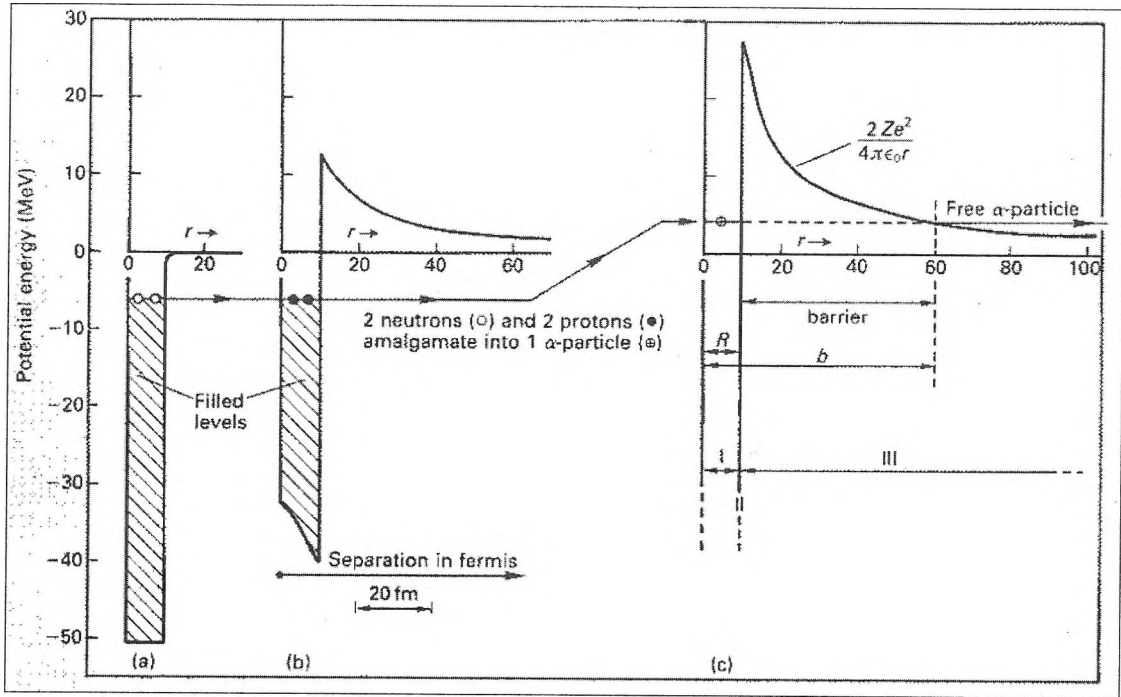
Şekil 3.2, $A=4n+2$ için, doğal olarak oluşan radyoaktif serilerin bazı üyeleri için $\log_{10} \lambda$ değerlerinin $\log_{10} R_\alpha$ 'ya göre değişimini gösterir. λ , temel düzeyden temel düzeye geçiş oranı (s^{-1}) ve R_α 'da α parçacığının $15^\circ C$ 'de 1 atmosfer basınç altında bulunan kuru hava içindeki gidebileceği maksimum uzaklıktır. Geiger ve Nuttall $\log_{10} t_{1/2} = -57,5 \log_{10} R_\alpha + C$ bağıntısını çıkarmıştır. $t_{1/2}$ yarı ömürdür (toplam geçiş oranına ürün çekirdeğin temel düzeyinden başka düzeylere geçişlerin göz ardı edildiği durumda $t_{1/2} = 0,693/\lambda$ 'dır). C , bağıntının üç seri arasından hangisini temsil edeceğine bağlı bir sabittir. Doğrunun eğimi 57,5'dir. Menzil, α parçacığının kinetik enerjisinin önemli bir ölçüsüdür. α parçacığının madde içinde durmadan önce aldığı yoldur. Bir radyoaktif kaynaktan çıkan tek enerjili α parçacıkları için bu uzaklık, yüzde birkaç mertebeden daha küçük dalgalanmalarla daima aynıdır. Menzil başlangıçtaki kinetik enerji ile düzgün bir şekilde artar ve doğal olarak oluşan radyoaktif malzemeler için bu değer havada 2,5-6 cm'dir (Williams, 1991).

Geiger ve Nuttall, büyük parçalanma enerjili α yayınlayan çekirdeklerin kısa yarı ömürlere, küçük parçalanma enerjili çekirdeklerin uzun yarı ömürlere sahip olduklarını belirtmişlerdir. Değişim, ^{232}Th 'nin ($1,4 \cdot 10^{10}$ yıl; $Q = 4,08$ MeV) ve ^{218}Th 'in ($1,0 \times 10^{-7}$ s; $Q = 9,85$ MeV) sınır durumlarındaki gibi, çok hızlıdır. Enerjinin 2 çarpanı kadar değişimi yarı ömrün 10^{24} çarpanı kadar değişmesidir. Geiger-Nuttall kuralının teorik açıklaması (1928) kuantum mekaniği için önemlidir. Çift-tek, tek-çift, tek-tek çekirdekler genel eğilime uyar, ama tümüyle düzgün eğriler elde edilmez (Krane, 1987).



Şekil 3.3. Geiger Nuttall kuralı (Krane, 1987)

Şekil 3.3'de belirtilen Geiger-Nuttall kuralı, α bozunumunun yarı-ömrü ile bozunma enerjisi arasındaki ters bağıntıdır. Şekilde yalnız çift Z ve çift N'li çekirdekler gösterilir (Krane, 1987).



Şekil 3.4. İki proton ve nötronun alfa parçacığı oluşturması (Williams, 1991)

Şekil 3.4'de, $Z=90$, $A\approx 236$ olan çekirdeğin içinde ve civarında (a) nötronlar ve (b) protonlar için çekirdek merkezinden olan r uzaklığına bağlı potansiyel enerji grafiği gösterilir. α parçacığı oluşursa, uzaklığa bağlı değişen potansiyel enerjiye sahip olur (c). Şeklin (a) ve (b) kısımlarında, çekirdeğin içindeki nötron ve protonların potansiyel kuyusu bulunur. Ağır çekirdekler için nükleon ayırma enerjisi yaklaşık 6 MeV dir. Nükleonların toplam (kinetik+potansiyel) enerjisi sıfırdan 6 MeV'e kadar enerji düzeylerini doldurur. Eğer dolu seviyelerin üst tarafındaki iki proton ve iki nötron bir α parçacığı oluşturacak şekilde bir araya gelirse, 28,3 MeV'lik bağlanma enerjisi, bu dört parçacığın ayırma enerjisini sağlamaya ve α parçacığının enerjisini, aynı protonlarda olduğu gibi bir potansiyel kuyusu (c) içinde pozitif enerjide tutmaya yeterlidir. α parçacığının belirli bir enerjide bulunmasına ait bir kuantum mekaniksel olasılık genliği bulunabilir. α parçacığının merkezi ile sistemin merkezi (ana çekirdek - α parçacığı) arası uzaklığa bağlı α parçacığının etkin potansiyeli belirlenir (c). R yaklaşık olarak nükleer yarıçap olmak üzere üç bölge: R 'den küçük uzaklıkta α parçacığı, belirsiz

derinlikteki bir potansiyel kuyusu içindedir. Bu potansiyel nükleer bağlanma kuvvetinin α parçacığı üzerindeki etkisidir. R uzaklığında, bu potansiyel pozitif olur. Alfa yayımlanmasından sonra geriye kalan çekirdeğin atom numarası $z=2$ ve Z ise $U(R)=zZe^2/4\pi\epsilon_0R$ maksimum değerine erişir. R'den daha büyük uzaklıklarda potansiyel Coulomb potansiyelidir: $U(R)=zZe^2/4\pi\epsilon_0r$.

Atom numarası $Z+2$ olan ana çekirdek, kinetik enerjisi T_α olan bir α parçacığı yayımlayabilecek enerjiye sahip ise iki olasılık vardır: $T_\alpha > U(r)$ ise α parçacığı çekirdek içindeyse ayrılmak için serbest haldedir. Hemen serbest hale geçer (alfanın çekirdeğin içinden geçmesi için gereken 10^{-21} s'den daha kısa). $T_\alpha < U(r)$ ise klasik bakış açısından, α parçacığı çekirdek içinde kalır. Kuantum mekaniğine göre tünelleme ile potansiyel engelini aşar. b yarıçapında ($b= zZe^2/4\pi\epsilon_0T_\alpha$, $z=2$) sıfır kinetik enerjiyle ortaya çıkar, serbest kalır. Kinetik enerjisi T_α 'dır. Eğer bu engelin sebebi parçacıkların yükleri ise, Coulomb engeli denir (Williams, 1991).

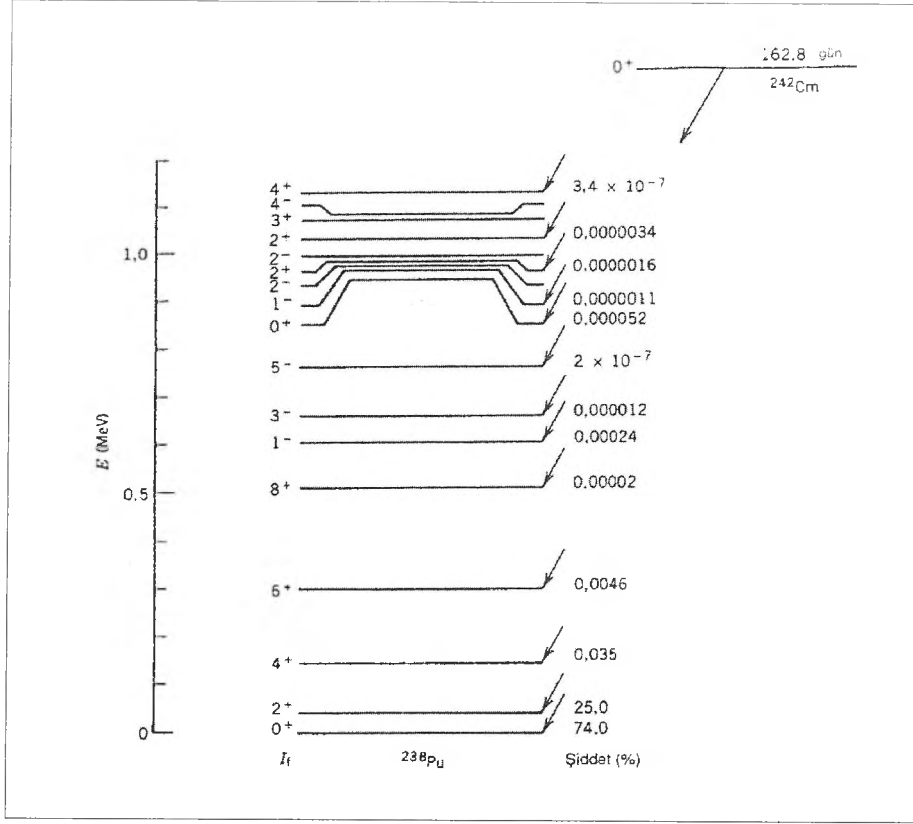
Kararsız bir çekirdekten alfa yayılımı klasik bakışla açıklanamaz. Bu olay kuantum mekaniksel tünelleme olayına örnektir. Alfa parçacıkları düşük enerjilidir (~ 5 MeV). Dışarıdaki alfa parçacığı güçlü nükleer kuvvetle etkileyecek kadar çekirdeğe yaklaşamaz, saçılır. İçerideki alfa parçacığı nükleer potansiyel kuyusunun içinde bağlıdır, ancak Coulomb engelini tünelleyerek dışarı çıkabilir. Alfa bozunumu teorisi ilk kez 1929 yılında Gamow tarafından açıklanmıştır. Alfa'nın ve ürün çekirdeğin bozunum öncesinde ana çekirdek içinde olduğunu varsayar. Potansiyel kuyusunda hareket eden alfa olarak ele alınır (Bozkurt, 2012c). Bu teoride bir alfa parçacığı kız çekirdekle belirlenen bir küresel bölgede hareket eder. Teori, özellikle çift – çift çekirdekler için çok iyi çalışır. Alfa parçacıklarının önceden oluşturulduğunu kanıtlamaz; önceden oluşturulmuş gibi davrandıklarını gösterir (Krane, 1987). Ana çekirdek içinde tabanı düz, derinliği ~ 30 MeV'de olan bir potansiyel düşünülür. Nükleer yarıçapta potansiyel aniden artar ve 9.3 fm'de Coulomb engel yüksekliği olan $V_c \sim +28$ MeV'e yükselir. Uzak mesafede ise Coulomb yasası gereği $1/r$ ile değişir. Birbirinden ayrılmış alfa parçacığı ile kız çekirdek, 4.2 MeV enerjili bir alfa parçacığının saçılması sırasında en yakın yaklaşma mesafesi ~ 62 fm olur. Bu mesafe alfa parçacığının çekirdeğe doğru hareket etmeyi sonlandırıp duracağı ve kinetik enerjisinin itme potansiyel enerjisine dönüşeceği için geri döneceği mesafedir. Birleşim açısından bakılırsa alfa parçacığının çekirdeğin çok yakınına gelmemesi gerekir. Bozunum açısından ise alfa parçacığı

aşamayacağı bir potansiyel enerji engelinin arkasında olmalıdır (Bozkurt, 2012c). Kuantum mekaniğine göre dalga fonksiyonları sadece sonsuz yükseklikte potansiyel engelleri tarafından tamamen hapsedilir. Engel sonlu yükseklikte ise, dalga fonksiyonu çözümünün kuyunun içindeki ana bileşenine ek olarak küçük fakat sonlu bir kısmı engelin içinde kalır. Bu olaya tünelleme etkisi denir. Dalga fonksiyonunun bir bileşeni potansiyel engelin arkasında kalır ve engelin üstünden değil de içinden geçip dışarıya kaçabilir. Parçacığın enerjisi engel yüksekliğine ne kadar yakınsa parçacığın kaçma olasılığı o kadar artar. Parçacık engel yüksekliğine göre ne kadar enerjikse, engeli delme sıklığı ve tuzaktan kaçma ihtimali o kadar artar (Bozkurt, 2012c). Çekirdek içindeki alfa parçacığı, engel aşıncaya kadar tekrar tekrar engele gidip gelir (Krane, 1987).

3.4 Alfa Bozunumunda Açıs al Momentum ve Parite

Açıs al momentumu I_i olan bir ilk nükleer durumdan açıs al momentumu I_s olan bir son duruma geçişte, α parçacığının açıs al momentumu $I_i + I_s$ ve $|I_i - I_s|$ arasındaki değerlere sahiptir. ^4He çekirdeği iki proton ve iki nötrondan oluşur: tümü 1s durumundadır ve spinleri 0 olacak şekilde ikişer ikişer bağlaşırlar. α parçacığının nükleer spini sıfırdır ve bir bozunma süresince α parçacığı tarafından taşınan toplam açıs al momentum yörüngesel karakterdedir. Açıs al momentum ℓ_α ile gösterilir. α parçacığının dalga fonksiyonu $\ell = \ell_\alpha$ olmak üzere $Y_{\ell m}$ tarafından temsil edilir; böylece α yayınlanmasına eşlik eden parite değişimi $(-1)^\ell$ 'dır. Böylece parite korunumuyla hangi geçişlerin izinli hangilerinin tamamen yasak olduğunu belirten bir seçim kuralına sahip olunur: ilk ve son pariteler aynı ise ℓ_α çift, farklı ise ℓ_α tek olmalıdır (Krane, 1987).

Şekil 3.5'de gösterilen ^{242}Cm 'nin α bozunumunda, ilk durumun spini sıfırdır ve α parçacığının açıs al momentumu ℓ_α son nükleer durumunun momentumu I_s ye eşittir. ^{238}Pu 'un pek çok farklı durumları işgal edilmiştir. α bozunumları farklı Q değerlerine ve farklı şiddetlere sahiptir.



Şekil 3.5. ^{242}Cm 'nin, ^{238}Pu 'nin farklı uyarılmış durumlarına alfa bozunumu

Şiddet, ilk ve son durumların dalga fonksiyonlarına ve ℓ_α açısal momentumuna bağlıdır. Küresel koordinatlarda merkezci potansiyel $\ell(\ell + 1)\hbar^2/2mr^2$ şekilde gösterilir. Daima pozitif olan bu terim, $a < r < b$ bölgesinde potansiyel enerjiyi yükseltme etkisine sahiptir ve delinmesi gereken engelin kalınlığını artırır. Taban durum dönme bandının 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ ve 8^+ durumları örnektir. 2^+ durumuna bozunma şiddeti taban duruma bozunma şiddetinden iki nedenle daha düşüktür. Birincisi merkezci potansiyelin, engeli yaklaşık 0,5 MeV kadar yükseltmesi, diğeri de uyarılma enerjisinin, Q'yu 0,044 MeV kadar küçültmesidir. Bozunma şiddeti, bant boyunca yukarı doğru 8^+ durumuna kadar aynı nedenlerle azalmaya devam eder. Bozunma hızları için önceki teori kullanılırsa, artan etkin B'yi ve azalan Q'yu hesaba katarak, bağıl bozunma dallanmaları için sırasıyla 0^+ , %76; 2^+ , %23; 4^+ , %1,5; 6^+ , %77; 8^+ , $8,4 \times 10^{-5}$ değerleri bulunur.

Taban durum bandında yukarı doğru çıkıldıkça α bozunma şiddetleri çok küçülür. Bu, yaklaşık toplam bozunma şiddetinin 10^{-6} mertebesinde. Bu durum, ilk ve son dalga fonksiyonlarının zayıf uyumundan kaynaklanır. Bu uyarılmış durumların pek çoğu titreşimlerle ya da çift ayırma parçacık uyarılmalarından kaynaklanır. Bu durumlar

^{242}Cm 'nin çiftlenmiş, titreşimsiz 0^+ taban durum bandına hiç benzemezler. Gözlenmiş bozunma şiddetinin hiç olmadığı bazı durumların varlığına dikkat edilmelidir. Bunlar arasında, 0,968 MeV ve 0,986 MeV'deki 2^- durumları, 1,070 eV'deki 3^+ durumu ve 1,083 MeV'deki 4^- durumu vardır. Bu durumlara alfa bozunumu, parite seçim kuralı gereği kesinlikle yasaklanmıştır. Örneğin bir $0 \rightarrow 3$ bozunumunda $\ell_\alpha = 3$ olmalıdır, bu ilk ve son durumlar arasında parite değişikliğine neden olur. Böylece $0^+ \rightarrow 3^-$ mümkündür, ancak $0^+ \rightarrow 3^+$ mümkün değildir. Benzer şekilde, $0 \rightarrow 2$ ve $0 \rightarrow 4$ bozunumları pariteyi değiştirmez ve böylece $0^+ \rightarrow 2^-$ ve $0^+ \rightarrow 4^-$ izinli değildir. İlk ve son durumların spini 0'dan farklı olduğu zaman, durum zorlaşır. Kesinlikle yasaklanmış bozunumlar yoktur. Örneğin $2^- \rightarrow 2^+$ bozunumu tek ℓ_α 'ya sahip olmalıdır (parite değişiminden dolayı) ve açısal momentum bağlaşım kuralları $0 \leq \ell_\alpha \leq 4$ olmasını gerektirir. $\ell_\alpha = 1$ veya 3 olacak şekilde bir bozunuma sahip olmak mümkündür. Farklı ℓ değerlerinin bağlı katkılarının belirlenmesi için α parçacıklarının açısal dağılımlarının ölçülmesi gereklidir. Bir $\ell = 1$ α parçacığını yayınlanması $Y_1(\theta, \phi)$ ile temsil edilir, bir $\ell = 3$ α bozunumu ise $Y_3(\theta, \phi)$ 'ye uygun bir dağılıma sahiptir (Krane, 1987).

3.4.1 Açısal momentum engeli

Bir parçacığın potansiyel enerjisinin toplam (potansiyel + kinetik) enerjisinden büyük olabileceği ve parçacığın klasik açıdan bulunamayacağı bölgeler olabilir. Parçacığın bulunabildiği bir bölgeden, bulunabileceği başka bir bölgeye geçişini engelleyen bu tür bölgeye potansiyel engeli denir. Klasik açıdan böyle bir engel geçilemez, kuantum mekaniği uygulanabilen durumlarda engel geçilebilir. α -bozunumunda ana çekirdek ve kız çekirdeğin spininin (kuantum sayıları j_A ve j_B) olduğunu varsayalım. Spinin; çekirdeği oluşturan nükleonların yörüngesel ve spin açısal momentumlarının vektörel toplamı olduğu durumda, α parçacığının spini 0'dır. Toplam açısal momentumun korunması nedeniyle, $j_A \neq j_B$ ise geri tepen ürün çekirdeğe göre α -parçacığı görelî bir yörüngesel açısal momentuma (kuantum sayısı 1) sahip olacak şekilde yayımlanır. Açısal momentum vektörünün korunması için $|j_A - j_B| \leq \ell \leq j_A + j_B$ şartını sağlaması gerekir. ℓ kuantum sayısı 0 veya pozitif bir tam sayı olmalıdır. Çift A'lı çekirdeklerde j_A ve j_B 'nün her ikisi de tam sayı olduğundan ve tek A'lı çekirdeklerde bu sayıların her ikisi de yarım tamsayı sayılar olduğundan bir sorun yoktur. Geri tepen (Z,A) çekirdeğini terk eden bir α -parçacığı ($z = 2$) için Schrödinger denklemi 3.18 ile verilir.

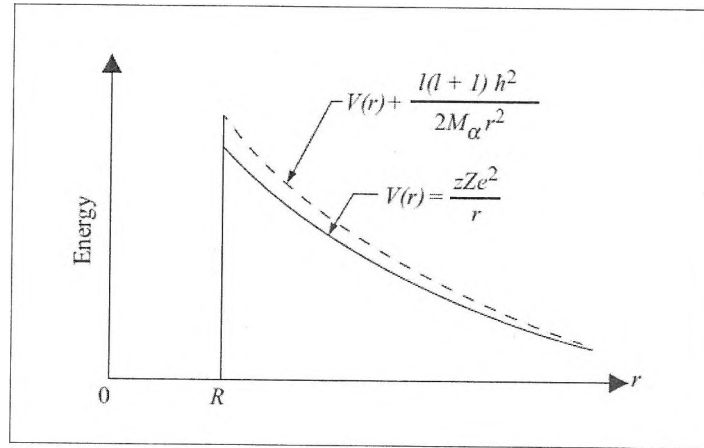
$$r > R \text{ için } -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \Psi(r) + \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} \Psi(r) = Q_\alpha \Psi(r) \quad (3.18)$$

μ indirgenmiş küttedir. Değişkenlerine ayırma işlemi yapılırsa $\Psi(r) = R(r)Y(\theta, \phi)$ olur. Eğer α -parçacığının yörüngesel açısal momentumu ℓ ise açısal kısım $Y_\ell^m(\cos\theta, \phi)$ küresel harmoniği olacaktır. m kuantum sayısı ℓ 'nin z-bileşenini verir. $R(r) = U(r)/r$ yazılıp ve (3.18) denkleminde yerleştirilsin. $U(r)$ için (3.19) denklemi elde edilir.

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 U(r)}{dr^2} + \left\{ \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \right\} U(r) = Q_\alpha U(r) \quad (3.19)$$

Coulomb engeli aynı cins yük taşıyan iki parçacık arası var olan, parçacıkların yaklaşma olasılığını azaltan etkin engeldir. Şekil 3.6'de gösterildiği gibi engelin R 'deki değeri saf Coulomb engelinden denklem 3.20 kadar yüksektir (Williams, 1991)

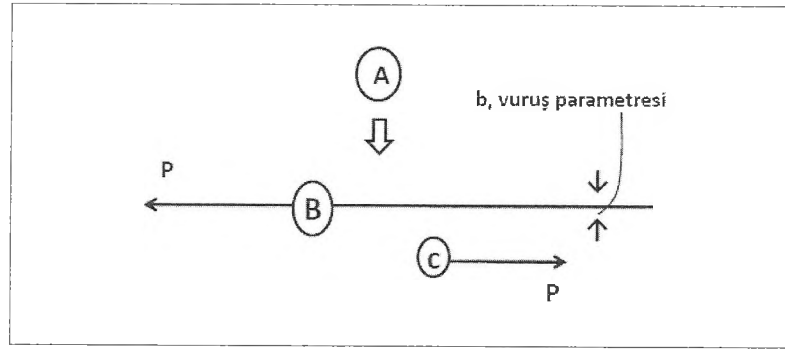
$$\frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (3.20)$$



Şekil 3.6. Merkezil ve Coulomb engel yüksekliği (Bozkurt, 2012c)

Alfa parçacının aşması gereken engel daha kalın olur (Bozkurt, 2012c). Örneğin bariyer, $r = 1.5 \text{ fm}$ 'de $Z=90$ ve $z=2$ için Coulomb teriminden dolayı 17.3 MeV olması gereken değerden $\ell=2$ olması halinde 0.14 MeV kadar daha yüksektir. Bu etkin kuantum mekaniksel engeli olan açısal momentum engelidir. İki parçacığın görelî yörüngesel açısal momentumu sıfırdan farklı olduğunda ortaya çıkar ve böyle iki parçacığa bozunabileceği bağılı bir duruma yaklaşabilme olasılığını azaltır (Williams, 1991). Bu

merkezcil potansiyel, $V(r)$ 'nin üzerine eklenir ve daha kalın ve daha yüksek bir potansiyel söz konusu olur (Bozkurt, 2012c). Toplam engel, Coulomb engelinden daha yüksek olduğu için, geçilmesi daha zordur, bu yüzden geçiş oranı daha düşük (ortalama ömür daha uzun) olacaktır (Williams, 1991). Coulomb engeli yokken de açısal momentum engeline sahip olunur. Açısal momentum engeline giren bir parçacığın olasılığı düşük parçacık enerjileri için nispeten düşüktür ve artan enerjiyle aniden artar. l arttıkça, engel daha geçilmez olur (Williams, 1991).



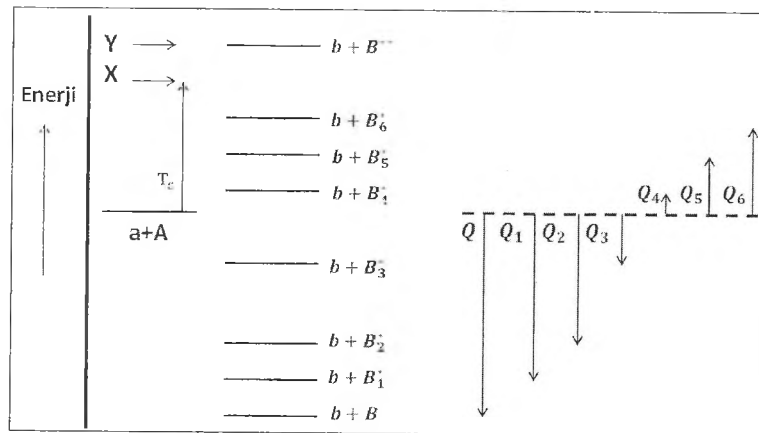
Şekil 3.7. Göreli yörüngesel açısal momentum

Şekil 3.7’de A, eşit ve zıt momentuma ve b vuruş parametresine sahip B ve C gibi iki parçacığa bozunuyor. Sistemin açısal momentumu Pb olur. P kinematik ile, açısal momentum korunumuyla sabit tutulur ve b belirlenir. Kuantum mekaniğinde parçacıkların dik uzaklıkları belirsizdir, giden dalga fonksiyonu bu uzaklığı b civarında yoğunlaştırır. Coulomb ve açısal momentum engellerinin etkisi, çekirdeğin içine girmeye çalışan parçacıklar içinde geçerlidir. Açısal momentum engeline göre: A sistemi, B ve C parçacıklarına bozunursa, P momentumları eşit fakat zıt yönde olur (Şekil 3.7). Açısal momentum korunumuna göre parçacıklar $l\hbar$ göreceli açısal momentuma sahiptir. Momentum vektörleri paralel doğrultudadır, aralarındaki dik uzaklık $Pb = l\hbar$ olur. b vuruş parametresidir. Hedefin merkezinden, gelen parçacığın sapmadığı varsayılan yörüngesine dik uzaklıktır, l ve P ile tanımlanır. B ve C’nin etkileşiminin erişim uzaklığı b ’den küçükse, bu momentum vektörlerinin istenen b mesafesine yerleştirilebilmesi, b ’nin sıfır olması durumuna kıyasla daha az olasıdır. Geçiş oranı l ’nin yokluğundakinden daha az olur. α bozunumunda, açısal momentum engelinin etkisi Coulomb engelinden etkisine göre çok fazla değildir. Nükleer çaplardaki farklılıklar, farklı bozunumlar arası açısal momentum değişiminden kaynaklı farklardan çok daha büyük etkiye sahiptir (Williams, 1991).

Alfa bozunumunda açısal momentum ve paritenin korunması ürün çekirdeğin spin-parite durumunu etkiler. Alfa'nın özgün spini olmadığından, toplam açısal momentumu ℓ yörüngesel açısal momentumuna eşit olmalıdır. Alfa parçacığının paritesi ise $(-1)^\ell$ olmalıdır. Bozunumda parite de korunur, nihai spin-parite durumu sınırlıdır. Ana çekirdeğin spin-paritesi $J^\pi = 0^+$ ise, ürün çekirdeğin izinli J^π değerleri 0^+ ($\ell=0$), 1^- ($\ell=1$), 2^+ ($\ell=2$),... Bu kurallar ürün çekirdeğin sadece gerekli spin-parite durumlarını tanımlar; durumun enerjisi farklı bir niceliktir. Ağır elementler, deformedir ve dönme düzeyi vardır. Çift-çift çekirdeklerin düşük uyarılmış durumları spinleri 2, 4, 6, ... olan düşük düzey rotasyonel bantlar oluşturur. Tek sayılı açısal momentumlar enerji olarak daha yüksek düzeyde yer alır. Bu düzeylerde alfa'nın enerjisindeki düşüşten dolayı bu düzeylere bozunum engellenir (Bozkurt, 2012c).

3.5 Alfa Bozunma Spektroskopisi

Nükleer spektroskopisi nükleer enerji seviyelerini ve bunlar arasındaki geçişleri ölçme ve anlama bilimidir. Konuları nükleer kütle ve enerji seviyeleridir. Nükleer kütle farklarını ölçmede en iyi yöntem nükleer reaksiyonlardır. Kinetik enerji kazancı ya da kaybı kütle farkını verir. Kütle dönüşümü $1\text{keV} \cong 10^{-6}$ a.k.b'dir. Reaksiyonun Q değerinin hassas ölçümü kütle farkının hassas ölçülmesini sağlar. Nükleer reaksiyonda uyarılmış enerji seviyeleri üretilip incelenebilir, uyarılma enerjileri ölçülebilir. $A(a,b)B$ reaksiyonuna göre $a + A \rightarrow b + B + Q$ olmalıdır. B , taban durumundaki çekirdektir. $B_1^*, B_2^*, \dots$ gibi artan uyarılmış durumların serisinden birinde üretilebilirler. Q değerleri $Q > Q_1 > Q_2 > Q_3 \dots$ koşulu sağlar. $a + A \rightarrow b + B_1^* + Q_1$, $b + B_2^* + Q_2$, vs



Şekil 3.8. $A(a,b)B$ reaksiyonu için enerji diyagramı (Williams, 1991)

Şekil 3.8, B çekirdeğinin taban durumunda veya B_i^* , $i=1, 2, 3, \dots$ uyarılmış durumlarının birinde bulunduğu son durum enerji seviyelerinin bir diyagramıdır. $Q_1, Q_2, Q_3 > 0$ iken $Q_4, Q_5, Q_5 < 0$ 'dır. T_C , a+A'nın çarpışmasındaki kütle merkezi enerjisini temsil eder, X enerjisinin altında olan b+B*'ın tüm seviyelerine ulaşabilir. b+B** ile gösterilen Y seviyesi, B'nin bozunacağı mümkün en düşük enerji seviyesidir. $T_C + Q_i > 0$ koşulu için, sadece uyarılmış seviyeleri oluşturulabilir. Kütle merkezinin kinetik enerjisinin (T_C) sabit bir değeri için, Q azaldıkça b'nin kinetik enerjisi azalır veya daha da negatif değere gider. Deneysel olarak, gelen parçacık demeti a'nın enerjisi sabit tutulursa ve hedeften çıkan b parçacıkları belli açıda algılanırsa ürünün kinetik enerji spektrumu uyarılmış seviyelerin spektrumunu yansıtır (Williams, 1991).

BÖLÜM IV

NÜKLEER YAPI MODELLERİ

Çekirdeğin yapısını anlamak için, çekirdek içerisinde nükleonların nasıl hareket ettiklerini ve nükleer kuvvetlerin nasıl davrandığını tanımlamak gerekir. Problem çekirdeği bir arada tutan kuvvetlerdir. Etkin etkileşim kuvveti çekirdek kuvvetidir. Bu kuvvet için bir çok şey bilinir fakat kapalı bir form yazılamaz. Çekirdek içerisinde bir çok nükleonun karşılıklı etkileşimleri çekirdeği bir arada tutar. İki cisim, elektron ve atom çekirdeği arasında, Coulomb problemi gibi bir çözüme ulaşılamaz. Çekirdek, birbirinden bağımsız etkileşim içinde, çok cisim kuantum sistemidir (Yazar, 2012).

Çekirdek modelleri çekirdek içindeki nükleonların hareketlerini tarif eder ve çekirdek yapıları hakkında bilgi verir. Nükleon-nükleon etkileşiminden çekirdek özellikleri gözlenebilir. 1932'den sonra ortaya konulan birçok çekirdek modelinden bir tanesi sıvı damla modelidir. Nükleonların çekirdek içerisinde kolektif hareket ettiğini varsayar. Fermi gaz modelinde, tersi olarak, nükleonlar birbirinden bağımsız hareket ederler. En başarılı olanları, küresel çekirdek kabuk modeli ve çekirdek kolektif modelidir. Küresel çekirdek kabuk modeli 1949 yılında M.G. Mayer, J.H.D. Jensen ve arkadaşları tarafından önerilmiştir. A.Bohr ve B.Mottelson, 1952'de Kolektif modeli önermiştir. Nükleer modelin amacı nükleer özellikleri açıklamak için pratik yöntem oluşturmaktır. Nükleer yapıların hesaplanması, nükleer kuvvetlerle ilgili yasaların bilinmesini gerektirir (Yazar, 2012). Bu bölümde nükleer modeller incelenecektir.

4.1 Fermi-Gaz Modeli

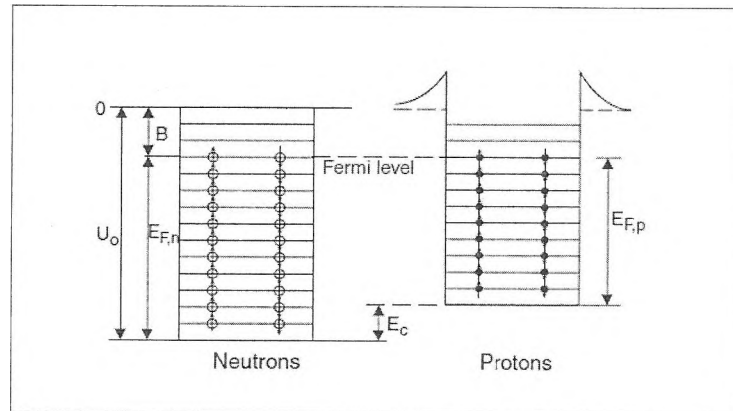
Modelde, sistemi doğrudan etkileşmeyen parçacıklar oluşturur. Bu sistem içindeki tek bir nükleonun düzeyi, bu nükleon dışındaki tüm nükleonların oluşturduğu ortalama bir potansiyel için Schrödinger denkleminin çözümüyle bulunur (Aytekin, 2010a). Nötron ve protonlar nükleer hacim içinde çiftler halinde bağımsız olarak bulunurlar. Düzlem dalgalarla açıklanırlar. Nükleer boyutu R ve kütleleri M olan A tane parçacık için de Broglie dalga boyu ve momentum ve kinetik enerji denklem 4.1, 4.2, 4.3 ile verilir.

$$\lambda \approx \frac{R}{A^{\frac{1}{3}}} \quad (4.1)$$

$$P = \frac{hA^{\frac{1}{3}}}{R} \quad (4.2)$$

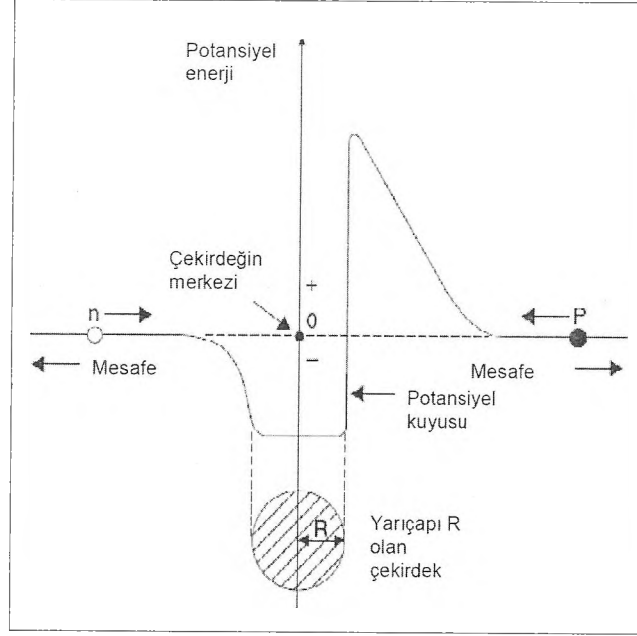
$$T \approx \frac{P^2}{2M} \approx \frac{A^{\frac{2}{3}}}{MR^2} \quad (4.3)$$

Tüm çekirdekler için $\sim A^{5/3}/MR^2$ dir. $\frac{A(A-1)}{2}$ yani potansiyel enerji etkileşen çift sayısı ile orantılıdır. Model büyük çekirdeklerde başarılıdır ve yüksek enerji çarpışma problemlerini açıklayabilir (Yazar, 2012). Varsayımı çekirdek potansiyelinin çekirdek sınırlarında etkin olduğunu ve keskin bir sınırı olduğudur. Seçilebilecek en basit potansiyel, küresel simetrik ve dikdörtgen şeklindeki potansiyeldir (Aytekin, 2010a). Nükleonlar, çekirdekte bir potansiyel kutusu içerisinde birer gaz molekülü gibi birbiriyle etkileşmeden hareket ederler. Fermi-gaz olarak ifade edilme sebebi nükleonların fermionlar olmasıdır. Nükleonların hareketini Pauli dışarlama ilkesi belirler. İzinli temel düzeyler dolu olduğu için nükleonlar çekirdek içinde, etkileşmeden, bağımsız hareket edebilir. Fermi düzeyi ve bu düzeyin üzerinde ki durumlar daha alt fermi düzeyi altında bulunan nükleonlar tarafından ulaşılamaz enerji değerindedir. Protonlar yüklü oldukları için, nötron ve protonların farklı potansiyel kuyularında hareket eder ve farklı yüklere sahip olduğundan Şekil 4.1’de görüldüğü gibi potansiyelin derinliği aynı değildir (Bozkurt, 2012b; Yazar, 2012).



Şekil 4.1. Nötron ve proton kare kuyu potansiyeli (Loveland vd, 2006)

Şekil 4.1’de, B deneysel bağlanma enerjisi ve E_c Coulomb enerjisidir. p kuyusunun tabanı, n kuyusun tabanından E_c kadar yüksektedir. p kuyusunun üst kısmı Coulomb bariyerine sahiptir. p çekirdek içine girmek isterse enerjisi bariyeri aşabilecek boyutta olmalıdır. Bariyer, düşük enerjili parçacığın tünellemesi ile delinebilir (Yazar, 2012).



Şekil 4.2. Nükleer potansiyel kuyusunda nötron ve protonun r 'ye bağlı etkileşimi (Loveland vd, 2006)

Fermi Gaz Modeli Serbest parçacıkların özel bir modelidir. Şekil 4.2’de potansiyel, çekirdek yarıçapı içerisinde, $r < R$ için $-V_0$ değerine sahiptir ve $r=R$ için potansiyel sonsuz yüksektir. Bağlı parçacıkların enerjisi buradan kurtulmaya yetmez. Yani, potansiyelin kenarı nükleonlar için aşılamayacak kadar yüksektir. Enerji seviyelerinin başlangıç noktası $-V_0$ seçilebilir. Spini $1/2$ olan serbest parçacıklar da $r=R$ de geçilmeyen bir duvarla kapatılmıştır (Aytekin, 2010a). Potansiyel kuyusunda kesikli enerji düzeyleri bulunur. Çekirdek temel düzeyde iken Pauli dışarlama ilkesinin izin verdiği ölçüde nükleonlar en düşük enerji düzeyindedir. n kuyusu içinde her bir enerji düzeyi iki n , p kuyusu içinde ise iki tane p bulunur. Bunların spinleri yukarı ve aşağı şeklindedir. Çekirdek temel düzeyde bulunduğu nükleonların doldurduğu en yüksek düzey fermi enerji düzeyi olarak adlandırılır (Yazar, 2012). Sistemin mutlak sıcaklığının $T=0^\circ K$ olması çekirdeğin taban durumunda olduğunu ifade eder. Bu durumda, en yüksek düzeyin enerjisi Fermi enerjisi olarak adlandırılır (E_F). Bu modele göre Fermi enerjisinin, nötron proton ayrımı olmadan ifadesi:

$$E_F = \frac{1}{2m} 3^{\frac{2}{3}} \pi^{\frac{4}{3}} \hbar^2 \left(\frac{n}{V} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.4)$$

n/V birim hacim başına parçacık sayısıdır. Protonlar arası Coulomb itmesinden dolayı bağlanma enerjisi küçülür ve potansiyel çukuru daha sığdır (Şekil 4.1). Fermi gazının toplam enerjisi ise aşağıdaki formülle verilir:

$$E_T = C n^{5/3} A^{-2/3} \quad (n = N^{5/3} + Z^{5/3}) \quad C = \text{sabit} \quad (4.5)$$

Buna göre, nötron ve protonlar arasındaki enerji farkı (N-Z) nötron fazlığı ile orantılıdır (Aytekin, 2010a). Aynı A ya sahip çekirdeklerde Z=N olduğunda çekirdek enerjisi minimum olur. Yani Z=N çekirdekler en kararlı çekirdeklerdir (Yazar, 2012).

4. 2 Sıvı Damlası Modeli

Bu model çok parçacık sisteminde nötronlar ve protonlar arasında güçlü etkileşimi ve nükleer maddenin sürekliliğini ele alır. Bohr'un birleşik çekirdek modelini açıklar. Büyük çekirdekler için geçerlidir (Yazar, 2012). Çekirdeğin iç yapısı dikkate alınmadan çekirdek bir sıvı damlası gibi düşünülür. Modelde çekirdek, nötron ve protonlardan oluşur. Elektrik kuvveti proton sayısı ile orantılı, klasik bir sıvıdır. Pauli dışarlama ilkesi nükleonların doğasını belirler. Sıvı Fermi sıvısı olarak bilinir (Aytekin, 2010a).

