



**^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np ve ^{239}Pu ÇEKİRDEKLERİNİN (α, f) TESİR KESİTLERİNİN
SEVİYE YOĞUNLUK PARAMETRESİNE BAĞLILIGININ İNCELENMESİ**

Şükran ALVER

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

OCAK 2018

Şükran ALVER tarafından hazırlanan “ ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np ve ^{239}Pu ÇEKİRDEKLERİNİN (α ,f) TESİR KESİTLERİNİN SEVİYE YOĞUNLUK PARAMETRESİNE BAĞLILIĞININ İNCELENMESİ” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Gazi Üniversitesi Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Doç. Dr. Aynur ÖZCAN

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

Başkan: Prof. Dr. Abdullah AYDIN

Fizik Anabilim Dalı, Kırıkkale Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

Üye: Prof. Dr. Yasemin ÇİFTÇİ

Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum.

.....

Tez Savunma Tarihi: 31/01/2018

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Yüksek Lisans Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

.....

Prof. Dr. Sena YAŞYERLİ
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu,

bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

Şükran ALVER

31/01/2018

^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np ve ^{239}Pu ÇEKİRDEKLERİNİN (α, f) TESİR KESİTLERİNİN SEVİYE
YOĞUNLUK PARAMETRESİNE BAĞLILIĞININ İNCELENMESİ

(Yüksek Lisans Tezi)

Şükran ALVER

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Ocak 2018

ÖZET

Bu çalışmada aktinit grubunda yer alan ve radyoaktif özellikleri yanında çekirdek reaksiyonları ile ilgi çeken ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu ve ^{237}Np çekirdeklerinin fisyon reaksiyonları için tesir kesitlerinin seviye yoğunluk parametresine bağılılığı araştırıldı. Bu çalışma esnasında Linux işletim sisteminde çalışan Fortran programlama diline sahip nükleer reaksiyonların analizi ve tahmini için geliştirilmiş TALYS benzetim programının 1.6 sürümü kullanılarak hesaplamalar yapıldı. Çalışma sonucunda elde edilen veriler deneysel çalışma sonuçlarıyla karşılaştırılarak en uygun seviye yoğunluk parametresi belirlenip literatüre sunuldu.

Bilim Kodu : 20216
Anahtar Kelimeler : Tesir kesiti, TALYS 1.6, seviye yoğunluk parametresi
Sayfa Adedi : 51
Danışman : Doç. Dr. Aynur ÖZCAN

AN INVESTIGATION ON LEVEL DENSITY PARAMETER DEPENDENCY OF ^{235}U ,
 ^{238}U , ^{237}Np VE ^{239}Pu NUCLEI CROSS SECTIONS

(M. Sc. Thesis)

Şükran ALVER

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

January 2018

ÖZET

In this study, the dependence of cross-sections on the level density parameters of ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu and ^{237}Np nuclei, which are related to nuclear reactions in the actinide group, besides their radioactive properties, was investigated. During this study, calculations were made using version 1.6 of the TALYS simulation program developed for the analysis and prediction of nuclear reactions involving the Fortran programming language running on the Linux operating system. The data obtained in the result of the study were compared with the results of the experimental study which are indicated in section 5. The optimal level density parameter was determined and introduced in the literature.

Science Code : 20216

Key Words : Fission cross section, TALYS 1.6, level density parameter

Page Number : 51

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Aynur ÖZCAN

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım süresince beni yönlendiren, tecrübeleri ve bilgisi ile bana destek veren, benden hiçbir yardımını esirgemeyen çok değerli danışman hocam Doç. Dr. Aynur ÖZCAN' a, bilgilerinden ve desteğinden her fırsatta yararlanma imkânı bulduğum sayın hocam Prof. Dr. Abdullah AYDIN' a, beni her fırsatta teşvik eden değerli tavsiyeleri ve bilgi birikimi ile bana cesaret veren çalışmalarına ışık tutan, tez yazımı ve planlaması konusunda da engin tecrübelerini ve desteğini benden esirgemeyen çok kıymetli hocam Prof. Dr. Yasemin ÇİFTÇİ' ye manevi destekleri ile bana güç veren aileme ve başta Emel ÜNVER olmak üzere arkadaşlarıma sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	viii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xii
1. GİRİŞ.....	1
2. FİSYON BARİYERİ	17
2.1. DeneySEL Fisyon Bariyeri Modeli (EFB)	18
2.2. Mamdouh Tablo Fisyon Bariyeri Modeli(EFB).....	20
2.3. Sierk Fisyon Bariyeri Modeli	24
2.4. Dönen Sıvı Damlası Fisyon Bariyeri Modeli (RLD)	25
2.5. WKB yaklaşımı fisyon bariyeri modeli (WKB).....	27
3. SEVİYE YOĞUNLUĞU.....	29
3.1. Seviye Yoğunluk Parametresi “a”.....	29
3.2. Modifiye Fermi Gaz Modeli (BFM)	30
3.3. Sabit Sıcaklık Modeli (CTM)	31
3. 4. Genelleştirilmiş Süper Akışkan Modeli	32
3. 5. Mikroskobik Seviye Yoğunluğu.....	35
4. TALYS	37
4.1. Tays Girdi Dosyası	38
4.2. Teorik Hesaplamalar.....	39

	Sayfa
4.2.1. $^{235}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonu	39
4.2.2. $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonu	40
4.2.3. $^{239}\text{Pu}(\alpha, f)$ Reaksiyonu.....	41
4.2.4. $^{237}\text{Np}(\alpha, f)$ Reaksiyonu	42
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	45
KAYNAKLAR	47
ÖZGEÇMİŞ	51