Sıvı damlası modelinde, çekirdeğin küresel olduğunu, nükleonların damladaki moleküller gibi davrandığı, nükleonları bir arada tutan kısa erimli çekici bir kuvvetin ve nükleonların bir diğerine çökmesini engelleyen daha kısa erimli itici bir kuvvetin var olduğunu ve nükleer yoğunluğun sabit olduğu varsayımları ile çekirdeğin sıvı damlasına benzediği düşünülür (Williams, 1991). Yarı deneysel kütle bağıntısı, çekirdeğin sıvı damlası modelinden bazı kuantum mekaniksel değişikliklerle elde edilir. Kütle çekimi ya da diğer dış alanların yokluğunda dönmeyen bir sıvı damlası, enerjisini en aza indirmek için yüzeyini ayarlar. Bu yüzey küreseldir ve pozitif yüzey gerilim enerjisini en aza indirir. Bu sıvı sıkıştırılmaz ise, damlanın yoğunluğu sabittir, R yarıçapından bağımsızdır. n damladaki molekül sayısı ise $R \propto n^{1/3}$ ile verilir. Yüzeydeki moleküller dışında, her molekül damlada α enerjisiyle bağlıdır. Yani damla içindeki molekülü çıkarmak için gereken enerji α 'dır. Kaynağı moleküller arası kuvvettir, büyük

uzaklıklarda ihmal edilir. Molekülle kıyaslanabilen uzaklıkta çekici olabilir ve daha yakın mesafede son derece iticidir. Moleküllerin tamamı büyük uzaklıklarla birbirinden ayrıldığı zaman enerji sıfır alınırsa her bir damlanın enerjisi

$$-an + 4\pi R^2 T \quad (4.6)$$

T sıvının yüzey gerilimidir. n'nin fonksiyonu olarak bağlanma enerjisi B ile ifadesi

$$B = an - \beta n^{2/3} \quad (4.7)$$

n'ye bağıllık dışında yüzey teriminin tüm sabitleri β 'nin içindedir. Damla Q elektrik yükü taşıyorsa, yük dağılımının mekanik potansiyel enerjisinden dolayı bir terim gelir. Yük, yüzeyde eşit dağılmışsa, Coulomb enerjisi $Q^2/8\pi\epsilon_0 R$ 'dir. Damla boyunca eşit dağılmışsa, Coulomb enerjisi $3Q^2/20\pi\epsilon_0 R$ olur. Bu, bağlanma enerjisini azaltır;

$$B = +an - \beta n^{2/3} - \frac{\gamma Q^2}{n^{1/3}} \quad (4.8)$$

olur. Buradaki γ ; Q ve n'ye bağıllık dışındaki coulomb etkilerinin hepsini içerir. $n \rightarrow A$ ve $Q \rightarrow Z$ değişiklikleri ile nükleer bağlanma enerjisi bağıntısı:

$$B = a_h A - a_y A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta \quad (4.9)$$

Hacim Terimi(a_h): her biri diğer nükleonlarla tamamen çevrelenmiş gibi olan bütün nükleonların bağlanma enerjisini açıklar

Yüzey Terimi(a_y): bütün nükleonların diğer nükleonlarla çevrelenmediği, yüzeyde yada yüzeye yakın nükleonlar için hacim enerjisini düzeltir.

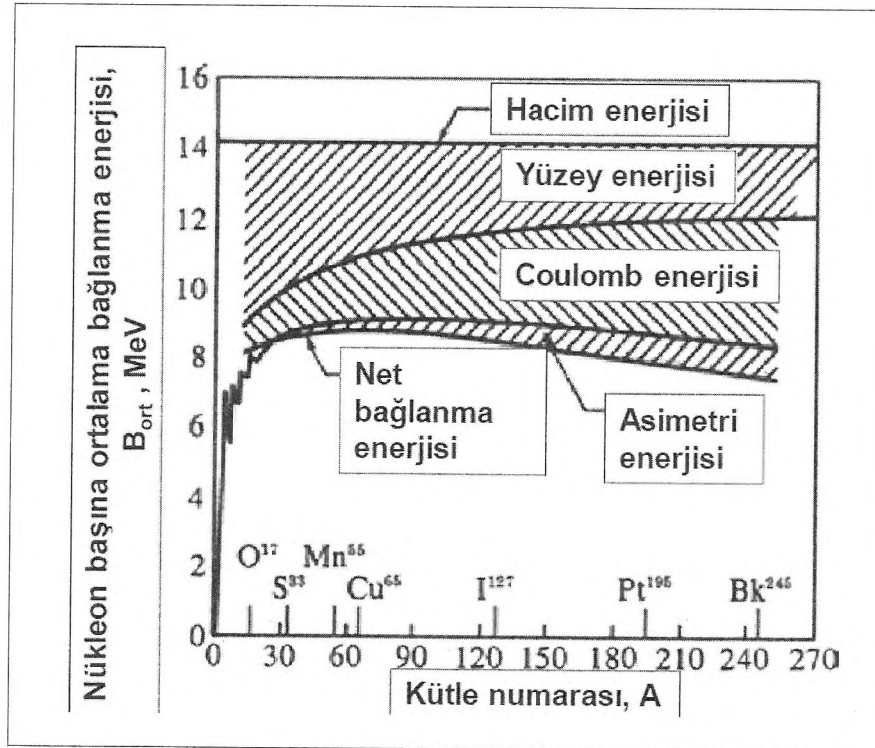
Coulomb Terimi(a_c): çekirdeğin enerjisine, çekirdek yükünün mekanik potansiyel enerjisinden kaynaklanan katkıyı verir.

Asimetri Terimi: diğer bütün faktörler eşitken, $Z=N$ 'ye en yakın olan belirli bir A'lı çekirdeğin daha kuvvetli şekilde bağlı olduğunu dikkate alır.

Çiftlenim Terimi: benzer nükleon çiftinin, benzer olmayan bir çiftten daha kuvvetli bağlı olmasıdır. Çift Z ve N için $+a_c A^{-3/4}$, tek Z ve N için $-a_c A^{-3/4}$ ve tek A için sıfırdır.

$M(Z,A)c^2 = ZM_p c^2 + (A-Z)M_n c^2 - B(Z,A)$ yarı deneysel kütle formülüdür (Williams, 1991). Bağlanma enerjisi, nükleer model uygulaması olarak kabul edilebilmektedir. Yarı ampirik kütle formülü bu nedenle önemlidir (Krane, 1987). Bu basit model, çekirdeklerin bağlanma enerjisinin ana özelliklerini, çekirdeklerin kararlılığını ve fisyon olayını açıklar. Çekirdek kütlelerini açıklayan ampirik kütle formülü elde edilir. Nükleer reaksiyonların bir çoğu hakkında bilgi verir. Ancak 2, 8, 20, 28, 50, 82,126, gibi sihirli sayıda nükleona sahip çekirdeklerin aşırı kararlılığını açıklayamaz (Aytekin, 2010a).

Şekil 4.3, yarı deneysel kütle bağıntısı çiftlenim terimi dışındaki, terimlerin, A'nın bir fonksiyonu olarak, nükleon başına bağlanma enerjisine katkısını gösterir. Bağlanma enerjisine en büyük, sabit katkı hacim teriminden gelir. Yüzey enerjisi düzeltmesi hafif çekirdekler için önemlidir. Coulomb enerjisi katkısı ağır çekirdeklerde önemlidir. Çünkü nükleonların çoğu çekirdeğin yüzeyinde toplanır. Coulomb terimi Z^2 'ye bağlı olduğundan Asimetri enerjisi görece daha küçüktür. N/Z oranının yüksek olduğu ağır çekirdeklerde daha önemlidir (Bozkurt, 2012a).



Şekil 4.3. Yarıampirik kütle formülündeki terimler (Bozkurt, 2012a)

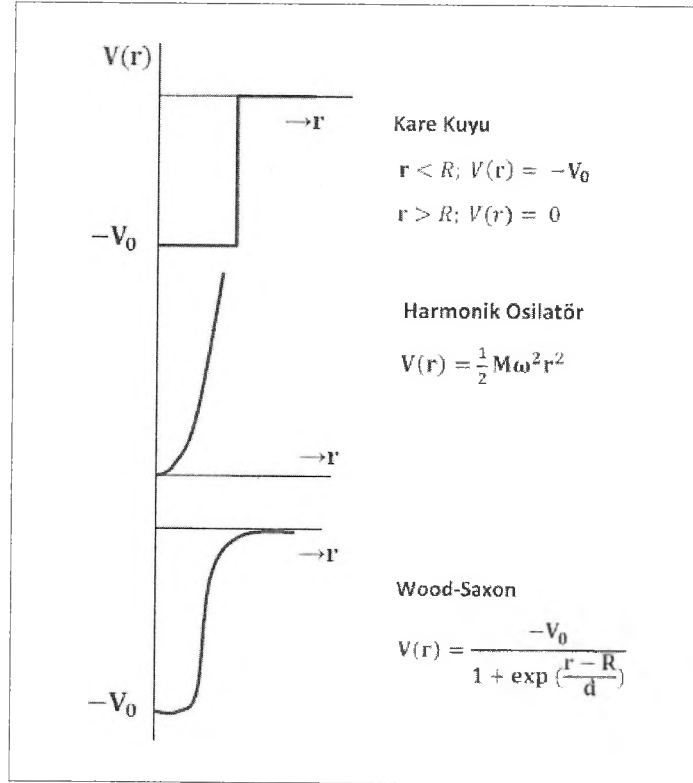
4. 3 Kabuk Modeli

Diğer adı tabakalı modeldir. Kabuk modeli atom yapısını başarılı şekilde açıklar. Modelde, artan enerjili elektronlar, Pauli prensibine uyacak biçimde kabuklara doldurulur. Atomik özellikler değerlik elektronları tarafından belirlenir (Krane, 1987). Model nükleer yapıya uygulandığında, çekirdekteki nükleonların belirli enerji ve açısal momentum durumlarının ve bazı çekirdeklerin olağanüstü kararlılıkları bir nötron veya proton kabuğunun dolmasından dolayı olabilir. Çekirdeklerdeki merkezî potansiyel bir ortalama potansiyeldir ve bir nükleon ilâvesi ile değişir. Bir elektronun ilâvesi ile bir atomdaki merkezî potansiyel değişiminden çok daha fazladır. Protonların Coulomb itmesinden dolayı, bütün çekirdeklerde (en hafifler dışında) nötronlarla protonların sayıları aynı değildir. Kapalı kabuk sayısı kadar nötrona sahip çekirdek kapalı kabuk sayısı kadar protona sahip olamaz. Kapalı kabuk kararlılık özellikleri atomlardaki kadar belirli değildir. Yani çekirdekte durum daha karışıktır (Cansoy, 1978). Atomda potansiyel, çekirdeğin Coulomb alanı ile sağlanır; alt kabukları (yörünge) bir dış kaynak oluşturur. Schrödinger Denklemini bu potansiyel için çözülür ve alt kabuk enerjileri hesaplanır. Çekirdekte böyle bir dış kaynak yoktur. Nükleonlar kendi yarattığı potansiyel içinde hareket eder. Elektronlar yörüngelerde diğer elektronlarla çarpışmadan serbest hareket eder. Nükleonların çapı, çekirdeğe göre, çok büyüktür (Krane, 1987). Proton ve nötronun ayrılma enerjileri yarı ampirik kütle formülü ile hesaplanan değerlerinden sapma gösterir. Nükleer kabukların varlığını destekleyen deneysel kanıtlardan biridir. Ayrılma enerjisi, atomik iyonlaşma enerjisi gibi, N veya Z ile aynı nötron ve proton sayılarındaki birkaç keskin düşme dışında, düzgün olarak artar. Ayrılma enerjisindeki keskin süreksizliklerin (atomdaki gibi) kabukların dolmasına karşılık geldiğini düşünülebilir. Anî ve kesikli davranış ayrılma enerjilerindeki gibi, aynı proton ve nötron sayılarında ortaya çıkar. Bu sayılara (Z veya N ; 2, 8, 20, 50, 82 ve 126) sihirli sayılar denir. Sihirli sayılar dolu ana kabukların etkilerini temsil eder. Başarılı bir teori, nötron veya proton sayısı bu sayılara eşit olduğunda tabakaların dolmasını öngörmelidir (Krane, 1987). Sihirli sayılar Mayer, Hake, Jensen ve Suess tarafından öne sürülmüştür (Yazar, 2012).

Nükleon bağlanma enerjisindeki süreksizlikler, N ve Z 'ye bağlı toplam ve rölatif izotop ve izotop bollukları, N ve çift Z çekirdeklerde ilk uyarılmış çekirdek düzeyinin uyarma enerjisi α ve β bozunum enerjileri, nükleer reaksiyon tesir kesitleri ve düzey

yoğunlukları Kabuk modelinin temelini oluşturan nükleer özelliklerdir. Bu özellikler; 2, 8, 20, 50, 82, 126 nötron veya proton içeren çekirdeklerin özellikle karalı olduğunu ifade eder. Bunlar sıvı damlası modeline göre elde edilen kütle formülündeki kabuk kapanmalarına bağlı düzensizliklerle bağlantılıdır. Ayrıca kabuk dolumları ile ilişkili düzenli yörünge dizinlerine bağlı özellikler vardır. Bunlar; kararlı ve kararlı olmayan çekirdeklerin temel düzey spinleri, nükleer temel düzeylerin paritesi, nükleer durumların manyetik dipol ve elektrik kuadrupol momentleri, β -yayıcılarının karşılaştırmalı yarı ömürleri ve nükleer izomerizmdir (Yazar, 2012).

Kabuk modeli temel varsayımı, bir nükleonun, bütün nükleonların etkileşimlerinden kaynaklı ortalama potansiyel içinde hareket etmesi, tüm nükleonlar bağlı olduğundan bu potansiyelin kuyu şeklinde olmasıdır. Diğer varsayım her nükleonun potansiyel kuyusu içerisinde ayrı ayrı proton ve nötronlara ait olan yörüngelerden birinde hareket etmesidir. Potansiyel kuyusu şekline göre, bu yörüngeler hesaplanabilir ve belirlenebilir (Williams, 1991). Nükleonların sırayla, bir alt kabuk serisinin enerji düzeylerini doldurmasına izin verilir. Pauli ilkesine bağlıdır (Krane, 1987).



Şekil 4.4. Üç küresel potansiyel kuyusu (Williams, 1991)

Kabuk modelinde nükleonların etkileşmelerini belirlemek için önerilen üç farklı potansiyel; kare kuyu, harmonik osilatör ve Woods-Saxon potansiyeli, Şekil 4.4'de gösterilmiştir. Sonlu kare kuyu, sonsuz harmonik osilatör potansiyeli çekirdeğin fiziksel özelliklerini açıklamada yetersizdir, ancak çözülebilirdir. Woods-Saxon potansiyeli çekirdeğin yük dağılımına uyar, gerçekçidir. Modelde farklı potansiyeller önerilir;

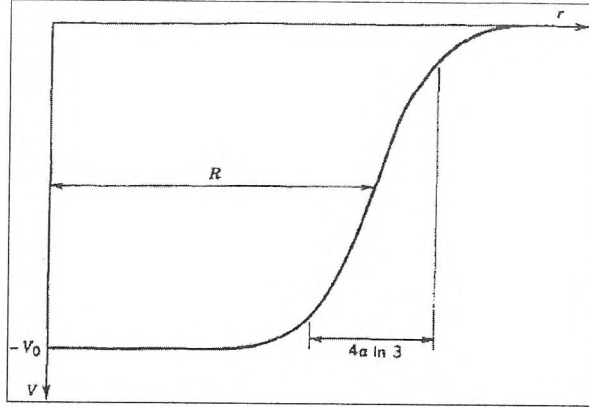
I. İlk potansiyel analitik olarak çözümün kolay olan kare kuyu potansiyelidir (Koçak, 2005). Sonsuz küresel kuyuda; $r < R$ için $V = -V_0$, $r > R$ için $V = +\infty$, sonlu küresel kuyuda $r < R$ için $V = -V_0$, $r > R$ için $V = 0$ olur (Cansoy,1978). Parçacık kuyu içindeyken, potansiyel enerji sıfırdır. Çünkü kuyunun duvarları aşılamayacak kadar yüksektir. Enerji düzeyleri, bilinen düzeylere göre, gerçekçi değildir. Potansiyel çekirdek yüzeyinde sıfıra gitmelidir (Bozkurt, 2012b). Bu potansiyel çekirdek özelliklerini veremez, sihirli sayıları açıklayamaz, çekirdek yoğunluğunu keskin kenarlı gösterir. Fiziksel olarak uygun değildir (Koçak, 2005).

II. İkinci potansiyel şekli harmonik osilatör potansiyelinde $V(r)$ ve bu potansiyelden oluşan küresel koordinatlardaki enerji ifadesi, denklem 4.10 gibidir (Aytekin, 2010a). Potansiyelin kenarları keskin değildir, daha iyi bir yaklaşımdır. Enerji seviyeleri eşit aralıklıdır. Hafif çekirdekler için daha uygundur. Taban durum 0. seviye, orbital sayısı $2n+1$, nükleon sayısı $2(2n+1)$ ile verilir (Bozkurt, 2012b). Bu potansiyel kabuk modelinde sihirli sayıların 20'ye kadar bulunabilir. Şekli fiziksel olarak uygun olmaz ve çekirdeğin özelliklerini açıklamakta tam başarı sağlayamamaktadır (Koçak, 2005).

$$V(r) = \frac{1}{2} M \omega^2 r^2 \text{ ve } E_{nl} = \left(2n + \ell - \frac{1}{2} \right) \hbar \omega \quad (4.10)$$

III. Woods Saxon potansiyeli, kare kuyu ve harmonik osilatör potansiyellerinin arasında bir şekle sahip, sınır şartları sağlar, fiziksel olarak uygun bir potansiyeldir (Koçak, 2005).

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R)/a]} \quad (4.11)$$



Şekil 4.5. Woods Saxon potansiyeli (Krane, 1987)

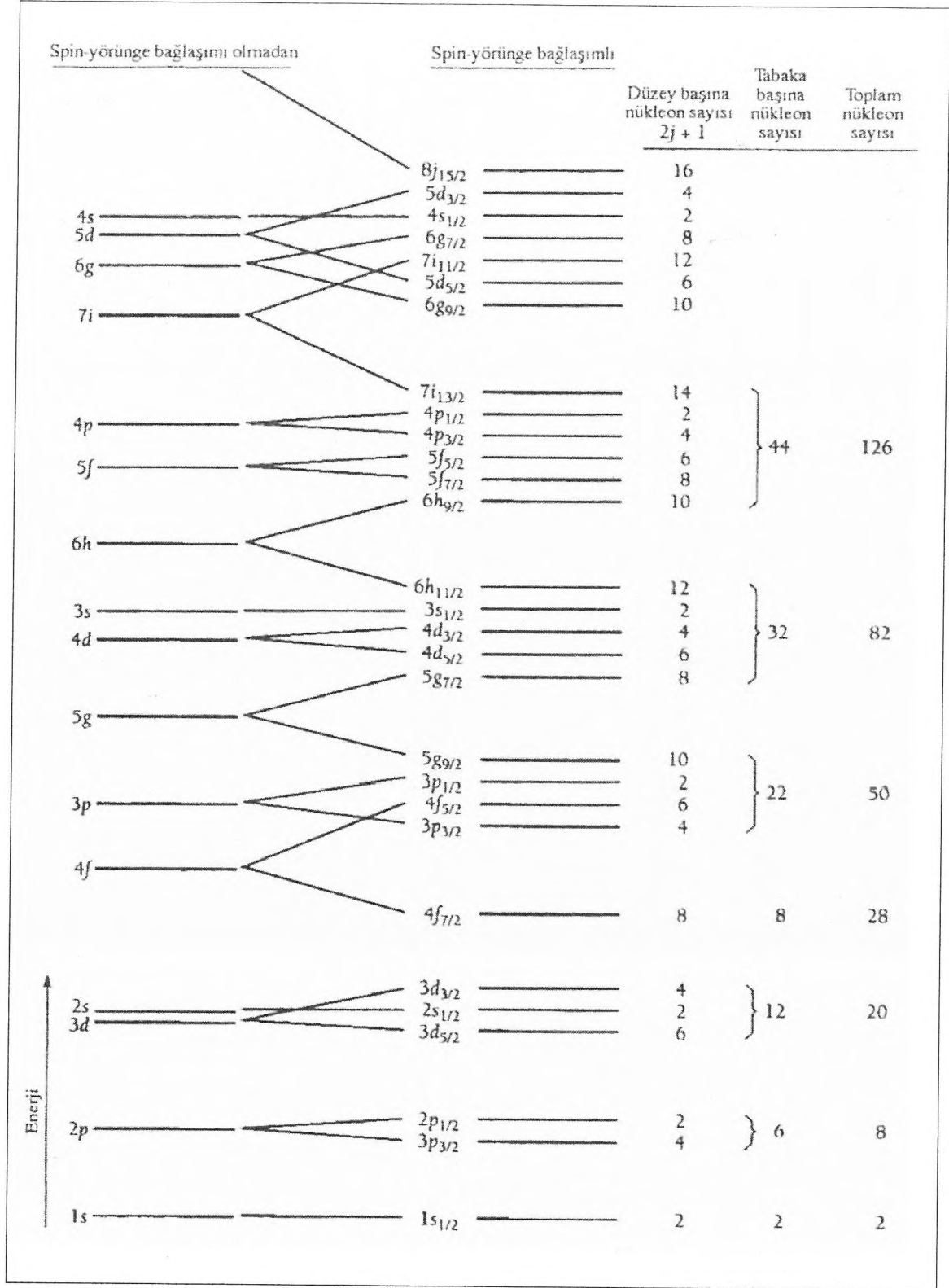
Şekil 4.5'te görüldüğü gibi keskin kenarlı değildir. Nükleer yük ve madde dağılımına benzer; nükleer potansiyel ortalama R yarıçapı ötesinde düzgün olarak sıfıra yaklaşır. Kabuk modeli için gerçekçi potansiyel şekli; a , potansiyelin $0,9V_0$ dan $0,1V_0$ 'a değiştiği uzaklıktır (Krane, 1987). Woods-Saxon potansiyeli karmaşık ama gerçekçidir. R ortalama yarıçap, $a=0.524$ fm yüzey kalınlığıdır (Aytekin, 2010a).

Bu potansiyelin çözümleri sonucunda kabuklara yerleşen nükleonlar sihirli sayıları tam olarak vermez. 1949'da Mayer, Haxel, Suess ve Jensen (Krane, 1987) potansiyele spin-orbit etkileşmesini ekleyerek kabukların tam olarak ayrılmasını sağlamışlardır ve böylece sihirli sayılar elde edilmiştir. Spin-orbit etkileşmesi atomdakine benzerdir. Nükleonların spin ve açısal momentumlarının etkileşmesi ile açıklanır. Spin-orbit etkileşmesi $V_{so}(r)l.s$ şeklinde yazılır. $l.s$ terimi seviyelerin yeniden düzenlenmesine yardımcı olur. Toplam açısal momentum $j=l+s$ dir, nükleonlar için $s = \frac{1}{2}$, açısal momentum değerleri $j = l + \frac{1}{2}$ veya $j = l - \frac{1}{2}$ olabilir. $l.s$ 'nin beklenen değeri

$$\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle = \frac{1}{2} [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)] \hbar^2 \quad (4.12)$$

Böylece kabuk modelindeki toplam potansiyel, denklem 4.13'de verilir (Koçak, 2005).

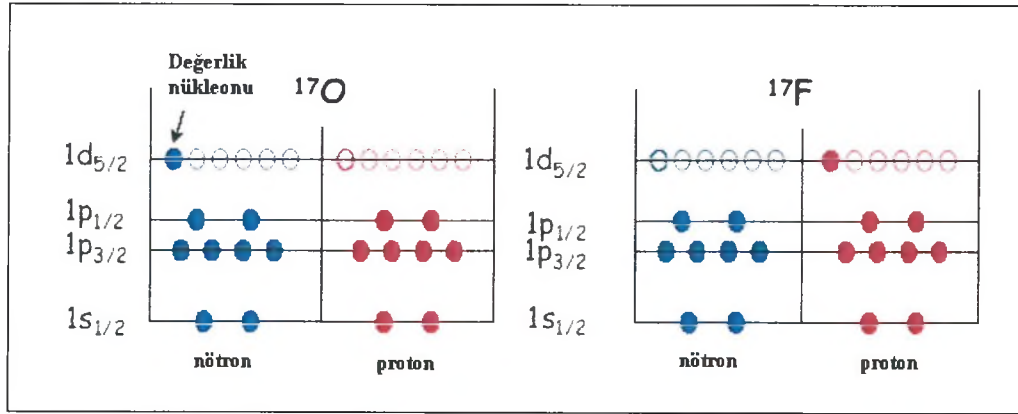
$$V(r) = V_{ws} + V_{so}(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (4.13)$$



Şekil 4.6. Kabuk modelinde nükleon enerji düzeyleri (Boztosun, 2005)

Şekil 4.6'da kabuk modeline göre nükleon enerji düzeyleri sıralanışı gösterilir. Sağ sütun gözlenen sihirli sayılardır (Beiser, 2003; Boztosun, 2005). Her düzeyin

dejenereliği l 'ye bağılı olarak $2(2l+1)$ şeklinde bulunur, mümkün j değerleri $l \pm \frac{1}{2}$ şeklinde verilir ve her alt düzey başına düşen nükleon sayısı $2j + 1$ olarak bulunur. Şekil 4.7'de ^{17}O ve ^{17}F çekirdekleri gösterilmektedir. Çekirdeğin özelliğini dolu kabukların dışında kalan nükleonlar belirlemektedir ve her iki çekirdeğinde taban durumunun spini $\frac{5}{2}$ ve pariteleri $(-1)^l$ den görüldüğü gibi çifttir ve deneysel verilerle uyum sağlar (Koçak, 2005).



Şekil 4.7. ^{17}O ve ^{17}F çekirdeklerinin kabuklarının doldurulması(Koçak, 2005)

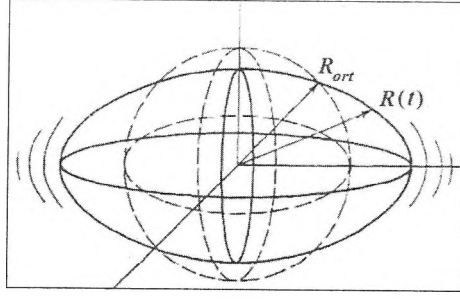
Modelde, taban durumda çift-çift çekirdeklerin spinleri sıfırdır. Tek A 'lı çekirdeklerin taban durum spinlerini çiftlenmemiş nükleonlar belirler. Çift-çift çekirdeklerin pariteleri çifttir. Tek çekirdeklerin paritelerini çiftlenmemiş nükleonların dalga fonksiyonu belirler (Koçak, 2005). Kabuk modeli sihirli sayıları çekirdeklerin taban durumunu, bazı düşük uyarılma seviyelerini çok iyi açıklar (Boztosun,2005). Nükleer kabuk modeli, çekirdeklerin elektrik ve magnetik momentlerini, önemli uyarılma seviyelerinin özelliklerini, ^{21}Ne gibi birden fazla değerlik nükleonu bulunan çekirdeklerin spin ve paritelerini, birden fazla nükleonun ortak hareketini açıklamakta yetersiz kalır (Williams,1991; Freer ve Merchant,1997; Güven,1998; Koçak, 2005).

Çekirdeklerin bağlanma enerjisinin sistematik ölçümü, onların sıvı damlası modelinden saptığını gösterir. Sihirli çekirdekler, sıvı damlası modelinin gösterdiğinden daha sıkı bağlıdır. Fermi gaz modeli, düzey yoğunluğu için ortalama bir sonuç verir. Tabakalı model (kabuk modeli) ise enerji düzeyleri için daha güvenilir sonuçlar verir. Gözlemler, nükleonların da bir kabuk yapısına sahip olduklarını gösterir (Aytekin, 2010a).

4.4 Kollektif Model

Sıvı damlası ve kabuk modelin birleştirilmesiyle oluşan başarılı bir modeldir. Çekirdeklerin manyetik ve kuadropol momentlerini belirlemedeki eksiklikleri giderir. Ayrıca çift-çift olmayan bütün çekirdeklerin küresel olmayan şekilleri ile dönen bir çekirdeğin merkezci kuvvetinden doğan şekil bozukluklarını da hesaba katar. Bu modelde çekirdek özellikleri, tüm nükleonların ortak hareketi sonucu oluşur (Çoban, 2013). Bu kolektif özelliklerin kaynağı kolektif hareketlerdir. Kolektif özellikler kütle numarası ile düzgün ve aşamalı olarak değişir. Çoğunlukla dolu alt kabukların dışındaki değerlik nükleonların sayısı ve cinsinden bağımsızdır (Krane, 1987). Değerlik nükleonları yanında kapalı kabuktaki nükleonlarda harekete dahildir. Her bir nükleon bir potansiyel içinde diğer nükleonlardan bağımsız hareket eder. Aage Bohr ve Ben Mottelson tarafından ortaya atılmıştır (Boztosun, 2005; Çoban, 2013)

N ve Z sayıları sihirli sayılardan uzaklaştığında küresel kabuk modeli ile hesaplanan kuadropol momentler deneysel değerlerden farklılaşır. Bir sistemin kuadropol moment yükü onun yük dağılımının küresel şekilden uzaklaşma ölçüsüdür. Çekirdek valans nükleonlar tarafından deformasyona uğrar. Birçok nükleon çekirdeğin korunda bulunduğundan çekirdeğin koru daha fazla yüke sahiptir. Çok küçük bir deformasyon büyük kuadropol momentlere sebep olabilir. Çekirdeğin deformasyonu kuadropol momente ve yeni çekirdek hareket serbestisine sebep olur. Bu yeni hareketler çekirdek enerji düzeylerini etiketler (Yazar, 2012). Kapalı kabuklardan uzakta çekirdekler, dik elipsoit şekillerde şiddetle deforme ve diğer yerlerde çok az deforme olur. Bu kolektif hareket, hareketin tamamıyla katı dik bir elipsoit çekirdeğin hareketi olmayan, kısmen çekirdeğin yüzeyi etrafında hareket eden dik bir elipsoit-şekli dalga hareketidir (Williams, 1991). $A < 150$ olan çekirdeklerde yapı genel olarak küresel bir denge şekli etrafındaki titreşimleri esaslıdır. Sıvı damlasının hareketine benzer. Ortalama şekil küreseldir ancak herhangi bir anda küresel değildir (Krane, 1987).

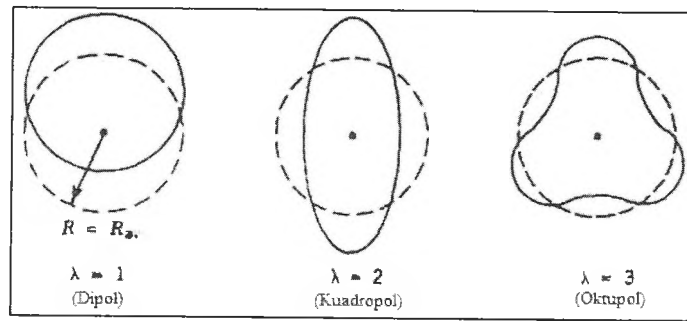


Şekil 4.8. Küresel dengede titreşen çekirdek (Krane, 1987)

Nükleer yüzeydeki bir (θ, φ) noktasının $R(t)$ koordinatı $Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ küresel harmonikler ile belirtilebilir (Şekil 4.8). Her küresel harmonik bileşeni $\alpha_{\lambda\mu}(t)$ genliğine sahiptir (Krane, 1987). Titreşim hareketi yapan çekirdek için herhangi bir andaki yarıçap değeri

$$R(t) = R_{ort} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (4.14)$$

olur. Her küresel harmonik bileşeni $\alpha_{\lambda\mu}(t)$ genliğine sahiptir (Krane, 1987). $\lambda = 0$ da çekirdek yarıçapı R_{ort} değerine eşit, yaklaşık $r_0 A^{1/3}$ 'dir. Titreşim modları λ ile belirlenir. Tamsayı değeri çekirdeğin adını belirler. Şekil 4.9'da $\lambda = 1$ dipol titreşimdir, çekirdek kütle merkezinden salınım yapar. $\lambda = 2$ kuadropol titreşim, $\lambda = 3$ oktupol titreşimdir (Çoban, 2013).



Şekil 4.9. Titreşen çekirdek için en düşük titreşim modları (Krane, 1987)

Şekil 4.9'da kesikli çizgiler küresel denge şeklini, düz çizgiler titreşen yüzeyin herhangi bir andaki biçimidir. Nötron sayısı arttıkça, $150 < A < 190$ ve $A > 220$ çekirdeklerde nükleer dönme hareketi olur. Dönme hareketi küresel olmayan çekirdeklerde gözlenir. Deforme çekirdeklerdir. Deformasyon arttıkça yüzey titreşimlerinin enerjileri düşer ve

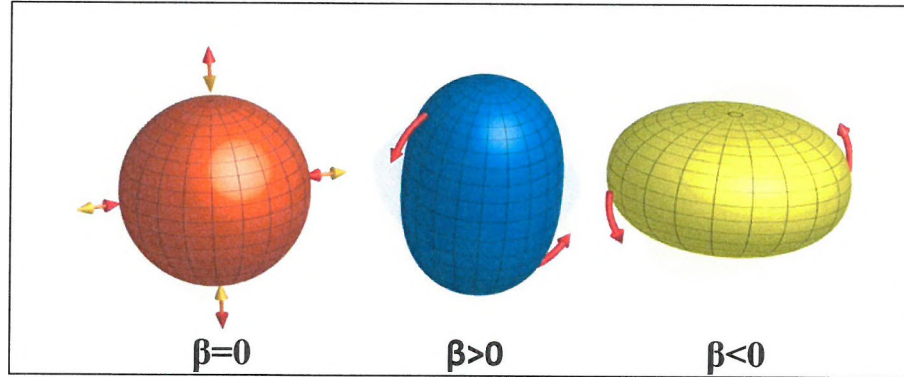
küreselliğini kaybeden çekirdek bütün olarak bir eksen etrafında dönebilir. Dönmesi ile uyarılmış durumlar meydana gelir. Deforme çekirdeklerin ortak şekilleri dönen bir elipsoittir ve elipsoit yüzeyi ifadesi

$$R(\theta, \phi) = R_{ort}[1 + \beta Y_{20}(\theta, \phi)] \quad (4.15)$$

Yüzey ϕ 'den bağımsız olduğu durumda çekirdek silindirik simetriye sahiptir. β , deformasyon parametresidir. β deformasyon parametresi ile elipsin dış merkezliği için,

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R_{ort}} \quad (4.16)$$

yazılır. Burada ΔR elipsin büyük yarı eksenini ile küçük yarı eksenini arasındaki farktır. R_{ort} yaklaşık olarak $R_0 A^{1/3}$ alınır. $\beta > 0$ olduğu zaman çekirdek bir prolept elipsoit ve $\beta < 0$ olduğu zaman çekirdek oblept elipsoittir. (Krane, 1987)

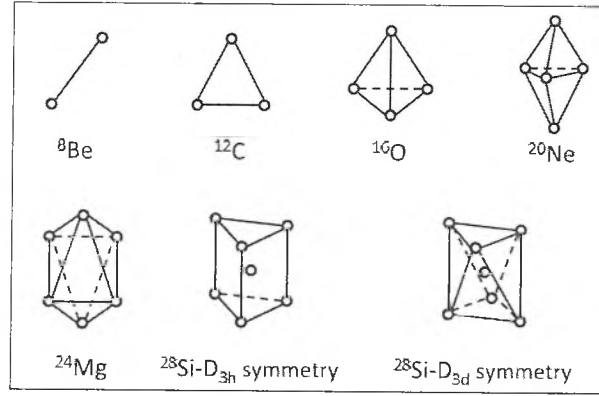


Şekil 4.10. Deforme çekirdeklerin denge durumları (Takeuchi, 2013)

4.5 Kümelenme Modeli

Alfa parçacığı 1899 ve 1900 yıllarında Ernest Rutherford ve Paul Villard tarafından bulunmuştur. 20. Yy başlarında, ana çekirdek içinde bir kümelenmenin var olabileceği önerildi (Rutherford, 1911). α -parçacığının yüksek bağlanma enerjisine (yaklaşık 28MeV) sahip olması, çekirdek içerisinde alfa parçacıklarının daha önceden var olabileceği fikrinin ortaya çıkardı (Gamow, 1930). Hafif çift-çift çekirdeklerin (^8Be , ^{12}C gibi), çift-çift olmayan çekirdeklerden daha yüksek bağlanma enerjisine sahip olması bu

fikri destekledi. 1930'ların sonlarında alfa kümelenmesi modeli geliştirildi (Wheeler, 1937; Soylu, 2010). Hafstad ve Teller, kütle numarası dördün katı olan ($A=4n$) çekirdekler (alfa-eşlenik çekirdek) ile alfa kümelenme modeli geliştirdi (Hafstad ve Teller, 1938). Alfa parçacıkları arası bağların sayısı ile bağlanma enerjisi arasında ilişkiyi araştırdılar. Brink'in, geliştirdiği, uyarılmış durumlar için geometrik model Şekil 4.11'de gösterilmiştir. Hafif alfa eşlenik çekirdeklerin, alfaların özel sıralanmaları ile kristal yapılar gibi olabileceğini önermektedir (Brink,1967; Yıldız, 2005; Soylu, 2010)

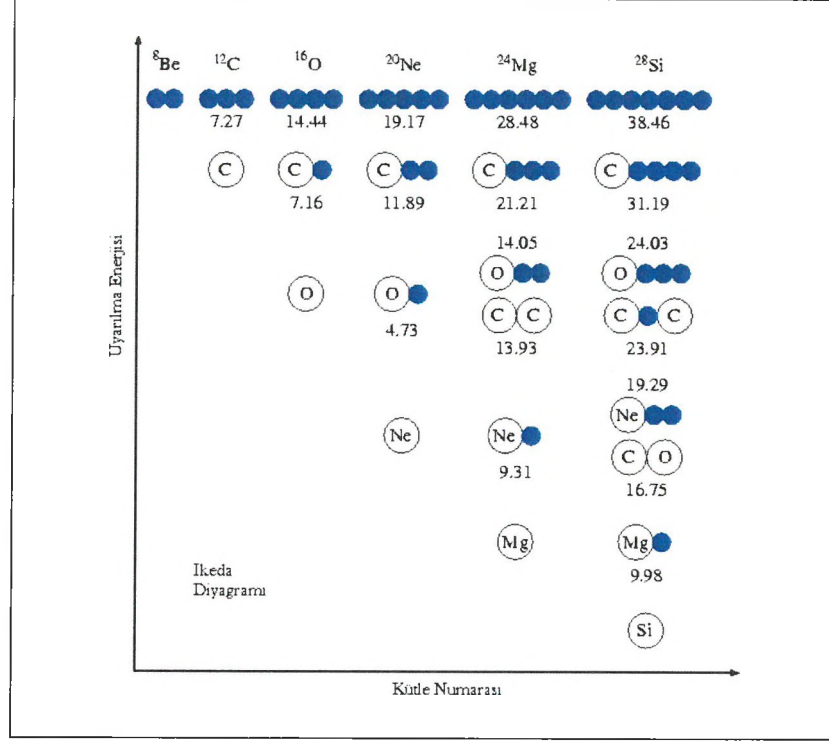


Şekil 4.11. Brink alfa-eşlenik çekirdek kristal yapıları (Brink, 1966).

Morinaga 1956 yılında çekirdek içerisindeki alfa parçacıklarının çizgisel yapıda biçimlenebileceğini önerdi (Morinaga, 1956). 1960'lı yıllarda çekirdek içinde alfa kümelenme durumu ile ilgili bir çok çalışma yapıldı. 1968 yılında Ikeda (Ikeda vd, 1968), kümelenmenin görüldüğü yerlerde uyarılmış enerji seviyelerini belirledi. Şekil 4.12'de gösterilen Ikeda diyagramında, enerji seviyelerinde hangi tür kümelenme şekillerinin olduğunu, MeV cinsinden parçalanma eşiklerini (break-up threshold) gösterir. Ikeda'ya göre, her bir küme yapısı, kendi enerji bölgesi içinde fark edilebilir. Bu enerji bölgesi, parçacıklarının uygun ayrılma enerjilerinin sadece biraz üstündedir. Kümelenme yapılarına bozunmak için eşik enerjisine yakın görülmelidir. Çekirdeğin uyarılma enerjisi yükseldiği zaman, çekirdeğin iç yapısı değişebilir ve nükleonlar birbirine yaklaşır. $N=Z$ ve $N=\text{çift}$ çekirdeklerde belirgindir. Bu çekirdekler, alfa bozunumu yapmadan önce α -parçacıkları şeklinde yoğunlaşır. Alfa zincir yapıları sadece en yüksek enerjilerde meydana gelir (Yıldız, 2005; Soylu, 2010).

Şekil 4.12'de $A=28$ kadar olan $A=4N$ çekirdeklerin uyarılma enerjilerinin kütle numaralarına göre durumunu gösterir. Enerjiler MeV cinsinden alınmaktadır. Koyu renk

yuvarlaklar alfa kümelenmelerini gösterir. Şekil 4.12’de dikey doğrultularda, her bir basamaktaki enerji farklılıkları, $A=4N$ çekirdeklerinden yararlanılarak, bir α -parçacığının ayrılma enerjisi olması için ele alınır.

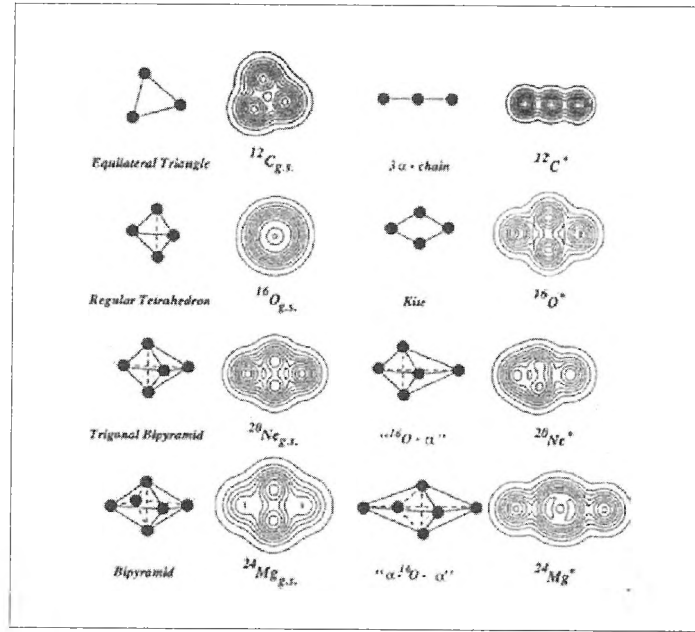


Şekil 4.12. Ikeda Diyagramı (Ikeda vd, 1968)

^8Be dışında tüm temel seviyeler küreseldir. ^8Be 'nin iki alfa kümelenme yapısı dengesizdir. Yükselen enerji ile birlikte her bir çekirdeğin yapısı, bir alfa zinciri şekillenene kadar değişir. Kümelenme yapıları, kümelenme parçalarına bozunmak için eşik enerjisine yakındır. Kümelenme yapısı uyarılma enerjisi, her bir kümelenme oluşum eşik enerjisini aştığı zaman aktif hale geçer (Yıldız, 2005).