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 1.1. Reaksiyon Tesir Kesitleri	15
Çizelge 2.1. Deneysel fisyon bariyerleri $B_f = B_{exp}$ aktinitleri. Tüm bariyerler eksenel simetriktr)	18
Çizelge 2.2. Aktinitler için fisyon bariyer parametreleri sırasıyla BA, BB ve sym-A, Sym-B fisyon bariyeri iç yüksekliği ve simetrisidir	19
Çizelge 2.3. Birincil bariyer yükseklikleri	20

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. $r=a$ 'da çekirdek yüzeyinin içinde potansiyel, bir kare kuyu potansiyeli ile temsil edilir. Çekirdek yüzeyinin ötesinde yalnızca Coulomb itmesi vardır ve alfa parçacığı a 'dan b 'ye tünelleme yapabilir	5
Şekil 1.2. Kütle numarasına göre nükleon başına düşen bağlanma enerjisi	5
Şekil 1.3. Fisyon oluşumu.....	6
Şekil 1.4. ^{238}U 'un kendiliğinden fisyonu karşı koyan düzgün bir potansiyel engeli	7
Şekil 1.5. ^{235}U ' in termal fisyonundaki fisyon ürünlerinin kütle dağılımı.....	8
Şekil 1.6. Çiftlenimin, uyarılma enerjisi üzerindeki etkisi	10
Şekil 1.7. $d\Omega$ katı açısının gösterimi	11
Şekil 1.8. ^{235}U ve ^{238}U 'in nötronlarla oluşturulan fisyon tesir kesitleri	13
Şekil 2.1. Çift tepeli fisyon bariyeri ve ortak parametreler.....	17
Şekil 2.2. (a) $Z=92$ için İç (devamlı çizgi), Dış (noktalı çizgi) bariyer değerleri, ETF bariyer değeri(kesikli çizgili). (b) c parametresinin uzama karşılıkları	24
Şekil 2.3. $Z=20$ ve 90 için fisyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının bir fonksiyonu olarak hesaplanması	25
Şekil 2.4. $Z=86$ 'dan 110 'a kadar fisyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının fonksiyonu olarak hesaplanması.....	25
Şekil 2.5. Ağır çekirdeğin deformasyonu	26
Şekil 2.6. Klasik olarak parçacığın bulunacağı bölge.....	28
Şekil 4.1. Talys Reaksiyon Mekanizmaları ve Nükleer Modelleri.....	39
Şekil 4.2. ^{235}U 'in α parçacığı ile gerçekleştirilen fisyon reaksiyonlarında farklı seviye yoğunluklarına karşılık gelen tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması.	39
Şekil 4.3. ^{238}U 'in α parçacığı ile gerçekleştirilen fisyon reaksiyonlarında farklı seviye yoğunluklarına karşılık gelen tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması	40

Şekil	Sayfa
Şekil 4.4. ^{239}Pu 'un α parçacığı ile gerçekleştirilen fisyon reaksiyonlarında farklı seviye yoğunluklarına karşılık gelen tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması	41
Şekil 4.5. ^{237}Np 'nin α parçacığı ile gerçekleştirilen fisyon reaksiyonlarında farklı seviye yoğunluklarına karşılık gelen tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması	42

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklamalar
A	kütle numarası
B	bariyer
E	enerji
B_f	fisyon bariyeri
v	ani nötronların ortalama sayısı
δ	çiftlenim enerjisi terimi
v	ani nötronların ortalama sayısı
δ	çiftlenim enerjisi terimi
σ	tesir kesiti
dt	birim yüzey
I	akım şiddeti
f	etkin alan kesri
N₀	ince levhaya gelen parçacık sayısı
N	levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısı
dΩ	katı açısı
σ(θ)	diferansiyel tesir kesiti
S	entropi
U	Fermi gaz ifadesine göre etkili uyarılmış enerji
Z	atom numarası

Kısaltmalar	Açıklamalar
BFM	Modifiye Fermi gaz modeli
CTM	Sabit sıcaklık modeli
EFB	DeneySEL fisyon bariyeri modeli
GSM	Genelleştirilmiş süperakışkan model
MFB	Mamdouh tablo fisyon bariyeri modeli
(mGT, mHT)	Mikroskobik seviye yoğunluğu modelleri
RLD	Dönen sıvı damlası fisyon bariyeri modeli
SFB	Sierk fisyon bariyeri modeli
WKB	WKB yaklaşımı fisyon bariyeri modeli