Teorik metotların gelişmesi ile daha ağır çekirdekler için hassas kuantum mekaniksel hesaplamalar yapıldı. Alfa parçacıklarının çekirdeğin yüzeyinde olabileceği önerildi (Brink, 1966). 1970'li yıllarda, bazı çekirdekler yörüngede dönen α -parçacığı (Buck vd, 1975; Brink ve Castro, 1973) ile bir kor olarak düşünüldü. Yani ^{16}O çekirdeği, bir ^{12}C çekirdeği ve etrafındaki bir yörüngede dönen α -parçacığı, sistemi gibi davranır varsayımı yapıldı. Deneysel bulgular, ^{24}Mg çekirdeğinin, birbirinin etrafında dönen iki tane ^{12}C çekirdeği gibi davrandığını gösterdi. Bir ^8Be çekirdeğinin α - α yapısında ve ^{12}C çekirdeğinin 7.6 MeV de 0_2^+ seviyesi, α - α - α zincir yapısında sahip bir yapıda olduğu

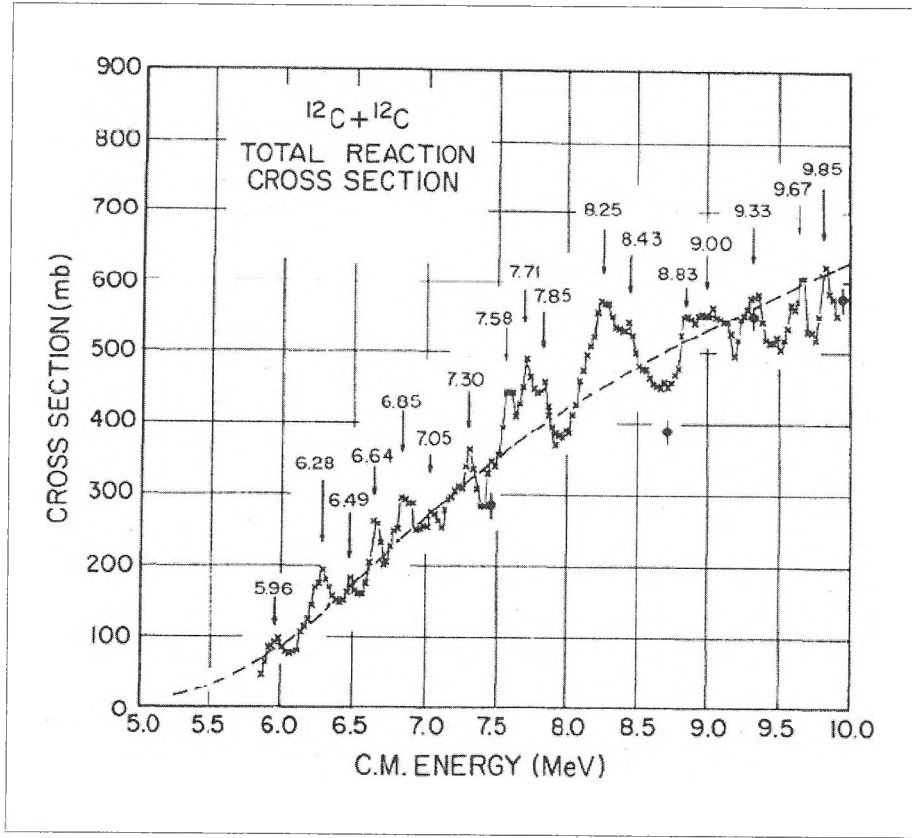
bilinmekteydi (Morinaga, 1956). ^{16}O temel seviyesinde, dört α -parçacığı dörtgen yapısındadır. Benzer yapılar şekil 4.13’de gösterilmektedir. ^{16}O çekirdeği içindeki $6.05\text{MeV}(0_2^+)$ ve $9.60\text{MeV}(1_2^-)$ seviyelerde rotasyonel bantlar, aynı düzlemlili $\text{C} + \alpha$ (Hindi vd, 1983 Sanders vd, 1979) ile birleştirilmiştir ve yine 4- α yapısı gözlemlenmiştir (Chavellier vd, 1967; Freer vd, 1995). ^{20}Ne içinde, deneysel ölçümler bir $^{16}\text{O}-\alpha$ yapısının (Hindi vd, 1983; Sanders vd, 1979) ve bir $^{12}\text{C}-\alpha-\alpha$ yapısının (Garman vd, 1981) olduğu fikrini destekler (Yıldız, 2005; Soylu, 2010).



Şekil 4.13. Denge durumunda alfa yapıları (Marsh ve Rae, 1968)

Çekirdek kor etrafında dolanan alfa parçacığı şeklinde tanımlanan sistemde, iki cisim arasındaki etkin etkileşme hesaplanır ve bağıl hareketi için Schrödinger denklemi çözülür. ^{16}O ($^{12}\text{C} + \alpha$) gibi çekirdeklerde hesaplamalar alfa bozunma genişliği ve rms yarıçapı gibi deneysel ölçüm sonuçlarını üretebilir (Buck vd, 1975) Deneyler sonunda, daha büyük küme yapıları ile ilgili kanıtlar elde edilmiştir (Soylu, 2010). Şekil 4.14’de, iki ^{12}C çekirdeğinin çarpışmasının toplam tesir kesitleri, demet enerjisinin bir fonksiyonu olarak ölçülmüştür. Meydan gelen seri rezonanslar, beklenenden farklı oluşur. Çünkü iki çekirdek çarpışması süreci, kısa bir zamanda, tesir kesitinin enerjiyle değişimi, düzgün bir değişimle sonuçlanmalıdır. Deneysel verilere göre düzgün bir yapıdan çok belli değerlerde rezonanslara sahiptir. Bu rezonansların dar genişliği 100 keV civarındadır. Bu da yaklaşık 10^{-21} sn, etkileşme zamanına karşılık gelir. Bir direk reaksiyonun etkileşme zamanından oldukça uzun bir süredir. Bu pikler, bir nükleer

molekül oluşturmak için kısa bir zamanda, iki ^{12}C çekirdeği birleşmesiyle oluşan ^{24}Mg çekirdeğindeki rezonanslar olarak düşünülmüştür. ^{24}Mg çekirdeği ile yapılan çalışmalar bulunan rezonansları 60 MeV uyarılma enerjisine kadar genişletmiştir. Rezonansların spinleri ise, birbirine dokunan iki ^{12}C çekirdeğine denk gelen eylemsizlik momentleriyle bir dönme (rotasyonel) serisi olarak artış göstermektedir. Nükleer molekül düşüncesi bu şekilde ortaya çıkmıştır (Britton, 2008). Şekil 4.14'de kesikli çizgiler teorik tahminleri gösterir. Deneysel verilerde gözlenen rezonansları tahmin etmede başarısızdır (Soylu, 2010).



Şekil 4.14. $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ toplam reaksiyon tesir kesit kesitleri için uyarılma fonksiyonları (Erb, 1980)

Kümelenmeyi açıklamada; Harmonik Osilatör Modeli, Çift Merkezli Osilatör Modeli, Harvey Modeli, Nilsson-Strutinsky Modeli, Bloch-Brink Alfa Kümelenmesi Modeli, Antisimetrize Edilmiş Moleküler Dinamik Model (AMD) gibi birçok kümelenme modeli bulunmaktadır. Burada sadece ikili kümelenme modeli üzerinde durulacaktır.

4.5.1 İkili kümelenme modelleri

Kümelenme durumlarının özelliklerini hesaplamak için en basit ve doğrudan yol Buck, Dover ve Vary tarafından 1975 yılında önerilen ikili kümelenme modelidir (Buck vd, 1975). Bu modelde, kor ve küme, kendi özellikleriyle taban durumunda kalır ve birbirleriyle bazı etkin yerel potansiyel yoluyla etkileşir. Bu yerel potansiyel bir çift katlı integralden bulunabilir. Denklem 4.17 ile verilir.

$$V(R) = \iint \rho_1(r_1) U(|R + r_2 - r_1|) \rho_2(r_2) d^3r_1 d^3r_2 \quad (4.17)$$

Burada $\rho_1(r_1)$ ve $\rho_2(r_2)$ sırasıyla kor ve kümenin yoğunlukları ve $U(|r-r'|)$ ise etkin nükleon-nükleon etkileşmesini gösterir. Küme-kor arasındaki potansiyel bazı formlarda alternatif olarak, modellenenebilir. En yaygın kullanılan Cosh potansiyeli şu şekildedir:

$$V(r) = -V_0 \frac{1 + \cosh\left(\frac{R}{a}\right)}{\cosh\left(\frac{r}{a}\right) + \cosh\left(\frac{R}{a}\right)} \quad (4.18)$$

Burada V_0 derinlik, R yarıçap parametresi ve a ise difüzyon katsayısıdır. Bu potansiyel çok başarılı bir biçimde hafif çekirdeklerdeki kümelenme yapılarına uygulandı. Daha sonra Woods-Saxon formunda potansiyel önerildi:

$$V(r) = -V_0 \left\{ \frac{\alpha}{1 + \exp\left[\frac{r-R}{a}\right]} + \frac{1-\alpha}{\left(1 + \exp\left[\frac{r-R}{3a}\right]\right)^3} \right\} \quad (4.19)$$

Burada α ek karıştırma parametresi periyodik cetveldeki çift kapalı kabuklar civarındaki alfa kümelenme yapılarını tanımlamak için kullanılmıştır. Küme-kor arasındaki nükleer potansiyel elde edilebilir. Küme ve korun birbirlerine göre hareketini tanımlayan Schrödinger denklemi içinde, Coulomb ve merkezci potansiyellerle birleştirilip toplam (efektif) potansiyeli oluşturabilir. Schrödinger denkleminin çözümü, küme-kor sisteminin bağlı ve rezonans durumlarını tanımlayabilir. Elde edilen dalga fonksiyonları istenen gözlenebilir nicelikleri hesaplamak için kullanılabilir (Soylu, 2010).

Hesaplamalarda, Pauli dışlama ilkesinin dikkate alınması gerekir. Gerçekte, sarmallama işlemi kor ve kümenin aynı fiziksel hacme yerleşmesi gibi görünür. Pauli dışlama prensibinin temel gerekliliğine göre Widernuth şartlarına uyan baş kuantum sayılarına sahip kabul edilebilir çözümlerle sınırlanır (Xu ve Ren, 2004). Yani küme, bağlanma nükleonlarından oluşur. Kor nükleonlarının kendileri Fermi yüzeyinin üzerindeki nükleon yörüngelerine karşılık gelmelidir. Bundan dolayı,

$$2n + L = \sum_{i=1}^{A_c} (2n_i + l_i) \geq G \quad (4.20)$$

Burada n_i ve l_i sırasıyla A_c küme nükleonlarının ekseni kesme (düğüm) sayıları ve açısal momentumları, n ve L bir bütün olarak (bir tek paçacık gibi), küme için ekseni kesme (node) sayıları ve açısal momentumlarıdır. Sadece serbest kor yapısından tanımlanan $2n+L$ 'nin bazı minimum değerlere ulaştığı çözümler kabul edilir.

Yerel kümelenme modelleri son yıllarda süper ağır, ağır ve hafif çekirdeklerin alfa bozunma genişliklerinin hesaplamalarında ve diğer gözlenebilirlerin bulunmasında yaygın bir biçimde kullanılmaktadır (Freer, 2007; Xu ve Ren, 2004; Ren vd, 2004; Soylu, 2010).

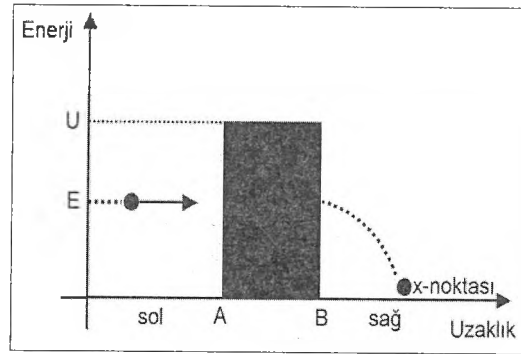
BÖLÜM V

TÜNELLEME OLAYI ve WKB METODU

5.1 Tünelleme Olayı

Tünelleme, klasik fiziğe göre parçacıkların aşması imkânsız bir engel içinde hareket edebildiklerini söyleyen bir kuantum olgusudur. Bu engel fiziksel olarak geçilmez bir ortam, bir yalıtkan ya da vakum gibi yüksek potansiyel enerjili bir bölge olabilir (Atmaca, 2013b). Parçacığın E enerjisi, potansiyel engelinden küçük olsa bile, parçacık engeli geçer. Bu bir dalga davranışdır ve kuantum mekaniğinde parçacıklar tarafından da sergilenir. Parçacığın, kendi enerjisinden daha yüksek bir potansiyel engelinden geçmesine tünel olayı denir (Dikici, 1994).

Kuantum dünyasında, parçacıklar genellikle dalgalar gibi davranırlar. Bir engelle karşılaştıklarında, bir kuantum dalgası aniden sönümlenmez ve kuantum dalgasının genliği üstel olarak azalır. Bu azalma engel içindeki parçacığın bulunma olasılığındaki azalmadır. Eğer engel yeterince ince değilse, genlik diğer tarafta sıfırdan farklı olabilir. Yani orada bazı parçacıkların engel boyunca tünelleme yaptığına dair sonlu bir olasılık vardır (Atmaca, 2013b).



Şekil 5.1. Tünelleme olayı (Kılıç, 2005)

Klasik fiziğe göre bir cismin kinetik enerjisi negatif olamaz. Şekil 5.1’de cisim, engeli delmeden diğer tarafa geçemez ve sonsuza kadar sol tarafta kalır. Klasik mekanikte E enerjili parçacığın, U yüksekliğine sahip bir boyutlu bir potansiyel enerji duvarının içinde bulunması halinde; $E < U$ ise, parçacık daima orada kalır ve $E > U$ ise, parçacık ya

da cisim, engeli asıp dışarıya kaçabilir. Kuantum mekaniğine göre bir enerji engelini aşmak için yeterli enerjisi olmayan ($E < U$) bir kuantum parçacığı, bu engeli asma olasılığına sahiptir. Yani bu parçacığın mevcut engelin diğer tarafında (sağda- x noktası) bulunma olasılığı sıfır değildir (Kılıç, 2005).

5.1.1 Tünelleme olayının keşfi

Tünelleme olayından ilk kez, 1927 yılında, Friedrich Hund bahsetmiştir. Yaklaşık enerjilere sahip iki ayrı durum, bir potansiyel engel ile ayrılmış bir sistemde, bir çift kuyu potansiyelinde temel durum enerjisini hesaplarken tünellemenin olasılığını farketmiştir. Amonyak gibi moleküller bu tür sistemlerin örnekleridir. Klasik mekanik tarafından yasaklı olan, iki geometrik durum arasındaki ters geçişler, kuantum tünelleme ile mümkündür (Atmaca, 2013b). Elektronların katı içindeki veya iki iletken arasında yer alan yalıtkan içindeki hareketi, yani elektron geçişi, elektriksel akımının, tünelleme akımı olarak ölçülmesiyle ortaya çıkar (Kılıç, 2005).

1928'de, L. Nordheim değişik yüzeylerden elektronların yansımaları çalışırken tünelleme olgusunun başka bir etkisini farketmiştir. Oppenheimer, tünelleme ile hidrojenin iyonizasyon oranını hesaplamıştır. Birbirlerinden bağımsız olarak; George Gamow, R. W. Gurney ve E. U. Condon, radyoaktif bir çekirdeğin alfa bozunumunu açıklamada kullanmıştır (Atmaca, 2013b). 1929 yılında Gamow Alfa bozunumunun bilimsel teorisi ortaya koymuştur (Bozkurt, 2012c).

Tünelleme doğal ve temel bir süreçtir. Evrenin başlamasına bir tünelleme olayının neden olduğuna dair bir hipotez, geometrisi olmayan, yani uzay ve zamanın olmadığı durumdan uzayın, zamanın, maddenin ve yaşamın var olduğu bir duruma evrenin geçişidir. Kuantum tünellemenin birçok uygulaması mevcuttur (Atmaca, 2013b).

Bu uygulamalardan biri olan Josephson tünellemesi, 1961 yılında Brian Josephson tarafından ortaya atılmıştır. İki süper iletken arasına yalıtkan yerleştirilerek oluşturulan sisteme Josephson eklemleri denir (Kanbur, 2007). Süperiletkenlik akımı engel boyunca tünelleyebilir. Bu çok hassas ölçümler için çeşitli uygulamalara neden olur. Josephson eklemleri süperiletken elektroniği, kuantum bilgisayarlarında kullanımı yaygındır. Çok zayıf manyetik alanları ölçebilen Süperiletken Kuantum Girişim Cihazlarında

(Superconducting Quantum Interference Device, SQUID) kapsamlı olarak kullanılırlar (Atmaca, 2013c). Bir veya daha fazla Josephson ekleminden oluşan ve süperiletken ilmeğe yerleştirilen cihazlara Süperiletken Kuantum Girişim Cihazı (Superconducting Quantum Interference Device, SQUID) adı verilir. Eklemlerdeki kritik akımlar dış manyetik alana bağlıdır. Süperiletken Kuantum Girişim Cihazlarında kritik akım manyetik alana yaklaşık olarak 10^{-4} T periyodu ile bağlıdır. Kısaca sıfır manyetik alan için maksimum değerinde olan kritik akım belli periyotlarla yine büyüklüğü giderek azalan maksimumlara sahip olur. Bu biçimde halka içindeki alan eklem alanından çok büyük olduğundan eklemler manyetik alana oldukça duyarlıdır (Kanbur, 2007).

Taramalı Tünellemeli Mikroskoplar G.Binnig ve H.Rohrer tarafından 1981'de bulundu. (Yükseltürk, 2008). Bir Taramalı Tünellemeli Mikroskop (STM) bir malzemenin yüzeyi üzerini çok keskin iletken bir sondanın taramasıyla çalışır. Bir elektriksel akım, sondanın aşağı ucuna geçer ve malzeme içine boşluğu geçerek tünelleme yapar. Boşluğu geniş veya daha dar hale getirdikçe, tünelleme akımı sırasıyla daha küçülür veya daha da büyür. Bu veri kullanılarak, malzeme yüzeyinin ayrıntılı resmi oluşturabilir. Hatta birbirinden ayrı atomlara bağlı olarak yüzeydeki kamburlukları bile çözme noktasına gelmiştir. Bu teknik yüzeylerin kimyası ve fiziğinin anlaşılmasında yeni atılımların oluşmasını sağlar (Atmaca, 2013c). Yüzeydeki atomların yerlerini değiştirmek, bir bölgenin elektronik durumu hakkında bilgi toplamak, metal yüzeylerin 3 boyutlu görüntülerini oluşturmak, yüzey pürüzsüzlüğünü ölçmek, yüzeydeki bozuklukları bulmak uygulama alanlarıdır (Yükseltürk, 2008).

USB bellekler üzerindeki veriler yüzen geçit transistörlerinden yapılan bir hafıza hücreler ağına depolanır. İki metal geçitten oluşur, biri kontrol geçidi diğeri yüzen geçittir. Yüzen geçit bir yalıtkan metal oksit tabakası içinde tutulur. Normal durumdaki bir floating geçit transistor ikili kod sisteminde bir 1'i kaydeder. Bir elektron floating geçite eklendiğinde, tuzaklanmış olur, böylece kontrol geçitin gerilimindeki değişimin etkilenmesiyle bu durumdaki bir transistör ikili kod sisteminde bir 0'ı kaydetmiş olur. Veriler USB bellekten silindiğinde, kontrol geçitine uygulanan güçlü pozitif bir yük yalıtkan katman boyunca tuzaklanan elektronun tünellemesine hafıza hücresi 1 durumuna geri dönmüş olur (Atmaca, 2013c).

Tünel Diyod (Esaki Diyod), 1958'de Japon Dr. Lee Esaki tarafından açıklanmıştır. p-tipi ve n-tipi yarıiletken malzemelerden oluşur. Bu p-tipi ve n-tipi bölgeler arasında bir tükenme bölgesi yer almaktadır. Tünel diyodu tükenme bölgesi çok dardır (yaklaşık 0.1 nanometre) ve n iletim bandının alt kısmı, p değerlik bandının üst kısmı çakışmıştır. Böylesine bir yapıda elektronların yasak enerji bandını "kuantum tünelleme" yoluyla geçtiği diyotlara tünel diyot denir. Bir dış gerilim uygulanmadığında, elektronlar yasak bandın her iki yönünden de eşit sayılarda tünelleme yaparlar ve diyot boyunca Fermi enerjisi sabit kalır. Tünel diyodun akım-gerilim karakteristiğine bakıldığında normal bir eklem diyottan farklı olarak belirli bir gerilimde bir akım piki görülür. Bu akım piki tünelleme akımı olarak adlandırılır ve tünel diyotun karakteristiğini oluşturur (Atmaca, 2013c).

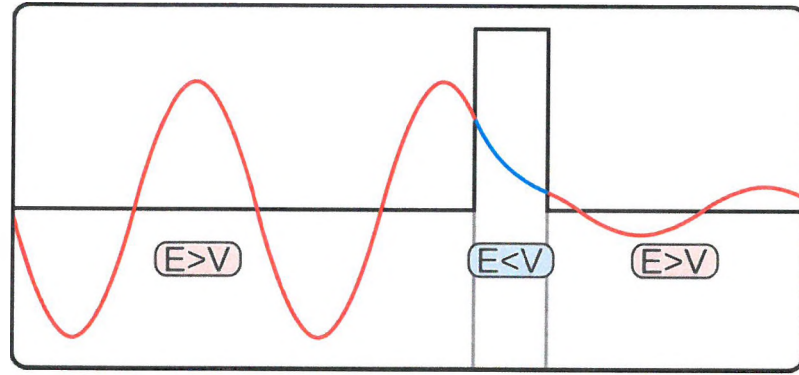
Aharonov Bohm Olayı, yüklü parçacıkların giremediği bir bölgede bulunan elektromanyetik alanların, bu bölgenin dışında, elektromanyetik alanın sıfır olduğu bölgede hareket eden yüklü parçacıkların kuantum mekaniksel davranışlarında gözlenebilir etkiler oluşturması olayıdır. Klasik fizikte karşılığı yoktur (Tarlacı, 2013). Webb ve arkadaşları tarafından Aharonov-Bohm olayı deneysel olarak ispatlandığından bu yana nano yapılar fiziğinde önemli gelişmeler olmuştur. Aharov-Bohm olayı, bir boyutlu kuantum halkaları teorisine dayanmaktadır.

Kuantum tünel olayı geniş uygulama alanına sahiptir ve modern teknolojinin en önemli kavramlarından biridir. Tünelleme, zamanlı lazer, fotodedektör gibi çoğu optoelektronik cihazın frekans duyarlılıklarını düzenlemede kullanılır. Farklı alanlarda başarılı uygulamaları vardır. Ancak tünelleme zamanı problemi yani bir parçacığın bariyeri geçerken ne kadar zamana ihtiyacı olduğu cevaplanmayan sorusudur. Parçacığın tünelleme zamanını anlamak için dwell zamanı, Larmor zamanı, sojourn zamanı, faz gecikme zamanı gibi farklı zaman ölçekleri ortaya konulmuştur.

Kuantum tünelleme uygulamalarından biri de alfa bozunumudur. Tünelleme kuramına göre alfa parçacığı ağır çekirdek içinde sürekli hareket halindedir ve hareketi potansiyel engelle sınırlanır. Parçacık her engele çarptığı zaman engelden tünellemesi için küçük de olsa bir olasılık vardır. Bu bölümde alfa bozunumu ayrıntılı olarak incelenecektir.

5.1.2 Tünellemenin alfa bozunumuna uygulanması

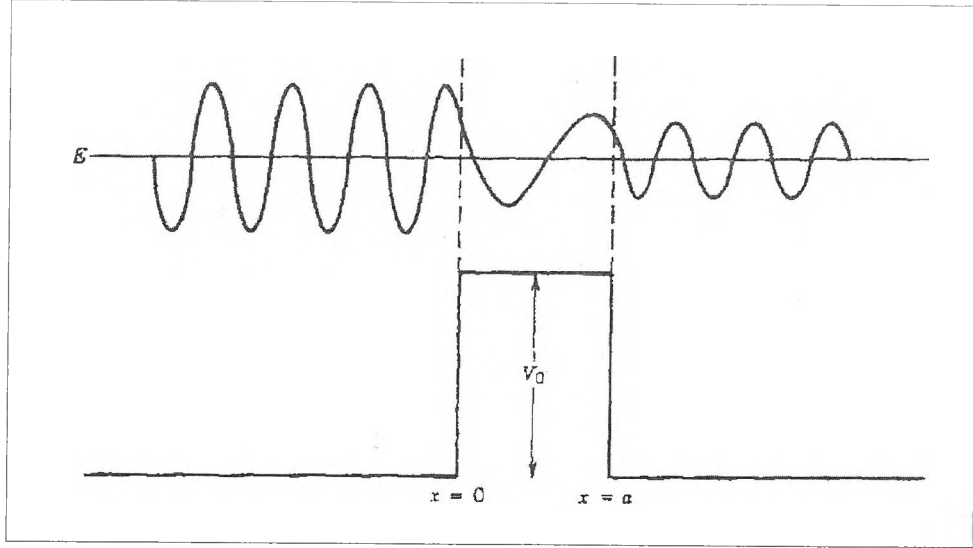
Atom çekirdeklerindeki protonlar arasındaki itme gücü çok yüksektir ve kararsızlığa neden olur. Alfa parçacığı iki proton içerdiğinden, protonların pozitif yükü tarafından itilir. Çekirdeğin enerji duvarı kaçıışı engeller. Çekirdeğin bozunma yarı ömrüne bağlı olarak zamanla engeli, tünelleme ile geçebilir. Tünelleme olasılığı, tünelin boyuna bağlıdır. Tünellemenin ne zaman gerçekleşeceği ve hangi protonların bu tünellemeye gireceği bilinemez, olasılıkla ilgilidir. Bazı radyoaktif maddeler saniyeler içerisinde, bazıları milyon yılda bir bozunabilir. Radyoaktif atomların çekirdek çevresinde tünelleme için gereken mesafe uzunlukları ve enerjileri farklıdır (Kılıç, 2005).



Şekil 5.2. Engel boyunca kuantum tüneli (Atmaca, 2013b)

Şekil 5.2’de görüldüğü gibi tüneldeki parçacıkların enerjileri eşittir fakat genlikleri giderek azalır. Potansiyel enerjinin dalga enerjisinden daha yüksek olduğu bölgelerde, dalganın genliği üstel olarak bozunur. Eğer bölge yeterince dar ise, dalga diğer tarafta sıfırdan farklı bir genliğe sahip olabilir. Engelin her iki tarafında $V=0$ ’dır; yani buralarda parçacığın üzerine hiçbir kuvvet etkimez. Sınır koşulları kullanılarak bu denklemler ve denklemlerin çözümleri dalga fonksiyonları ile parçacığın engelden geçiş ihtimali hesaplanabilir (Atmaca, 2013b).

$A \ll 200$ için, Coulomb engeli 20-25 MeV yüksekliğindedir. Alfa parçacıkları düşük enerjili olduklarından ($\sim 5\text{MeV}$), ağır bir çekirdeğin Coulomb engelini delemeyebilirler ve çekirdeğe güçlü nükleer kuvvetle etkileşecek kadar yaklaşamayarak saçılırlar. Alfa’nın ve ürün çekirdeğin bozunum öncesinde ana çekirdeğin içinde var olduğunu varsayılır. Bozunumun gerçekleşmesi için alfa’nın önce engeli aşması gerekir (Bozkurt, 2012c).



Şekil 5.3. Potansiyel engel karşısında $E > V_0$ enerjili parçacığın dalga fonksiyonu (Krane, 1987)

Şekil 5.3'de Parçacık soldan gelmektedir. Dalga her iki sınırda da yansımaya uğrar ve geçen dalğanın genliği daha küçüktür (Krane, 1987). Schrödinger denkleminin çözümü

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(x) \right] u(r) = E u(r) \quad (5.1)$$

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(r)] u(r) = 0 \quad (5.2)$$

Dalga denkleminin çözümleri: 1.,2.,3.Bölge için

$$u_1 = Ae^{ik_1 r} + Be^{-ik_1 r} \quad \text{ve} \quad k_1^2 = \frac{1}{\hbar^2} 2mE \quad (5.3a), (5.3b)$$

$$u_2 = Ce^{ik_2 r} + De^{-ik_2 r} \quad \text{ve} \quad k_2^2 = \frac{1}{\hbar^2} 2m(E - V_0) \quad (5.4a), (5.4b)$$

$$u_3 = Fe^{ik_3 r} \quad (5.5)$$

$$k_3^2 = k_1^2 \quad (5.6)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{P}{\hbar} \quad (5.7)$$

$$\frac{d^2u(r)}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(r)]u(r) = 0 \quad (5.8)$$

II. bölge için; $E < V_0$ 2. bölge yalnızca $x = 0$ 'dan $x = a$ 'ya uzandığından, üstel çözüm sonsuz olmaz. C ya da D sıfır yapılamaz. $V(r) = V_0$ için $u'' + k^2 u = 0$

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - V_0)} \quad (5.9)$$

$$k_2 = \sqrt{2m(V_0 - E)/\hbar^2} \quad (5.10)$$

$$u(r) = Ce^{ikr} + De^{-ikr} \quad (5.11)$$

$$K = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{P}{\hbar} \quad (5.12)$$

1. Bölge ve 3.bölge için çözüm: $r < 0$ ve $V(r) = 0$ için

$$u_1 = Ae^{ik_1 r} + Be^{-ik_1 r} \quad (5.13)$$

$$k_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE} \quad (5.14)$$

$$u_3 = Fe^{ik_1 r} \quad (5.15)$$

$k_3 = k_1$ ve $\omega = E/\hbar$ alınırsa, A potansiyel bariyere gelen dalganın genliği (+r), B duvardan geri dönen(yansıyan) dalganın genliği (-r);

$$u_1 = Ae^{ik_1 r} + Be^{-ik_1 r} \quad (5.16)$$

$$K_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE} \quad (5.17)$$

$r = 0$ ve $r = a$ da süreklilik şartları: $u_1(0) = u_2(0)$, $u'_1(0) = u'_2(0)$ ve $u_2(a) = u_3(a)$, $u'_2(a) = u'_3(a)$ dalga denklemlerinde yerine konursa: 5 genlik elde edilir: A, B, C, D, F $u_i = Ae^{ikr}$ dir. $|u_i|^2 = |\alpha_1|^2$ ve $|u_s|^2 = |\alpha_3|^2$. Ayrıca $k_i = k_1 = k_3 = k_s$ dur. $x = 0$ ve $x = a$ 'da sınır şartları uygulanırsa geçiş katsayısı

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \frac{V_0^2}{E(V_0 - E)} \sinh^2 k_2 a} \quad (5.18)$$

$$k_2 = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \quad (5.19)$$

T, engelin a genişliğine ve (V-E) enerji farkına çok duyarlıdır (Dikici, 1994). V(r) yalnız r'ye bağlıdır. Bu durumda dalga fonksiyonu $u(r) = r R(r)$ dir. u(r) bir boyutlu Shrödinger denklemi. Bu durumda potansiyel açısal momentum l'ye bağlıdır.

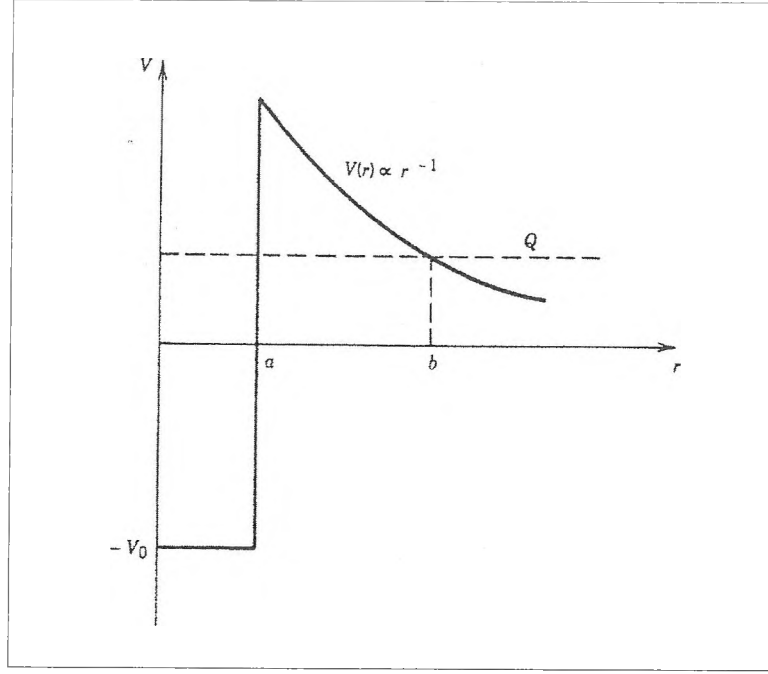
$$V(l) = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (5.20)$$

$$u'' + k^2 u = 0 \quad (5.21)$$

$$k^2 = \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \right] \quad (5.22)$$

Burada $\mu = (m_1 m_2 / (m_1 + m_2))$ indirgenmiş küttedir. V(l) den dolayı potansiyel engel biraz daha büyür. Potansiyel dönme (rotasyon) enerjisine sahiptir. Yani V(l) merkezkaç engelidir. Yani taneciğin transmisyonu $l \neq 0$ seviye geçişlerinde gözlenir. Shrödinger denklemi bir boyuta çözümlerse, küre yüzeyinde geçen akım yardımı ile T hesaplanabilir (Krane, 1987). J_i engele gelen α sayısı, J_s engelden geçen α sayısıdır. $P = mv = \hbar k$ ve akım r ile aynı yönündedir.

$$T = \frac{\int J_s r^2 d\Omega}{\int J_i r^2 d\Omega} = \frac{k_s \int |\Psi_s| r^2 d\Omega}{k_i \int |\Psi_i| r^2 d\Omega} = \frac{k_s |u_s|^2 \int |Y_m^l| d\Omega}{k_i |u_i|^2 \int |Y_m^l| d\Omega} = \frac{k_s |u_s|^2}{k_i |u_i|^2} \quad (5.23)$$



Şekil 5.4. Alfa- kız çekirdek sisteminin potansiyel enerjisi (Krane, 1987)

Şekil 5.4'te, α parçacığı ve kız-çekirdek sisteminin r 'ye bağlı, bağıl potansiyel enerjisi gösterilmektedir. Potansiyel, $r = a$ çekirdek yüzeyi içinde, kare kuyu potansiyeli ile temsil edilir. Yüzeyin ilerisinde sadece Coulomb itmesi vardır. α parçacığı, a 'dan b 'ye Coulomb engeli boyunca tünelleme yapar (Krane, 1987). Q yatay çizgisi parçalanma enerjisidir. a yarıçapı, kalan çekirdek ile α parçacığının yarıçapının toplamıdır. Şekil üç bölgeye ayrılır, $r < a$ olan küresel bölge, çekirdeğin içidir ve derinliği $-V_0$ olan bir potansiyel kuyusu ile temsil edilir, V_0 pozitif bir sayıdır. Klâsik olarak α parçacığı bu bölge içinde $Q + V_0$ kinetik enerjisiyle hareket edebilir, fakat bu bölge dışına kaçamaz. Potansiyel enerji, burada, mevcut toplam Q enerjisinden daha büyük olduğu için $a < r < b$ dairesel kabuk bölgesi, bir potansiyel engeli oluşturur. Klâsik olarak, α parçacığı bu bölgeye, her iki yönden de giremez; her iki durumda kinetik enerji negatiftir, $r > b$ bölgesi, engelin dışında, izinli bir bölgedir. α parçacığı, engeli aşana devamlı engel önüne gelir. ^{238}U 'de α parçacığı, yaklaşık $\sim 10^{38}$ deneme yapar. Yani $\sim 10^9$ yılda saniyede $\sim 10^{21}$) Çekirdek içerisinde bir alfanın oluşma olasılığı $\lambda_0 \cong 10^{21} \text{ s}^{-1}$ 'dir. α yayınlayıcısının bozunma sabiti, $\lambda = f P$ dir. f , α parçacığının engele gelme frekansı, P engelden geçme olasılığıdır. Coulomb engeli $r = a$ 'da B yüksekliğine sahiptir.

$$B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ZZ'e^2}{a} \quad (5.24)$$

ze, α parçacığının, $Z'e$ Coulomb itmesini sağlayan kız çekirdeğin yüküdür ($Z'e=(Z-z)e$). Engelin yüksekliği, $r=a$ 'da parçacığın enerjisinin üstündedir. $(B-Q)$ 'dan $r = b'$ de sıfıra kadar değişir. Ortalama yüksekliği $1/2(B-Q)$, ortalama genişliği $1/2(b-a)$ 'dir. k_2 , çarpanı;

$$k_2 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{2} (B - Q)} \quad (5.25)$$

olur. Tipik bir ağır çekirdek için ($Z = 90$, $a=7,5$ fm) B engel yüksekliği yaklaşık 34 MeV'dir. k_2 çarpanı yaklaşık $1,6 \text{ fm}^{-1}$ 'dir. α parçacığın engeli terk ettiği b yarıçapı, parçacığın enerjisi ile potansiyel enerjinin eşitlenmesinden bulunur:

$$b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZ'e^2}{Q} \quad (5.26)$$

Böylece $k_2 \cdot 1/2(b-a) \gg 1$ ise

$$P \cong e^{-2k_2 \left(\frac{1}{2}\right)(b-a)} \quad (5.27)$$

Coulomb engelini, yüksekliği

$$V(r) = \frac{zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (5.28)$$

ve genişliği dr olan, küçük dikdörtgen biçiminde engellerden meydana geldiğini düşünülebilir, r 'den $r + dr$ 'ye uzanan her sonsuz küçük engeli delme olasılığı,

$$dP = \exp\left\{-2dr \sqrt{\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right) [V(r) - Q]}\right\} \quad (5.29)$$

ile verilir. Tüm engeli delme olasılığı, $P = e^{-2G'}$ 'dir. Burada G Gamow çarpanıdır.

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_a^b (V(r) - Q)^{\frac{1}{2}} dr \quad (5.30)$$

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2 Q}} \frac{ZZ'e^2}{4\pi\epsilon_0} \left[\arccos \left(\sqrt{x} - \sqrt{x(1-x)} \right) \right] \quad (5.31)$$

Burada $x = a/b = Q/B'$ dir. Parantez içindeki ifade $x \ll 1$ olduğunda, yaklaşık olarak $(\pi/2) - 2x^{1/2}$ dir. α bozunumunun yarı-ömrü için kuantum mekaniksel hesaplama sonucu

$$t_{1/2} = 0.693 \frac{a}{r} \sqrt{\frac{mc^2}{2(V_0 + Q)}} \exp \left\{ 2 \sqrt{\frac{2mc^2}{(\hbar c)^2 Q}} \frac{ZZ'e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\pi}{2} - 2 \sqrt{\frac{Q}{B}} \right) \right\} \quad (5.32)$$

bulunur. $V(r)$, α ile kor çekirdek arasında toplam potansiyelin uzaklıkla değişimidir. Q alfa bozunum enerjisidir. α enerjisi arttıkça Gamow faktörü küçülür. Yani $t_{1/2} \sim 1/\lambda \sim 1/T \sim e^G$, $\log t_{1/2} \sim G \sim 1/(E_\alpha)^{1/2}$ olur. Burada G Gamow faktörüdür. Geiger Nutthall kuralı, α -bozunumunda yarı ömür $t_{1/2}$ ile bozuma enerji Q arasındaki ters bağıntıdır (Krane, 1987).

$$\ln \lambda = \ln S - \ln \Delta t - 2G(E_\alpha) = b(Z) - a \frac{Z}{\sqrt{E_\alpha}} \approx -a \frac{Z}{\sqrt{E_\alpha}} \quad (5.33)$$

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (5.34)$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \ln 2 \cdot \tau \quad (5.35)$$

$A > 212$ 'den sonra nötron ilave edilirse parçalanma enerjisi azalır. Geiger ve Nuttall kuralına göre $t_{1/2}$ artar. Çekirdek daha kararlı hale gelir (Krane, 1987). Potansiyel engelleri genel olarak, kare potansiyel yapısında değildir. Kare potansiyeller için elde edilmiş olan (5.18) ifadesi kullanılarak, kare şekilli olmayan engeller için geçerli yaklaşık bir T ifadesi bulunabilir. Bunun için WKB yaklaşımı denilen bir teknik kullanılır (Dikici, 1994).