1. GİRİŞ

1934'te Joliot ve Curie (1934a, 1934b) alfa parçacıklarının oluşturduğu yeni bir radyoaktivite gözlemlediler, daha sonra Fermi ve arkadaşları nötron kaynaklı radyoaktiviteyi fark ettiler bu sonuçları ayırmak kolay değildi (Fermi, 1934a; Amaldi ve ark., 1934; Fermi ve diğerleri, 1934a). Uranyumdan daha ağır elementleri keşfetmek, nükleer fisyon ihtimalini gözden kaçırdı (Fermi, 1934b; Fermi ve diğerleri, 1934b). Hahn ve Strassmann (1939), uranyumu nötronlar ile bombardıman ederek çekirdek fisyonunu gerçekleştirdi. Gerçekleşen fisyon olayı Meitner ve Frisch(1939) tarafından doğrulandı. Nükleer seviye yoğunluğu her bir çekirdek için karakteristik bir özelliktir ve çekirdekteki birim enerji başına düşen seviye sayısı olarak tanımlanır. Seviye yoğunluğu çalışmalarının nükleer astrofizik, nükleer fisyon ve nükleer tıp gibi alanlarda önemli uygulamaları bulunmaktadır. Bethe'nin çalışması bu konuda dönüm noktası sayılabilecek bir çalışmadır. Fizik, mikroskobik boyutlardan makroskobik boyutlara kadar tüm evreni kucaklayan ve diğer bilim dallarının da gelişimine ışık tutan aynı zamanda bilime yeni çalışma alanları ve bakış açısı getiren devasa genişlikte geçerliliği olan bir bilim dalıdır. Nükleer fizik 1896 yılında radyoaktifliğin Becquerel tarafından keşfi ve 1911'de çekirdeğin varlığını ileri süren Rutherford'un hipotezi ile başlamıştır. Nükleer fizikteki deneysel ve teorik çalışmalar, fizik biliminin gelişmesinde önemli rol oynamaktadır. Bu çalışmalar sonucunda çekirdeğin yapısı ve özellikleri daha iyi anlaşılmıştır. Ayrıca nükleer fizikteki bazı teknikler, atom ve katı hal fiziği gibi önemli uygulama alanlarında kullanılmaktadır. Nükleer fizik laboratuvarındaki deneysel sonuçlar birçok inanılmaz problemin çözülmesine katkı sağlamaktadır. Örneğin atom altı parçacıkların etkileşim mekanizmasının açığa kavuşturulması ve büyük patlamadan hemen sonra evrenin ilk oluşumu esnasında meydana gelen olayların anlaşılması için, nükleer fizikteki deneysel çalışmalardan yararlanır. Nükleer fizikteki gelişmeler ve çalışmalar insan sağlığını tehdit eden ve ölümle sonuçlanan tedavisi ve teşhisi çok zor olan birçok hastalığın cerrahi müdahaleye gerek duyulmadan teşhis ve tedavisine de imkân sağlamaktadır. Fakat insan sağlığı ve yaşamı için çok büyük pozitif katkılar sağlayan bu çalışmalar ve teknikler insanlığın geleceğini sürekli tehdit eden kitle imha silahlarının yapılmasında da kullanılmaktadır. Bu nedenle çekirdek özelliklerini açıklayabilmek için sıradan metotlar yerine farklı yaklaşımlar kullanmak gerekir. Nükleer fizik karmaşık çekirdek yapısını aydınlatmak için birçok modelleme yöntemi kullanır ve bu yöntemlerin her birinde değişik yaklaşımlarla çekirdeğin statik ve dinamik özellikleri tartışılır. Hatta bu

teorik yaklaşımlar gerçek anlamda bütün olayları yorumlama ve analiz etme imkânı vermektedir. Mesela alfa, beta bozunumu, direk reaksiyonlar ve fisyon gibi olayların açıklanması için, farklı formülasyonlar kullanılmaktadır. Bu olayların her birinde, deneysel sonuçlar tahmin edilerek ve yorum yapılarak sonuca ulaşılabilir. Ancak, bir olay için uygulanan metot veya formül genellikle başka bir olay için geçerli olamayabilir. Tek bir birleşik teori yerine, birbiriyle uyuşmayan gözlemlerin denizi içerisinde uyumlu bilgi adacıkları vardır. Nükleer fiziğin önemli temel problemlerinden bazıları henüz çözümlenememiştir. Örneğin, çekirdekteki nükleonları bir arada tutan nükleer kuvvetlerin yapısı, nükleon yoğunluğu, çekirdek yarıçapı tam olarak açıklanamamıştır. Son yıllarda , nükleer fizikteki bu problemlerin açığa kavuşturulması ve kuarklar arasındaki temel kuvvetin anlaşılması için birçok çalışma yapılmakta olmasına rağmen aydınlatılması gereken birçok bilinmez bulunmaktadır.

Nükleer fiziğin tarihçesi

Yunan düşünürleri maddenin oluşumu konusunda çeşitli teoriler öne sürüp maddeyi tartışırken M.Ö dördüncü yüzyılda Democritus maddelerin küçük parçalara kadar bölünebileceği fikri ile ilk kıvılcımı atmış ve “atom” fikri kavramı gündeme gelmiştir. Yunanca’da bölünemeyen anlamına gelen atom kavramı o dönemde maddenin en küçük yapı taşı olarak kabul görmüştür. Bu kabul beraberinde bilim dünyasını atomun özelliklerini araştırmaya sevk etmiş ve bu problemin çözümü için 19. yüzyılın başlarında deneysel metotlar geliştirilmiştir.

Öncelikle maddeyi meydana getiren atomların sistematik sınıflandırılması ve oluşum özelliklerinin kuralları kimyacılar tarafından açıklığa kavuşturulmuştur. Daha sonra ise çeşitli elementlerin atomlarının temel problemleri üzerindeki çalışmaları atom fizikçileri üstlenmiştir. 1896’da Becquerel’in atomların radyoaktifliğinin keşfine ve 1898’de Curie’lerin radyoaktif maddeleri açıklamasına kadar çalışmalar atom fiziği boyutunda devam etmiştir. Rutherford’un 1911 yılında atom çekirdeğinin varlığını ispatlayan çalışmasıyla çekirdek boyutunda çalışmalar derinleşmiş ve nükleer fizikçiler bilim dünyasında boy göstermiştir. Çekirdek özellikleri ile ilgili araştırmalar, Rutherford’un zamanından günümüze kadar devam etmektedir. 1940’lı ve 1950’li yıllarda, çekirdekten daha ileri ve temel düzeyde başka bir yapının olduğu keşfedilmiştir. Bu yapıya katkıda

bulunan parçacıklar ile ilgili çalışmalar, bugün parçacık (veya yüksek enerji) fiziğinin alanında gerçekleştirilmektedir.