5.2 WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) Metodu

Dalga denkleminin klâsik yaklaşıklık içerisindeki çözümleri için kullanılan bu yaklaşımı ilk olarak Jeffreys ortaya koymuştur. Daha sonra Wentzel, Kramers ve Brillouin bağımsız olarak kuantum mekaniğindeki problemlere uygulamıştır. Genellikle WKB metodu denir (Cansoy, 1978). Hollanda'da KWB. Kransa'da BWK ve İngiltere'de JWKB (J Jeffres için) olarak bilinir (Griffiths, 2010). Metodun esas dalga denkleminin çözümünün $\hbar$ 'nin üsleri cinsinden seriye açılmasıdır. Klâsik mekanik $\hbar \rightarrow 0$ kuantum mekaniğinin limitidir ve açılımın ilk terimi klâsik çözümü verir (Cansoy, 1978). WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) yöntemi bir boyutta zamandan bağımsız Schrödinger denkleminde yaklaşık çözümler elde etmek için kullanılır. Başka birçok diferansiyel denkleme ve üç boyutta Schrödinger denkleminin radyal kısmına uygulanabilir. Bu yöntem bağlı durum enerjileri ve potansiyel engellerinden tünelleme hızlarının hesaplanmasında kullanılır (Griffiths, 2010). Radyal dalga denklemi;

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 U(r)}{dr^2} + V(r)U(r) + \frac{l(l+1)}{2\mu r^2} U(r) = EU(r) \quad (5.36)$$

şeklinde verilir. Dalga sayısı,

$$k(r) = \sqrt{\frac{2m[E - V(r)]}{\hbar^2} - \frac{l(l+1)}{r^2}} \quad (5.37)$$

olmak üzere $k(r)$, Schrödinger dalga denkleminde yerine konulursa,

$$\frac{d^2 U(r)}{dr^2} + k(r)^2 U(r) = 0 \quad (5.38)$$

elde edilir. Dalga fonksiyonu serbest formda,

$$U(r) = Ae^{\frac{iS(r)}{\hbar}} \quad (5.39)$$

alınır. Dalga denkleminde yazılırsa

$$\frac{dU(r)}{dr} = \frac{i}{\hbar} \frac{dS(r)}{dr} A e^{\frac{iS(r)}{\hbar}} \quad (5.40)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2U(r)}{dr^2} &= \frac{i}{\hbar} \frac{d^2S(r)}{dr^2} A e^{\frac{iS(r)}{\hbar}} - \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{dS(r)}{dr} \right)^2 A e^{\frac{iS(r)}{\hbar}} \\ &= \left[\frac{i}{\hbar} \frac{d^2S(r)}{dr^2} - \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{dS(r)}{dr} \right)^2 \right] u \end{aligned} \quad (5.41)$$

$$-\left(\frac{d}{dr} S(r) \right)^2 + i\hbar \frac{d^2S(r)}{dr^2} + \hbar^2 k(r)^2 = 0 \quad (5.42)$$

şeklini alır. $S(r)$, $\hbar$ 'nin üsleri cinsinden seriye açılırsa:

$$S(r) = S_0(r) + \hbar S_1(r) + \frac{1}{2} \hbar^2 S_2(r) + \dots \quad (5.43)$$

$$S'(r) = S_0'(r) + \hbar S_1'(r) + \frac{1}{2} \hbar^2 S_2'(r) + \dots \quad (5.44)$$

$$S''(r) = S_0''(r) + \hbar S_1''(r) + \frac{1}{2} \hbar^2 S_2''(r) + \dots \quad (5.45)$$

$$S'^2(r) = S_0'^2(r) + 2\hbar S_0'(r)S_1'(r) + \hbar^2(S_1'^2(r) + S_0'(r)S_2'(r) \dots \quad (5.46)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dr} S(r) \right)^2 &= \left(\frac{d}{dr} S_0(r) \right)^2 + 2\hbar \left(\frac{d}{dr} S_0(r) \right) \left(\frac{d}{dr} S_1(r) \right) \\ &\quad + \hbar^2 \left[\left(\frac{d}{dr} S_0(r) \right) \left(\frac{d}{dr} S_2(r) \right) + \left(\frac{d}{dr} S_1(r) \right)^2 \right] \\ &\quad + \hbar^3 \left[\left(\frac{d}{dr} S_1(r) \right) \left(\frac{d}{dr} S_2(r) \right) \right] + \frac{1}{4} \hbar^4 \left(\frac{d}{dr} S_2(r) \right)^2 \end{aligned} \quad (5.47)$$

$$\frac{d^2}{dr^2} S(r) = \frac{d^2}{dr^2} S_0(r) + \hbar \frac{d^2}{dr^2} S_1(r) + \hbar^2 \frac{d^2}{dr^2} S_2(r) \quad (5.48)$$

bağıntıları yazılabilir. Son iki bağıntı yardımı ile (5.42) denklemi $\hbar$ 'nin üslerine göre kısımlara ayrılır. k , $\hbar^{-1}$ inci mertebededir. Her mertebeden $\hbar$ nin katsayısı sıfıra eşittir. Sadece $\hbar$ ye göre birinci mertebeden terimleri kullanılır. $\hbar^2$ ve ondan sonra gelecek katsayılar çok küçük olacağı için bu terimler ihmal edilir. Bu denklemler denklem 5.42'de yazılıp düzenlenirse;

$$i\hbar \frac{d^2 S(r)}{dr^2} - \left(\frac{d}{dr} S(r) \right)^2 + \hbar^2 k(r)^2 = 0 \quad (5.49)$$

$$\begin{aligned} - \left(\frac{d}{dr} S_0(r) \right)^2 - 2\hbar \left(\frac{d}{dr} S_0(r) \right) \left(\frac{d}{dr} S_1(r) \right) + i\hbar \frac{d^2}{dr^2} S_0(r) \\ + i\hbar^2 \frac{d^2}{dr^2} S_1(r) + \hbar^2 k(r)^2 = 0 \end{aligned} \quad (5.50)$$

$$-S_0'^2(r) + \hbar^2 k^2 = 0 \quad (5.51)$$

$$iS_0''(r) - 2S_0'(r)S_1'(r) = 0 \quad (5.52)$$

$$iS_1''(r) - (S_1'^2(r) + S_0'(r)S_2'(r)) = 0 \quad vb \quad (5.53)$$

5.51 ve 5.52 denklemleri integre edilirse

$$S_0'^{(r)} = \pm \hbar k, \quad S_0(r) = \pm \hbar \int k(r) dr \quad (5.54a)$$

$$S_1'^{(r)} = i \frac{S_0''(r)}{2S_0'(r)} = \frac{k'}{2k} \quad S_1(r) = \frac{1}{2} i \ln k \quad (5.54b)$$

$$U(r) \cong A e^{\frac{iS_0}{\hbar}} e^{iS_1} \quad (5.55)$$

olduğundan ve 5.54 bağıntıları da denklem 5.43'te yerine konulursa

$$S(r) = \hbar \int k(r) dr + \hbar \frac{i}{2} \ln k(r) \quad (5.56)$$

Dalga fonksiyonu düzenlenirse

$$e^{iS_0/\hbar} = \exp \left\{ \pm i \int k(r) dr \right\}, \quad e^{iS_1} = \frac{1}{\sqrt{k}} \quad (5.57)$$

şekillerinde yazılabileceğinden, $(k(r))^2 > 0$ şartı ile

$$U(r) = \frac{A e^{i \int k(r) dr}}{\sqrt{k(r)}} \quad (5.58)$$

sonucuna varılır. Eğer $(k(r))^2 < 0$ ise, $K(r) = ik(r)$ koyarak

$$U(r) = \frac{B e^{\int \kappa(r) dr}}{\sqrt{\kappa(r)}} \quad 0 < \kappa(r)^2, \quad \kappa(r) = ik(r) \quad (5.59)$$

şeklinde en genel hali bulunur. $\hbar \rightarrow 0$ kuantum mekaniğinin limitinde Denk.5.42'nin ikinci terimi bu limite göre ihmal edilebilir. Denk.5.42'yi sıfırına mertebe yaklaşıklığı olan ve $-S_0''(r) + \hbar^2 k^2 = 0$ denkleminde elde edilen

$$\left(\frac{dS_0}{dr} \right)^2 = \hbar^2 k^2 \quad (5.60)$$

ile karşılaştırılırsa, $S(r) \cong S_0(r)$ çözümünün (5.42) denklemindeki ilk terimi ihmal edilmesiyle bulunabilir. O hâlde birinci mertebe yaklaşıklığı

$$\left| \hbar \frac{d^2}{dr^2} S(r) \right| \ll \left| \frac{dS(r)}{dr} \right|^2 \quad (5.61)$$

şartı ile geçerlidir. Bu şart, $S \cong S_0$ yaklaşıklığında $|\hbar S''(r)| \ll |S_0'(r)|^2$ ise

$$\left| \hbar \frac{d^2}{dr^2} S_0(r) \right| \ll \left| \frac{d}{dr} S_0(r) \right|^2 \quad (5.62)$$

şeklinde, ve 5.51 denklemini yardımı ile de $\left| \frac{k'}{k^2} \right| \ll 1$

$$\frac{\frac{dk(r)}{dr}}{k(r)^2} \ll 1 \quad (5.63)$$

şeklinde yazılabilir. $k(r) = 2\pi/\lambda$ ise

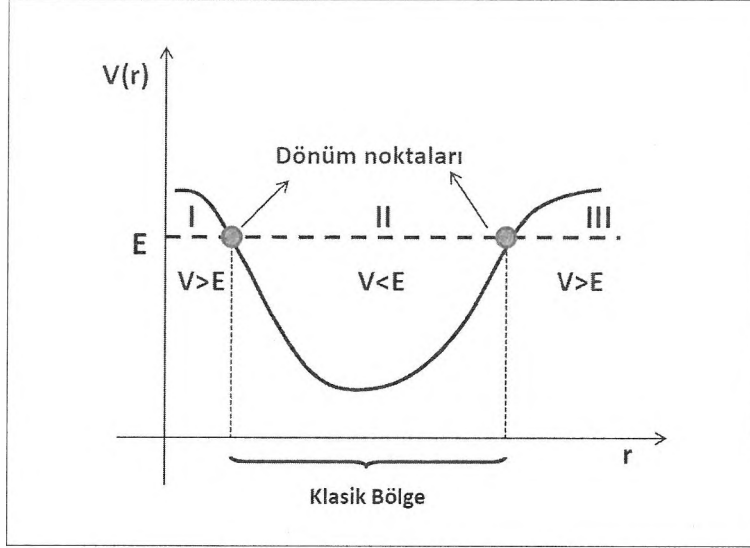
$$\frac{\lambda}{2\pi} \frac{d}{dr} k(r) \ll k(r) \quad (5.64)$$

bağıntısı yazılabilir; burada $\lambda/2\pi = 1/k$ indirgenmiş lokal de Broglie dalgaboyudur. Her noktada değiştiği için lokal (yerel) terimi kullanılır. Bir bölgede WKB yaklaşıklığının geçerlilik şartı, indirgenmiş dalgaboyunun bu bölge içerisindeki değişiminin bölgenin boyutlarından çok daha küçük olmasıdır (Cansoy, 1978). Yani dalga boyunun değişim hızı dalga boyundan çok çok küçük olmalıdır. WKB çözümü, potansiyel enerji değişiminin yavaş olması halinde kullanışlıdır (Bayrak, 2008; Çoban, 2013). Şekil 5.5’de gösterilen, potansiyel etkisindeki parçacığın, WKB dalga fonksiyonları;

$$U(r) = \begin{cases} r < r_1, & \frac{A}{\sqrt{\kappa(r)}} \exp\left(\int_{r_1}^r k(r') dr'\right) \\ r_1 < r < r_2, & \frac{B}{\sqrt{k(r)}} \sin\left(\int_{r_1}^r k(r') dr' + \frac{\pi}{4}\right) \\ r_2 < r, & \frac{C}{\sqrt{\kappa(r)}} \exp\left(-\int_{r_2}^r k(r') dr'\right) \end{cases} \quad (5.65)$$

olur. $\kappa(r) = ik(r)$ 'dir.

Şekil 5.5’ de 1. ve 3. bölge klasik olarak yasaklıdır. $\kappa(r)$ dalga sayısı kompleks, dalga fonksiyonu azalandır. Parçacık klasik olarak $E \geq V(x)$ olduğu 2. bölgede izinlidir. Dalga fonksiyonu sinüsel yapıdadır.



Şekil 5.5. Potansiyel etkisindeki parçacığın yarı klasik temsili (Griffiths, 2010)

Üç bölgede sınır şartları uygulandığında

$$\int_{r_1}^{r_2} k(r') dr' = \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi \quad (5.66)$$

Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı elde edilir (Flügge, 1994).

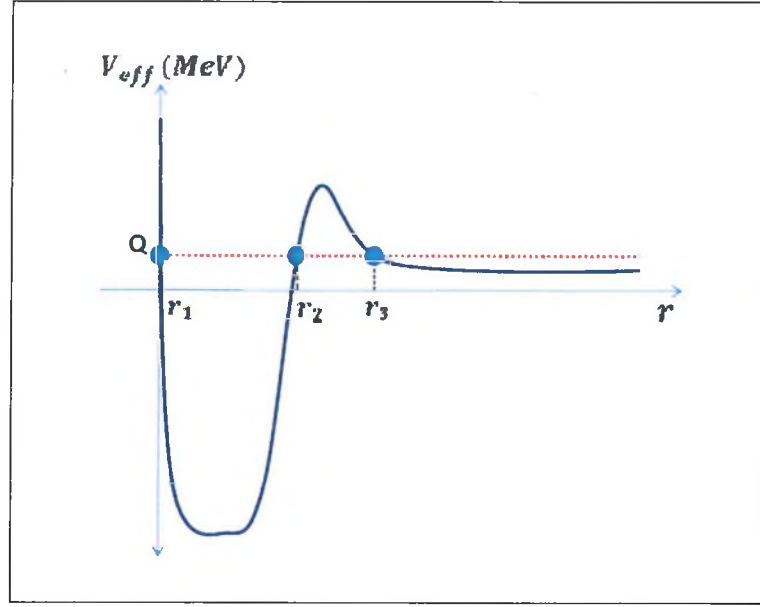
WKB yarı klasik yaklaşımı ile Alfa bozunum sistematığı açıklanabilir, yarı ömür ve bariyer genişliği hesaplanabilir. Alfa'nın ve kız çekirdeğin indirgenmiş kütlelerinin, potansiyel içinde hareket ettiği varsayılır. Sistem iki cisim problemine indirgenir.

μ indirgenmiş kütle, m_d ve m_α alfa ve kız çekirdeğinin kütleleridir,

$$\mu = \frac{m_\alpha m_d}{m_\alpha + m_d} \quad (5.67)$$

Alfa ve kız çekirdek ve arasındaki toplam (efektif) potansiyel $V_{eff}(r)$ Şekil 5.6'da gösterilmektedir. Merkezci, Coulomb ve nükleer potansiyeller toplamıdır.

$$V_{eff}(r) = V_L(r) + V_C(r) + V_N(r) \quad (5.68)$$



Şekil 5.6. Alfa ve kız çekirdek arası etkin potansiyel

Merkezcil potansiyel,

$$V_L(r) = \frac{L(L+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (5.69)$$

L , alfa parçacığı ile aktarılan açısal momentumdur. Bozunumda, ana çekirdek, aynı taban durumunda ya da aynı uyarılmış durumdaki kız çekirdeğe bozunuyorsa açısal momentum değişimi olmaz $L = 0$ alınır. Belirsizliğin giderilmesi için Langer modifikasyonu $L(L+1) \rightarrow (L+1/2)^2$ yapılır (Langer, 1937). Coulomb etkileşimi,

$$V_C(r) = 1.43 \left(\frac{Z_\alpha Z_d}{2R_C} \right) \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), \quad r \leq R_C \quad (5.70a)$$

$$= 1.43 \left(\frac{Z_\alpha Z_d}{r} \right), \quad r > R_C \quad (5.71a)$$

şeklinde tanımlanır. $r = R_C$ 'de Coulomb potansiyeli süreksizdir. Uygun fonksiyon,

$$V_{Cf}(r) = 1.43 \frac{Z_\alpha Z_d}{r} \left(1 - e^{-\varphi r - \frac{1}{2}(\varphi r)^2 - 0.35(\varphi r)^3} \right) \quad (5.72)$$

olmalıdır. Z_α , Z_d ve R_C alfa ve kız çekirdeğinin yükü ve Coulomb yarıçapıdır. Coulomb yarıçapı $R_C = 1.2(A_\alpha^{1/3} + A_d^{1/3})$ fm dir. A_α ve A_d sırasıyla alfa ve kız çekirdeğin kütle numaralarıdır. Diğerleri gibi iyi bilinmeyen nükleer potansiyel için fenomenolojik ve mikroskobik yaklaşımlar kullanılır. Alfa parçacıklarının potansiyel içindeki hareketini tanımlamak için Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı kullanılır (Buck vd,1991).

$$\int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (Q_\alpha - V_{eff}(r))} dr = (2n + 1) \frac{\pi}{2} = (G - L + 1) \frac{\pi}{2} \quad (5.73)$$

G global kuantum sayısıdır. Nötron sayısı $N < 82$ olan çekirdekler için $G=18$, $82 \leq N \leq 126$ olan çekirdekler için $G=20$ ve $N > 126$ olan çekirdekler için ise $G=22$ alınır (Buck vd,1991; Buck vd, 1993; Buck vd, 1996). Bohr-Sommerfeld kuantumla şartı ile seçilecek olan nükleer potansiyeline göre bir serbestlik parametresi (λ , R , V_0 vs.) elde edilir. Dönüm noktaları r_1 , r_2 ve r_3 , $V_{eff}(r) = Q_\alpha$ denkleminin çözümünden bulunur. Yani efektif potansiyelin, alfa bozunum enerjisi ile kesiştiği yerlerdir. Yarı klasik yaklaşıma göre alfa bozunum genişliği Γ ,

$$\Gamma = P_\alpha F \frac{\hbar^2}{4\mu} S \quad (5.74)$$

olarak verilir (Buck vd,1991; Xu ve Ren, 2006; Xu ve Ren, 2008; Ni ve Ren, 2009,). P_α , F ve S sırasıyla, alfa oluşma olasılığı, normalizasyon faktörü ve geçiş olasılığıdır. Çift-çift çekirdekler için $P_\alpha = 1.0$, çift-tek çekirdekler için $P_\alpha = 0.6$ ve tek-tek çekirdekler için $P_\alpha = 0.35$ olarak alınır (Gurvitz ve Kalbermann, 1987; Hodgeson ve Betak, 2003). Normalizasyon faktörü F ,

$$F \int_{r_1}^{r_2} dr \frac{1}{k(r)} \cos^2 \left(\int_{r_1}^r dr' k(r') \frac{\pi}{4} \right) = 1 \quad (5.75)$$

denkleminde elde edilir (Buck vd, 1996; Xu ve Ren, 2005). Bu denklemde kosinüs kareli terim yerine $\frac{1}{2}$ çarpan olarak gelir.

$$F \int_{r_1}^{r_2} dr \frac{1}{2k(r)} = 1 \quad (5.76)$$

olur. Burada $k(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (Q_\alpha - V_{eff}(r))}$ efektif potansiyelde r_1 ve r_2 arasındaki dalga sayısıdır. Bu denklemden dönüm noktaları hesaplandıktan sonra F normalizasyon faktörü çekilebilir. Geçiş olasılığı S,

$$S = \exp \left[-2 \int_{r_2}^{r_3} dr \kappa(r) \right] \quad (5.77)$$

dir (Buck vd,1991; Xu ve Ren, 2006; Ni ve Ren, 2009). Efektif potansiyelde r_2 ve r_3 arasındaki dalga sayısı $\kappa(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} |Q_\alpha - V_{eff}(r)|}$ ile verilir. Buradan alfa bozunum genişliği Γ hesaplanır. Alfa bozunum yarı ömrü ise,

$$T_{1/2} = \hbar \frac{\ln 2}{\Gamma} \quad (5.78)$$

olur (Buck vd,1991; Xu ve Ren, 2006; Xu ve Ren, 2008; Ni ve Ren, 2009).

5.3 Nükleer Potansiyellerin Uygulanması

Alfa bozunumunda nükleer potansiyel belirlenirken fenomenolojik ve mikroskobik yaklaşımlar kullanılır. Fenomonolojik yaklaşımda potansiyelin şekli kare kuyu, Cosh fonksiyonu, Woods-Saxon vs. seçilerek alfa bozunma yarı ömrünü en iyi açıklayan potansiyel parametreleri belirlenebilir. Mikroskobik yaklaşımda çekirdeklerin madde yoğunluk dağılımları kullanılarak çift katlı (double folding) potansiyel yöntemiyle nükleer potansiyel belirlenerek deneysel gözlenirler (yarı ömür vs.) hesaplanabilir. Çekirdeklerin alfa bozunumlarını kare kuyu (Buck vd, 1975) ve Cosh potansiyeli için fenomenolojik olarak incelenir (Buck vd, 1991; Xu ve Ren, 2004). Sahu, ağır çekirdeklerin alfa bozunumlarını incelemek için analitik olarak çözülebilen bir potansiyel önermiştir ve çekirdeklerin alfa bozunumunun bozunma süreleri için analitik bir ifade türetmiştir (Sahu, 2008). Samanta ve ark. (Samanta vd, 2007) Z=102–120 çekirdeklerinin alfa bozunma yarılanma sürelerini yoğunluk bağımlı M3Y (Michigan 3

Yukowa) etkileşimini kullanarak çift katlı (double folding) potansiyel modeli ile incemiştir. Hesaplamalarında alfa çekirdeğinin yoğunluk dağılımını Gausyen ve kız çekirdeğin yoğunluk dağılımını da Fermi dağılımı olarak sistematik bir inceleme yapmışlardır. Kümelenme modelinin orta ve ağır çekirdeklerin alfa bozunumlarının hesaplanmasında farklı nükleer etkileşme potansiyelleriyle kullanıldığı birçok çalışma vardır (Samanta vd, 2007; Santhosh vd, 2009). Nükleer potansiyeli belirlemek için kullanılan diğer bir yöntem ise Skyrme-Hartree-Fock ortalama alan yaklaşımıdır (Xu ve Pei, 2006). Birçok ağır çekirdeğin elektriksel yük dağılımı küresel simetriye sahip olmadığı için deforme durumdadırlar. Bu nedenle ağır çekirdeklerin alfa bozunumları tanımlanırken kullanılan etkin potansiyel deforme edilmelidir. Yani alfa parçacığıyla kız çekirdeğin simetri eksenini arasındaki açıya bağlı olmalıdır (Bohr ve Mottelson, 1975; Lovas vd, 1998).

Alfa ve kız çekirdek arası etkileşim, $V_{\text{etk}}(r)$ potansiyeli ile tanımlanır ve merkezkaç, nükleer ve Coulomb potansiyellerinin toplamıdır, $V_{\text{etk}}(r)=V_L(r)+V_N(r)+V_C(r)$. Etkileşme Potansiyelinin Bilinmeyişi, Nükleer Potansiyeldir. Coulomb ve merkezci potansiyel gibi belirli bir biçime sahip olmadığı için, alfa ve kor arasındaki nükleer potansiyeli modellemede fenomenolojik veya mikroskobik yaklaşımlar kullanılır.

5.3.1 Kare kuyu potansiyeli

Gamow, Gurney ve Condon tarafından geliştirilmiştir. Alfa yayınlanma teorisinde ilk modeldir. Basit ve ana yapıdır. Buck ve arkadaşları yarı klasik yaklaşıklık ile ele almıştır (Buck vd, 1991; Buck vd, 1992). Analitik çözümü vardır ancak gerçekçi değildir (Çoban, 2013). R kare kuyu potansiyelinin genişliği iken kare kuyu potansiyeli

$$V_N(r) = -V_0 + 1.43 \frac{2(Z-2)}{R}, \quad r < R \quad (5.79a)$$

$$1.43 \frac{2(Z-2)}{R}, \quad r > R \quad (5.79b)$$

ile verilir. $V_0=135.6$ MeV, $P=1$, $G=22$ kullanılır (Buck vd, 1991).

5.3.2 Cosh potansiyeli

Analitik çözümü yoktur. Bazı yapı ve yarı-kararlı durum gözlenirlerini açıklamada önemlidir (Buck,1991; Xu ve Ren, 2004). Cosh Potansiyeli

$$V_N(r) = -V_0 \frac{1 + \cosh(R/a)}{\cosh(r/a) + \cosh(R/a)} \quad (5.80)$$

şeklinde tanımlanır. V_0 nükleer potansiyelin derinliği, R yarıçapı ve a difüzyon kalınlığıdır. Kosinüs hiperbolik fonksiyon yapısındadır. Cosh potansiyeli kullanarak alfa bozunum mekanizması WKB yaklaşımı ile açıklanmıştır (Buck vd,1993; Xu ve Ren, 2004; Çoban, 2013)

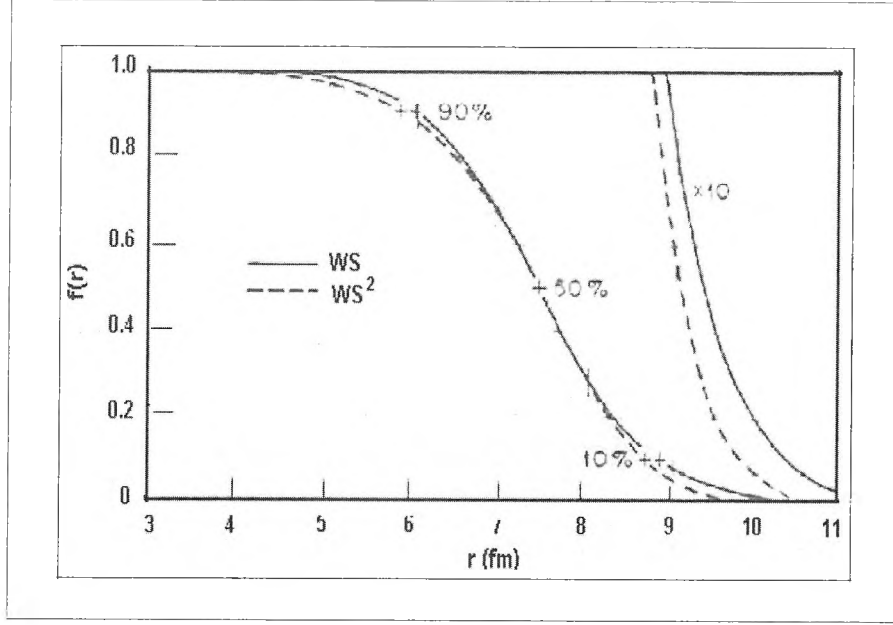
5.3.3 Woods- Saxon potansiyeli

Gerçekçi fakat karmaşık olan potansiyel Woods-Saxon potansiyeli ortalama R yarıçapının ötesinde düzgün olarak sıfıra yaklaşır (Aytekin, 2010a).

$$V_N(r) = - \frac{V_0}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^n} \quad (5.81)$$

V_0 nükleer potansiyelin derinliği, R yarıçapıdır. a difüzyon kalınlığı, potansiyelin yüzeyde, %90'dan %10'a düştüğü mesafedir. $n = 1$ için Woods-Saxon potansiyeli WS, $n = 2$ için Woods-Saxon kare (Woods-Saxon kare) potansiyeli olur. Woods-Saxon potansiyeli ile bozunum mekanizmaları, parçacıkların kuantum mekaniksel tünelleme yaparak geçme olasılığı ile açıklanır. Woods-Saxon tipi potansiyeller çekirdeklerin nükleon yoğunluk değişimlerine benzerdir. İç bölgelerde yaklaşık olarak sabit, yüzeye doğru azalarak sıfıra gider (Satchler, 1983).

Şekil 5.6'de potansiyel merkezde maksimum şiddete sahipken yüzeyde sıfıra gider. Çok kısa menzillidir. f_v form faktörünün karesi için Woods-Saxon kare (Woods-Saxon kare) formu elde edilir. Woods-Saxon ve Woods-Saxon kare arasındaki fark, form faktörünün yaklaşık %90'a düştüğü değerlerde ve %10'a düştüğü değerlerdedir (Karakoç, 2005).



Şekil 5.7. Woods-Saxon ve Woods-Saxon kare potansiyelleri karşılaştırılması (Karakoç, 2005)

5.3.4 Hibrit potansiyel

Daha hassas hesaplamalar için potansiyele terim eklenerek önerilen diğer bir nükleer potansiyel tipidir (Buck, 1996).

$$V_N(r) = -V_0 \left\{ \frac{x}{1 - \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} + \frac{1-x}{\left[1 - \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^3} \right\} \quad (5.82)$$

V_0 potansiyelin derinliği, R yarıçap ve a difüzyon kalınlığı, x serbestlik parametresidir. Fenomonolojik nükleer potansiyellerden farklı olarak çeşitli fonksiyonlar kullanarak alfa bozunum sistematiğini açıklayabilir. Buck ve arkadaşları bu potansiyeli kullanılarak egzotik çekirdek bozunumlarını WKB yaklaşımı ile açıklar. V_0 kümelenmiş çekirdeğin potansiyel derinliğidir ve $V_0 = f A_c V_0^{(\alpha)} / 4$ ile elde edilir. $V_0^{(\alpha)} = 238 \text{ MeV}$, $f = 0.92$, $a = 0.73 \text{ fm}$ ve $x = 0.36$ 'dır. A_c ise kümelenmiş egzotik çekirdek kütle numarasıdır. Global kuantum sayısı egzotik çekirdek için $G_c = A_c G_\alpha / 4$ 'den hesaplanır (Çoban, 2013).

5.3.5 Ortalama alan (Mean-Field) kümeleme potansiyeli

$$V_N(r) = \lambda [N_c v_n(r) + Z_c v_p(r)] \quad (5.83)$$

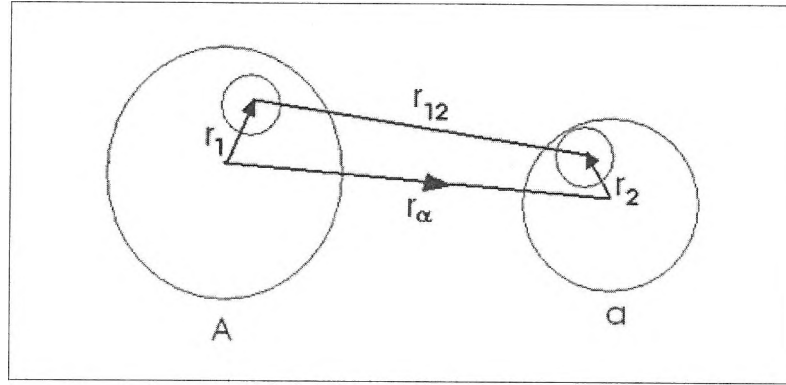
Burada Coulomb potansiyeli ise,

$$V_c(r) = Z_c v_c(r) \quad (5.84)$$

alınır. Tek parçacık nötron, proton ve Coulomb potansiyelleri Skyrme–Hartree–Fock (SHF) modelin SLy4 kuvveti ile bulunur. Tek proton Coulomb potansiyeli, kor içinde bulunan protonların yoğunluğundan elde edilir (Pei, 2007).

5.3.6 Çift katlı (Double Folding) potansiyel

Alfa ve kız çekirdek arası etkileşme potansiyelini tanımlar. Ağır iyon saçılmalarında optik potansiyeli çarpışan iki iyonun madde dağılımı üzerinden, nükleon-nükleon etkileşmesinin ortalaması alınarak elde edilir. Çift katlı (Double folding) potansiyel model hesaplamalarında kullanılan etkileşim G-matrisi ve Sussex matrisini temel alır.



Şekil 5.8. Folding potansiyelinde koordinatların gösterimi

Burada 1. nükleonları bir çekirdeğin, 2. nükleonları ise diğer çekirdeğin içindedir. Folding potansiyel şöyle yazılabilir:

$$U_F(R) = \int dr_1 \int dr_2 \rho_1(r) \rho_2(r) v(r_{12} = |\vec{R} + \vec{r}_2 + \vec{r}_1|) \quad (5.85)$$

Denklemde ρ_1 , 1. çekirdeğin temel seviyesinde nükleonların kütle merkezinin dağılımıdır. İntegrasyon iki yoğunluk üzerinden olduğu için çift katlı (double folding) olarak isimlendirilmiştir. Denklem, altı boyutlu integral içerir. Ancak Fourier dönüşümü kullanılarak momentum uzayında çalışılırsa bu integral üç tek boyutlu integralin çarpımına indirgenebilir. Yoğunluk dağılımları ve nükleon-nükleon etkileşme terimi M3Y (Michigan 3 Yukowa) şu şekilde verilir: Kız çekirdek yoğunluğu,

$$\rho_1(r_1) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r_1 - c}{a}\right)} \quad (5.86)$$

Alfa kümesi yoğunluğu,

$$\rho_2(r_2) = 0.4299 \exp(-0.7024r_2^2) \quad (5.87)$$

M3Y etkileşim fonksiyonu denklem 5.88 ile verilir (Cook, 1982).

$$g(E, |r_{12} = s|) = 7999 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 2134 \frac{\exp(-2,5s)}{2,5s} + J_{00} \delta(s) \quad (5.88)$$

5.3.7 Coulomb ve Yaklaşım Potansiyeli Modeli (Coulomb and Proximity Potantial Model, CPPM)

Coulomb ve yaklaşım potansiyeli modelinde (Coulomb and Proximity Potantial Model, CPPM) potansiyel enerji bariyeri değme konfigirasyonu ve ayrık parçalar için coulomb potansiyeli, Yaklaşım Potansiyeli ve merkezci potansiyelin toplamı olarak alınır. Pre-scission bölgesi için, Shi ve Swiatecki tarafından yapıldığı gibi, basit güç interpoasyonu kullanılır (Shi ve Swiatecki, 1985). Yaklaşım potansiyeli dahil edildiği zaman bu potansiyel bariyerin yüksekliğini azaltır. Ki bu şekilde deneysel sonuçlarla çok yakın, uyumlu sonuçlar elde edilir (Santhosh ve Joseph, 2004). Proximity Potansiyeli ampirik olarak ilk defa Shi ve Swiatecki tarafından kullanıldı (Shi ve Swiatecki, 1985) ve bu bir çok kez Gupta ve arkadaşları tarafından preformed cluster model (Önceden biçimlenmiş küme modeli-PCM)'de kullanılmıştır (Malik ve Gupta, 1989). Bu Blocki ve arkadaşlarının paket formülü temellidir (Blocki vd, 1977).

$$\Phi(\varepsilon) = -\left(\frac{1}{2}\right)(\varepsilon - 2.54)^2 - 0.0852(\varepsilon - 2.54)^3, \quad \varepsilon \leq 1.2511, \quad (5.89)$$

$$\Phi(\varepsilon) = -3.437 \exp\left(\frac{-\varepsilon}{0.75}\right), \quad \varepsilon \geq 1.2511 \quad (5.90)$$

Burada Φ Evrensel Yaklaşım Potansiyelidir. Buradaki modelde Yaklaşım Potansiyelin diğer formülasyonu, denklem (5.94) ve (5.95)'de verildiği gibi kullanılır (Blocki ve Swiatecki, 1981). Bu modelde küme formasyon (biçimlenme) olasılığı kütleleri ne olursa olsun tüm kümeler için tek olarak alınmıştır. Bu nedenle mevcut model PCM'den P_0 küme biçimlenme olasılığı kadar farklıdır. Buradaki modelde, saldırı frekansı v titreşim enerjisine sahip olan her bir çift parent-cluster kombinasyonu için hesaplanır. Shi ve Swiatecki bu v 'yü amprik olarak bulmuşlardır (Shi ve Swiatecki, 1987). Bu, çift A olan ana çekirdek için 10^{22} , tek A için ise 10^{20} dir.

Egzotik bozunma gerektiren bir ana çekirdek için etkileşme potansiyeli bariyeri:

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + V_p(z) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad z > 0 \quad (5.91)$$

Z_1 ve Z_2 sırasıyla kız ve kümenin atom sayısıdır. z parçaların yakın yüzeyleri arasındaki mesafedir. r ise parçaların merkezleri arasındaki mesafedir. l açısal momentumu temsil eder. μ indirgenmiş kütle, V_p Proximity Potansiyelidir (Blocki vd, 1977).

$$V_p(z) = 4\pi\gamma b \left[\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \right] \Phi\left(\frac{z}{b}\right) \quad (5.92)$$

nükleer yüzey gerilim katsayısı

$$\gamma = 0.9517 \left[1 - \frac{1.7826(N-Z)^2}{A^2} \right] \text{MeV}/fm^2 \quad (5.93)$$

N , Z ve A sırasıyla ana çekirdeğin nötron sayısı, proton sayısı ve kütle numarasıdır. Φ Evrensel Proximity Potansiyelini temsil eder (Blocki ve Swiatecki, 1981).

$$\Phi(\varepsilon) = -4.41e^{-\varepsilon/0.7176}, \quad \varepsilon \geq 1.9475 \quad (5.94)$$

$$\Phi(\varepsilon) = -1.7817 + 0.9270\varepsilon + 0.0169\varepsilon^2 - 0.05148\varepsilon^3, \quad 0 \leq \varepsilon \leq 1.9475 \quad (5.95)$$

$\varepsilon = z/b$, buradan nükleer yüzeyin genişliği difzyon parametresi $b \approx 1$ ve keskin yarıçap R_i ile ilgili parçaların Süssman Merkezi Yarıçapı C_i şöyle verilir:

$$C_i = R_i - \left(\frac{b^2}{R_i} \right) \quad (5.96)$$

R_i için A_i kütle numarası cinsinden yarı ampirik formül kullanılır (Blocki vd, 1977).

$$R_i = 1.28A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8A_i^{-1/3} \quad (5.97)$$

Bariyerin iç kısmı (üst üste gelme bölgesi) için potansiyel şöyle verilir:

$$V = a_0(L - L_0)^n, \quad z < 0 \quad (5.98)$$

Burada $L = z + 2C_1 + 2C_2$ ve $L_0 = 2C$, ana çekirdeğin çapıdır. Sabitler olan a_0 ve n dokunma noktasındaki iki potansiyelin düz bir şekilde eşleştirilme yoluyla tanımlanır. Bir boyutlu WKB yaklaşımı kullanılarak bariyerin delinebilirliği P şu şekilde verilir:

$$P = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_a^b \sqrt{2\mu(V - Q)} dz \right\} \quad (5.99)$$

Burada kütle parametresi $\mu = mA_1A_2/A$ ile yer değiştirir. Burada m nükleon kütlesi, A_1 ve A_2 sırasıyla kız çekirdek ve salınan kütlelerin kütle numarasıdır. Dönüm noktaları olan a ve b , $V(a)=V(b)=Q$ denkleminde tanımlanır. Yukarıdaki integral nümerik veya analitik olarak elde edilebilir ve yarı ömür zamanı şöyle verilir:

$$T_{1/2} = \left(\frac{\ln 2}{\lambda} \right) = \left(\frac{\ln 2}{vP} \right) \quad (5.100)$$

Burada $\nu = \left(\frac{\omega}{2\pi}\right) = \left(\frac{2E_\nu}{h}\right)$ saniye başına bariyere olan saldırı sayısıdır ve λ bozunma sabitidir. E_ν ampirik titreşim enerjisidir (Poenu vd,1985):

$$E_\nu = Q \left\{ 0.056 + 0.039 \exp \left[\frac{(4 - A_2)}{2.5} \right] \right\}, A_2 \geq 4 \quad (5.101)$$

Klasik metotta kümenin çekirdek içerisinde ileri ve geri hareket ettiği kabul edilir ve saldırı frekansının tanımının normal yolu $\nu = \text{hız}/(2R)$ ile olur. Burada R ana çekirdek yarıçapıdır. Ancak küme dalga özelliklerine sahiptir; bu yüzden bir kuantum mekaniksel hesaplama daha mantıklıdır. Kümenin E_ν titreşim enerjisine bağlı ω , frekanslı bir harmonik osilatör potansiyeli içerisinde titreştiği kabul edilerek ν denklem (5.100) ve (5.101)'de verildiği gibi bir saldırı frekansı olarak tanımlanabilir (Santhosh vd, 2012).

5.3.8 Diğer modeller

5.3.8.1 Küme bozunumu için evrensel formül (One single line of universal, UNIV)

Deneyssel verilerle fit edilerek elde edilen parametreler yoluyla, yarıömürler için birkaç basit etkin ilişkiler mevcuttur. Bunlar içerisinde, fisyon teorisini daha büyük kütle asimetrisine genelleştirerek türetilen evrensel eğriler (UNIV) özellikle dikkat çeker (Poenu ve Greiner, 1991; Poenu vd, 2006). Bu UNIV teoriler, bozunma sabiti olan λ 'nın kuantum mekaniksel tünelleme ilişkisi temellidir (Blendowske ve Walliser, 1988; Blendowske vd,1996) ve hem fisyon benzeri hem de α benzeri teorilerde geçerlidir.

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} = \nu S P_S \quad (5.102)$$

Burada T yarıömürdür. ν , S, P_S 'nin üçü de model bağımlı niceliklerdir. ν saniye başına bariyeri delme frekansı, S nükleer yüzeyde kümenin bozunma olasılığıdır ve fisyon teorilerinde bariyerin iç kısmının delinebilirliğine eşittir (Poenu ve Greiner, 1991a; Poenu ve Greiner, 1991b). P_S ise dış potansiyel bariyerinin delinebilirliğidir. Ünlü Viola-Seaborg formülü α bozunumu için çok sık kullanılır (Viola ve Seaborg, 1966). Ren ve arkadaşları küme radyoaktivitesine uygulamıştır (Ren vd, 2004).

Yeni bir evrensel bozunma kanunu (UDL) α bozunumu ve küme bozunumu modları için α benzerinden başlayarak (α bozunma teorisinin daha ağır kümelerle genelleştirilmesi) R-matrix teorisinde verildi (Qi vd, 2009a; Qi vd, 2009b). Ayrıca UDL ilginç bir yolla sunulur. Bu da aynı figür üzerinde yarıömrlerinin logaritmasının 2 parametreden birine (χ' , ρ') karşı bazı niceliklerin düz bir çizgiyle gösterilmesini mümkün kılar. Burada bu χ' ve ρ' kız ve salınan parçacıkların atom ve kütle numaralarına, Q değerine bağlıdır (Poenaru vd, 2011).

5.3.8.2 Yeni Evrensel Grafik (New Universal Plot)

Taban durumu (A,Z) olan bir ana çekirdekteki anlık yüklü parçacık bozunması sürecinde iki parçaya ayrılmasında



hadron sayıları korunur. $A=A_d+A_e$, $Z=Z_d+Z_e$ ağır parça Z_d kız çekirdek olarak adlandırılır. Ana çekirdeğin kısmi bozunma yarıömrü T denklem (5.102)'deki exponansiyel bozunma kanunundaki bozunma katsayısı λ ile ilişkilidir. Genellikle delinebilirlik P bir boyutlu WKB yaklaşımı ile hesaplanır.

$$P = \exp(-K); \quad K = \frac{2}{\hbar} \int_{R_a}^{R_b} \sqrt{2B(R)E(R)} dR, \quad (5.104)$$

Burada B nükleer eylemsizlik ve μ indirgenmiş kütle $\mu=mA_1A_2/A$, m nükleonun kütlesidir, E potansiyel enerjidir ve Q değeri bundan çıkarılmıştır. R_a ve R_b klasik dönüm noktalarıdır. K hareket integralidir. E_v sıfır noktası titreşim enerjisi $E_v = \hbar\nu/2$, $\hbar$ Planck sabitidir. Coulomb doğasının dış potansiyel bariyeri

$$E(R) = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{R} - Q, \quad (5.105)$$

burada elektron yükü $e^2=1.43998 \text{ MeV.fm}$, diğer nümerik sabitler ise

$$(1/2)h\ln 2 = 1.4333 \times 10^{-21} \text{ MeV.s} \quad (5.106)$$

$$\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} = 0.43921 \text{ MeV}^{-1/2} \cdot \text{fm}^{-1/2} \quad (5.107)$$

Onlu logaritma kullanılarak

$$\log_{10} T(s) = -\log_{10} P - \log_{10} S + (\log_{10} \ln 2) - \log_{10} \nu \quad (5.108)$$

evrensel bir formül türetmek için ν sabit alınır ve S salınan parçacık A_e 'nin kütle numarasına bağlı olduğu kabul edilir (Poenu ve Greiner, 1991b; Blendowske ve Walliser, 1988). Bulunma olasılığının mikroskopik hesabı, ^8Be 'den ^{46}Ar 'ye kadar bir çok küme için, kümenin büyüklüğüne bağlıdır (Iriondo vd, 1986). Karşılık gelen sayısal değerler, deneysel datayı α bozunumu için fit ederek elde edilmiştir: $S_\alpha = 0.0143153$, $\nu = 10^{22.01} \text{ s}^{-1}$ (Poenu ve Greiner, 1991b). İlave sabitin α - α çekirdek değeri

$$c_{ee} = (-\log_{10} \nu + \log_{10} \ln 2) = -22.16917 \quad (5.109)$$

olur. Preformasyon faktörünün onlu logaritması

$$\log_{10} S = -0.598(A_e - 1) \quad (5.110)$$

İyi bir fit için deneysel veri değiştiği zaman c_{ee} yerine $c_{ee} + h_{oe}$ ve $c_{oo} = c_{ee} + h_{oo}$, çift-çift, çift-tek, tek-çift ve tek-tek için burada h_{eo} , h_{oe} , h_{oo} bu gruptaki çekirdeklerdeki ortalama hindrance faktörü değeridir. Çift logaritmik ölçekte denklem 5.108 düz çizgi gösterir. Tüm yüklü parçacık bozunma modları için evrensel bir tek eğri grafiği elde etmek istenirse $y_1 = \log_{10} T = F(\log_{10} P_s)$ yerine $y = \log_{10} T + \log_{10} S = f(\log_{10} P_s)$ kullanılır.

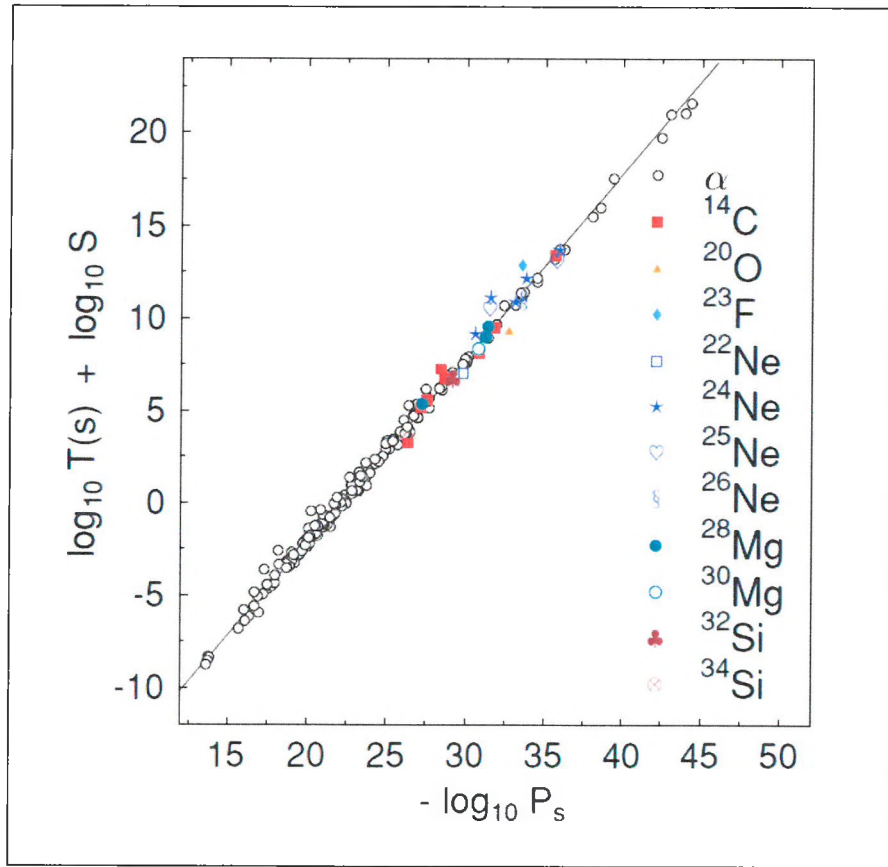
$$\log_{10} T(s) + \log_{10} S = -\log_{10} P + c_{ee} + h_{UNIV} \quad (5.111)$$

burada çift-çift, çift-tek, tek-çift ve tek-tek ana çekirdekler için $h_{UNIV} = h_{ee}$, $h_{UNIV} = h_{eo}$, $h_{UNIV} = h_{oe}$ ve $h_{UNIV} = h_{oo}$. Böyle bir grafik şekil 5.9'da gösterilir. Bu şekilde gösterildiği gibi çift-çift salınıcıların alfa bozunumu ve çift-çift, çift-tek, tek-çift çekirdek küme radyoaktiflikleri deneysel verileri önceki $\log_{10} T(s) = g - \log_{10} P(s)$ yerine $\log_{10} T(s) + \log_{10} S = f - \log_{10} P(s)$ 'yi grafiklendirerek bir evrensel eğri tanımlanabilir. Dış Coulomb

bariyeri delinebilirliği $R_a = R_t = R_d + R_e$ birbirine dokunma konfigürasyonunda ayırma mesafesi ilk dönüm noktasına sahiptir. İkincisi Coulomb bariyeri $e^2 Z_d Z_e / R_b = Q$ ile verilir. Ki bu analitik olarak elde edilebilir.

$$-\log_{10} P_s = 0.22873 (\mu_A Z_d Z_e R_b)^{1/2} \times [\arccos \sqrt{r} - \sqrt{r(1-r)}] \quad (5.112)$$

Burada $r = R_t/R_b$, $R_t = 1.2249(A_d^{1/3} + A_e^{1/3})$ ve $R_b = 1.43998 Z_d Z_e / Q$. Sıvı damlası modeli (Myers ve Swiatecki, 1966) ve serbest kalan Q enerjisini hesaplamak için yarıçap $r_0 = 1.2249$ fm ve kütle tabloları (Audi vd, 2003) kullanılmıştır.



Şekil 5.9. Alfa ve küme bozunumu için bir tek evrensel eğri

Şekil 5.9'da, α bozunumu ve küme bozunumları için bir tek evrensel eğri gösterilmektedir. Noktalar 163 çift-çift α salınmasıyla ve 27 küme radyoaktifliği deneysel dataları tanımlamalarına karşılık gelir. Bunlar 8 tane ^{14}C , 6 tane ^{24}Ne , 3 tane ^{28}Mg , 2 ^{25}Ne ve sadece bir tane ^{20}O , ^{23}F , ^{22}Ne , ^{26}Ne , ^{30}Mg , ^{32}Si ve ^{34}Si tüm standart sapmalarda $h_{\text{UNIV}} = 0.040$, $\sigma = 0.428$ 'dir (Poenaru vd, 2011).

BÖLÜM VI

EGZOTİK ÇEKİRDEK BOZUNUMU

Küme bozunumu, ağır parçacık radyoaktifliği veya ağır iyon radyoaktifliği olarak da isimlendirilir. Bozunmada atomik çekirdek nötron ve protonların küçük bir kümesini salar, bunlar bir α parçacığından daha büyüktür. Ancak tipik bir ikili fisyon parçasından daha küçük olduğu bir çeşit nükleer bozunmadır. Bu 3 parçaya bölünme olan üçlü fisyon aynı zamanda küme hacminde ürünler üretir. Ana çekirdekten protonların kaybı bunu farklı bir elementin çekirdeğine dönüştürür, kız çekirdek, kütle numarası $A_d=A-A_e$ ve atom sayısı $Z_d=Z-Z_e$ buradan $A_e=N_e+Z_e$ dir (Poenaru ve Greiner, 2011). Örneğin:



Bu türden nadir bozunma modu ağırlıklı olarak α salınımı yoluyla bozunan radyoizotoplarda gözlenir ve bu şekildeki tüm izotoplar için bozunmanın sadece küçük bir yüzdesinde meydana gelir (Poenaru ve Greiner, 1996). α bozunumuna göre dallanma oranı $B=T_\alpha/T_c$ oldukça küçüktür (Çizelge 6.1). T_α ve T_c sırasıyla α bozunma ve küme radyoaktifliğine göre ana çekirdeğin yarı ömürleridir.

Küme bozunumu, α bozunumu gibi bir kuantum tünelleme sürecidir; salınması için küme bir potansiyel bariyerini delmelidir. Küme bozunumu daha rastgele olan nükleer parçalanmadan farklı bir süreçtir. Bu nükleer parçalanma üçlü fisyonadaki hafif parça salınımından önce gelir. Bu bir nükleer reaksiyonun sonucunda olabilir. Aynı zamanda belirli çekirdeklerde anlık radyoaktif bir türü de olabilir. Bu fisyon için lazım olan giriş enerjisinin gerekmediğini gösterir. Yani bunlar temelde farklı süreçlerdir.

Teorik olarak $Z > 40$ olan herhangi bir çekirdek ve serbest kalma enerjisi (Q) bir pozitif nicelikse küme salıncı (cluster emitter) olabilir. Mevcut deneysel tekniklerle $T_c < 10^{32}$ s ve yeterince kısa yarı ömürleri ve kısa dallanma ömürlerinin $B > 10^{-17}$ gereksinim duyduğu için belli sınırlamalara maruz kalır. Yani deneysel çalışması zordur.

Parçanın deformasyonu ve uyarılması için herhangi bir enerji kaybının olmadığı, bir soğuk fisyon olayında ya da α bozunumunda olduğu gibi, toplam kinetik enerji Q değerine eşittir. Ve parçacıkların kütleleri ile ters orantılı olarak bölünür, lineer momentum korunum gereği $E_k = Q.A_d/A'$ 'dir. Burada A_d kız çekirdek kütle numarasıdır $A_d = A - A_e$. Anlık fisyonunda ağır bir çekirdek iki veya daha fazla büyük parçaya ve çok sayıda nötrona ayrılır. Küme bozunumu, α bozunumuyla anlık fisyon arasındaki bir ara durumda meydana gelir. Anlık fisyon kız çekirdek ürünlerinin bir olasılık dağılımıyla son bulur. Böylece küme bozunumundan ayrılır. Verilen bir radyoizotop için küme bozunmasında salınan parçacık hafif bir çekirdektir ve bozunma metodu daima bu aynı parçacığı salar. Daha ağır salınan kümeler için bunun tam tersine pratik olarak küme bozunumu ve anlık soğuk fisyon arasında nitel fark yoktur (http://en.wikipedia.org/wiki/Cluster_decay).

6.1 Tarihçe

Çekirdek hakkındaki ilk bilgi, 20. Yy başlarında, radyoaktivite çalışılarak elde edildi. Uzunca bir zaman sadece 3 türden nükleer bozunuma modu (α , β , γ) bilindi. Bu bozunumlar doğadaki 3 temel etkileşmeyi gösterir: güçlü, zayıf, elektromanyetik. 1939 yılında Otto Hahn, Lise Meitner ve Fritz Strassmann tarafından keşfedilen anlık fisyon, inceleme sırasında çok fazla miktarda enerjinin serbest kaldığı nötronlar ile indüklenmiş fisyonun hem askeri hem de barışçıl uygulamaları nedeniyle 1940 yılında K. Petrzhak and G. Flerov tarafından keşfinden hemen sonra popüler oldu.

Radyoaktivitenin birçok diğer türü vardır. Örneğin küme bozunumu, proton bozunumu, farklı β gecikmiş bozunma modları (p , $2p$, $3p$, n , $2n$, $3n$, $4n$, d , t , α , f), fisyon izomerleri, parçacık eşlik (üçlü) fisyon, vb. Potansiyel bariyerinin yüksekliği temelde Coulomb yapısı, yüklü parçacıkların salınımı için salınan parçacıkların gözlenen kinetik enerjisinden daha yüksektir. Anlık bozunma sadece kuantum tünelleme yoluyla açıklanabilir. Bu benzer yolla Gamow tarafından verilen kuantum tünelleme kuantum mekaniğinin α bozunumu için çekirdeğe ilk uygulamasıdır.

1980 yılında A. Sandulescu, D.N. Poenaru ve W. Greiner α bozunumu ve anlık fisyon arasındaki ara bölgede ağır çekirdeğin yeni bir bozunma tipinin mümkün olduğunu işaret

eden hesaplamalar tanımladılar. Ağır iyon radyoaktifliğinin ilk gözlemi 1984 yılında H.J. Rose and G.A. Jones tarafından ^{223}Ra 'dan 30 MeV'lik bir ^{14}C emisyonudur.

Genellikle teori deneysel olarak gözlenmiş bir olayı açıklar. Küme bozunumu deneysel keşfinden önce tahmin edilen olayın nadir örneklerindendir. Teorik tahminler deneysel keşiften (Sandulescu vd, 1980) dört yıl önce 1980 yılında yapıldı (Rose ve Jones, 1984).

Dört teorik yaklaşımı kullanılır: Fragmentler (parçalar) kütle dağılımları elde etmek için bir değişken olarak kütle asimetrisi ile Schrödinger denkleminin çözümü yoluyla parçalanma (fragmentasyon) teorisi; α bozunumunun genel teorisinde kullanılan hesaplamalara benzer şekilde delinebilirlik hesaplamaları ve Süper Asimetrik Fisyon Modelleri, nümerik (NuSAF) ve analitik (ASAF). Süper Asimetrik Fisyon Modelleri mikroskopik-makroskopik yaklaşım (Strutinski, 1967) temelinde asimetrik olarak 2 merkezli kabuk modelini (Maruhn ve Greiner,1972; Gherghescu,2003) kullanan modeldir. Burada seviye enerjileri kabuk ve çiftlenme düzeltmeleri için giriş verisi olarak alınır. Ya sıvı damlası modeli (Myers ve Swiatecki,1966) yada Yukawa-plus-exponential model(Krappe vd,1979) farklı yük/kütle oranlarına dönüştürülmüş (Poenaru vd, 1980) şekilde makroskopik deformasyon enerjisi hesaplamak için kullanılır. Bu delinebilirlik teorileri $^{222,224}\text{Ra}$, $^{230,232}\text{Th}$, $^{236,238}\text{U}$, $^{244,246}\text{Pu}$, $^{248,250}\text{Cm}$, $^{250,252}\text{Cf}$, $^{252,254}\text{Fm}$ ve $^{252,254}\text{No}$ bu ana çekirdeklerde ^{14}C , ^{24}Ne , ^{28}Mg , $^{32,34}\text{Si}$, ^{46}Ar ve $^{48,50}\text{Ca}$ 8 tane bozunma modu tahmin eder. İlk deneysel rapor, Oxford Üniversitesi fizikçiler her 1 milyar α parçacığında 1 tane ^{14}C çekirdeği salan ^{223}Ra 'u keşfettiği zaman, 1984 yılında yayınlandı (http://en.wikipedia.org/wiki/Cluster_decay).

6.2 Teorik Çalışmalar

Kuantum tünelleme, fisyon teorisinin, daha büyük bir kütle asimetrisine uygulanmasıyla yada α bozunma teorisinin daha ağır parçacıklar salınması yoluyla hesaplanabilir (Blendowske vd, 1996). Hem fisyon benzeri hem de α benzeri yaklaşımlar bozunma sabiti $\lambda = \ln 2 / T_c$ 'yı (λ =hız) 3 model bağımlı niceliğin çarpımları olarak ifade edilebilir.

$$\lambda = \nu S P_S \quad (6.2)$$

Burada v bariyer üzerine saldırıların frekansı, S nükleer yüzeydeki kümenin daha önceden bulunma olasılığı ve P_s dış bariyerin delinebilirliği. α benzeri teorilerde S , üç partnerin (parent, daughter ve emitted cluster) dalga fonksiyonunun üst üste gelme integralidir. Bir fisyon teorisinde preformasyon (önceden bulunabilme) olasılığı bir ilk dönüm noktasından (R_i) bir dokunma noktasına R_t iç kısmın delinebilirliğidir (Poenaru ve Greiner, 1991). Genellikle bu WKB yaklaşımı ile hesaplanır.

Çok büyük sayıda, 10^5 mertebesinde ana çekirdek-küme kombinasyonları yeni bozunma modları için sistematik bir araştırmayla göz önüne alınır. Çok sayıda hesaplama, Dorin N Poenaru, Walter Greiner ve arkadaşları tarafından geliştirilen ASAF modeli kullanılarak makul bir zamanda gerçekleştirilmiştir. Model küme bozunumunda ilk olarak ölçülebilir niceliklerin tahmini için kullanılmıştır. Bir diğer tür yarı ömür hesaplamaları rapor edilmeden önce 150 den fazla küme bozunma modu tahmin edilmiştir. Yarı ömürlerin dallanma oranlarının ve kinetik enerjilerinin geniş kapsamlı tabloları yayınlanmıştır (Poenaru vd,1984; Poenaru vd,1991). ASAF modeli içerisinde göz önüne alınanlara benzer potansiyel bariyer şekilleri mikroskobik-makroskobik metod kullanılarak hesaplanmıştır (Poenaru vd, 2006).

Önceden α bozunumunun bile soğuk fisyonun özel bir durumu olarak göz önüne alınabileceği gösterilmiştir (Poenaru vd,1979). ASAF modeli soğuk α bozunumu, küme bozunumu ve soğuk fisyonu bir birleştirme manasında tanımlamak için kullanılabilir (Poenaru ve Greiner,1996).

Herhangi birisi kütle numarası A olan ve α bozumu içeren herhangi bir tür küme bozunumu için bir evrensel eğriyle (UNIV) iyi bir yaklaşım uyumu elde edilebilir.

$$\log T = -\log P_s - 22.169 + 0.598(Ae - 1) \quad (6.3)$$

Logaritmik ölçekte $\log T = f(\log P_s)$ bir tek düz çizgi temsil eder ki bu yarı ömürleri tahmin etmede kullanılabilir. Bir tek evrensel eğri alfa bozunum ve küme bozunum modları için $\log T + \log S = f(\log P_s)$ ifadesiyle sonuçlanır (Poenaru vd, 2011). Çift-çift, çift-tek, tek-çift ana çekirdek üç grubundaki küme bozunumu deneysel verisi hem evrensel

eğri türleri (UNIV), fisyon benzeri ve hem de α benzeri R-matrix teorisi kullanılarak türetilen UDL (Qi vd, 2009) ile karşılaştırılabilir hassasiyetle yeniden üretilebilir.

Açığa çıkan (serbest) enerji $Q=(M-(M_d+M_e))c^2$ ile bulunabilir. Burada M , M_d , M_e sırasıyla ana, kız ve salınan çekirdeklerin ölçülen kütleleri, c ışık hızıdır. Artan kütle Einstein'ın $E=mc^2$ formülüne göre enerjiye dönüşür (http://en.wikipedia.org/wiki/Cluster_decay).

6.3 Deneyler Çalışmalar

Küme bozunum gözlemlerindeki esas deneysel zorluk arka plandaki çok sayıda alfa parçacıkları içerisinde birkaç tane nadir olayı belirlemenin gerekliliğinden gelir. Deneysel olarak tanımlanan nicelikler kısmi yarı ömür olan T_c ve salınan kümenin kinetik enerjisi olan E_k 'dir. Ayrıca yayılan parçacık belirlenmesi gerekir.

Radyasyonların dedekte edilmesi (algılanması) onların madde ile etkileşmesi temellidir. Bu da temelde izonizasyondur. ^{14}C iyonlarını belirlemek için bir yarıiletken teleskop ve konvansiyonel elektronik kullanılarak Rose ve Jones deneyi 11 faydalı olayı elde etmek için yaklaşık 6 ay sürdürülmüştür.

Modern manyetik spektrometrelerle (SOLENO and Enge- split pole ayırık kutup), Orsay ve Argonne National Laboratory (Poenaru ve Greiner,1996) çok güçlü bir kaynak kullanılmıştır. Sonuçlar birkaç saatlik deneysel işlemde elde edilmiştir. Katı durum nükleer iz dedektörleri (SSNTD) α parçacıklarına duyarsızdır. Manyetik spektrometreler içerisinde α parçacıkları güçlü bir manyetik alanla saptırılırlar. SSNTD'ler ucuz ve kullanışlıdır. Ancak bunlar kimyasal (etching) dağlamaya ve mikroskopla görüntülemeye ihtiyaç duyarlar. Berkeley, Orsay, Dubna, and Milano'daki gerçekleştirilen küme bozunum modları üzerine anahtar bir rolü P. Buford Price, Eid Hourany, Michel Hussonnois, Svetlana Tretyakova, A. A. Ogloblin, Roberto Bonetti ve arkadaşları oynamıştır.

2010 yılına kadar deneysel olarak gözlenen 20 salıncının ana bölgesi $Z=86$ 'nın üzerindedir: ^{221}Fr , $^{221-224,226}\text{Ra}$, $^{223,225}\text{Ac}$, $^{228,230}\text{Th}$, ^{231}Pa , $^{230,232-236}\text{U}$, $^{236,238}\text{Pu}$, and ^{242}Cm .

Sadece en üst limitler şu durumlardan dedekte edilebilmiştir: ^{114}Ba 'nın ^{12}C bozunması, ^{223}Ac 'nin ^{15}N bozunması, ^{226}Th 'nin ^{18}O bozunması, ^{232}Th ve ^{236}U 'nin $^{24,26}\text{Ne}$ bozunması, $^{232,233,235}\text{U}$ 'nin ^{28}Mg bozunması, ^{237}Np 'nin ^{30}Mg bozunması, ^{240}Pu ve ^{241}Am 'nin ^{34}Si bozunması.

Küme salımcıların bazıları 3 doğal radyoaktif ailenin üyesidir. Diğerleri nükleer reaksiyonlar yoluyla üretilmelidir. Şimdiye kadar hiçbir tek tek salımcı gözlenmemiştir. α bozunumuna göre yarı ömrü ve dallanma oranlarıyla bir çok bozunma modundan analitik süperasimetrik fisyon (ASAF) model, tahmin edilerek aşağıdaki 11 tanesi deneysel olarak ispatlanmıştır. ^{14}C , ^{20}O , ^{23}F , $^{22,24-26}\text{Ne}$, $^{28,30}\text{Mg}$ ve $^{32,34}\text{Si}$. Deneysel veriler tahmin edilen değerlerle iyi bir uyuma sahiptir. Güçlü bir kabuk etkisi görülebilir: Kural olarak yarı ömrün en kısa değeri kız çekirdek sihirli sayıda nötrona ($N_d = 126$) ve/veya protona ($Z_d = 82$) sahip olduğu zaman elde edilir. Bilinen küme salımları 2010 datasına göre aşağıdaki gibidir: (Baum vd, 2002; Bonetti ve Guglielmetti, 2007; Guglielmetti vd, 2008)(http://en.wikipedia.org/wiki/Cluster_decay)

6.4 İnce Yapı

^{223}Ra 'nın ^{14}C radyoaktifliğindeki ince yapısı ilk defa M. Greiner ve W. Scheid tarafından 1986'da tartışılmıştır. IPN Orsay'daki süper iletken spektrometre SOLENO 1984'den beri $^{222-224,226}\text{Ra}$ çekirdeğinden salınan ^{14}C kümelerini belirlemek için kullanılmıştır. Bununda ötesinde bu kız çekirdeğin uyarılmış durumlarına geçişleri gözlemleyen ince yapıyı keşfetmek için kullanılmıştır (Brillard vd, 1989; Hourany vd, 1995). Ref. (Greiner ve Scheid, 1986)'deki tahmin edilen ^{14}C 'un uyarılmış durumuyla bir geçiş henüz gözlenmemiştir.

Deneylerde, kız çekirdeğin uyarılmış durumuna bir geçişin taban duruma olan bir geçişten daha güçlü olduğunu görülmüştür. Eğer çiftlenmemiş nükleon hem ana hem kız çekirdekte aynı durumda kalırsa bu geçiş tercih edilen geçiştir. Aksi durumda nükleer yapıdaki fark büyük bir hidransa yol açar (http://en.wikipedia.org/wiki/Cluster_decay).

Çizelge 6.1. Dallanma oranları, yarıömürler ve Q enerjileri

Izotop	Küme	Dallanma Oranı	log T(s)	Q (MeV)
¹¹⁴ Ba	¹² C	$< 3.4 \times 10^{-5}$	> 4.10	18.985
²²¹ Fr	¹⁴ C	8.14×10^{-13}	14.52	31.290
²²¹ Ra	¹⁴ C	1.15×10^{-12}	13.39	32.394
²²² Ra	¹⁴ C	3.7×10^{-10}	11.01	33.049
²²³ Ra	¹⁴ C	8.9×10^{-10}	15.04	31.829
²²⁴ Ra	¹⁴ C	4.3×10^{-11}	15.86	30.535
²²³ Ac	¹⁴ C	3.2×10^{-11}	12.96	33.064
²²⁵ Ac	¹⁴ C	4.5×10^{-12}	17.28	30.476
²²⁶ Ra	¹⁴ C	3.2×10^{-11}	21.19	28.196
²²⁸ Th	²⁰ O	1.13×10^{-13}	20.72	44.723
²³⁰ Th	²⁴ Ne	5.6×10^{-13}	24.61	57.758
²³¹ Pa	²³ F	9.97×10^{-15}	26.02	51.844
	²⁴ Ne	1.34×10^{-11}	22.88	60.408
²³² U	²⁴ Ne	9.16×10^{-12}	20.40	62.309
	²⁸ Mg	$< 1.18 \times 10^{-13}$	> 22.26	74.318
²³³ U	²⁴ Ne	7.2×10^{-13}	24.84	60.484
	²⁵ Ne			60.776
	²⁸ Mg	$< 1.3 \times 10^{-15}$	> 27.59	74.224
²³⁴ U	²⁸ Mg	1.38×10^{-13}	25.14	74.108
	²⁴ Ne	9.9×10^{-14}	25.88	58.825
	²⁶ Ne			59.465
²³⁵ U	²⁴ Ne	8.06×10^{-12}	27.42	57.361
	²⁵ Ne			57.756
	²⁸ Mg	$< 1.8 \times 10^{-12}$	> 28.09	72.162
	²⁹ Mg			72.535
²³⁶ U	²⁴ Ne	$< 9.2 \times 10^{-12}$	> 25.90	55.944
	²⁶ Ne			56.753
	²⁸ Mg	2×10^{-13}	27.58	70.560
	³⁰ Mg			72.299
²³⁶ Pu	²⁸ Mg	2.7×10^{-14}	21.52	79.668
²³⁷ Np	³⁰ Mg	$< 1.8 \times 10^{-14}$	> 27.57	74.814
²³⁸ Pu	³² Si	1.38×10^{-16}	25.27	91.188
	²⁸ Mg	5.62×10^{-17}	25.70	75.910
	³⁰ Mg			76.822
²⁴⁰ Pu	³⁴ Si	$< 6 \times 10^{-15}$	> 25.52	91.026
²⁴¹ Am	³⁴ Si	$< 7.4 \times 10^{-16}$	> 25.26	93.923
²⁴² Cm	³⁴ Si	1×10^{-16}	23.15	96.508

BÖLÜM VII

ALFA ve EGZOTİK ÇEKİRDEK BOZUNUMU YARI ÖMÜR

SÜRELERİNE DEFORMASYONUN UYGULANMASI

7.1 Deforme Çekirdekler İçin Alfa Bozunum Modellenmesi

Kütle numarası $A > 150$ olan tüm çekirdekler termodinamik açıdan alfa yaymaya karşı kararsızdır ($Q > 0$). Alfa parçacığı yayılımı $A > 210$ olan çekirdeklerde çok sık görülür (Bozkurt, 2012c). $A > 150$ civarında olan çekirdekler küreselliklerini kaybeder. Çekirdeklerin bu deforme durumlarının dikkate alınması gerekir. Deforme durumdaki çekirdekler için WKB yaklaşımı ile Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı kullanılarak incelenir. Alfa ve kız çekirdek arasındaki efektif potansiyel,

$$V_{\text{eff}}(r, \theta) = V_N(r, \theta) + V_L(r) + V_C(r, \theta) \quad (7.1)$$

olmalıdır. Burada θ kız çekirdeğin oryantasyon açısıdır. V_N nükleer potansiyel, V_L merkezci potansiyel, V_C Coulomb potansiyelidir. Coulomb ve merkezci potansiyel bilinmektedir. Nükleer potansiyel için farklı modeller kullanılabilir. Nükleer yarıçap

$$R(\theta) = r_0 A_d^{1/3} (1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta)) \quad (7.2)$$

şeklinde olur. Burada A_d , β_2 , β_4 ve Y_{lm} sırasıyla kız çekirdeğin kütle numarası, kuadrapol ve hekzadepol deformasyon parametresi ve küresel harmoniklerdir. Alfa bozunum sistematüğini yarı klasik olarak açıklandığından merkezci potansiyelde Langer modifikasyonu kullanılır. L yörüngesel açısal momentumdur.

$$V_L(r) = \frac{\hbar^2 \left(L + \frac{1}{2}\right)^2}{2\mu r^2} \quad (7.3)$$

Hesaplamalar $L = 0$ favori geçişler içindir. Coulomb potansiyelinin açığa bağlı ifadesi

$$V_C(r, \theta) = \frac{Z_\alpha Z_d e^2}{2R_C(\theta)} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2(\theta)} \right), \quad r < R_C(\theta) \quad (7.4a)$$

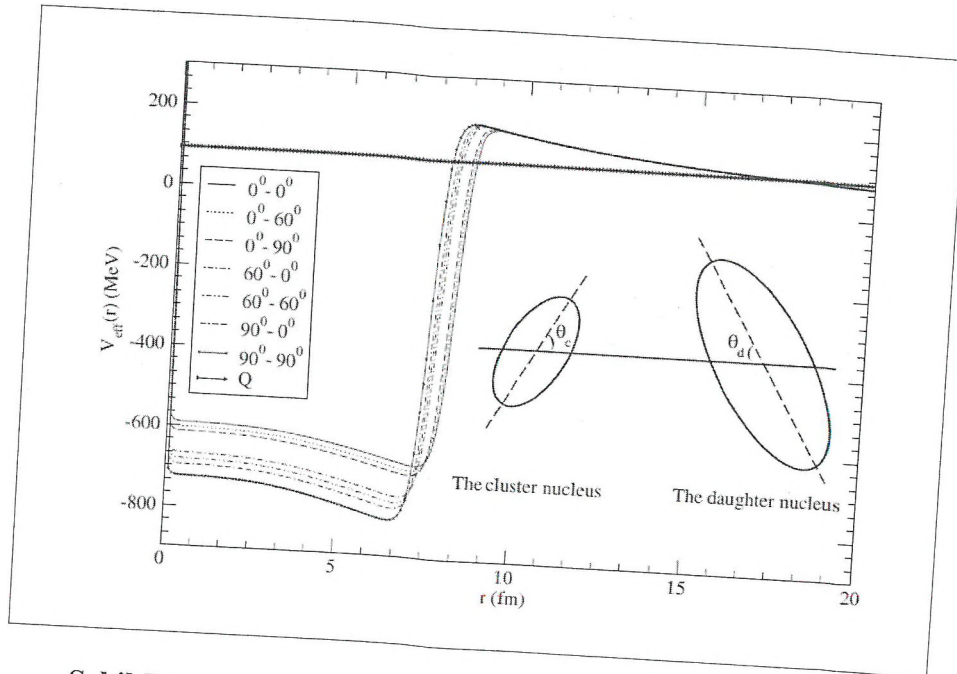
$$= \frac{Z_\alpha Z_d e^2}{r}, \quad r \geq R_C(\theta) \quad (7.4b)$$

$R_C(\theta) = R(\theta)$ deforme Coulomb yarıçapıdır. Z_α ve Z_d , alfa ve kız çekirdek yükleridir. Deforme Coulomb potansiyeli $r = R_C(\theta)$ de süreksiz olduğundan, kullanılan yaklaşım

$$\tilde{V}_C(r, \theta) = \frac{Z_\alpha Z_d e^2}{r} \left(1 - e^{-\varphi(\theta)r - \frac{1}{2}(\varphi(\theta)r)^2 - 0.35(\varphi(\theta)r)^3} \right) \quad (7.5)$$

$$\varphi(\theta)R(\theta) = \frac{3}{2}$$

Bu üç potansiyelin toplamını efektif potansiyeli verir. $V_{eff}(r, \theta) = Q_\alpha$ 'nın çözümü ile $r_1(\theta)$, $r_2(\theta)$ ve $r_3(\theta)$ dönüm noktaları bulunur. Oryantasyon açısına bağlıdır. Şekil 7.1 efektif potansiyelin $^{238}_{94}\text{Pu} \rightarrow ^{206}_{80}\text{Hg} + ^{32}_{14}\text{Si}$, $Q=91.47\text{MeV}$ sistemi için açığa bağlı değişimini göstermektedir. Küme ve kızı çekirdekleri arasındaki nükleer etkileşimi modellemek için kullanılan deforme Woods-Saxon potansiyeli ile merkezci ve Coulomb potansiyelinden oluşan etkileşim potansiyelinin yarıçap üzerinden oryantasyon açılarına bağlı deforme etkisini gösterir.



Şekil 7.1. Etkin potansiyelin açığa bağlı değişimi (Soylu vd, 2012)

Dönüm noktaları ve $\lambda(\theta)$ Bohr-Sommerfeld kuantumla şartı (Buck vd, 1996) ile her bir açı için elde edilir. Burada Q_α alfa bozunum enerjisi, n radyal kuantum sayısıdır.

$$\int_{r_1(\theta)}^{r_2(\theta)} dr \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [Q_\alpha - V_{eff}(r, \theta)]} = (2n + 1) \frac{\pi}{2} = (G - L + 1) \frac{\pi}{2} \quad (7.6)$$

G global kuantum sayısı, Wildermuth kuralı ile tanımlanabilir.

$$G = 2n + L = \sum_{i=1}^4 (2n_i + l_i) = \sum_{i=1}^4 g_i \quad (7.7)$$

g_i alfa kümelerindeki nükleonların osilasyon kuantum sayısıdır. Global kuantum sayısının değeri (Xu ve Pei, 2006).

$$\begin{aligned} G &= 22 & (N > 126), \\ G &= 20 & (82 < N \leq 126), \\ G &= 18 & (N \leq 82), \end{aligned} \quad (7.8)$$

Yarı klasik yaklaşımda alfa bozunum genişliği (Xu ve Pei, 2006) denklem 7.9'dur.

$$\Gamma = P_\alpha \bar{F} \frac{\hbar^2}{4\mu} \bar{S} \quad (7.9)$$

Burada P_α alfa oluşma faktörü, $\bar{F}$ ortalama normalizasyon faktörü ve $\bar{S}$ kümelenmiş çekirdeklerin ortalama geçiş olasılığıdır. Alfa oluşma faktörü, çift-çift çekirdekler için $P_\alpha = 1.0$, çift-tek çekirdekler için $P_\alpha = 0.6$ ve tek-tek çekirdekler için $P_\alpha = 0.35$ dir (Xu ve Ren, 2005). Her bir açı için ortalama normalizasyon faktörü

$$\bar{F} = \frac{1}{\theta_{\max} - \theta_{\min}} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta F(\theta) \quad (7.10)$$

ile hesaplanır. Burada $\theta_{\min}$ ve $\theta_{\max}$ minimum ve maksimum oryantasyon açı değerleridir. Her bir açı için $F(\theta)$, Normalizasyon faktörü denklem 7.11 ile bulunur.

$$F(\theta) \int_{r_1(\theta)}^{r_2(\theta)} dr \frac{1}{k(r, \theta)} \cos^2 \left(\int_{r_1(\theta)}^{r(\theta)} dr' k(r', \theta) - \frac{\pi}{4} \right) = 1 \quad (7.11)$$

Kosinüs kareli terimin değeri $\frac{1}{2}$ olarak alınırsa

$$F(\theta) \int_{r_1(\theta)}^{r_2(\theta)} dr \frac{1}{2k(r, \theta)} = 1 \quad (7.12)$$

Burada $k(r, \theta) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [Q_\alpha - V_{eff}(r, \theta)]}$ her bir açı için efektif potansiyelde $r_1(\theta)$ ve $r_2(\theta)$ arasındaki dalga sayısıdır. Ortalama geçiş olasılığı $\bar{S}$,

$$\bar{S} = \frac{1}{\theta_{\max} - \theta_{\min}} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta S(\theta) \quad (7.13)$$

ile verilir. Geçiş olasılığı ise her bir açı değeri için, denklem 7.14 ile elde edilir.

$$S(\theta) = \exp \left[-2 \int_{r_2(\theta)}^{r_3(\theta)} dr \kappa(r, \theta) \right] \quad (7.14)$$

$\kappa(r, \theta)$ her bir açı için efektif potansiyelde $r_2(\theta)$ ve $r_3(\theta)$ arasındaki dalga sayısıdır.

$$\kappa(r, \theta) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} |Q_\alpha - V_{eff}(r, \theta)|} \quad (7.15)$$

Alfa bozunum yarı ömrü için denklem (Xu ve Pei, 2006; Denisov ve Khudenko, 2009; Çoban, 2013)

$$T_{1/2} = \hbar \frac{\ln 2}{\Gamma} \quad (7.16)$$

7.2 Deforme Çekirdeklerin Egzotik Çekirdek Modellenmesi

Eğer yüklerin kararsızlığı dolayısıyla indüklenen deformasyonlara sahip olan hem kız hem de küme çekirdeklerde, kuadropol ve hekzadepol deformasyonlar dikkate alınırsa, kız çekirdek ve küme arasındaki etkileşme potansiyel şu şekilde verilir

$$V_{eff}(r, \theta_c, \theta_d) = V_N(r, \theta_c, \theta_d) + V_l(r) + V_c(r, \theta_c, \theta_d) \quad (7.17)$$

Burada $V_N(r, \theta_c, \theta_d)$ nükleer potansiyel, $V_c(r, \theta_c, \theta_d)$ Coulomb potansiyeli ve $V_l(r)$ merkezci potansiyeldir. θ_c ve θ_d , küme ve kız çekirdeklerin oryantasyon açıları temsil eder. Her iki küme ve kız çekirdeklerin kuadropol ve hexadecapole deformasyonları dikkate alındığında, deforme nükleer yarıçap şu şekilde deforme edilir.

$$R(\theta_c, \theta_d) = r_0 A_c^{\frac{1}{3}} \left(1 + \beta_2^c Y_{20}(\theta_c) + \beta_4^c Y_{40}(\theta_c) \right) + r_0 A_d^{\frac{1}{3}} \left(1 + \beta_2^d Y_{20}(\theta_d) + \beta_4^d Y_{40}(\theta_d) \right) \quad (7.18)$$

Burada A_c küme çekirdeğin atom kütlesi, β_2^c kuadropol deformasyon parametresi, β_4^c hexadecapole deformasyon parametresi ve $Y_{lm}(\theta_c)$ küresel harmoniklerdir. Kız çekirdek için A_d kütle numarası, β_2^d kuadropol deformasyon parametresi, β_4^d hexadecapole deformasyon parametresi ve $Y_{lm}(\theta_d)$ küresel harmoniklerdir. Denklem 7.17 içindeki itici Coulomb potansiyeli;

$$V_c(r, \theta_c, \theta_d) = \frac{Z_c Z_d e^2}{r}, \quad r \geq R_c(\theta_c, \theta_d) \quad (7.19)$$

$$= \frac{Z_c Z_d e^2}{2R_c(\theta_c, \theta_d)} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2(\theta_c, \theta_d)} \right), \quad r < R_c(\theta_c, \theta_d) \quad (7.20)$$

Burada R_c deforme edilmiş Coulomb yarıçapı ve Z_c ve Z_d sırasıyla, küme ve kız çekirdeklerin yüklerini gösterir. $r = R_c(\theta_c, \theta_d)$ 'de deforme edilmiş Coulomb potansiyelindeki süreksizliği ortadan kaldırmak için aşağıdaki potansiyelin yaklaşık formu kullanılır (Brink ve Takigawa, 1977).

$$\tilde{V}_C(r, \theta_c, \theta_d) = \frac{Z_d Z_\alpha e^2}{r} \left(1 - e^{-\varphi(\theta_c, \theta_d)r - \frac{1}{2}(\varphi(\theta_c, \theta_d)r)^2 - 0.35(\varphi(\theta_c, \theta_d)r)^3} \right) \quad (7.21)$$

$$\varphi(\theta_c, \theta_d) R(\theta_c, \theta_d) = \frac{3}{2}$$

Denklem 7.17’de, son terim olan Langer modifiye edilmiş merkezci bariyer potansiyeli (Langer, 1937) denklem 7.3’ de verilmiştir.

Bunun WKB bir-boyutlu problemlerinde geçerli olması için kullanılan formüllerin değeri orjin yakınındaki WKB dalga fonksiyonunun doğru davranışını sağlamak için $L(L+1) \rightarrow (L+1/2)^2$ kullanılır. Burada sadece $L=0$ olan küme geçişleri göz önüne alınmıştır. Etkileşim potansiyeli için üç tane klasik dönüm noktası vardır; $r_1(\theta_c, \theta_d)$, $r_2(\theta_c, \theta_d)$ ve $r_3(\theta_c, \theta_d)$. Bu klasik dönüm noktalarının değerleri $V_{eff}(r, \theta_c, \theta_d) = Q$ denkleminin nümerik çözümü ile elde edilebilir.

$\lambda(Q_c, \theta_d)$ form faktörü Bohr-Sommerfeld şartıyla tanımlanabilir. Potansiyel içerisindeki kümenin hareketinin radyal dalga fonksiyonu için için tam sayılı bir düğüm sayısı (node) sınırlar. Nükleer potansiyelin derinliğindeki belirsizliğini ortadan kaldırmak için, Bohr-Sommerfeld kuantumlama koşulu dikkate alınır

$$\int_{r_1(\theta_c, \theta_d)}^{r_2(\theta_c, \theta_d)} dr \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [Q - V_{eff}(r, \theta_c, \theta_d)]} = (2n + 1) \frac{\pi}{2} = (G_c + 1) \frac{\pi}{2} \quad (7.22)$$

Burada Q kümenin bozunma enerjisi, μ küme ve kor sisteminin indirgenmiş kütlesi ve n nod sayısıdır. Küme bozunumları için referans (Buck vd, 1999)’de verilenlerle uygun olması için $G_c = A_c G_\alpha / 4$ seçildi. Kor etrafında dönen kümenin yarı bağlı durumu daha genel bir kuantum sayısı olan G_α ile karakterize edilir. G evrensel kuantum sayısı değeri Wildermuth kuralı cinsinden denklem 7.8’de tanımlanmıştır.

Burada denklem 7.22 herhangi bir açı için nükleer potansiyel derinliği seçiminden bağımsızdır. Küme bozunma genişliği,

$$\Gamma = PF \frac{\hbar^2}{4\mu} S, \quad (7.23)$$

P preformasyon faktör olasılığı, F normalizasyon faktörü, S küme çekirdeklerin geçiş olasılığıdır. Buradaki hesaplamalarda, preformation faktörü çift-çift çekirdekleri için $P=1.0$, çift-tek kütle numaralı çekirdekler için $P=0.6$ ve tek-tek çekirdek için $P=0.35$ olarak kullanılır. Normalizasyon faktörü F ;

$$F(\theta_c, \theta_d) \int_{r_1(\theta_c, \theta_d)}^{r_2(\theta_c, \theta_d)} dr \frac{1}{k(r, \theta_c, \theta_d)} \cos^2 \left(\int_{r_1(\theta_c, \theta_d)}^{r(\theta_c, \theta_d)} dr' k(r', \theta_c, \theta_d) - \frac{\pi}{4} \right) = 1 \quad (7.24)$$

burada kosinüs kare terimi yerine 1/2 yazılabilir, böylece

$$F(\theta_c, \theta_d) \int_{r_1(\theta_c, \theta_d)}^{r_2(\theta_c, \theta_d)} dr \frac{1}{2k(r, \theta_c, \theta_d)} = 1 \quad (7.25)$$

Burada $k(r, \theta_c, \theta_d)$ dalga sayısıdır

$$k(r, \theta_c, \theta_d) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} [Q - V_{eff}(r, \theta_c, \theta_d)]} \quad (7.26)$$

Geçiş olasılıkları aşağıdaki gibidir

$$S(\theta_c, \theta_d) = \exp \left[-2 \int_{r_2(\theta_c, \theta_d)}^{r_3(\theta_c, \theta_d)} dr \kappa(r, \theta_c, \theta_d) \right] \quad (7.27)$$

$\kappa(r, \theta_c, \theta_d)$, etkin potansiyelin $r_2(\theta_c, \theta_d)$ ve $r_3(\theta_c, \theta_d)$ arasındaki bölgede her bir açı için dalga sayısıdır

$$\kappa(r, \theta_c, \theta_d) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} |Q - V_{eff}(r, \theta_c, \theta_d)|} \quad (7.28)$$

Diğer taraftan, normalizasyon faktörünün tüm açılar üzerinden ortalama değeri

$$\bar{F} = \frac{1}{(\theta_{max}^c - \theta_{min}^c)} \frac{1}{(\theta_{max}^d - \theta_{min}^d)} \int_{\theta_{min}^c}^{\theta_{max}^c} \int_{\theta_{min}^d}^{\theta_{max}^d} d\theta_c d\theta_d F(\theta_c, \theta_d), \quad (7.29)$$

Burada, $\theta_{max}^c, \theta_{min}^c$ ve $\theta_{max}^d, \theta_{min}^d$ sırasıyla küme ve kızı çekirdeklerin oryantasyon açılarının minimum ve maksimum değerleridir. $\bar{S}$ Geçiş faktörünün ortalama değeri

$$\bar{S} = \frac{1}{(\theta_{max}^c - \theta_{min}^c)} \frac{1}{(\theta_{max}^d - \theta_{min}^d)} \int_{\theta_{min}^c}^{\theta_{max}^c} \int_{\theta_{min}^d}^{\theta_{max}^d} d\theta_c d\theta_d S(\theta_c, \theta_d), \quad (7.30)$$

Tüm oryantasyon açıları üzerinde küme bozunma genişliği (Buck vd, 1994) denklem 7.9 ile küme bozunumu yarı ömrü denklem 7.16 ile bulunabilir.