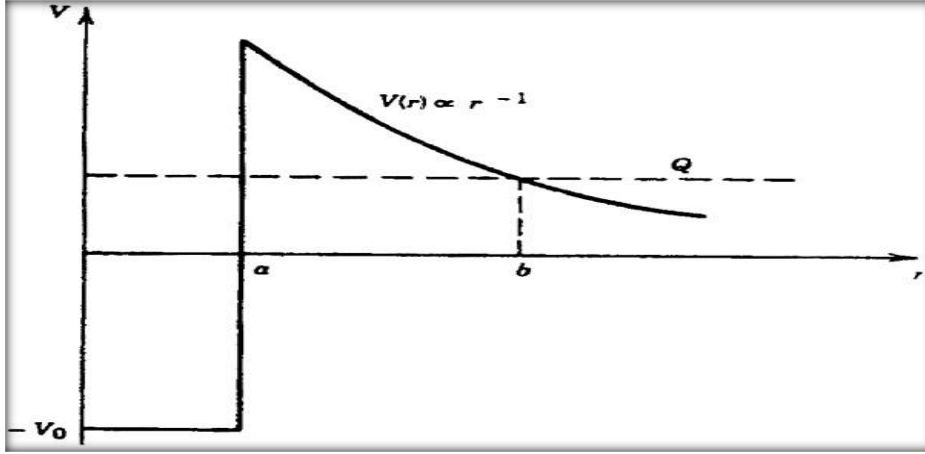
Bu nedenle nükleer fizik, kimyanın ve atom fiziğinin çocuğu, parçacık fiziğinin de atası olarak kabul edilir. Her ne kadar nükleer fizik, artık maddenin en küçük bileşenlerini aydınlatmak için yapılan araştırmalarda merkezi bir rol oynamamakla birlikte temel etkileşmelerin daha iyi anlaşılmasını sağlamak amacıyla çekirdek ile ilgili deneyler devam etmektedir. Çekirdeğin yapısını açıklayan kurallar ve nükleer özellikler ile ilgili çalışmalar, doğal olarak çekirdek fiziği araştırmalarının etkin ve üretken bir alanı haline gelmiştir. Nükleer fiziğin tıbbi görüntüleme cihazlarından uydulara kadar pratikte pek çok uygulama alanı vardır. Nükleer fiziğin; temel parçacıkların ve onların etkileşmesinin incelenmesi, çekirdeğin özelliklerinin yorumlanması ile sınıflandırılması ve topluma yararlı olan teknolojik gelişmelerin üretilmesi olarak üç yönü bulunmaktadır.

Fisyon

1930'lu yıllar nükleer fiziğin en hızlı geliştiği yıllardır. Nötronun 1932'de Chadwick tarafından keşfedilmesi nötronlarla bombardıman edilen çeşitli çekirdekler üzerinde nötron etkilerinin araştırılmasına başlangıç olmuştur. Fermi ve çalışma arkadaşları, birçok elementi nötronlarla bombardıman ederek nötron yakalama sonucu ortaya çıkan yapay radyoaktiflik üzerinde çalışmaları başlatmışlardır. Çekirdeklerden birçoğunun nötron yakalaması ile β yayımlayarak bozunuma uğradığı, bu yolla nötronun protona dönüştüğü ve çekirdeğin nötron fazlalığını dengelendiği bu çalışmalar sonucunda açıklandı. Elde edilen çekirdekte nötronun protona dönüşmesi sonucu atom numarasını artırmıştır. Bu tekniğin uranyumdan ağır olan transuranyum elementlerinin elde edilmesine uygun bir teknik olduğu anlaşılmıştır.

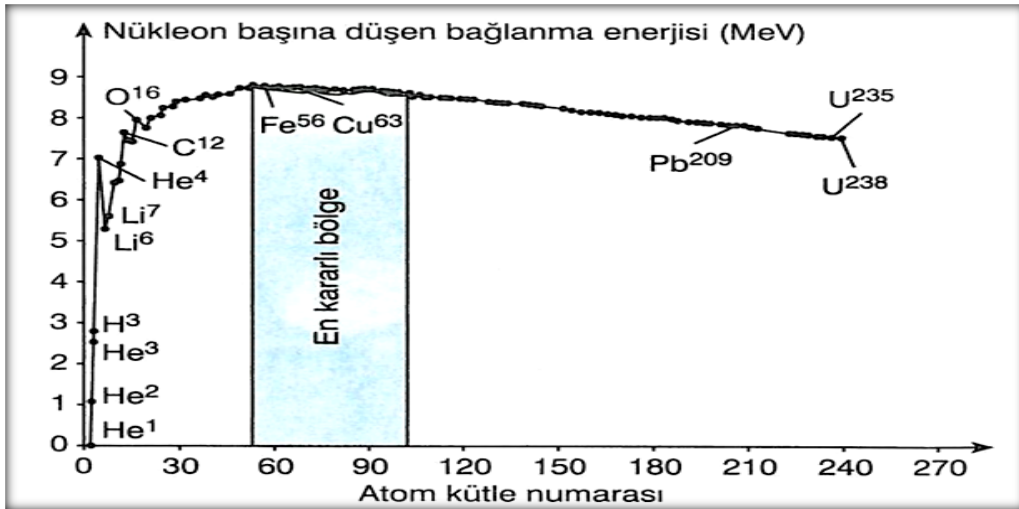
Uranyum'un nötronlarla ışınlanmasının β^- aktifliği göstermesi durumu doğrular nitelikteydi, bu aktiflik yeni uranyum-ötesi elementlerin de varlığının ilk göstergesiydi. Fakat bu elementlerin özelliklerini belirleme ve bu elementleri kimyasal olarak ayırma çalışmaları, beklenmeyen ve ezber bozan sonuçlar doğurdu. Reaksiyon sonunda meydana çıkan çekirdeğin kimyasal davranışı radyum olduğunu düşündürdü fakat radyum, uranyumdan ($n, 2\alpha$) reaksiyonu ile üretilen bir çekirdekti, bu reaksiyonun oluşması ise mümkün değildi. Reaksiyonun aktifliği aynı kimyasal özellikte başka bir çekirdeğe ait olmalıydı ve bu periyodik cetvelin aynı sütunundaki çekirdekler için geçerli bir durumdu.