BÖLÜM VIII

SONUÇLAR

Etkin potansiyelde (7.17), Coulomb ve merkezci potansiyel formları tam olarak bilinir, bilinmeyen tek terim nükleer etkileşim potansiyelidir. Nükleer kuvvetler yeterince anlaşılmadığı için küme ve kızı çekirdekler arasındaki nükleer etkileşim potansiyeli için analitik bir ifade yazılamaz. Bunun yerine, daha önceki bölümlerde ifade edildiği gibi, nükleer etkileşimi tanımlamak için fenomenolojik veya mikroskobik potansiyel modelleri kullanılır. Deformasyonların sisteme etkisini ortaya koyabilmek için, bu çalışmada, etkin potansiyel içindeki nükleer potansiyel terimi için iki farklı form kullanıldı. Bunlar Cosh ve Woods-Saxon kare potansiyelleridir. Bu potansiyellerden Deforme edilmiş Woods-Saxon kare potansiyeli

$$V_N(r, \theta_c, \theta_d) = -\lambda(\theta_c, \theta_d) \frac{V_0}{\left[1 + e^{\frac{r-R(\theta_c, \theta_d)}{a}}\right]^2} \quad (8.1)$$

şeklinde ifade edilir. Buck ve Pilt tarafından önerilen, Cosh potansiyeli, Woods-Saxon potansiyelinin simetrize edilmiş formudur (Buck ve Pilt, 1977).

$$V_{N_{\cosh}}(r, \theta_c, \theta_d) = -\lambda(\theta_c, \theta_d) \frac{V_0 \left(1 + \cosh\left(\frac{R(\theta_c, \theta_d)}{a}\right)\right)}{\left(\cosh(r/a) + \cosh\left(\frac{R(\theta_c, \theta_d)}{a}\right)\right)} \quad (8.2)$$

$\lambda(\theta_c, \theta_d)$ normallizasyon parametresidir ve Bohr-Sommerfeld kuantumlama şartı ile tanımlanır. V_0 nükleer potansiyelin derinliği, $R(\theta_c, \theta_d)$ nükleer yarıçap ve a difüzyon parametresidir.

Bu potansiyellerin küresel formlarını kullanarak, ağır çekirdeklerin hem alfa bozunumu hem de egzotik bozunum yarı-ömürleri elde etme çalışmaları da yapılmıştır. Bu çalışmadaki hesaplamalarda, Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyellerinin her ikisi için $r_0=0,85$ fm ve $V_0=160$ MeV kullanıldı. Her bir potansiyel için $a=0.65$ fm en uygun deformasyon parametresi olarak bulundu. Sonuçları karşılaştırmak için Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyelleri için aynı parametreler kullanıldı.

Ra izotoplarının alfa ve ağır küme bozunumu yarıömürleri üzerine deformasyon etkisi olup olmadığını araştırmak için WKB metodu çatısı altında, deforme edilmiş Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyel formlarını kullanarak $^{210-226}\text{Ra}$ 'dan ^4He , $^8,^{10}\text{Be}$, $^{12,^{14},^{16}\text{C}}$, $^{16,^{18},^{20},^{22}\text{O}}$ 'ya kadar küme bozunumlarının yarı ömürlerini hesapladık. Elde edilen sonuçlar Çizelge 8.1, 8.2, 8.3, 8.4'de verilmiştir.

Tüm çizelgelerde ilk kolon ana çekirdeği, ikinci kolon küme çekirdeği gösterir. Coulomb ve Yaklaşım Potansiyel Model (Coulomb and Proximity Potantial Model, CPPM) ve Küme bozunumu için evrensel formül (One single line of universal, UNIV) modelleri kullanılan diğer modellerdir. Exp kolonu, ilgili bozunmalar için deneysel logaritmik değerleri gösterir ve Referans (Santhosh vd, 2012)'den alınmıştır.

Çizelge 8.1 ve 8.2'de üçüncü kolon Q (MeV) değerini gösterir. Bu değerler (Santhosh vd, 2012)'den alınmıştır. Bu çizelgede β_2^d ve β_4^d kız çekirdeğin deformasyon parametreleridir. β_2^c ise küme çekirdeğin deformasyon parametresidir. Bu değerler (Denisov ve Khudenko, 2009; Belgia vd, 2006)'den alınmıştır. Çizelgenin $\log_{10}T_{1/2}$ bölümünde; sph küresel durumu temsil eder. (a) sadece küme çekirdek deformasyon durumu, (b) sadece kız çekirdek deformasyon durumu, (c) hem kız çekirdek hem de küme deformasyonunda 0^0 - 0^0 açıları için olan duruma karşılık gelir. Tüm bunlar hem deforme edilmiş Woods-Saxon kare hem de Cosh potansiyelleri için çizelge 8.1 ve çizelge 8.2 de ayrı ayrı verilmiştir.

Sph kolonu $\beta_2^d = \beta_4^d = \beta_2^c = 0$ olan deformasyon olmayan sonuçları gösterir. Çizelge 8.1 ve 8.2'de görüldüğü gibi hem küme hem de kız çekirdek deformasyonları birlikte ve ayrı ayrı göz önüne alındığında Ra izotoplarından farklı küme bozunumlarında, $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri açıkça değişmiştir.

Çizelge 8.1. Bozunum yarıömürlerine deformasyon etkisi için Woods-Saxon kare potansiyeli sonuçları

Ana Ç	Küme	Q	β_2^c	β_2^d	β_4^d	Log ₁₀ T _{1/2}						
						SPH	a	b	c	CPPM	UNIV	EXP
²¹⁰ Ra ₈₈	⁴ He ₂	7.152	0.000	0.009	-0.015	2.8347	2.83474	2.89752	2.89752	1.02	0.21	0.55
²¹⁰ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	13.443	0.000	0.000	-0.008	27.166	27.1661	27.2854	27.2854	25.75	22.78	
²¹⁰ Ra ₈₈	¹² C ₆	26.511	0.582	-0.130	-0.04	27.6545	24.2314	30.5393	26.9672	26.58	22.47	
²¹⁰ Ra ₈₈	¹⁶ O ₈	37.391	0.364	0.149	-0.022	34.8004	31.7809	32.5128	29.5778	35.43	28.83	
²¹² Ra ₈₈	⁴ He ₂	7.032	0.000	-0.086	-0.015	3.25756	3.25756	3.86519	3.86519	1.46	0.61	1.04
²¹² Ra ₈₈	⁸ Be ₄	13.201	0.000	-0.025	-0.008	28.0808	28.0808	28.4807	28.4807	26.72	23.64	
²¹² Ra ₈₈	¹² C ₆	26.052	0.582	0.116	-0.032	28.7297	25.2981	27.6096	24.2349	27.72	23.46	
²¹² Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	22.839	0.360	-0.130	-0.040	41.3725	38.9173	44.5132	41.958	39.94	36.22	
²¹² Ra ₈₈	¹⁶ O ₈	36.373	0.364	0.1155	0.000	36.9595	33.9244	34.7284	31.7745	37.79	30.82	
²¹⁴ Ra ₈₈	⁴ He ₂	7.274	0.000	-0.077	-0.008	2.33735	2.33735	2.83775	2.83775	0.48	-0.29	0.39
²¹⁴ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	13.341	0.000	-0.022	-0.008	27.4727	27.4727	27.8392	27.8392	26.02	23.03	
²¹⁴ Ra ₈₈	¹² C ₆	26.035	0.582	0.106	-0.032	28.7066	25.2776	27.7362	24.3566	27.65	23.41	
²¹⁴ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	23.324	0.360	0.116	-0.032	39.7146	37.2697	40.9657	36.0943	38.10	34.59	
²¹⁶ Ra ₈₈	⁴ He ₂	9.526	0.000	-0.018	-0.008	-4.2317	-4.2317	-4.0750	-4.0750	-6.58	-6.64	-6.74
²¹⁶ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	15.819	0.000	0.041	-0.008	18.821	18.821	18.4912	18.4912	16.79	14.64	
²¹⁶ Ra ₈₈	¹² C ₆	28.401	0.582	0.0412	0.000	23.0702	19.705	22.4439	19.1119	21.35	18.05	
²¹⁶ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	26.205	0.360	0.106	-0.032	31.1763	28.7841	30.146	27.7882	28.68	26.42	
²¹⁸ Ra ₈₈	⁴ He ₂	8.546	0.000	0.014	0.008	-1.8925	-1.8925	-2.0285	-2.0285	-3.90	-4.27	-4.59
²¹⁸ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	17.662	0.000	0.032	-0.008	13.6397	13.6397	13.4114	13.4114	11.16	9.66	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹² C ₆	30.436	0.582	0.0322	0.000	18.7808	15.472	18.297	15.0149	16.47	14.01	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	28.741	0.360	0.0412	0.000	24.7996	22.4552	24.1358	21.8146	21.49	20.37	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹⁸ O ₆	36.937	0.355	0.0982	0.000	37.8634	34.6621	35.8731	32.7455	37.16	32.29	
²²⁰ Ra ₈₈	⁴ He ₂	7.592	0.000	0.000	0.008	1.00403	1.00403	0.94372	0.97372	-0.80	-1.48	-1.74
²²⁰ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	15.701	0.000	0.055	0.000	18.8157	18.8157	18.2182	18.2182	17.04	14.86	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁰ Be ₄	13.619	1.140	0.032	-0.008	30.8745	26.0071	30.6136	25.7675	27.78	26.87	
²²⁰ Ra ₈₈	¹² C ₆	32.022	0.582	0.055	0.000	15.7307	12.4675	14.9149	11.6979	12.93	11.15	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	31.039	0.360	0.0322	0.000	19.7484	17.4486	19.237	16.9558	15.67	15.63	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	38.400	0.355	0.0826	0.000	34.503	31.3331	32.8364	29.7297	33.26	29.12	
²²² Ra ₈₈	⁴ He ₂	6.679	0.000	-0.008	0.008	4.36977	4.36977	4.35412	4.35412	2.76	1.78	1.58
²²² Ra ₈₈	⁸ Be ₄	13.849	0.000	0.022	0.008	25.0489	25.0489	24.6853	24.6853	23.71	20.86	
²²² Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	33.050	0.360	0.055	0.000	15.7926	13.533	14.9337	12.7067	11.02	11.95	11.01
²²² Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	39.793	0.355	0.0686	0.000	31.4836	28.3441	30.1056	27.0194	29.72	26.28	
²²² Ra ₈₈	²⁰ O ₈	37.869	0.261	0.0826	0.000	37.6676	35.1381	35.9293	33.4497	35.29	32.83	
²²⁴ Ra ₈₈	⁴ He ₂	5.789	0.000	0.02	0.018	8.42408	8.42408	8.16782	8.16782	7.01	5.74	5.49
²²⁴ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	12.102	0.000	0.00	0.008	32.2624	32.2624	32.1407	32.1407	31.28	27.87	
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	30.536	0.360	-0.008	0.000	20.2656	17.9757	20.3935	18.0991	16.67	16.41	15.68
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁶ C ₆	26.882	0.000	0.055	0.000	31.6611	31.6611	30.7118	30.7118	27.39	27.51	
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	40.555	0.355	0.000	0.000	29.8654	26.7439	29.8654	26.7439	27.79	24.75	
²²⁴ Ra ₈₈	²⁰ O ₈	39.720	0.261	0.0686	0.000	33.4453	30.9474	32.0123	29.5567	30.34	28.86	
²²⁶ Ra ₈₈	⁴ He ₂	4.871	0.000	0.039	0.028	13.7643	13.7643	13.3134	13.3134	12.56	10.99	10.70
²²⁶ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	28.197	0.360	-0.008	0.000	25.4133	23.082	25.5439	23.2081	22.53	21.20	21.19
²²⁶ Ra ₈₈	¹⁶ C ₆	24.703	0.000	-0.008	0.000	37.5391	37.5391	37.6799	37.6799	34.38	33.45	
²²⁶ Ra ₈₈	²⁰ O ₈	40.818	0.261	0.000	0.000	31.0538	28.5757	31.0538	28.5757	27.48	26.62	
²²⁶ Ra ₈₈	²² O ₈	39.079	0.208	0.0686	0.000	36.5463	34.405	35.0571	32.9515	32.32	32.53	

Çizelge 8.2. Bozunum yarıömürlerine deformasyon etkisi için Cosh potansiyeli sonuçları

Ana Ç	Küme	Q	β_2^c	β_2^d	β_4^d	Log ₁₀ T _{1/2}						
						SPH	a	b	c	CPPM	UNIV	EXP
²¹⁰ Ra ₈₈	⁴ He ₂	7.152	0.000	0.009	-0.015	1.00761	1.00761	1.06382	1.06382	1.02	0.21	0.55
²¹⁰ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	13.443	0.000	0.000	-0.008	23.6008	23.6008	23.7081	23.7081	25.75	22.78	
²¹⁰ Ra ₈₈	¹² C ₆	26.511	0.582	-0.130	-0.04	22.5971	19.5182	25.1682	21.9812	26.58	22.47	
²¹⁰ Ra ₈₈	¹⁶ O ₈	37.391	0.364	0.149	-0.022	28.3081	25.6004	26.2583	32.6147	35.43	28.83	
²¹² Ra ₈₈	⁴ He ₂	7.032	0.000	-0.086	-0.015	1.43101	1.43101	1.97393	1.97393	1.46	0.61	1.04
²¹² Ra ₈₈	⁸ Be ₄	13.201	0.000	-0.025	-0.008	24.5164	24.5164	24.876	24.876	26.72	23.64	
²¹² Ra ₈₈	¹² C ₆	26.052	0.582	0.116	-0.032	23.6707	20.5817	22.6656	19.6191	27.72	23.46	
²¹² Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	22.839	0.360	-0.130	-0.040	35.7727	33.5624	38.5786	36.2977	39.94	36.22	
²¹² Ra ₈₈	¹⁶ O ₈	36.373	0.364	0.1155	0.000	30.4557	27.7306	28.4541	25.7905	37.79	30.82	
²¹⁴ Ra ₈₈	⁴ He ₂	7.274	0.000	-0.077	-0.008	0.51830	0.51830	0.96546	0.96546	0.48	-0.29	0.39
²¹⁴ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	13.341	0.000	-0.022	-0.008	23.9161	23.9161	24.2458	24.2458	26.02	23.03	
²¹⁴ Ra ₈₈	¹² C ₆	26.035	0.582	0.106	-0.032	23.6547	20.5673	22.7839	19.7334	27.65	23.41	
²¹⁴ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	23.324	0.360	0.116	-0.032	34.1331	31.9329	33.0424	30.8703	38.10	34.59	
²¹⁶ Ra ₈₈	⁴ He ₂	9.526	0.000	-0.018	-0.008	-6.0030	-6.0030	-5.8638	-5.8638	-6.58	-6.64	-6.74
²¹⁶ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	15.819	0.000	0.041	-0.008	15.3164	15.310	15.0203	15.0203	16.79	14.64	
²¹⁶ Ra ₈₈	¹² C ₆	28.401	0.582	0.0412	0.000	18.0732	15.0516	17.5129	14.516	21.35	18.05	
²¹⁶ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	26.205	0.360	0.106	-0.032	25.6659	23.52	24.7434	22.6229	28.68	26.42	
²¹⁸ Ra ₈₈	⁴ He ₂	8.546	0.000	0.014	0.008	-3.7290	-3.7290	-3.8501	-3.8501	-3.90	-4.27	-4.59
²¹⁸ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	17.662	0.000	0.032	-0.008	10.1762	10.1762	9.97183	9.97183	11.16	9.66	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹² C ₆	30.436	0.582	0.0322	0.000	13.833	10.8697	13.4013	10.4582	16.47	14.01	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	28.741	0.360	0.0412	0.000	19.3545	17.2579	18.7622	16.683	21.49	20.37	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹⁸ O ₆	36.937	0.355	0.0982	0.000	30.9525	28.0829	29.170	26.3568	37.16	32.29	
²²⁰ Ra ₈₈	⁴ He ₂	7.592	0.000	0.000	0.008	-0.8493	-0.8493	-0.9031	-0.9031	-0.80	-1.48	-1.74
²²⁰ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	15.701	0.000	0.055	0.000	15.2198	15.2198	14.6846	14.6848	17.04	14.86	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁰ Be ₄	13.619	1.140	0.032	-0.008	26.8384	22.4281	26.604	22.2092	27.78	26.87	
²²⁰ Ra ₈₈	¹² C ₆	32.022	0.582	0.055	0.000	10.8234	7.90707	10.096	7.21582	12.93	11.15	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	31.039	0.360	0.0322	0.000	14.3644	12.3141	13.9095	11.8733	15.67	15.63	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	38.400	0.355	0.0826	0.000	27.6349	24.7973	26.145	23.3556	33.26	29.12	
²²² Ra ₈₈	⁴ He ₂	6.679	0.000	-0.008	0.008	2.50076	2.50076	2.48675	2.48675	2.76	1.78	1.58
²²² Ra ₈₈	⁸ Be ₄	13.849	0.000	0.022	0.008	21.4215	21.4215	21.0949	21.0949	23.71	20.86	
²²² Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	33.050	0.360	0.055	0.000	10.4644	8.4557	9.70215	7.71838	11.02	11.95	11.01
²²² Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	39.793	0.355	0.0686	0.000	24.657	21.8503	23.4272	20.6612	29.72	26.28	
²²² Ra ₈₈	²⁰ O ₈	37.869	0.261	0.0826	0.000	30.3749	28.1146	28.8224	26.5994	35.29	32.83	
²²⁴ Ra ₈₈	⁴ He ₂	5.789	0.000	0.02	0.018	6.54029	6.54029	6.31002	6.31002	7.01	5.74	5.49
²²⁴ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	12.102	0.000	0.00	0.008	28.6062	28.6062	28.4967	28.4967	31.28	27.87	
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	30.536	0.360	-0.008	0.000	14.7273	12.6921	14.8406	12.802	16.67	16.41	15.68
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁶ C ₆	26.882	0.000	0.055	0.000	25.7589	25.7589	24.9106	24.9106	27.39	27.51	
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	40.555	0.355	0.000	0.000	23.0659	20.2773	23.0659	20.2773	27.79	24.75	
²²⁴ Ra ₈₈	²⁰ O ₈	39.720	0.261	0.0686	0.000	26.2085	23.9802	24.9314	22.7353	30.34	28.86	
²²⁶ Ra ₈₈	⁴ He ₂	4.871	0.000	0.039	0.028	11.8656	11.8656	11.459	11.459	12.56	10.99	10.70
²²⁶ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	28.197	0.360	-0.008	0.000	19.826	17.7463	19.942	17.859	22.53	21.20	21.19
²²⁶ Ra ₈₈	¹⁶ C ₆	24.703	0.000	-0.008	0.000	31.4092	31.4092	31.5347	31.5347	34.38	33.45	
²²⁶ Ra ₈₈	²⁰ O ₈	40.818	0.261	0.000	0.000	23.8545	21.6463	23.8545	21.6463	27.48	26.62	
²²⁶ Ra ₈₈	²² O ₈	39.079	0.208	0.0686	0.000	28.9033	26.9951	27.5769	25.6958	32.32	32.53	

Çizelge 8.3 ve çizelge 8.4’de; yarıömürler üzerinde kız çekirdek ve kümelerin oryantasyonlarının etkisini araştırmak için hem kız çekirdek hem de küme deformasyon durumları için farklı θ_c , θ_d deformasyon açıları ve tüm açılar üzerinden $^{210-226}\text{Ra}$ ’un ^4He , $^8,^{10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$, $^{16,18,20,22}\text{O}$ küme bozunumu yarıömürleri hesaplama sonuçları gösterildi. Ağır küme bozunumlarının yarıömürleri ($\log_{10}T_{1/2}$) 0^0 - 30^0 (d), 0^0 - 60^0 (e), 0^0 - 90^0 (f), tüm açılar üzerinden görülür. Tüm bu hesaplamalar deforme edilmiş Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyelleri için çizelge 8.3 ve çizelge 8.4’de ayrı ayrı verilmiştir. Ayrıca Coulomb ve Yaklaşım Potansiyel Model (Coulomb and Proximity Potential Model, CPPM) ve Küme bozunumu için evrensel formül (One single line of universal, UNIV) modelleri ile elde edilen değerler ve ilgili bozunmalar için deneysel logaritmik değerler (exp) karşılaştırılır.

Çizelge 8.3 ve çizelge 8.4’de görüldüğü gibi kız ve kümenin farklı oryantasyonları hesaplamalarda farklı $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri ürettiği için yarıömürler üzerinde farklı oryantasyonların etkisi vardır. Bazı açılarda yarıömürler deneysel değerlere çok yaklaşır. Kız ve küme oryantasyonları yarıömür hesaplamalarında göz önüne alındığında sonuçları açıkça iyileştirir ve Ra izotopları için teorik hesaplamalarda hangi oryantasyonların baskın olduğunu ortaya çıkarmak çok önemli olabilir.

Çizelge 8.3 Bozunum yarıömürlerine oryantasyon açılarının etkisi için Woods-Saxon
kare potansiyeli sonuçları

Ana Ç.	Küme Ç.	Log ₁₀ T _{1/2}						
		d	e	f	Tüm açılar	CPPM	UNIV	EXP
²¹⁰ Ra ₈₈	⁴ He ₂	2.80571	2.8083	2.90273	2.8383	1.02	0.21	0.55
²¹⁰ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	27.1689	27.1317	27.2108	27.1833	25.75	22.78	
²¹⁰ Ra ₈₈	¹² C ₆	25.4461	23.7698	23.5803	27.4286	26.58	22.47	
²¹⁰ Ra ₈₈	¹⁶ O ₈	30.0711	31.9699	33.3974	33.4226	35.43	28.83	
²¹² Ra ₈₈	⁴ He ₂	3.56629	3.16394	3.05761	3.39776	1.46	0.61	1.04
²¹² Ra ₈₈	⁸ Be ₄	28.2581	28.0115	27.9865	28.1683	26.72	23.64	
²¹² Ra ₈₈	¹² C ₆	24.2576	24.2349	26.3945	27.5302	27.72	23.46	
²¹² Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	40.2683	38.4035	38.1924	41.4446	39.94	36.22	
²¹² Ra ₈₈	¹⁶ O ₈	32.574	34.1973	35.0214	35.6492	37.79	30.82	
²¹⁴ Ra ₈₈	⁴ He ₂	2.6121	2.26554	2.14329	2.45649	0.48	-0.29	0.39
²¹⁴ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	27.6292	27.4074	27.3949	27.5518	26.02	23.03	
²¹⁴ Ra ₈₈	¹² C ₆	24.325	25.29	26.3021	27.5443	27.65	23.41	
²¹⁴ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	36.1195	37.3036	38.4809	38.7282	38.10	34.59	
²¹⁶ Ra ₈₈	⁴ He ₂	-4.16916	-4.26081	-4.25876	-4.1987	-6.58	-6.64	-6.74
²¹⁶ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	18.5444	18.8431	19.0898	18.7257	16.79	14.64	
²¹⁶ Ra ₈₈	¹² C ₆	19.3336	19.7795	20.0037	22.0774	21.35	18.05	
²¹⁶ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	27.7541	28.7974	29.8918	30.25	28.68	26.42	
²¹⁸ Ra ₈₈	⁴ He ₂	-1.94214	-1.86575	-1.87612	-1.99548	-3.90	-4.27	-4.59
²¹⁸ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	13.4276	13.6493	13.8557	13.57	11.16	9.66	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹² C ₆	15.1859	15.5294	15.702	17.8376	16.47	14.01	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	22.5357	22.5357	22.7779	24.0496	21.49	20.37	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹⁸ O ₆	33.459	34.9048	35.6372	38.7331	37.16	32.29	
²²⁰ Ra ₈₈	⁴ He ₂	1.00262	1.02149	0.981399	0.995377	-0.80	-1.48	-1.74
²²⁰ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	18.4414	18.8909	19.1172	18.6659	17.04	14.86	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁰ Be ₄	25.7846	26.0172	26.2336	29.59	27.78	26.87	
²²⁰ Ra ₈₈	¹² C ₆	11.9852	12.5645	12.8564	14.7172	12.93	11.15	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	17.1401	17.5105	17.6964	19.0471	15.67	15.63	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	30.3272	31.5358	32.147	33.2988	33.26	29.12	
²²² Ra ₈₈	⁴ He ₂	4.39699	4.38182	4.32383	4.37247	2.76	1.78	1.58
²²² Ra ₈₈	⁸ Be ₄	24.8931	25.1142	25.1267	24.9704	23.71	20.86	
²²² Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	13.0152	13.6372	13.9507	15.0155	11.02	11.95	11.01
²²² Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	27.5135	28.5113	29.015	30.3585	29.72	26.28	
²²² Ra ₈₈	²⁰ O ₈	34.0789	35.3516	35.995	36.6034	35.29	32.83	
²²⁴ Ra ₈₈	⁴ He ₂	8.348	8.47941	8.42958	8.37477	7.01	5.74	5.49
²²⁴ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	32.2596	32.2976	32.2167	32.2449	31.28	27.87	
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	18.0528	17.9603	17.9141	19.7257	16.67	16.41	15.68
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁶ C ₆	31.0663	31.7806	32.1403	31.4232	27.39	27.51	
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	26.7439	26.7439	26.7439	29.0867	27.79	24.75	
²²⁴ Ra ₈₈	²⁰ O ₈	30.0755	31.1229	31.6517	32.4649	30.34	28.86	
²²⁶ Ra ₈₈	⁴ He ₂	13.6149	13.8578	13.7965	13.6748	12.56	10.99	10.70
²²⁶ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	23.1608	23.0663	23.0191	24.8637	22.53	21.20	21.19
²²⁶ Ra ₈₈	¹⁶ C ₆	37.6271	37.5215	37.4688	37.5745	34.38	33.45	
²²⁶ Ra ₈₈	²⁰ O ₈	28.5757	28.5757	28.5757	30.4346	27.48	26.62	
²²⁶ Ra ₈₈	²² O ₈	33.4937	34.5884	35.1409	35.64	32.32	32.53	

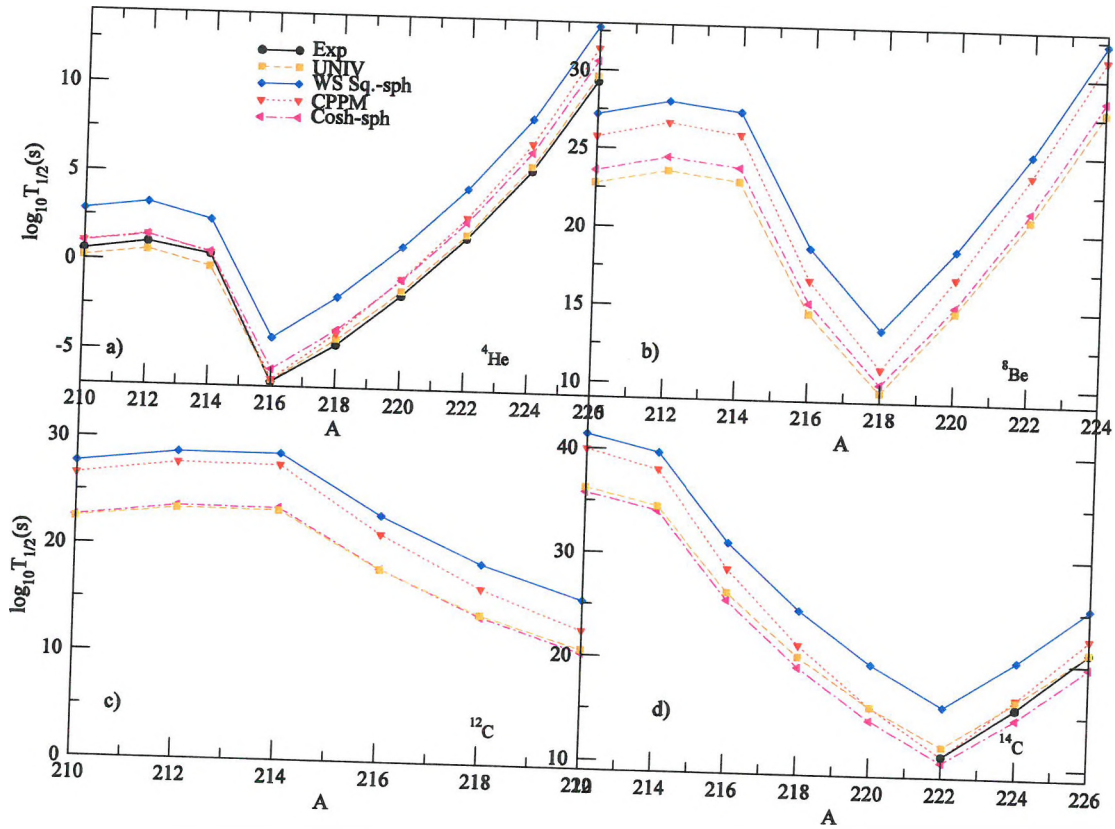
Çizelge 8.4. Bozunum yarıömürlerine oryantasyon açılarının etkisi için Cosh potansiyeli sonuçları

COSH		Log ₁₀ T _{1/2}						
Ana Ç.	Kümü. Ç.	d	e	f	Tüm Açılar	CPPM	UNIV	EXP
²¹⁰ Ra ₈₈	⁴ He ₂	0.981611	0.983937	1.06849	1.01081	1.02	0.21	0.55
²¹⁰ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	23.6033	23.5699	23.641	23.6162	25.75	22.78	
²¹⁰ Ra ₈₈	¹² C ₆	20.6139	19.1009	18.9294	22.3886	26.58	22.47	
²¹⁰ Ra ₈₈	¹⁶ O ₈	24.06	25.7703	27.0521	27.0707	35.43	28.83	
²¹² Ra ₈₈	⁴ He ₂	1.70727	1.34708	1.25167	1.55628	1.46	0.61	1.04
²¹² Ra ₈₈	⁸ Be ₄	24.6759	24.4539	24.4314	24.5951	26.72	23.64	
²¹² Ra ₈₈	¹² C ₆	19.6397	20.6095	21.5717	22.5895	27.72	23.46	
²¹² Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	34.7804	33.0982	32.9073	35.8331	39.94	36.22	
²¹² Ra ₈₈	¹⁶ O ₈	26.5128	27.9763	28.7175	29.2777	37.79	30.82	
²¹⁴ Ra ₈₈	⁴ He ₂	0.764089	0.45396	0.34433	0.624763	0.48	-0.29	0.39
²¹⁴ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	24.0569	23.8573	23.846	23.9873	26.02	23.03	
²¹⁴ Ra ₈₈	¹² C ₆	19.7048	20.5785	21.4927	22.6068	27.65	23.41	
²¹⁴ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	30.893	31.9635	33.0246	33.2442	38.10	34.59	
²¹⁶ Ra ₈₈	⁴ He ₂	-5.9474	-6.0289	-6.02708	-5.97367	-6.58	-6.64	-6.74
²¹⁶ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	15.0681	15.3362	15.5575	15.2308	16.79	14.64	
²¹⁶ Ra ₈₈	¹² C ₆	14.7165	15.1188	15.3209	17.1807	21.35	18.05	
²¹⁶ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	22.5922	23.532	24.5153	24.8341	28.68	26.42	
²¹⁸ Ra ₈₈	⁴ He ₂	-3.77316	-3.70522	-3.7144	-3.82087	-3.90	-4.27	-4.59
²¹⁸ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	9.9864	10.1849	10.3694	10.1139	11.16	9.66	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹² C ₆	10.6122	10.9213	11.0764	12.9872	16.47	14.01	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	16.898	17.3302	17.5472	18.6829	21.49	20.37	
²¹⁸ Ra ₈₈	¹⁸ O ₆	27.0001	28.3011	28.9589	29.793	37.16	32.29	
²²⁰ Ra ₈₈	⁴ He ₂	-0.85062	-0.83378	-0.86955	-0.85708	-0.80	-1.48	-1.74
²²⁰ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	14.8847	15.287	15.4893	15.0856	17.04	14.86	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁰ Be ₄	22.2248	22.4373	22.6349	25.6712	27.78	26.87	
²²⁰ Ra ₈₈	¹² C ₆	7.47403	7.99408	8.25591	9.9167	12.93	11.15	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	12.0382	12.3694	12.5357	13.7388	15.67	15.63	
²²⁰ Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	23.8933	24.9792	25.5275	26.556	33.26	29.12	
²²² Ra ₈₈	⁴ He ₂	2.52512	2.51155	2.45964	2.50318	2.76	1.78	1.58
²²² Ra ₈₈	⁸ Be ₄	21.2816	21.4801	21.4913	21.351	23.71	20.86	
²²² Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	7.99379	8.54852	8.82785	9.77302	11.02	11.95	11.01
²²² Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	21.1051	22.0002	22.4515	23.6504	29.72	26.28	
²²² Ra ₈₈	²⁰ O ₈	27.1645	28.3053	28.8812	29.4229	35.29	32.83	
²²⁴ Ra ₈₈	⁴ He ₂	6.47198	6.58993	6.54523	6.49599	7.01	5.74	5.49
²²⁴ Ra ₈₈	⁸ Be ₄	28.6037	28.6379	28.5651	28.5905	31.28	27.87	
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	12.7607	12.6783	12.6372	14.2469	16.67	16.41	15.68
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁶ C ₆	25.2277	25.8656	26.1865	25.5462	27.39	27.51	
²²⁴ Ra ₈₈	¹⁸ O ₈	20.2773	20.2773	20.2773	22.3695	27.79	24.75	
²²⁴ Ra ₈₈	²⁰ O ₈	23.2	24.1371	24.6095	25.3333	30.34	28.86	
²²⁶ Ra ₈₈	⁴ He ₂	11.731	11.9497	11.8945	11.7849	12.56	10.99	10.70
²²⁶ Ra ₈₈	¹⁴ C ₆	17.8167	17.7322	17.6899	19.335	22.53	21.20	21.19
²²⁶ Ra ₈₈	¹⁶ C ₆	31.4876	31.3935	31.3465	31.4407	34.38	33.45	
²²⁶ Ra ₈₈	²⁰ O ₈	21.6463	21.6463	21.6463	23.3023	27.48	26.62	
²²⁶ Ra ₈₈	²² O ₈	26.1809	27.1588	27.6517	28.095	32.32	32.53	

BÖLÜM IX

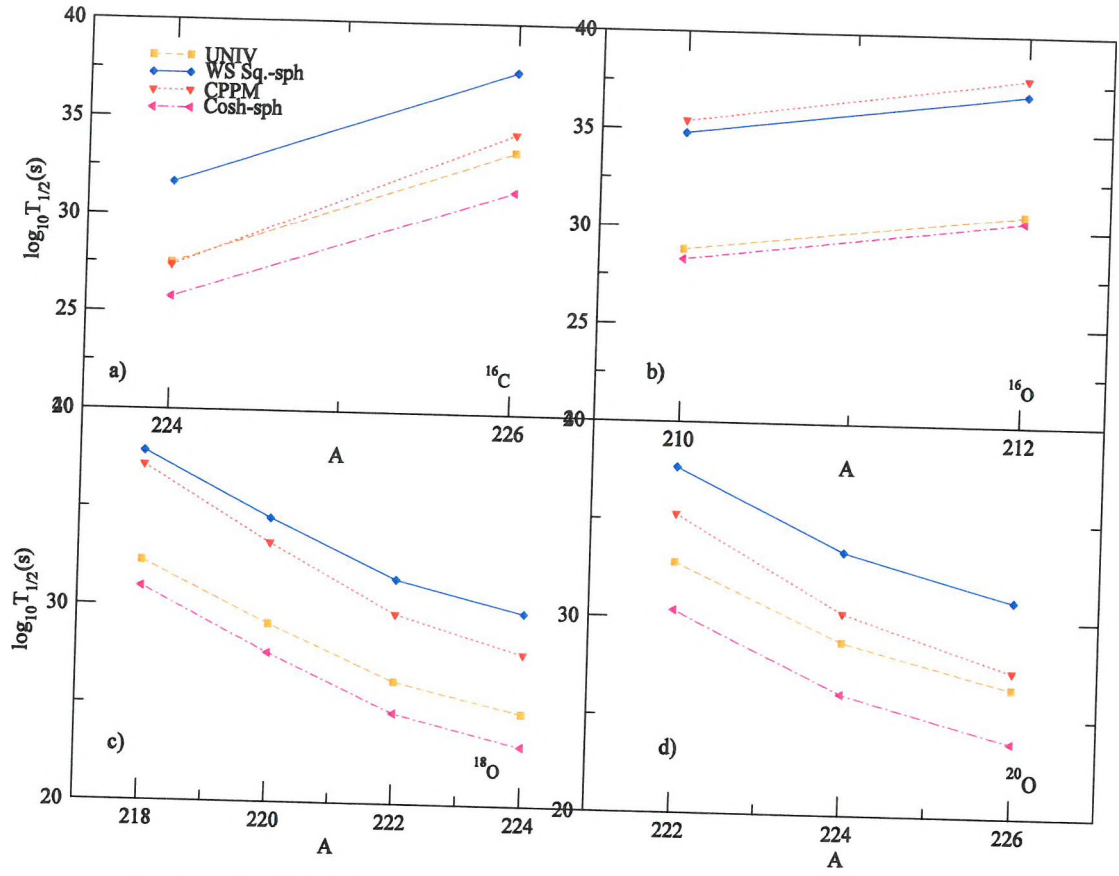
TARTIŞMA

Küresel durumları diğer modellerle karşılaştırmak ve sonuçları yorumlayabilmek için, elde edilen sonuçların $\log T_{1/2}$ (yarıömür) – A(kütle numarası)’na göre grafiği çizilmiştir. Şekil 9.1, 9.2, 9.3’de ana çekirdeğin kütle numarasına karşılık, küresel durumlar için, $^{210-226}\text{Ra}$ izotopları ^4He , $^{8,10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$, $^{16,18,20,22}\text{O}$ küme bozunumları yarıömürlerinin grafiği çizilmiştir. Küresel durum için (sph) çizilen bu grafikler hangi modelin ağır küme yarıömürleri üzerinde daha iyi sonuçlar verdiğini daha açıkça göstermektedir.



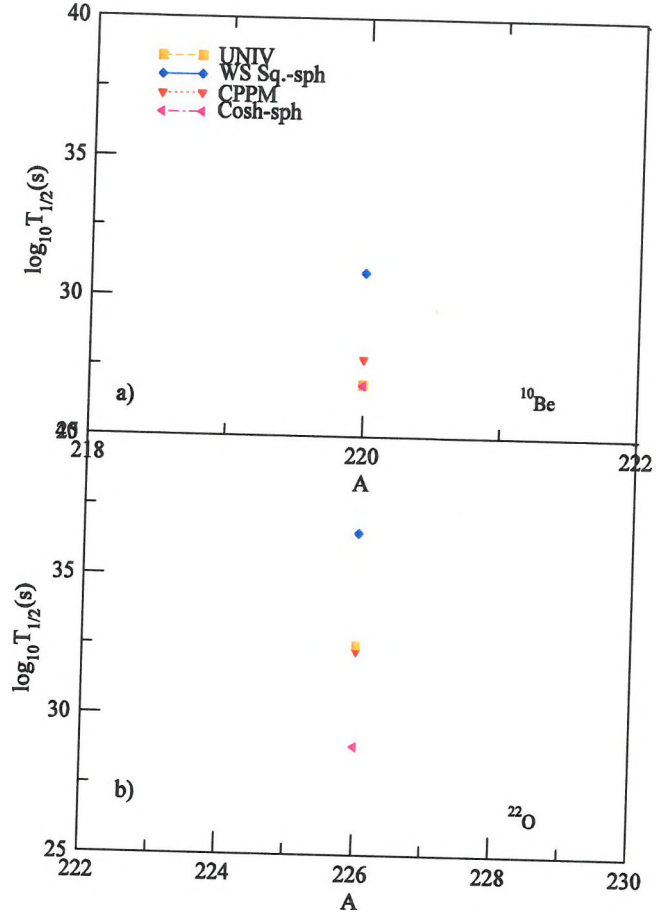
Şekil 9.1. ^4He , ^8Be , ^{12}C , ^{14}C bozunumları için küresel durumun logaritmik yarıömürlerinin, UNIV ve CPPM tahminleri ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılması

Şekil 9.1’de; ^4He (a), ^8Be (b), ^{12}C (c), ^{14}C (d) bozunumları için Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyeli kullanılarak elde edilen küresel durum (sph) değerleri, UNIV ve CPPM tahminleriyle elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Ayrıca ^4He (a) ve ^{14}C (d) için hesaplanan değerler deneysel sonuçlarla da karşılaştırılmıştır.



Şekil 9.2. ^{16}C , ^{16}O , ^{18}O , ^{20}O bozunumları için küresel durumun logaritmik yarıömürlerinin, UNIV ve CPPM tahminleriyle karşılaştırılması

Şekil 9.2’de; ^{16}C (a), ^{16}O (b), ^{18}O (c), ^{20}O (d) bozunumları için Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyeli kullanılarak elde edilen küresel durum (sph) değerleri, UNIV ve CPPM tahminleriyle elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.



Şekil 9.3. ¹⁰Be, ²²O bozunumları için küresel durumun logaritmik yarıömürlerinin, UNIV ve CPPM tahminleriyle karşılaştırılması

Şekil 9.3'de; ¹⁰Be (a), ²²O (b), bozunumları için Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyeli kullanılarak elde edilen küresel durum (sph) değerleri, UNIV ve CPPM tahminleriyle elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Bu grafiklerin her birinde ilgili bozunumların deneysel değerleri (şuan sadece ⁴He ve ¹⁴C için mevcuttur), diğer modellerin sonuçları Küme bozunumu için evrensel formül (One single line of universal, UNIV) ve Coulomb ve Yaklaşım Potansiyeli Modeli (Coulomb and Proximity Potantial Model, CPPM), Cosh ve Woods-Saxon kare'nin küresel sonuçları verilmiştir.

Şekil 9.1, şekil 9.2 ve şekil 9.3'ten görülebileceği gibi, küresel durumlardaki Cosh potansiyeli sonuçları hem deneysel hem de CPPM ve UNIV tahminleriyle elde edilen sonuçlara, Woods-Saxon kare potansiyeli sonuçlarından daha yakındır. Ra izotopunun log₁₀T_{1/2} değerlerinde, Cosh potansiyeli ile hesaplamalar, deformasyon etkisi

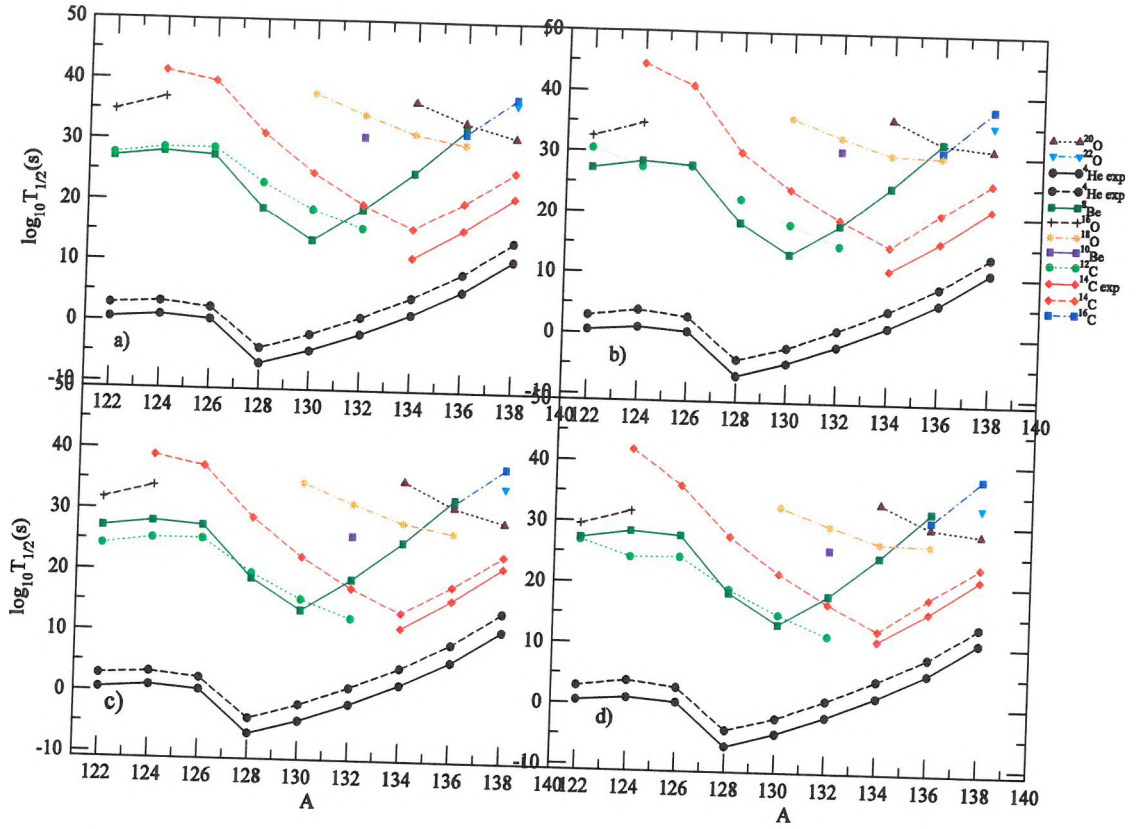
içermeksizin, hem diğer modellerin sonuçlarıyla hem de deneysel değerlerle daha uyumlu sonuçlar verir.

Grafiklerin tümünden görülebileceği gibi bütün modeller benzer davranışlar gösterebilmektedir. Aralarındaki uygunsuzluk bir çapan kadardır. UNIV sonuçları ile Cosh potansiyelinin küresel durumları gayet uyumlu biçimdedir. Diğer yandan CPPM modeli ile Woods-Saxon kare sonuçları uyumlu görünmektedir.

Mevcut deneysel değerleri bulunan ^4He , ^{14}C bozunumları dikkate alındığında ise; ^4He bozunumu için UNIV modeli deneysel sonuçlara en yakın değeri vermektedir. Cosh potansiyeli sonuçları deneysel değerleri tahmin etmede CPPM modelinden daha iyi sonuçlar üretmektedir. ^{14}C bozunumu için ise Cosh potansiyeli sonuçları deneysel sonuçlara göre daha küçük değerler tahmin ederken Woods-Saxon kare potansiyeli sonuçları daha büyük değerler tahmin etmektedir.

Deformasyonun etkilerinin karşılaştırılması için Şekil 9.4, 9.5'de; $^{10-226}\text{Ra}$ izotopları için, ana çekirdeğin nötron sayısına karşılık, a) küresel durum (sph), b) sadece kız çekirdek deformasyonu, c) sadece küme deformasyonu, d) hem kız çekirdek hem de küme deformasyonu durumlarında, şekil 9.6'da ise tüm açılar üzerinden, ^4He , $^{8,10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$, $^{16,18,20,22}\text{O}$ küme bozunumları yarıömürlerinin grafiği çizilmiştir.

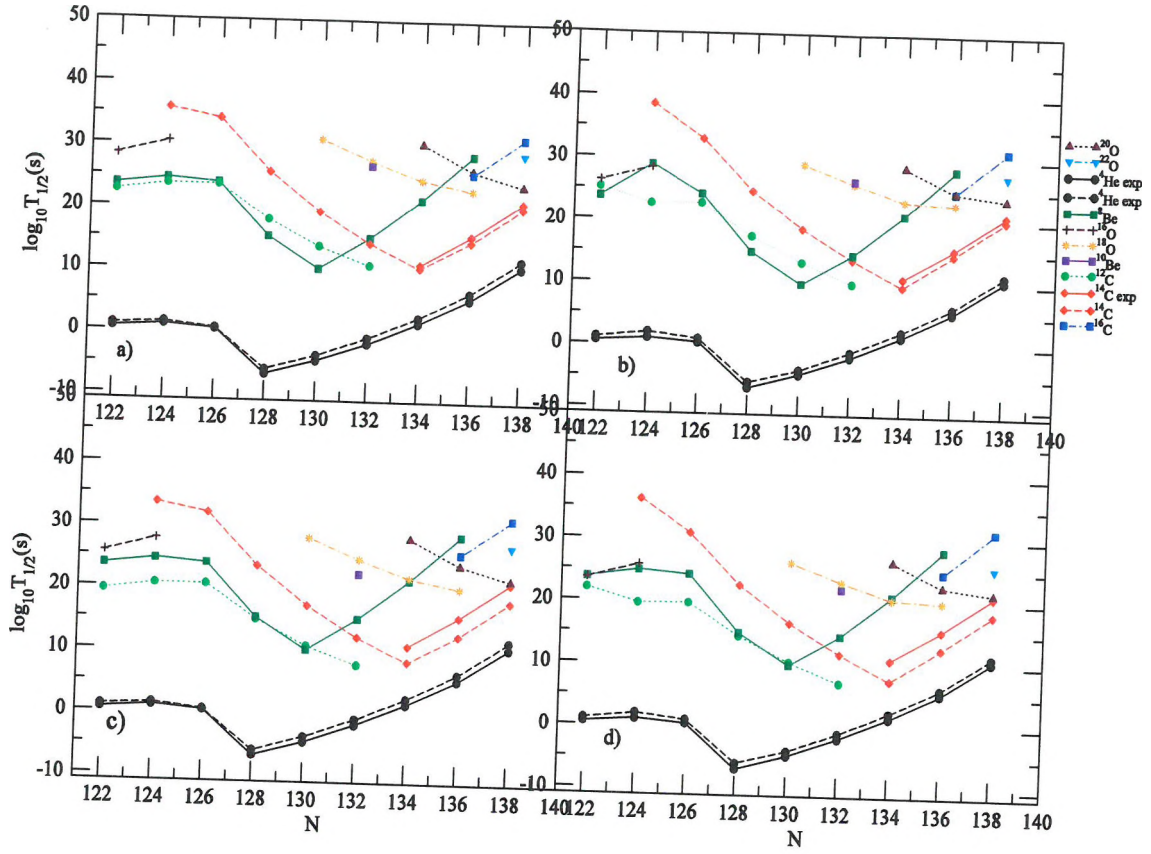
Şekil 9.4, 9.5'de; $^{10-226}\text{Ra}$ izotopları için, ana çekirdeğin nötron sayısına karşılık, a) küresel durum (sph), b) sadece kız çekirdek deformasyonu, c) sadece küme deformasyonu, d) hem kız çekirdek hem de küme deformasyonudurumlarında, şekil 9.6'da ise tüm açılar üzerinden, ^4He , $^{8,10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$, $^{16,18,20,22}\text{O}$ küme bozunumları yarıömürlerinin grafiği çizilmiştir.



Şekil 9.4. Woods-Saxon kare potansiyeli kullanılarak hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri

Şekil 9.4' de ana çekirdeğin nötron numarasına karşılık, ^4He , $^{8,10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$, $^{16,18,20,22}\text{O}$ bozunumları için, Woods-Saxon kare potansiyeli kullanılarak hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri bulunmaktadır. a) küresel durum (sph), b) sadece kız çekirdek deformasyon durumu, c) sadece küme deformasyon durumu, d) hem kız çekirdek hem de küme deformasyon durumunu göstermektedir.

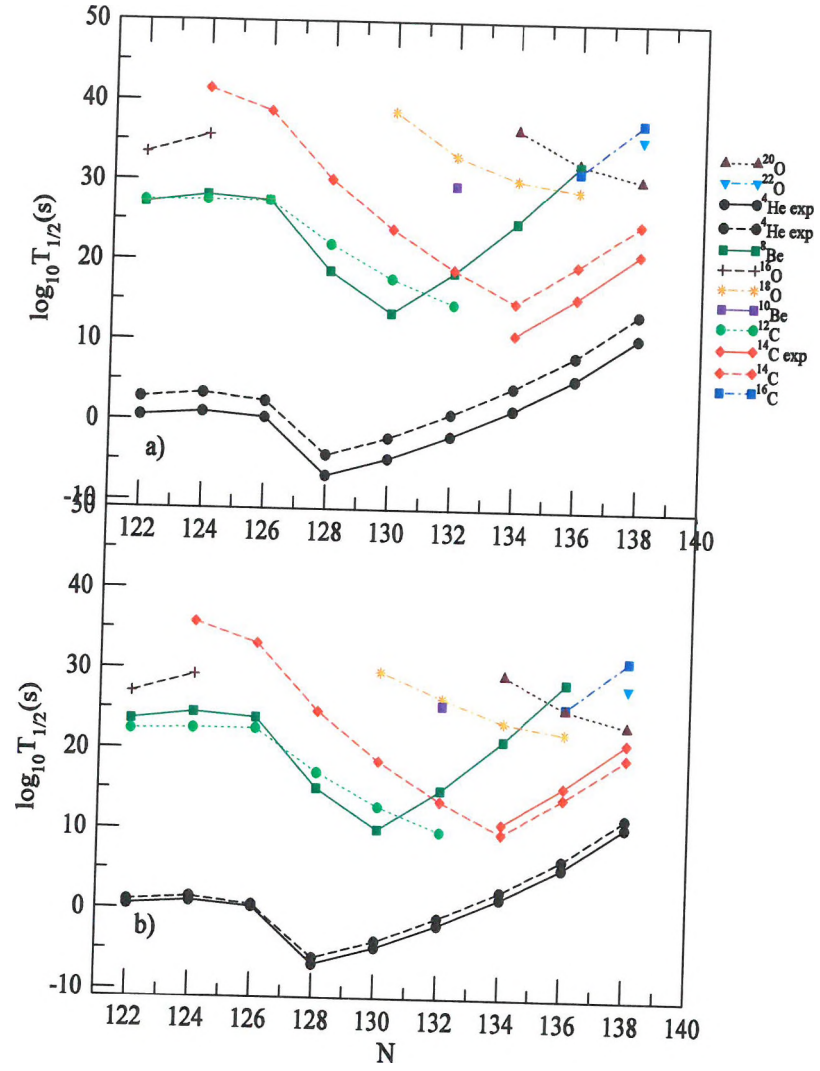
^4He ve ^{14}C bozunumu dikkate alındığında, küresel durumda ve sadece kız çekirdek bozunumu durumunda deneysel değerlerden büyük sonuçlar elde edilmiştir ve bunlar arasında büyük bir fark vardır. Deformasyon dikkate alındığı zaman bu fark azalmaktadır. Şekil 9.4 üzerinde a'dan b'ye, b'den c'ye ve c'den d'ye geçildiğinde görülmektedir. Sadece kız ve sadece küme deformasyonu karşılaştırıldığında (b, c); sadece küme deformasyonunun göz önüne alınmasının, yarıömürler üzerinde, sadece kız çekirdek deformasyon durumundan daha etkili olduğu gözlenmektedir. Yarıömürlerin ana çekirdeğin nötron sayısına göre davranışları belli bir sistematığı izlemektedir. ^{14}C bozunumu için kız çekirdek deformasyonu sonuçları deneysel değerlere yakınlştırır



Şekil 9.5. Cosh potansiyeli kullanılarak hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri

Şekil 9.5'de ana çekirdeğin nötron numarasına karşılık, ^4He , $^{8,10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$, $^{16,18,20,22}\text{O}$ bozunumları için, Cosh potansiyeli kullanılarak hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri bulunmaktadır. a) küresel durum (sph), b) sadece kız çekirdek deformasyon durumu, c) sadece küme deformasyon durumu, d) hem kız çekirdek hem de küme deformasyon durumunu göstermektedir.

^4He ve ^{14}C bozunumuna bakıldığında tüm durumlarda (a, b, c, d) cosh potansiyeli kullanılması Woods-Saxon kare'ye göre, hesaplanan sonuçları deneysel değerlere oldukça yaklaştırmıştır. ^4He için kız çekirdeğin deformasyonu, küme deformasyonuna göre çok az da olsa daha iyi sonuçlar vermiştir. ^{14}C için de kız çekirdek deformasyonu hesaplanan sonuçları küme deformasyonuna göre daha iyi hale getirmiştir. ^{14}C bozunumu için kız çekirdek deformasyonu sonuçları deneysel değerlerden uzaklaştırır



Şekil 9.6. Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyeli kullanılarak tüm açılar için hesaplanan $\log_{10} T_{1/2}$ değerleri

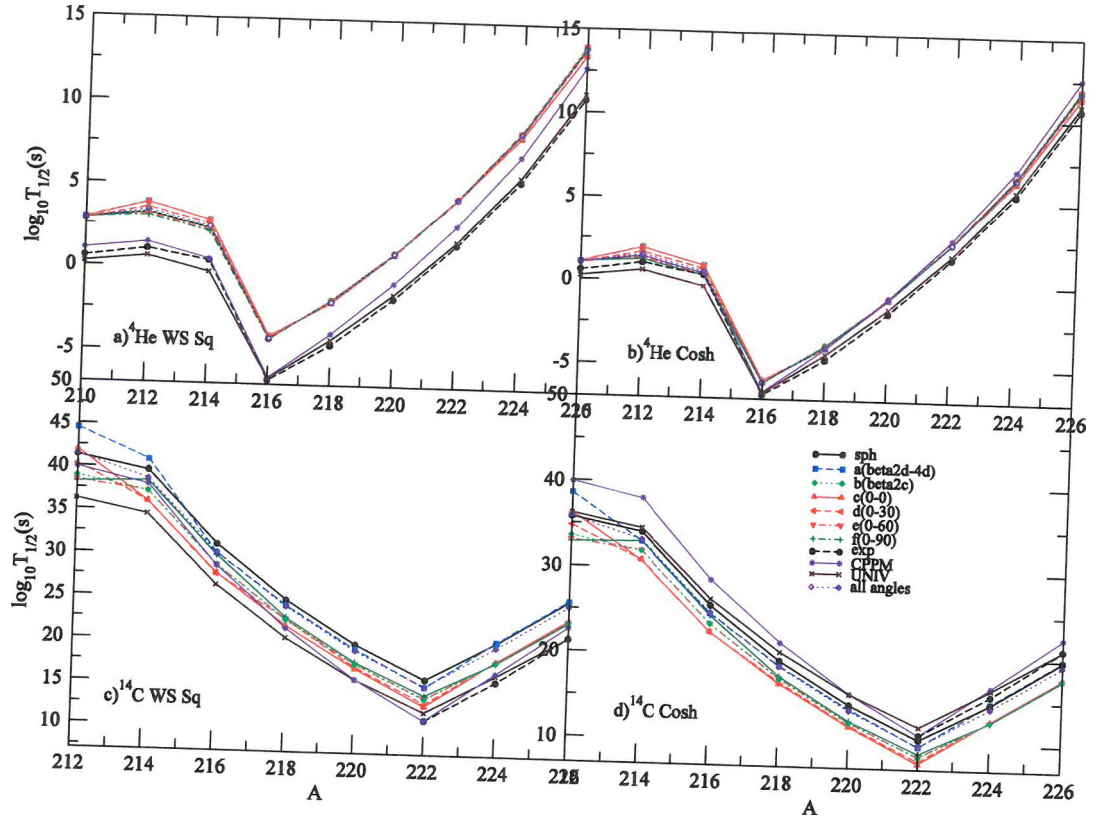
Şekil 9.6'da ana çekirdeğin nötron numarasına karşılık, ^4He , $^{8,10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$, $^{16,18,20,22}\text{O}$ bozunumları için, tüm açılar üzerinden, a) Woods-Saxon kare potansiyeli, b) cosh potansiyeli kullanılarak hesaplanan $\log_{10} T_{1/2}$ değerleri bulunmaktadır. Burada cosh potansiyeli ile hesaplanan sonuçlar, Woods-Saxon kare potansiyeli ile hesaplanan sonuçlara göre deneysel değerlere çok daha yakındır.

Şekil 9.4, 9.5, 9.6'de görülebildiği gibi ^4He ve ^{14}C bozunmaları için deneysel ve hesaplanan değerler, özellikle de ^{14}C bozunumu için, şekil 9.4'deki küresel durumda (sph) deneysel değerler ve hesaplanan değerler arasında büyük farklar vardır. Deformasyon etkileri dikkate alındığında Şekil 9.4-9.5,9.6'daki küresel durumdan (sph) deforme durumlara doğru bu farklar azalır. Yani böyle bir deformasyon etkisi sonuçları

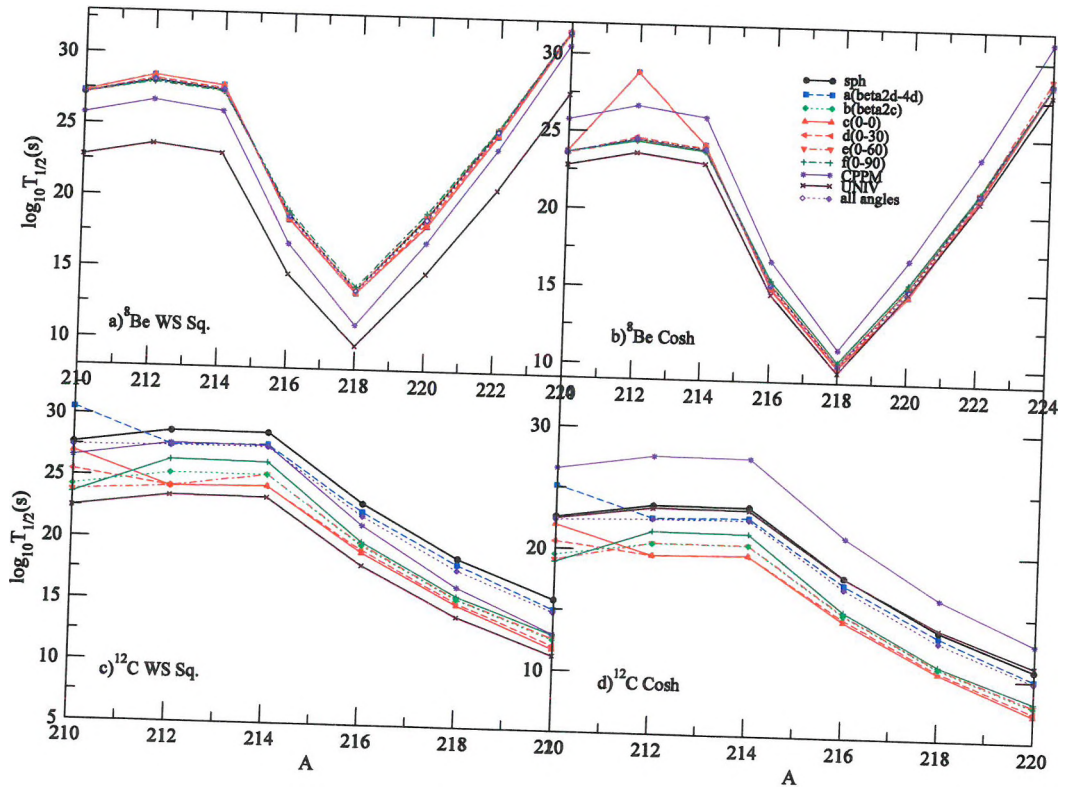
etkin bir biçimde iyileştirir ve onları deneysel değere yakın hale getirir. Hesaplamalarda şekil 9.5' deki c durumu olan sadece küme deforme durumu göz önüne alındığı zaman şekil 9.4'daki sph ile kıyaslandığı zamanki sonuçlara göre küçük bir değişiklik vardır. Ayrıca şekil 9.5' deki sadece kız çekirdek deforme durumu (b) dikkate alındığı zaman sph sonuçlarından büyük bir fark vardır ve b durumu için bu elde edilen değerler $\log_{10}T_{1/2}$ yarıömürlerini deneysel değere daha yakındır. Buna ilaveten hem küme hem de kız çekirdek göz önüne alındığı zaman deforme edilmiş küme durumu sonuçlarıyla karşılaştırıldığında küçük bir değişiklik vardır. O zaman belirtmeliyiz ki kümelerin deformasyonlarının göz önüne alınması Ra izotopu için yarıömür hesaplamalarında kız çekirdeğin deformasyonlarının göz önüne alınmasında daha etkin ve önemlidir. Ayrıca vurgulanmalıdır ki hem küme hem kız çekirdeklerin hesaplamalarda göz önüne alınması hesaplanmış sonuçları iyileştirir.

Son olarak, küme ve kız çekirdek oryantasyonlarının hesaplamalarda etkisini gösterebilmek için $\log_{10}T_{1/2}$ 'leri tüm mümkün deformasyon durumlarıyla ve diğer farklı modellerin sonuçlarıyla ve deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı. Tüm küme bozunumları için Woods-Saxon kare ve Cosh potansiyelleri için ayrı ayrı grafiklendirildi. a) Woods-Saxon kare için ^4He bozunumu, b) Cosh için ^4He bozunumu c) Woods-Saxon kare için ^{14}C bozunumu d) Cosh için ^{14}C bozunumu şekil 9.7'de grafiklendirildi.

Şekil 9.7'de ana çekirdeğin kütle numarasına karşılık, ^4He ve ^{14}C bozunumları için, tüm olası deformasyon ve oryantasyon durumlarında Woods-Saxon kare potansiyeli (a), (c) ve cosh potansiyeli (b), (d) kullanılarak hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri, diğer farklı modellerle elde edilen sonuçlar ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

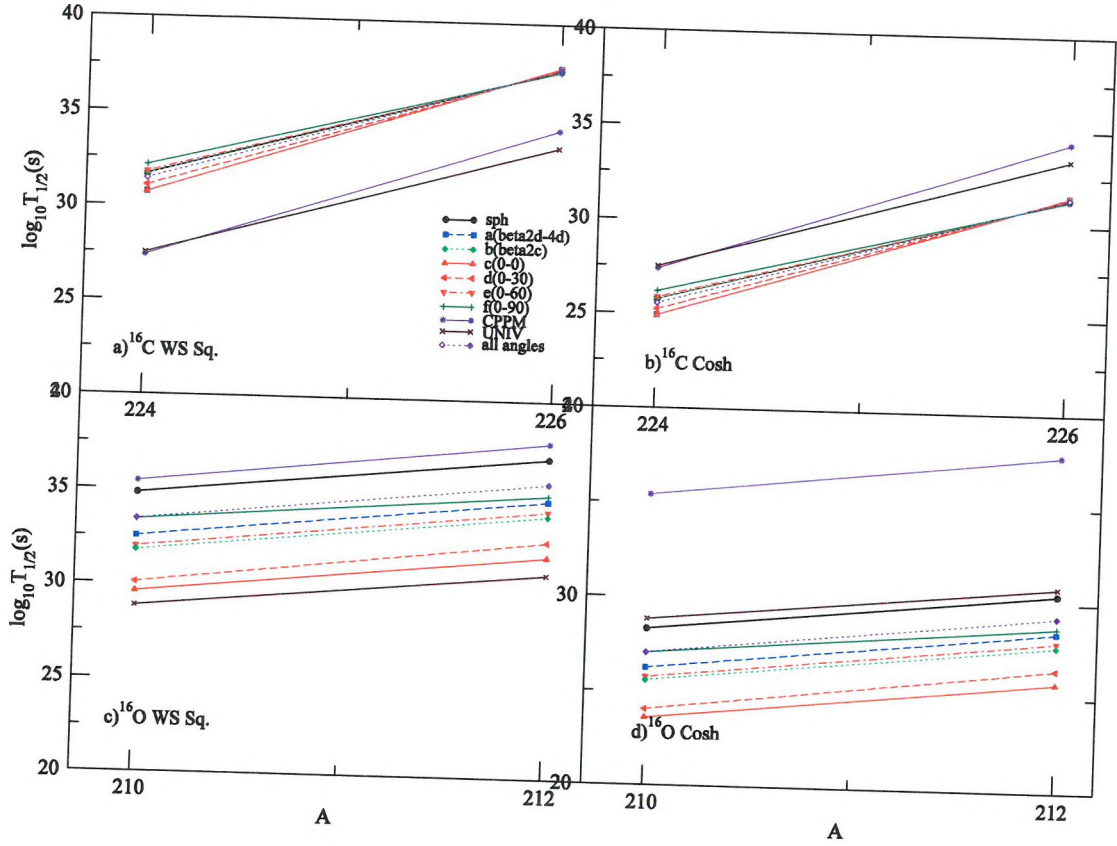


Şekil 9.7. ^4He ve ^{14}C bozunumları için kütle numarasına karşılık hesaplanan tüm $\log_{10} T_{1/2}$ değerlerinin karşılaştırılması



Şekil 9.8. ^8Be ve ^{12}C bozunumları için kütle numarasına karşılık hesaplanan tüm $\log_{10} T_{1/2}$ değerlerinin karşılaştırılması

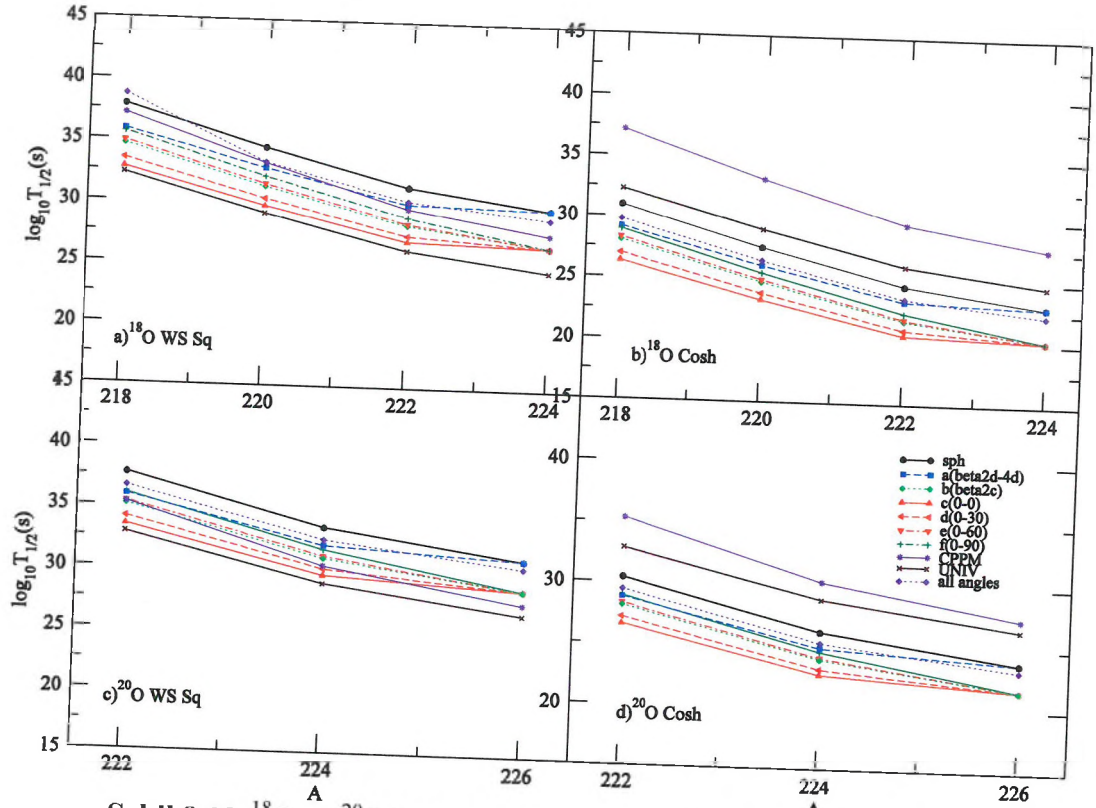
Şekil 9.8'de ana çekirdeğin kütle numarasına karşılık, ^8Be ve ^{12}C bozunumları için, tüm olası deformasyon ve oryantasyon durumlarında Woods-Saxon kare potansiyeli (a), (c) ve cosh potansiyeli (b), (d) kullanılarak hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri, diğer farklı modellerle elde edilen sonuçlar ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.



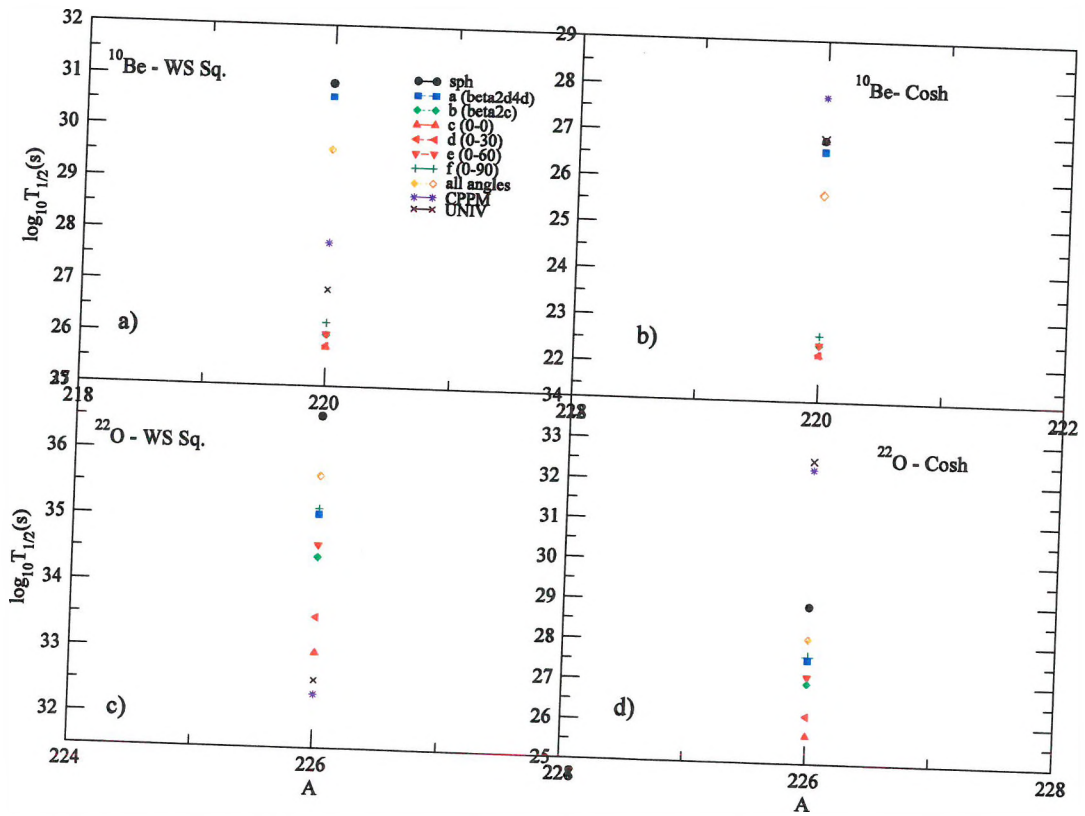
Şekil 9.9. ^{16}C ve ^{16}O bozunumları için, kütle numarasına karşılık hesaplanan tüm $\log_{10}T_{1/2}$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 9.9 ana çekirdeğin kütle numarasına karşılık, ^{16}C ve ^{16}O bozunumları için, tüm olası deformasyon ve oryantasyon durumlarında Woods-Saxon kare potansiyeli (a), (c) ve cosh potansiyeli (b), (d) kullanılarak hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri, diğer farklı modellerle elde edilen sonuçlar ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Şekil 9.10'da ana çekirdeğin kütle numarasına karşılık, ^{18}O ve ^{20}O bozunumları için, tüm olası deformasyon ve oryantasyon durumlarında Woods-Saxon kare potansiyeli (a), (c) ve cosh potansiyeli (b), (d) kullanılarak hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri, diğer farklı modellerle elde edilen sonuçlar ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.



Şekil 9.10. ^{18}O ve ^{20}O bozunumları için hesaplanan tüm sonuçların karşılaştırılması



Şekil 9.11. ^{10}Be ve ^{22}O bozunumları için kütle numarasına karşılık hesaplanan tüm $\log_{10} T_{1/2}$ değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 9.11'de ana çekirdeğin kütle numarasına karşılık, ^{10}Be ve ^{22}O bozunumları için, tüm olası deformasyon ve oryantasyon durumlarında Woods-Saxon kare potansiyeli (a), (c) ve cosh potansiyeli (b), (d) kullanılarak hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ 'leri, diğer farklı modellerle elde edilen sonuçlar ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Şekil 9.7, 9.8, 9.9, 9.10, 9.11' de $^{210-226}\text{Ra}$ izotopları bozunumlarında, ana çekirdeğin kütle numarasına karşılık, ^4He , $^{8,10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$, $^{16,18,20,22}\text{O}$ küme bozunumları yarıömürlerinin, küresel durum (sph), sadece kız çekirdek deformasyonu, sadece küme deformasyonu, hem kız çekirdek hem de küme deformasyonunda $0^\circ-0^\circ$, $0^\circ-30^\circ$, $0^\circ-60^\circ$, $0^\circ-90^\circ$ açıları ve tüm açılar için Woods-Saxon kare ve cosh potansiyelleri ile hesaplanan değerleri, ilgili bozunumların deneysel sonuçları ve UNIV ile CPPM modelleri sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Küme ve kız çekirdek oryantasyonlarının hesaba katılması ^4He ve ^{14}C bozunumu için sonuçları iyileştirmiştir.

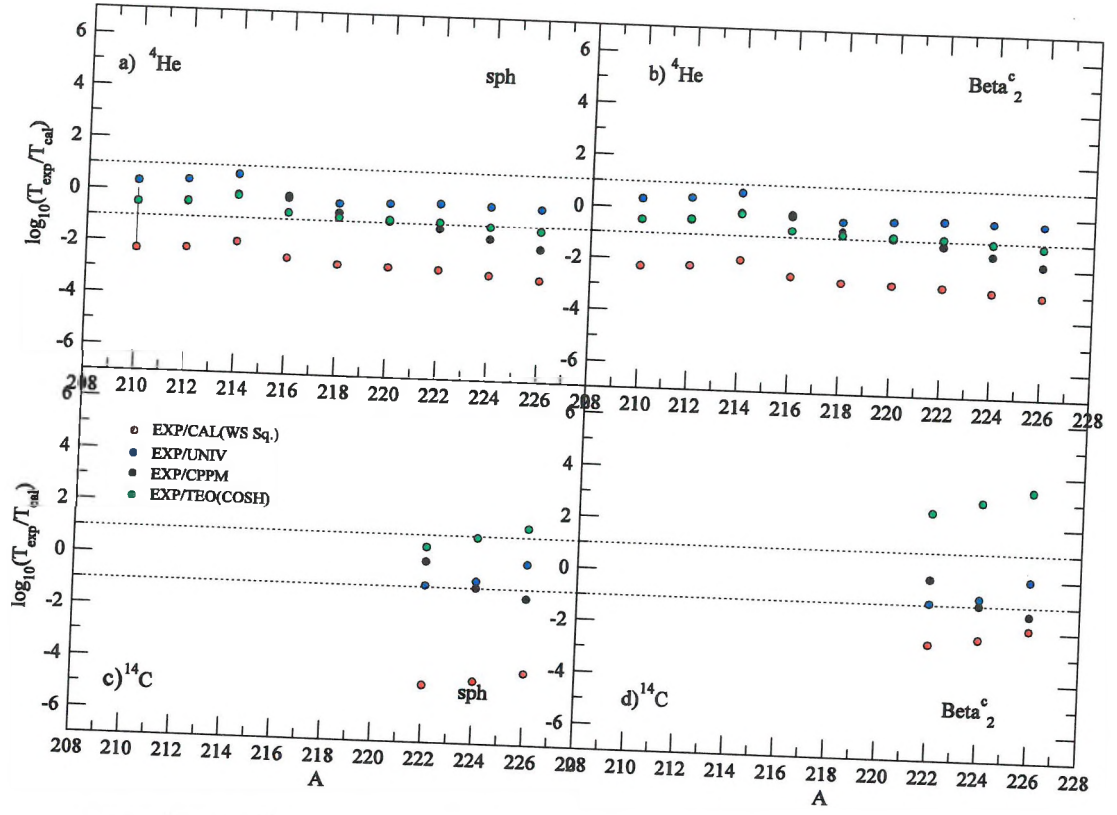
^4He ; Woods-Saxon kare için deney sonuçları UNIV ve CPPM ye yakındır. Hesaplanan değerler uzaktır. Bunlar arasında exp'e en yakın değer $0^\circ-60^\circ$ ve $0^\circ-90^\circ$, en uzak değer ise $0^\circ-0^\circ$ ve sadece kız çekirdek deformasyonu sonuçlarıdır. Buradan cosh potansiyeli sonuçlarına geçildiğinde (b) hesaplanan sonuçların tümü deneysel sonuçlara, UNIV ve CPPM sonuçlarına yaklaşmıştır. Yine en yakın değer $0^\circ-60^\circ$ veya $0^\circ-90^\circ$, en uzak değer ise $0^\circ-0^\circ$ ve sadece kız çekirdek deformasyonu sonuçlarıdır.

^{14}C ; Woods-Saxon kare potansiyel sonuçlarının bulunduğu grafikte (c) deneysel sonuçlar UNIV ve CPPM sonuçları ile uyumludur. Hesaplanan değerler deneysel sonuçlardan büyüktür. Kız çekirdek deformasyon sonuçları, tüm açılar sonuçları ve küresel durum deneysel sonuçlara en uzaktır. Küme deformasyonu, $0^\circ-0^\circ$, $0^\circ-30^\circ$, $0^\circ-60^\circ$, $0^\circ-90^\circ$ durumları ise daha yakındır. Cosh potansiyeli ile elde edilen sonuçların bulunduğu grafiğin(d) bölümünde hesaplanan sonuçlar Woods-Saxon kare değeri aksine deneysel değerlerden daha küçüktür. Küresel durum kız çekirdek deformasyonu ve tüm açılar için elde edilen değerlerle birlikte deneysel sonuçlara en yakındır. Küme deformasyonu, $0^\circ-0^\circ$, $0^\circ-30^\circ$, $0^\circ-60^\circ$, $0^\circ-90^\circ$ durumları ise daha uzaktır.

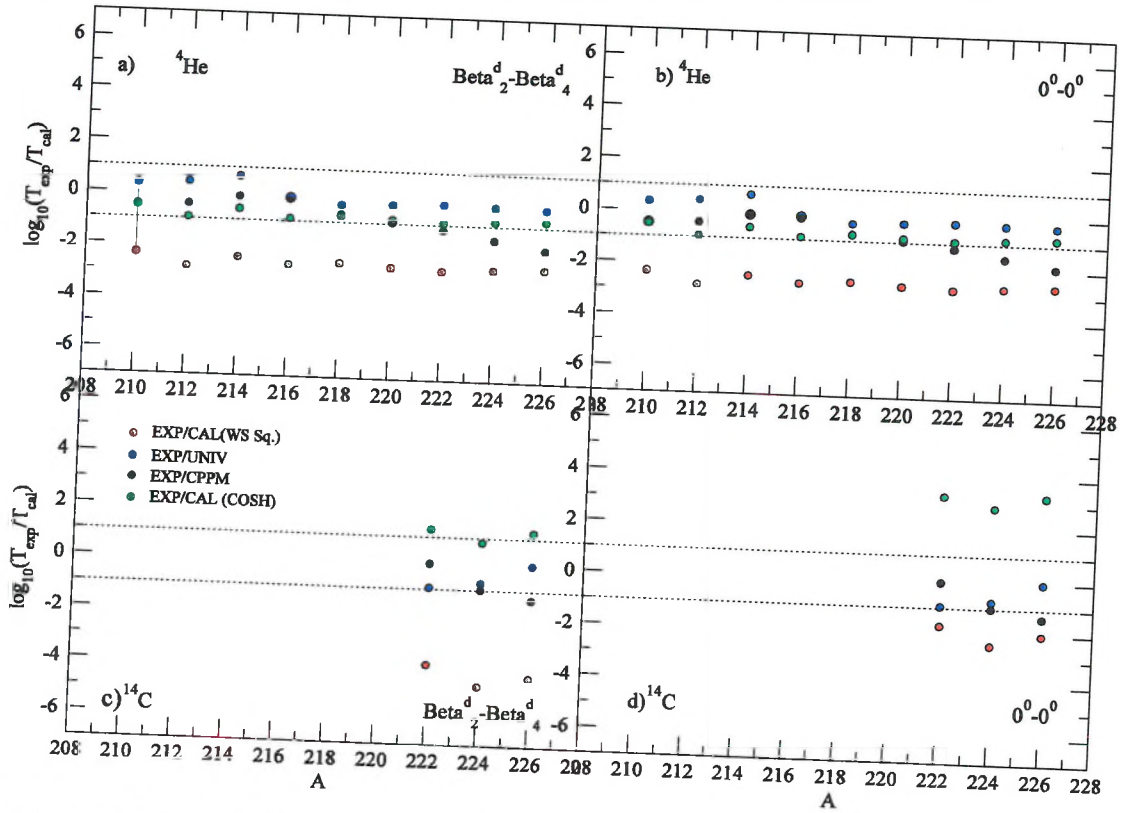
Sonuç olarak bu çalışmada, küme ve kız çekirdeklerin nükleer deformasyonlarının egzotik küme yarıömürlerine etkisini araştırmak için hesaplamalar $^{210-226}\text{Ra}$ izotoplarının ^4He , $^{8,10}\text{Be}$, $^{12,14,16}\text{C}$, $^{16,18,20,22}\text{O}$ küme çekirdek bozunumlarına WKB ve Bohr-

Sommerfeld kuantumlama şartı çatısı altında sistematik olarak uygulaması yapılmıştır. Deforme edilmiş Woods-Saxon kare ve Cosh formları fenomenolojiksel bir yolla deformasyon etkileri ortaya koymak için kullanılmıştır. Sonuçları deneysel sonuçlarla ve diğer metotların sonuçlarıyla karşılaştırmak için küresel çekirdeklere de benzer hesaplamalarda yapılmıştır. Küresel durumdaki cosh potansiyel sonuçları hem deneysel sonuçların hem de CPPM ve UNIV modeliyle elde edilen sonuçlara Woods-Saxon kare potansiyeli sonuçlarından daha yakındır. Ayrıca sadece küme deforme durumu göz önüne alındığı zaman sonuçlar küresel durumla arasında büyük bir fark vardır. Bu durumdaki sonuçlar sadece kız çekirdek deformasyon durumundaki sonuçlardan daha iyi ve etkindir. Diğer yandan farklı oryantasyonlar farklı yarıömürler üretir. Bazı oryantasyon açılarında hesaplanan yarıömürler deneysel değerlere çok yakın olur. Bu yüzden vurgulanabilir ki oryantasyon açılarının göz önüne alınması sonuçları açıkça iyileştirir.