Periyodik cetvelin aynı sütununda bir üst sıradaki baryum bu kimyasal davranışlara sahipti. Hahn ve Strassman (1939)'da radyokimyasal teknikleri dikkatlice kullanarak, elde edilen aktifliğin baryumun kendisinden kaynaklandığını ve kimyasal bir benzerinden kaynaklanmadığını ıspatladılar. İlerleyen teknoloji ve yapılan çalışmalar sayesinde uranyumunun nötron bombardımanından, baryumdan başka daha birçok orta-ağırlıklı çekirdeğin üretildiği ıspatlandı (Krane 2002).İyonlaşma odaları ile yapılan deneysel çalışmalarla nötron yakalama sonucu ortaya çıkan enerjinin 100 MeV mertebesinde olduğu ve bu enerjinin daha önce gözlenen alfa-bozunma enerjisinden çok büyük olduğu gözlemlendi. Bu gözlemlerde Meitner ve Frisch (1939), uranyumun nötron yakalaması ile oldukça kararsız hale geldiğini ve yakın büyüklükte iki parçaya bölündüğünü veya fisyonu uğradığını ileri sürdüler. Kabaca fisyon ağır bir çekirdeğin bölünerek daha küçük iki çekirdek oluşturması olayıdır. Bu olay çekirdek içi kuvvetlerin Coulomb kuvvetleri ile mücadelesi sonucu meydana gelir. Elde edilen ürünlerin durgun haldeki toplam kütlesi ilk durumdaki durgun kütlelerinden daha azdır. 1938 yılında Fermi'nin başlattığı çalışmalar Otto Hahn ve Fritz Strassman tarafından gözlenerek uranyumun nötronlarla bombardıman edilmesiyle baryum ve lantan elementlerinin keşfedilmesine yol açtı. Lisa Meitner ve Otto Frisch'in aydınlatığı bu olay nükleer fizikçiler için devrim niteliğinde olmuştur. Ölçümler her bir parçalanmada 200 MeV'lik bir enerji açığa çıktığını göstermiş ve bu nükleer enerjinin başlangıcı olmuştur. Fisyon olayı sırasında protonlar arasındaki Coulomb itme enerjisi Z^2 ile orantılı olarak hızla artarken, toplam nükleer bağlanma enerjisi kabaca A ile orantılı olarak artar. Çekirdek bölünmesinde oluşan bir çekirdeğin çıkışı alfa bozunumuna benzer bir bozunum işlemi gibi kabul edilirse, çekirdeğin Şekil 1.1.'de gösterilen potansiyel kuyusunun tepesine yakın bir yerde durduğu kabul edilmelidir, bu yerde potansiyel engeli çok ince olup kolayca geçilebilir. Fisyon, kendiliğinden gerçekleşen doğal bir sürece sahip olmasının yanı sıra, nötron ve foton gibi düşük enerjili bir parçacığın soğurulması sonucunda engeli aşmak veya çok kolay olarak geçmeye yetecek kadar yüksek enerjili uyarılmış durumlar veya bileşik çekirdek durumları oluşturarak meydana gelebilir. Gerekli enerji sağlandığında her çekirdek bölünebilse de, pratikte bu durum yalnızca toryum ve ötesi ağır çekirdekler için önemlidir. Bu bölünme sonucu açığa çıkan yüksek miktardaki enerji fisyonun keşfinden hemen sonra kullanılabilir bir enerji türü olarak enerji alanında büyük bir yeniliğe neden oldu. Nötronlarla oluşturulan fisyonunda iki fisyon çekirdek ürününe ek olarak birkaç nötronun açığa çıkarak bu nötronların da bir çığ gibi yeni fisyonlara neden olması zincir reaksiyonları kavramını oluşturdu. Kontrol altına alınabilen fisyon zincir reaksiyonları sonucu nükleer reaktörler fikri gündeme geldi ve insanlık yeni bir enerji kaynağı ile tanıştı.



Şekil 1.1. $r=a$ 'da çekirdek yüzeyinin içinde potansiyel, bir kare kuyu potansiyeli ile temsil edilir. Çekirdek yüzeyinin ötesinde yalnızca Coulomb itmesi vardır ve alfa parçacığı a 'dan b 'ye tünelleme yapabilir

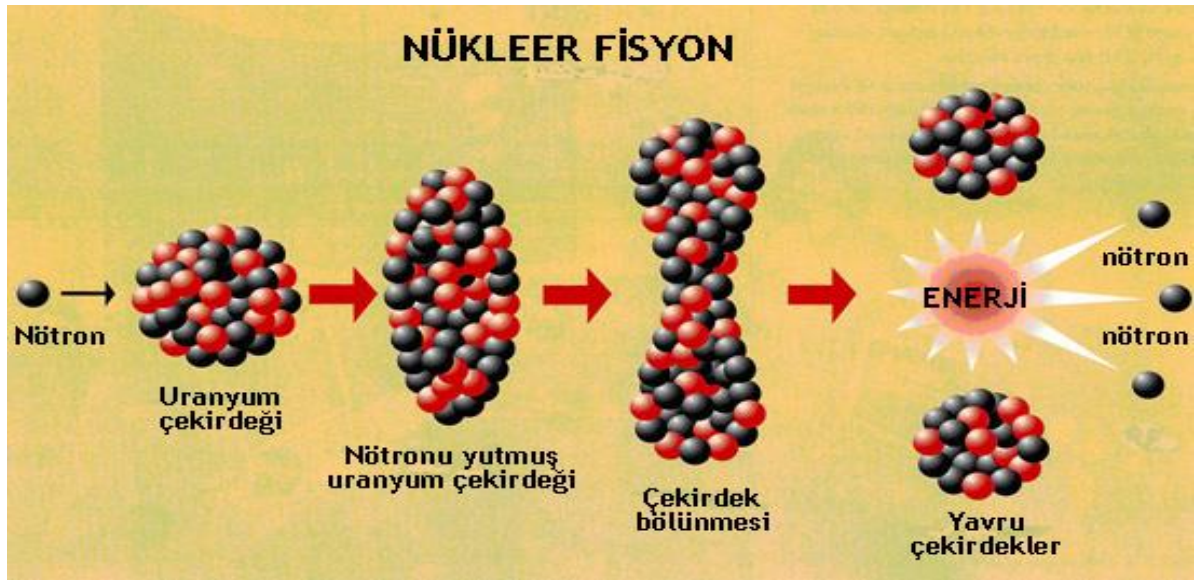
Kontrol altına alınamayan zincirleme fisyon olayı, fisyon bombası olarak tehlikeli boyutlar arzeder. Bu nedenle kontrollü yapılan fisyon çalışmaları dikkat ve önem gerektiren çalışmalardır.



Şekil 1.2. Kütle numarasına göre nükleon başına düşen bağlanma enerjisi

Kütle numarası yaklaşık 240 olan bir çekirdek için tipik bir fisyon olayında açığa çıkan enerjiyi tahmin edersek Şekil 1.2'de nükleon başına düşen bağlanma enerjisi kütle numarası 210 ile 270 arasındaki ağır çekirdekler için yaklaşık 7.6 MeV/nükleon, orta ağırlıktaki çekirdekler için (kütle numarası 100-120 civarı) 8.5 MeV/nükleon olduğu görülmektedir. Bu, fisyon sonucu oluşan çekirdeklerin daha kararlı yani nükleonlarının daha sıkı bağlarla bağlı olduğunun göstergesidir. Nükleon başına düşen kütledeki azalma fisyon meydana geldiğinde açığa çıkan enerji olarak kendini gösterir. Bu enerji $(8.5 - 7.6) \times 240 = 220$

MeV'dir. Açığa çıkan enerjinin büyüklüğü ürünler arasında paylaşılan enerjinin büyüklüğünü belirler. Fisyonun en iyi anlaşılabilceği öğretici yöntem yarıampirik kütle formülüdür. Başlangıçta küresel olan çekirdeğe bir germe uygulandığında bu, bağlanma enerjisi üzerine bir etki oluşturacaktır ve çekirdeğin şekli küreden saparak elipsoide dönüşecek böylece çekirdek ne kadar çok gerilirse o kadar çok enerji kazanılacaktır. Böyle bir çekirdek gerilmeye karşı kararsızdır ve fisyona uğrar. Fisyon olayı sonucunda daha kararlı nükleon başına bağlanma enerjileri, daha yüksek orta ağırlıkta iki çekirdek ve fisyon ürünleri elde edilir. Fisyondan elde edilen enerji kontrol altına alınarak istenilen alanlarda, istenilen türde enerjilere dönüştürülerek rahatlıkla kullanılabilir (Krane, 2002).

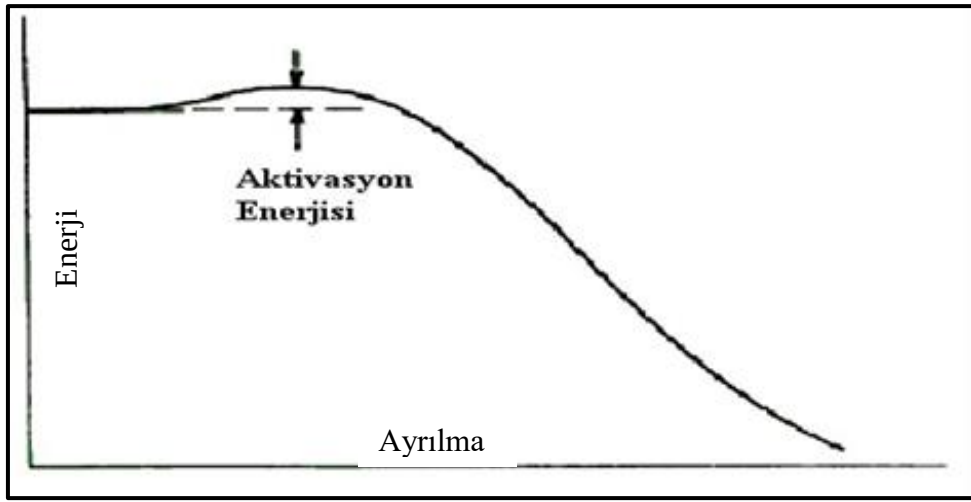


Şekil 1.3. Fisyon oluşumu (Krane, 2001)