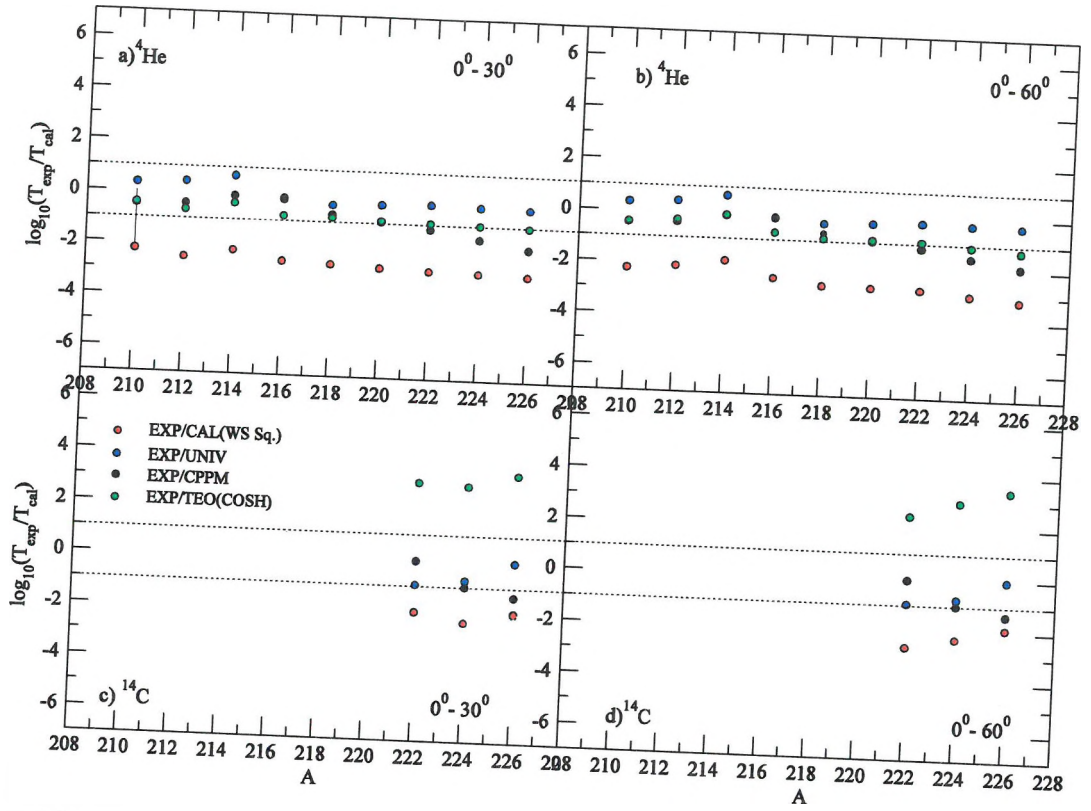
^4He ve ^{14}C bozunumunun mevcut deneysel değerlerini(T_{exp}), hesaplanan $\log_{10}T_{1/2}$ değerleri (T_{cal}) ve UNIV ile CPPM tahminleriyle karşılaştırmak için ana çekirdeğin kütle numarasına karşılık (A), $\log_{10}(T_{\text{exp}}/T_{\text{cal}})$ grafikleri çizildi. Grafiklerde, ^4He ve ^{14}C küme bozunumları için, küresel durum (sph), sadece kız çekirdek deformasyonu, sadece küme deformasyonu, hem kız çekirdek hem de küme deformasyonu durumunda 0^0-0^0 , 0^0-30^0 , 0^0-60^0 , 0^0-90^0 açı oryantasyonları ve tüm açılar üzerinden hesaplanan değerler, Woods-Saxon kare ve cosh potansiyelleri için ayrı ayrı incelendi.



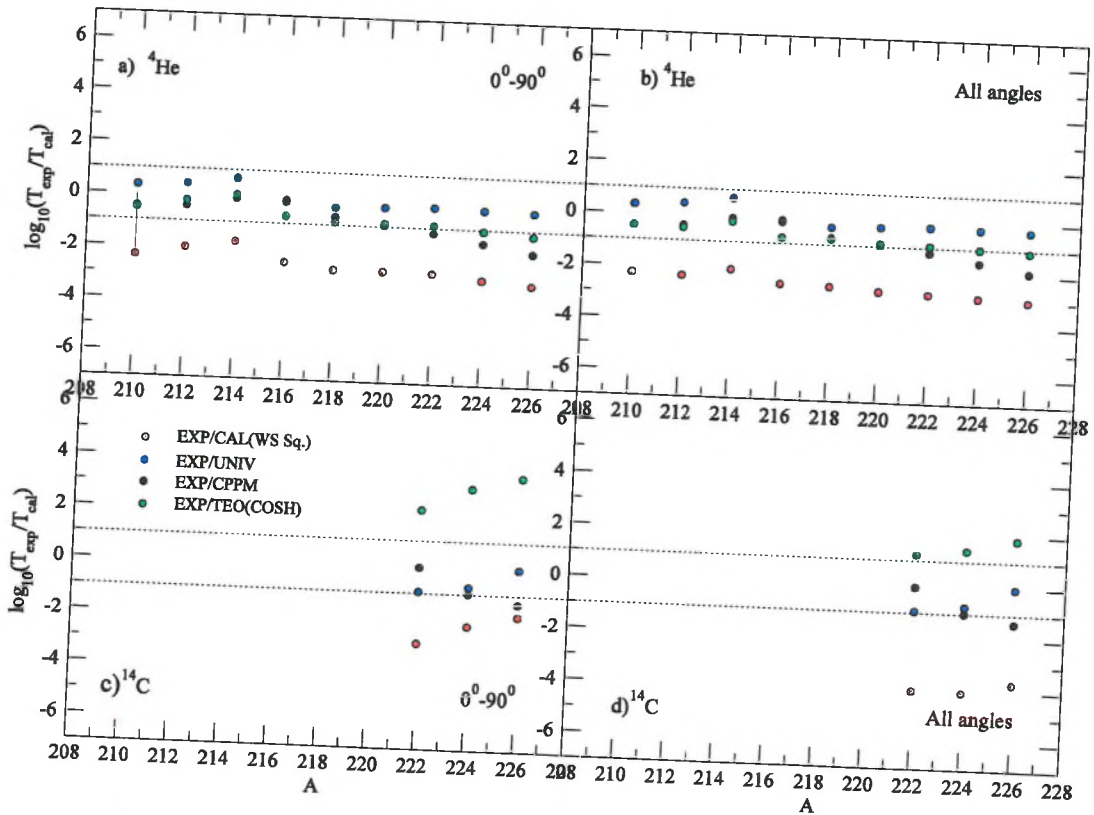
Şekil 9.12. ^4He ve ^{14}C bozunumunda, küresel durum ve küme deformasyonu (β_2^c), için $\log_{10}(T_{\text{exp}}/T_{\text{cal}})$ değerlerinin incelenmesi



Şekil 9.13. ^4He ve ^{14}C bozunumunda, kız çekirdek deformasyonu ve $0^0 - 0^0$ oryantasyon durumu için $\log_{10}(T_{\text{exp}}/T_{\text{cal}})$ değerlerinin incelenmesi



Şekil 9.14. ${}^4\text{He}$ ve ${}^{14}\text{C}$ bozunumlarında, $0^\circ-30^\circ$ ve $0^\circ-60^\circ$ oryantasyon durumu için $\log_{10}(T_{\text{exp}}/T_{\text{cal}})$ değerlerinin incelenmesi



Şekil 9.15. ${}^4\text{He}$ ve ${}^{14}\text{C}$ bozunumlarında, $0^\circ-90^\circ$ ve tüm açılar oryantasyon durumları için $\log_{10}(T_{\text{exp}}/T_{\text{cal}})$ değerlerinin incelenmesi

Şekil 9. 12, 9.13, 9.14 ve 9.15'deki grafiklere genel olarak bakıldığında, ^4He bozunumu için Cosh potansiyeli ile elde edilen $\log_{10}(T_{\text{exp}}/T_{\text{cat}})$ sonuçları deneysel değerlerle uyumludur. Ayrıca CPPM ve UNIV sonuçları ile yakın değerler almaktadır. Bu durum tüm grafiklerde açık şekilde görülmektedir. ^{14}C bozunumu içinde genel olarak Cosh potansiyeli sonuçları Woods-Saxon kare sonuçlarına göre deneysel değerlere ve CPPM ile UNIV sonuçlarına daha yakındır. Özellikle küresel durum, sadece kız çekirdek deformasyonu durumu ve tüm açılar üzerinden hesaplanan sonuçlarda bu durum daha belirgindir.

Kız çekirdek ve küme çekirdeğin oryantasyon açılarının hesaba katılması sonuçlara pozitif yönde etkilemiştir. Yani yarı ömürleri, Coulomb ve Yaklaşım Potansiyel Model (Coulomb and Proximity Potential Model, CPPM) ve küme bozunumu için evrensel formül (UNIV) ile elde edilen sonuçlara, ayrıca ^4He ve ^{14}C bozunumu için deneysel değerlere yaklaştırmıştır. Cosh potansiyeli için bu durum daha da açık görülebilir. Elde edilen sonuçlar Ra izotopundan mümkün egzotik bozunmaların bilinmeyen deneysel yarı ömürlerini tahmin etmek için kullanılabilir. Diğer taraftan, burada kullanılan mekanizma, literatürde araştırmaları yapılan Bizmut, Seryum, Baryum izotoplarının olası küme bozunmalarının bilinmeyen deneysel yarı ömürleri üzerinde bazı tahminler yapmak için uygulanabilir. Bu tür çalışmaları, ileri çalışmalar olarak yapmayı planlamaktayız. Tüm bunların ötesinde, kullanılan deformasyon mekanizmasının hafif çekirdeklere uygulanmasının da ilginç olabileceği düşünülmektedir. Bu çalışmalarında ileri çalışmalar olarak yapılması planlanmaktadır.

KAYNAKLAR

- Akbulut, U., Radyoaktivite Nedir? Nasıl Keşfedildi?, *ODTÜ Kimya Bölümü*, s 1-3, 2009.
- Akyıldırım, H., Ağır betonların nükleer radyasyon zırhlama özelliklerinin araştırılması, Doktora Tezi, *Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Isparta, s 6-11, 2011.
- Annunziata, M.F., "Handbook of Radioactivity Analysis", *Elsevier Science*, 1282 s., U.S.A., 2003.
- Arun, S.K., Gupta, R.K., Singh, B.B., Kanwar, S., Sharma, M.K., " ^{208}Pb daughter cluster radioactivity and the deformations and orientations of nuclei", *Phys. Rev. C* 79, 064616, 2009.
- Atmaca, G., , "Proton", Kuark, <http://www.kuark.org/2014/09/proton-nedir-proton-nasil-kesfedilmistir/2014>, 08.04.2015.
- Atmaca, G., "Kuantum tünelleme nedir?", Kuark, <http://www.kuark.org/2013/01/kuantum-tunelleme-nedir>, 25 Mart 2015.
- Atmaca, G., kuantum tünellemenin uygulamalari, Kuark, <http://www.kuark.org/2013/05/kuantum-tunellenen-uygulamalari/> 2013c, 09.04.2015.
- Atmaca, G., "Nötrino", Kuark, <http://www.kuark.org/2013/10/maddenin-hayaletleri-notrinolar-dunyamizi-degistirebilecek-fizik-kesifleri-5>, 2013a , 09.04.2015.
- Audi, G., Wapstra, A. H., and Thibault, C. "The AME 2003 atomic mass evaluation". *Nucl. Phys. A* 729: 337–676, 2003.

- Aytekin, H., Çekirdek Fiziği Ders Notları, *Zonguldak Karaelmas Üniversitesi*, Zonguldak, 2010a.
- Aytekin, H., Radyasyon Fiziği Ders Notları, *Zonguldak Karaelmas Üniversitesi*, Zonguldak, 2010b.
- Balasubramaniam, M., Gupta, R.K., “Heavy-ion emission in spontaneous decays of ^{249}Cf nuclei”, *Phys. Rev. C* 60 064316, 1999.
- Basu, D.N., “Spontaneous heavy cluster emission rates using microscopic potentials”, *Phys. Rev. C* 66 027601, 2002.
- Baum, E. M. et al., Nuclides and Isotopes: Chart of the nuclides 16th ed. Knolls Atomic Power Laboratory (Lockheed Martin), 2002.
- Bayrak, O., Nükleer Reaksiyonların Yarı-Klasik Yöntemler Kullanarak Analizi, Doktora Tezi, *Erciyes Üniversitesi*, Kayseri, 85 s., 2008.
- Beiser, A., Concepts of Modern Physics, sixth edition, 2003
- Belgıya, T., Bersillon, O., Capote, R., Fukahori, T., Zhigang, G., Goriely, S., Herman, M., Ignatyuk, A.V., Kailas, S., Koning, A., Oblozinsky, P., Plujko, V., Young, P., Handbook for calculations of nuclear reaction data, RIPL-2, IAEA-TECDOC-1506, IAEA, Vienna, 2006, available online at <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.
- Blendowske R., and Walliser, H., “Systematics of Cluster-Radioactivity-Decay Constants as Suggested by Microscopic Calculations”, *Phys. Rev. Lett.* 61, 1988, 1930.
- Blendowske, R.; Fliessbach, T. and Walliser, H. “In Nuclear Decay Modes”, *Institute of Physics Publishing*, Bristol. pp. 337–349, 1996.
- Blocki J and Swiatecki W J, “A generalization of the Proximity Force Theorem”, *Ann. Phys.* NY 132 53, 1981.

- Blocki J, Randrup J, Swiatecki W J and Tsang C F, "Proximity forces" *Ann. Phys.* NY 105 427, 1977.
- Bohr A. and Mottelson B.R., Nuclear Structure, Vol. 2, Benjamin, New York, 1975.
- Bonetti, R. and Guglielmetti, A. "Cluster radioactivity: an overview after twenty years", *Rom. Rep. Phys.* 59: 301–310, 2007.
- Bozkurt, A., Nükleer Fizik I Bölüm 2. Nükleer Özellikler, *Harran Üni., Fen-Edebiyat Fak., Fizik Böl.*, Şanlıurfa, 2012a.
- Bozkurt, A., Nükleer Fizik I Bölüm 4. Nükleer Yapı, *Harran Üni., Fen-Edebiyat Fak., Fizik Böl.*, Şanlıurfa, 2012b.
- Bozkurt, A., Nükleer Fizik I Bölüm 5. Alfa Bozunumu, *Harran Üni., Fen-Edebiyat Fak., Fizik Böl.*, Şanlıurfa, 2012c.
- Boztaş, M., Kane Tipi Yarı İletken Kuantum Halkasında Faz Gecikme Zamanı, Yüksek Lisans Tezi, *Kilis 7 Aralık Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı*, Kilis, 2011.
- Boztosun, I., Nükleer Fizik Ders Notları, 105 s., 2005.
- Brillard, L., Elayi, A. G., Hourani, E., Hussonnois, M., Le Du, J. F. Rosier, L. H., and Stab, L., "Mise en evidence d'une structure fine dans la radioactivite ^{14}C ". *C. R. Acad. Sci. Paris* 309: 1105–1110, 1989.
- Brink, D. M., Castro, J. J., "Alpha clustering effects in nuclear matter", *Nucl. Phys.* A216, 109, 1973.
- Brink, D. M., "Effective interactions for Hartree-Fock calculations", *Nucl. Phys.* A91, 1, 1967.

- Brink, D.M., "Proc. Int. School of Physics, Enrico Fermi Course 36", Varenna, ed C. Bloch Academic Press 247 New York, 1966.
- Brink, D.M., Takigawa, N., "Barrier penetration effects in the semi-classical theory of elastic scattering between complex nuclei", *Nucl. Phys A* 279, 159, 1977.
- Britton, T.M., "The Search for the 2^+ Excitation of the Hoyle State in ^{12}C using $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}; 3\alpha)^{12}\text{C}$ reaction", *midterm report, University of Birmingham, Birmingham*, 2008.
- Buck, B., *et al.*, "α decay calculations with a realistic potential", *Physical Review C*, 45, 2247-2253, 1992.
- Buck, B., *et al.*, "Half-Lives of Favored Alpha Decays from Nuclear Ground States", *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 54, 53-73, 1993.
- Buck, B., *et al.*, "Alpha-cluster structure in ^{212}Po ", *Physical Review Letters* 72, 1326-1328, 1994.
- Buck, B., *et al.*, "Exotic Cluster States in Actinide Nuclei", *Physical Review Letters* 76, 380-383, 1996.
- Buck, B., Dover C.B. and Vary J.P., "Simple potential model for cluster states in light nuclei", *Phys. Rev. C*, 11, 1803-1821, 1975.
- Buck, B., Merchant, A.C., Perez, S.M., "Alpha-cluster structure in ^{212}Po " *Phys. Rev. Lett.* 72, 1326, 1994.
- Buck, B., Merchant, A.C., Perez, S.M., "Exotic clustering in Ce and Nd isotopes", *Nucl. Phys. A* 657, 267, 1999.
- Buck, B., Pilt, A. "Alpha-particle and triton cluster states in ^{19}F ", *Nucl. Phys. A* 280 133, 1977.

- Buck., *et al.*, “Ground state to ground state alpha decays of heavy even-even nuclei”, *J. Phys. G:Nucl. Part. Phys.*, 17, 1223, 1991.
- Cansoy, Ç., Teorik Fizik Dersleri, Çekirdek Teorisi cilt 10, *İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Basımevi*, 1978.
- Chavellier, P., Scheibling, F., Goldring, G., Plessner I. ve Sachs, M.W., “Breakup of ^{16}O into $^8\text{Be}+^8\text{Be}$ ”, *Phys. Rev.* 160, 827, 1967.
- Cluster Decay, http://en.wikipedia.org/wiki/Cluster_decay, 23 Mart 2015
- Condon, E.U. ve Gurney, R.W., “Wave Mechanics and Radioactive Disintegration”, *Nature* 122, 439, 1928.
- Cook J., “DFPOT: a program for the calculation of double folded potentials”, *Comput. Phys. Commun* 25, 125, 1982.
- Çabuk, T., Radyasyon terapilerinde çeşitli radyoizotopların doz eşdeğerinin hesaplanması, Yüksek Lisans Tezi, *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Adana, s 8-21, 2010.
- Çoban, A., “Ağır çekirdeklerin alfa ve egzotik çekirdek bozunum mekanizmalarının incelenmesi”, Yüksek Lisans Tezi, *Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Kayseri, s 8-43, 2013
- D. N. Poenaru, D. N., Ivascu, M., and Mazilu, D. "Folded Yukawa-plus-exponential model PES for nuclei with different charge densities". *Computer Phys. Commun* 19 (2): 205–214, 1980.
- Denisov, V., Y. and Khudenko, A., A., “ α decays to ground and excited states of heavy deformed nuclei”, *Physical Review C*, 80, 034603-034612, 2009.
- Dikici M., Kuantum Fiziğine Giriş, *OMU*, 1994.

- Poenaru D.N., Greiner, W., Cluster Radioactivity, Ch. 1 of Clusters in Nuclei I. *Lecture Notes in Physics* 818. Springer, Berlin. pp. 1–56, 2011.
- Eisenbud, M., Gesell, T., Environmental Radioactivity From Natural, Industrial and Military Sources. *Academic Press*, 683 s, London, 1997.
- Encyclopædia Britannica Online, <http://www.britannica.com/EBchecked/topic/465998/>. 2011.
- Erb, K.A., Betts, R.R., “Resonant and average behavior of the $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ total reaction cross section: $5.6 \cdot E_{\text{cm}} \cdot 10.0 \text{ MeV}$ ”, *Phys. Rev. C*, 22, 507-514, 1980.
- Farid, El-Azab M., Mahmoud, Z.M.M., Hassan G.S., “Analysis of heavy ions elastic scattering using the double folding cluster model”, *Nuc. Phys. A*, 691, 671-690, 2001.
- Flügge, S., , Practical Quantum Mechanics, Vol. I, Springer, Berlin, 287 pp, 1994.
- Freer, M. and Merchant, A.C., “Developments in the study of nuclear clustering in light even-even nuclei”, *J. Phys. G.*, 23, 261-323, 1997.
- Freer, M., Clarke, N. M., Curtis, N., Fulton, B. R., Hall, S. J., Leddy, M. J., Pople, J. S., Tungate, G., Ward, R. P., Simmons, P.M, Rae, W. D. M., Chappell, S. P. G., Fox, S. P., Jones, C.D., Watson, D. L., Gyapong, G. J. Singer, S. M., Catford W. N. ve Regan, P. H., $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ “ 6α -chain state” resonance, *Phys. Rev. C* 51, 1995.
- Gales, S., Hourani, E., Hussonnois, M., Schapira, J.P., Stab, L., Vergnes, M. “Exotic Nuclear Decay of ^{223}Ra by Emission of ^{14}C Nuclei”, *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984) 759.
- Gamow, G., “Mass Defect Curve and Nuclear Constitution”, *Proc. Roy. Soc. A*, 126, 632-644, 1930.
- Gamow, G., “On Quantum Theory of Atomic Nuclei”, *Z. Phys.* 51 204, 1928.
- Garman E. F *et al.*, “Investigation of an $8p\text{-}4h$ state at $E_x = 12.44 \text{ MeV}$ in ^{20}Ne ” *Nuc. Phys. A* 372, 194 1981.

- Geiger, H., Nuttall, J.M., Philos. Mag. 22 613, 1911.
- Gezer, F., Fosfojips'in doğal radyoaktifliğinin belirlenmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, ADANA, s 4-5, 2011.
- Gherghescu, R. A. "Deformed two center shell model", *Phys. Rev. C* 67: 014309, 2003.
- Goldberg, D. A., "Improved six-parameter alpha-nucleus optical potentials", *Phys.Lett. B*, 55, 59-62, 1975.
- Greiner, M. and Scheid, W., "Radioactive decay into excited states via heavy ion emission". *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 12 (10): L229–L234, 1986.
- Griffiths, D.J., Introduction to Quantum Mechanics, çeviri Haluk Özbek, Sönan Durukanoglu Feyiz, 2.Baskıdan çeviri, *Nobel Yayın*, Ankara, 2010.
- Guglielmetti, A. et al., "Carbon radioactivity of ^{223}Ac and a search for nitrogen emission". *J. Phys.: Conf. Series* 111: 012050, 2008.
- Gupta, R.K., Singh, S., Puri, R.K., Scheid, W., "Instabilities against exotic cluster decays in "stable" nuclei with Z and N in the neighborhood of spherical and deformed closed shells", *Phys. Rev. C* 47 561, 1993
- Gurvitz, S., A. and Kalbermann, G., "Decay width and the shift of a quasistationary state", *Physical Review Letters*, 59, 262-265, 1987.
- Güven, H., Nükleer Fizik, *İ.T.Ü.*, 1998.
- Hafstad, L. and Teller, E., "The Alpha-Particle Model of the Nucleus", *Phys. Rev.*, 54, 681-692, 1938.
- Hindi, M. M., Thomas, J.H., Radford D. C. ve Parker, P. D., "Cluster structure of 8p-4h states in ^{20}Ne ", *Phys. Rev. C* 27, 2902, 1983.

- Hodgeson, P., E. and Betak, E., "Cluster emission, transfer and capture in nuclear reactions", *Physics Reports* 374, 1-89, 2003.
- Hofmann, S., et al., The new isotope $^{270}110$ and its decay products ^{266}Hs and ^{262}Sg , *Eur. Phys. J. A* 10, 2001.
- Hourany, E. et al., " ^{223}Ra Nuclear Spectroscopy in ^{14}C Radioactivity", *Phys. Rev.* 52: 267-270, 1995.
- Ibrahim T.T., Perez S.M. and Wyngaardt S.M., Hybrid potential model of the α -cluster structure of ^{212}Po , *Phys. Rev. C* 82, 034302, 2010.
- Ikeda K., Tagikawa N. and Horiuchi H., "The Systematic Structure-Change into the Molecule-like Structures in the Self-Conjugate $4n$ Nuclei", *Prog. Theor. Phys. (Suppl.)*, E68, 464-475, 1968.
- Iriondo, M., Jerrestam, D. and Liotta, R. "Cluster radioactivity and clustering formation in nuclei", *J. Nucl. Phys. A* 454,252 1986.
- Kanbur, D., Magnezyum Diboride (MgB_2)'nin Kritik sıcaklığının İki Bantlı Eliashberg Teorisi ile incelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, *Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 2007.
- Karakoç, M., Folding potansiyelin elde edilmesi ve $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ reaksiyonuna uygulanması, Yüksek Lisans Tezi, *Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, s 21-29, Kayseri, 2005.
- Kılıç, F.M., Biyolojik sistemlerde kuantum mekaniksel tünelleme, Yüksek Lisans Tezi, *Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, s 17-22, 2005.
- Koçak, G., Nükleer kümelenme: nükleer reaksiyon ve yapı formalizmine uygulanması, Yüksek Lisans Tezi, *Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Kayseri, s 12-39, 2005.

- Krane, K.S., Introductory Nuclear Physics, John Wiley and Sons press, 1987.
- Krappe, H. J., Nix, J. R., and Sierk, A. J. "Unified nuclear potential for heavy-ion elastic scattering, fusion, fission, and ground-state masses and deformations", *Phys. Rev. C* 20 (3): 992–1013, 1979.
- Kumar, S., Gupta, R.K., "Measurable decay modes of barium isotopes via exotic cluster emissions", *Phys. Rev. C* 49 1922, 1994.
- Kürkçüoğlu, M.E., $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ esnek saçılmasının fenomenolojik ve mikroskobik potansiyeller ile optik model analizleri, Doktora Tezi, *Zonguldak Karaelmas Üniversitesi Fen bilimleri enstitüsü*, Zonguldak, s 17-27, 2006.
- Langer, R., E., "On the Connection Formulas and the Solutions of the Wave Equation", *Physical Review*, 51, 669-676, 1937.
- Langer, R.E., "On the Connection Formulas and the Solutions of the Wave Equation", *Phys. Rev.* 51 669, 1937.
- Lovas R.G., *et al.*, "Microscopic theory of cluster radioactivity", *Phys. Rep.*, 294, 265, 1998.
- Love, W.G., "Double-folding model potential for anomalous large-angle $^4\text{He} + ^{40}\text{Ca}$ scattering", *Phys. Rev. C*, 17, 1876, 1978.
- Loveland W., Morrissey D.J., ve Seaborg G.T., Modern Nuclear Chemistry, *New Jersey*, 2006.
- Magill, J., Kally, J., Radioactivity, Radionuclides, Radiation. Springer, 266 s., *New York* 2005.
- Malik S S and Gupta R K, "Theory of cluster radioactive decay and of cluster formation in nuclei", *Phys. Rev. C* 39 1989,1992.

- Marsh, S., Rae, W.D.M., "The structure of ^{24}Mg using the cranked cluster model", *Phys. Lett.* 180B, 185, 1986.
- Maruhn, J. A. and Greiner, W., "The asymmetric two-center shell model". *Z. Phys.* 251 (5): 431–457, 1972.
- Michel, F., Vanderpoorten, R., "Optical model description of anomalous elastic and inelastic alpha - ^{40}Ca scattering between 20 and 50 MeV", *Phys. Rev. C*, 16, 142-152, 1977.
- Morinaga, H., "Interpretation of Some of the Excited States of 4n Self-Conjugate Nuclei", *Phys. Rev.*, 101, 254-258, 1956.
- Munoz-Britton, T., "The Search for the 2^+ Excitation of the ^{12}C Hoyle State using the $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}[3\alpha])^{12}\text{C}$ reaction", Doktora Tezi, *School of Physics and Astronomy The University of Birmingham*, Birmingham, s 1-34, 2011
- Myers, W. D. and Swiatecki, W. J. "Nuclear masses and deformations", *Nucl. Phys. A* 81: 1–60. 1966.
- Ni, D. and Ren, Z., " α -Decay calculations of medium mass nuclei within generalized density-dependent cluster model", *Nuclear Physics A*, 828, 348-359, 2009.
- Ni, D., Ren, Z., Dong, T., Xu, C., "Unified formula of half-lives for α decay and cluster radioactivity", *Phys. Rev. C* 78 044310, 2008.
- Ni, D., Ren, Z., "Half-lives and cluster preformation factors for various cluster emissions in trans-lead nuclei", *Phys. Rev. C* 82 024311, 2010.
- Ni, D., Ren, Z., "Systematic Calculations of α -Decay Half-Lives of Well Deformed Nuclei", *Few-Body Syst.* 54 1413, 2013.
- Noz, M.E., Maguire, G.Q., Radiation Protection in Health Sciences. 2nd Ed., World Scientific Publishing Co. Ltd., 325 s., Singapore, 2007.

- Pei J.C., *et al.*, “ α -decay calculations of heavy and superheavy nuclei using effective mean-field potentials”, *Phys. Rev. C*, 76, 044326, 2007.
- Poenaru D N, Ivascu M, Sandulescu A and Greiner W, “Heavy cluster decay of trans-zirconium “stable” nuclides”, *Phys. Rev. C* 32 572, 1985.
- Poenaru, D. N. and Greiner W., "Cluster Preformation as Barrier Penetrability", *Physica Scripta* 44 (5): 427–429, 1991.
- Poenaru, D. N. and Greiner, W. J., “Rare decay modes by cluster emission from nuclei”, *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 17,S 443,1991a.
- Poenaru, D. N. and Greiner, W., “Cluster Preformation as Barrier Penetrability”, *Phys. Scr.* 44, 427, 1991b.
- Poenaru, D. N., Gherghescu, R.A., and Greiner, W., "Potential energy surfaces for cluster emitting nuclei", *Phys. Rev. C* 73: 014608, 2006.
- Poenaru, D. N., Gherghescu, R.A., and Greiner, W., "Single universal curve for cluster radioactivities and alpha decay". *Phys. Rev. C* 83: 014601, 2011.
- Poenaru, D. N., Ivascu, M., and Sandulescu, A. (). "Alpha-decay as a fission-like process". *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 5 (10): L169–L173, 1979.
- Poenaru, D. N., Ivascu, M., Sandulescu, A., and Greiner, W., "Spontaneous emission of heavy clusters". *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 10 (8): L183–L189, 1984.
- Poenaru, D. N., Plonski, I. H., Gherghescu, R. A. and Greiner, W., “Valleys due to Pb and Sn on the potential energy surface of superheavy and lighter α -emitting nuclei”, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 32, 1223, 2006.
- Poenaru, D. N., Schnabel, D., Greiner, W., Mazilu, D., and Gherghescu, R., "Nuclear Lifetimes for Cluster Radioactivities", *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 48 (2): 231–327, 1991.

- Poenaru, D. N.; Greiner W., Nuclear Decay Modes, Institute of Physics Publishing, Bristol. pp. 1–577. ISBN 0-7503-0338-7. Check date values in: `|date= (help)`, 1996.
- Poenaru, D.N., Gherghescu, R.A., Greiner, W., “Heavy-Particle Radioactivity of Superheavy Nuclei”, *Phys. Rev. Lett.* 107 062503.b, 2011.
- Poenaru, D.N., Gherghescu, R.A., Greiner, W., “Single universal curve for cluster radioactivities and α decay”, *Phys. Rev. C* 83 014601.a, 2011.
- Price, B.T.; Horton, C.C., Spinney, K.T., Radiation Shielding, *Pergamon Pres*, 350 s, London, 1957.
- Price, P.B., Stevenson, J.D., Barwick, S.W., Ravn, “Discovery of Radioactive Decay of ^{222}Ra and ^{224}Ra by ^{14}C Emission”, H.L., *Phys. Rev. Lett.* 54 297, 1985.
- Qi, C., Xu, F. R., Liotta, R. J., Wyss, R., Zhang, M. Y., Asawatangtrakuldee, C. and Hu D., Microscopic mechanism of charged-particle radioactivity and generalization of the Geiger-Nuttall law”, *Phys. Rev. C* 80, 044326, 2009b.
- Qi, C., Xu, F. R., Liotta, R. J., and Wyss, R., "Universal Decay Law in Charged-Particle Emission and Exotic Cluster Radioactivity". *Phys. Rev. Lett.* 103 (7): 072501, 2009a.
- Ren, Z.Z., Xu, C. and Wang, Z.J., “New perspective on complex cluster radioactivity of heavy nuclei”, *Phys. Rev. C*, 70, 034304, 2004.
- Rose, H. J. and Jones, G. A., "A new kind of natural radioactivity", *Nature* 307 (5948): 245–247, 1984.
- Rosenteel, G., Draayer, J.P., “Symmetry algebra of the anisotropic harmonic oscillator with commensurate frequencies”, *J. Phys. A* 22, 1323, 1989.
- Routray, T.R., Nayak, J., Basu, D.N., “Cluster radioactivity in very heavy nuclei: a new perspective”, *Nucl. Phys. A* 826 223, 2009.

- Rutherford, E., *Phil. Mag.* 21, 669, 1911.
- Sahu B., "Analytical expression for the α -decay half-life and understanding the data including very long life-times and superheavy nuclei", *Phys. Rev. C*, 78, 044608, 2008.
- Samanta C. *et al.*, "Predictions of alpha decay half lives of heavy and superheavy elements", *Nucl. Phys. A*, 789, 142, 2007.
- Sanders, S. J., Martz L.M. Ve Parker, P.D., "Spectroscopy of high spin states in ^{16}O and ^{20}Ne using the $(\text{C}^{12}, \text{Be}^8)(\alpha 0)$ reaction", *Phys. Rev. C* 20, 1743, 1979.
- Sandulescu, A., Poenaru, D. N. and Greiner W. "New type of decay of heavy nuclei intermediate between fission and alpha-decay". *Sov. J. Part. Nucl.* 11: 528–541, 1980.
- Santhosh K P and Joseph A, "Cluster radioactivity in xenon isotopes", *Pramana J. Phys.* 62 957, 2004.
- Santhosh K.P. *et al.*, "Alpha radioactivity in heavy and super heavy elements", *Nucl. Phys. A*, 825, 159, 2009.
- Santhosh, K.P., Biju, R.K., Joseph, A., "A semi-empirical model for alpha and cluster radioactivity", *Phys. G, Nucl. Part. Phys.* 35 085102, 2008.
- Santhosh, K.P., Joseph, A., "Exotic decay in Ba isotopes via ^{12}C emission", *Pramana J. Phys.* 55 375, 2000.
- Santhosh, K.P., Joseph, A., "Effect of parent and daughter deformation on half-life time in exotic decay", *J. Phys.* 59 679–684, 2002.
- Santhosh, K.P., Sahadevan, S., Priyanka, B., Unnikrishnan, M.S., "Systematic study of heavy cluster emission from $^{210-226}\text{Ra}$ isotopes", *Nucl. Phys. A* 882, 2012.
- Sarkun, G., Nükleer Kimya Radyoaktivite, [http:// lisanskimya.balikesir.edu.tr/~f111073/ nukleerkimya.html](http://lisanskimya.balikesir.edu.tr/~f111073/nukleerkimya.html), 2012, 05.04.2015.

- Satchler, G. R., Direct Nuclear Reaction, *Oxford University Press*, New York, 1983.
- Satchler, G. R., Love, W.G., "Folding Model Potentials From Realistic Interactions for Heavy-Ion Scattering", *Phys. Rep.*, 55, 183-254, 1979.
- Sawhney, G., Sharma, M.K., Gupta, R.K., "Role of higher-multipole deformations in exotic ^{14}C cluster radioactivity", *Phys. Rev. C* 83 064610, 2011.
- Serway, R.A., Physics for Scientists and Engineers, 1982.
- Seyrek, E., "Radyoizotopların üretimi ve radyoterapide kullanılması", *Gazi Üniversitesi Fizik Eğitimi Anabilim Dalı*, Ankara, s 5-20, 2007.
- Shanmugam, G., Kamalaharan, B., "Application of a cubic barrier in exotic decay studies", *Phys. Rev. C* 38 1377, 1988.
- Shi Y J and Swiatecki W J, "Estimates of radioactive decay by the emission of nuclei heavier than α -particles", *Nucl. Phys. A* 438 450, 1985.
- Shi Y J and Swiatecki W J, "Estimates of the influence of nuclear deformations and shell effects on the lifetimes of exotic radioactivities", *Nucl. Phys. A* 464 205, 1987.
- Soylu, A., Oksijen çekirdeğindeki alfa kümelenme yapısının araştırılması, Doktora Tezi, *Niğde Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Niğde, s 5-17, 2010.
- Soylu, A., Sert, Y., Bayrak, O., "Boztosun, Role of the cluster deformations in explaining the exotic decay half-lives", *I., Eur. Phys. J. A* 48 128, 2012.
- Spektroskopi, <http://tr.wikipedia.org/wiki/Spektroskopi> 15 Şubat 2015.
- Strutinski, V. M., "Shell effects in nuclear masses and deformation energies", *Nucl. Phys. A* 95 (2): 420-442, 1967.

- Takeuchi S., "Silicon's double magic", <http://www.riken.jp/en/research/rikenresearch/highlights/7240>, April 12, 2013.
- Tarlacı, S., <http://www.evrenindili.com/component/content/article/180-noerokuantoloji/575-elektromanyetik-alan-ve-su?Directory=194,2013>, 10.04.2015.
- Viola V. E. and Seaborg, G. T., Inorg. J. "Nuclear systematics of the heavy elements II Lifetimes for alpha, beta and spontaneous fission decay", *Nucl. Chem.* 28, 741, 1966.
- Wheeler, J., "On the Mathematical Description of Light Nuclei by the Method of Resonating Group Structure", *Phys. Rev.*, 52, 1107-1122, 1937.
- Wieland, R. M., et al., "Analysis of $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Scattering and the Depth of the Real Potential", *Phys. Rev. Lett.*, 37, 1458–1461, 1976.
- Williams, W.S.C., "Nuclear and Particle Physics, Oxford University Press", Oxford, 1991.
- Xu C. and Ren Z., " α decay of nuclei in extreme cases", *Phys. Rev. C*, 69, 024614, 2004.
- Xu F.R. and Pei J.C., "Mean-field cluster potentials for various cluster decays" *Phys. Lett. B*, 642, 322, 2006.
- Xu, C. and Ren, Z., " α decay of nuclei in extreme cases", *Physical Review C*, 69, 024614-024620, 2004.
- Xu, C. and Ren, Z., "Favored α -decays of medium mass nuclei in density-dependent cluster model", *Nuclear Physics A*, 760, 303-316, 2005.
- Xu, C. and Ren, Z., "New deformed model of α -decay half-lives with a microscopic potential", *Physical Review C*, 73, 041301-041305, 2006.

- Xu, C. and Ren, Z., “ α -decay half-lives of ground and isomeric states of exotic nuclei around closed shells”, *Physical Review C*, 78, 057302-057305, 2008.
- Xu, C. and Ren, Z.Z., “ α decay of nuclei in extreme cases”, *Phys. Rev. C*, 69, 024614, 2004.
- Xu, F., R., and Pei, J., C., “Mean-field cluster potentials for various cluster decays”, *Physics Letters B*, 642, 322-325, 2006.
- Yazar, H. R., İleri Nükleer Fizik II, *Nevşehir Hacı Bektaş Veli Üniversitesi*, 2012
- Yıldırım, S.N., “Nötron nedir?”, Kuark, <http://www.kuark.org/2014/08/notron-nedir/#prettyPhoto>, 2014, 08.04.2015.
- Yıldız, S., $^{12}\text{C}+^{18}\text{O}$ reaksiyonunun analizi ve ^{18}O ve ^{22}Ne çekirdek yapılarının incelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, *İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, İstanbul, s 1-6, 2005.
- Yu. V., Denisov, Khudenko, A.A., “ α -Decay half-lives, α -capture, and α -nucleus potential”, *At. Data Nucl. Data Tables* 95815, 2009.
- Yu.Ts. Oganessian, et al., “Measurements of cross sections and decay properties of the isotopes of elements 112, 114, and 116 produced in the fusion reactions U233,238, Pu242, and Cm248+Ca48”, *Phys. Rev. C* 70 064609, 2004.
- Yu.Ts. Oganessian, et al., “Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the ^{249}Cf and $^{245}\text{Cm}+^{48}\text{Ca}$ fusion reactions”, *Phys. Rev. C* 74 044602, 2006.
- Yüksel, M., Alfa bozunumu, *ÇÜ FBE Fizik ABD*, Adana, 2010
- Yükseltürk, A., Taramalı Tünelleme Mikroskopi, <http://nanoturkiye.blogspot.com.tr/2008/04/nano101-tarama-tnelleme-mikroskopi.html>, 2008, 10.04.2015.

ÖZ GEÇMİŞ

Şebnem Evlice 17.04.1977 tarihinde Bafra'da doğdu. İlk orta ve lise eğitimini Bafra'da tamamladı. 1993 yılında girdiği 19 Mayıs Üniversitesi Fizik Öğretmenliği Bölümü'nden 1997'de mezun oldu. 1998-2013 yılları arasında Niğde Edikli Lisesi, Niğde Güzel Sanatlar Lisesi ve Faik Şahenk Teknik ve Endüstri Meslek Lisesinde Fizik Öğretmeni olarak çalıştı. 2013 yılında sağlık durumundan emekli oldu. 2012-2013 öğretim yılında Niğde Üniversitesi Fizik Bölümü'nde yüksek lisans öğrenimine başladı. 2014'de Anadolu Üniversitesi AÖF Uluslararası İlişkiler bölümünü bitirdi. 2014-2015 öğretim yılında İstanbul Üniversitesi AUZEF İşletme bölümüne girdi ve halen öğrenimine devam etmektedir.

Bu tez çalışmasından, 1 (bir) adet uluslararası makale ile 1 (bir) adet uluslararası bildiri üretilmiştir. Bu üretilen çalışmalar aşağıda sunulmuştur.

A. Soylu, S. Evlice, “Deformation Effect on Cluster Decays of Radium Isotopes”, Nuclear Physics A Vol.936, 59-73, 2015

A. Soylu, O. Bayrak, S. Evlice, “The influence of nuclear deformations on the exotic cluster decay half-lives”, NUBA Conference Series-1: Nuclear Physics and Astrophysics, Institute of Physics – IOP, 2015, Journal of Physics: Conference Series 590 (2015) 012045