Çekirdekler kendiliğinden fisyona uğrayabildiği gibi uyarılma sonucunda da fisyona uğrayabilirler. Bazı çekirdekler Coulomb engelini üzerinde enerjiye sahip olduklarından ani olarak kendiliğinden fisyon olayını gerçekleştirirler. Bu tür çekirdeklere doğada pek rastlanmaz. Fisyon bariyeri $A=300$ civarında sıfırdır. Bazı çekirdekler ise kendiliğinden fisyon oluşturmazlar. Bu tür çekirdekler düşük enerjili nötronlar veya fotonlar ile etkileştiklerinde enerji soğurarak engel yüksekliğine eşit veya yüksekliğin üzerinde bir enerjiye erişip kendiliğinden fisyon yapan çekirdekler gibi fisyon meydana getirirler. Bu ara durum Coulomb engelini altında ise fisyon gerçekleşmez, başka bir reaksiyon gerçekleşir ya da soğrulan parçacık tekrar yayınlanır (Krane, 2002).

Coulomb engelini altında bazı çekirdeklerin gerçekleştirdiği fisyon olayında ise, fisyon olasılığını artırabilen rezonanslar bulunmaktadır ve bu durum nükleer yapı hakkında önemli

bilgiler verir. Bir çekirdeğin indüklenmiş fisyonu uğrama olasılığı ara durum enerjisi ile doğrudan alakalıdır. Çekirdeklerin bazıları için termal nötronların bazıları içinse hızlı nötronların enerjileri gerekli olabilir. İndüklenmiş fisyon oluşması için gerekli olan enerjinin hesabı Şekil 1.4.'de gösterilmiştir. Burada özellikle fisyon engelini taban durum üzerindeki yüksekliği gösterilmiştir. Bu hesaplamada çekirdeğin sıvı damlası modeli esas alınmıştır. Kabuk modelinin sıvı damlası modeline göre daha karmaşık faktörleri içermesi hesaplamaları biraz değiştirir. Kabuk modeli $A=300$ civarındaki bazı süper-ağır çekirdeklerin fisyonu karşı daha kararlı olduklarını gösterir.



Şekil 1.4. ^{238}U 'un kendiliğinden fisyonu karşı koyan düzgün bir potansiyel engeli (Krane, 2002)

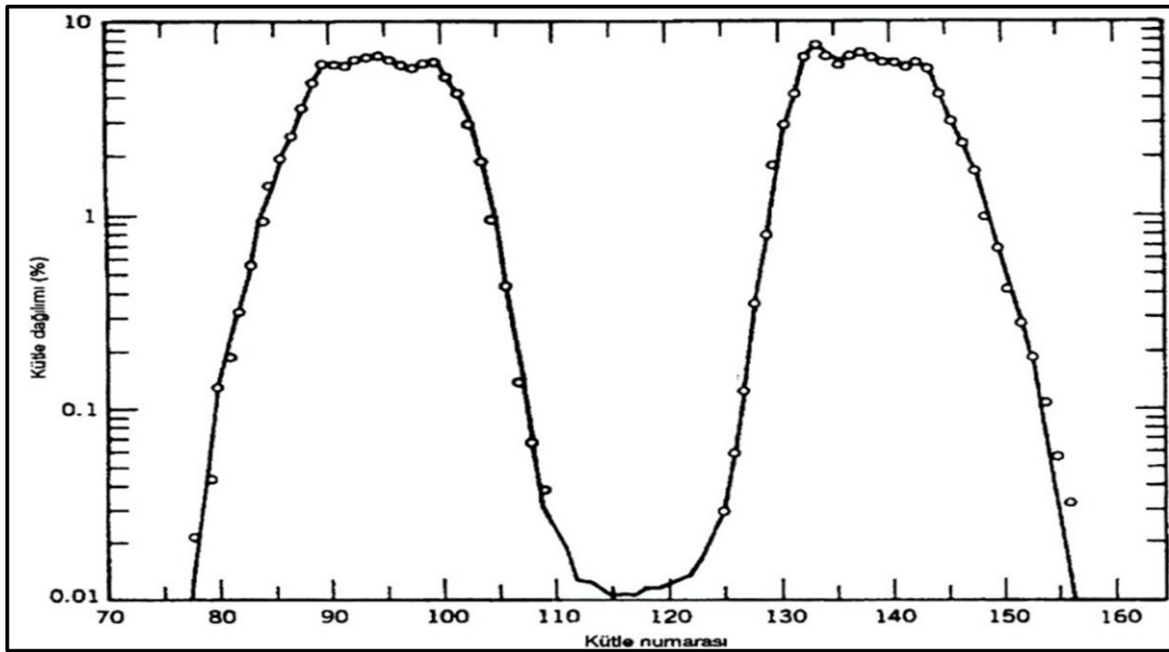
Fisyonun karakteristiği

Tipik bir nötron tetiklemeli fisyon reaksiyonu



şeklindedir. Bu reaksiyon yaklaşık 0.025 eV enerjili termal nötronlarla mümkündür. Tek tek belirlenmeyen fisyon ürünleri kütle dağılımı Şekil 1.5.'deki grafikte görüldüğü gibidir. Olma olasılığı en yüksek olan fisyon, simetrik olmayan bölünmelere karşı gelen fisyondur. Bu $A_1 \approx 140$ ve $A_2 \approx 95$ kütle numarasına sahip olan fisyon ürünlerini açığa çıkaran fisyon olayıdır. Bu fisyon simetrik fisyonu göre 600 defa daha fazladır. Bu düşük enerjili fisyon reaksiyonlarının açıklanamayan bir kütle dağılımıdır. Yüksek enerjili parçacıkların neden olduğu fisyonlarda eşit kütleli dağılım üstünlük göstermektedir. Kararlı çekirdekler için Z/A

oranı 0.41 iken $A_1 \cong 140$ ve $A_2 \cong 95$ kütle numaralı fisyon ürünlerinin Z/A oranı 0.39'dur. Nötron fazlalığından dolayı oran daha düşüktür yani ürün çekirdeklerde nötron fazlalığı bulunmaktadır. Fisyon sırasında 10^{-16} saniye gibi çok kısa bir sürede fazla nötronlar yayınlanarak çekirdekler kararlı hale geçer. Bu nötronlara ani nötronlar denir. Bir fisyon reaksiyonunda yayılan ani nötronların sayısı fisyon sonucu oluşan ürünlerin yapısına bağlı olarak değişir. Ani nötronların ortalama sayısı ν ile gösterilir ve belirli bir fisyon olayının karakteristik bir özelliğidir. Termal nötronlarla oluşturulan fisyonda ν 'nün deneysel olarak gözlenen değerleri; ^{235}U için 2,42 ve ^{239}Pu için 2,86'dır.



Şekil 1.5. ^{235}U ' in termal fisyonundaki fisyon ürünlerinin kütle dağılımı(G.J. Dilorio, Direct Physical Measurement of Mass Yield in Thermal Fission of uranium 235,1979; Krane, 2002)

Fisyonda enerji

^{235}U 'in bir nötron yakalayıp $^{236}\text{U}^*$ bileşik durumunu oluşturduğu haldeki uyarılma enerjisi

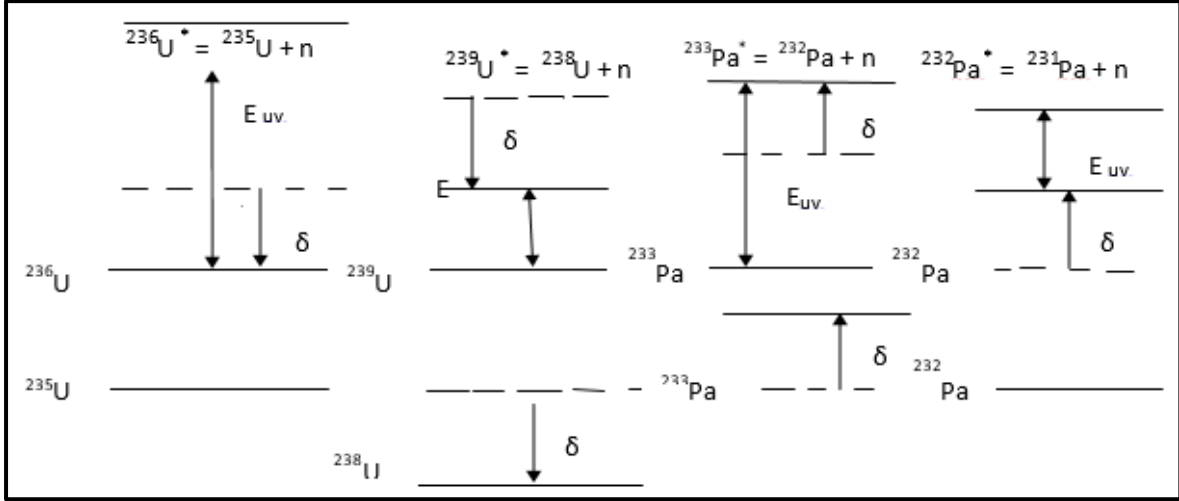
$$E_{uy}=[m(^{236}\text{U}^*)-m(^{236}\text{U})]c^2 \quad (1.2)$$

şeklinde yazılır. Nötronun kinetik enerjisinin termal bölgede olduğunu düşünüp, çok küçük olan bu enerjiyi ihmal edersek bileşik durumun enerjisi ^{235}U 'in ve nötronun kütle enerjilerinden doğrudan bulunur.

$$\begin{aligned}
m(^{236}\text{U}^*) &= m(^{235}\text{U}) + m_n \\
&= (235,043924 \text{ u} + 1,008665 \text{ u}) \\
&= 236,052589 \text{ u}
\end{aligned} \tag{1.3}$$

$$\begin{aligned}
E_{uy} &= (236,052589 \text{ u} - 236,045563 \text{ u}) 931,502 \text{ MeV/u} \\
&= 6,5 \text{ MeV}
\end{aligned} \tag{1.4}$$

^{236}U için uyarılma enerjisi 6.2 MeV'dir. Bu enerji aynı zamanda fisyon engelini aşmak için gerekli olan enerjidir. Bu durumda ^{236}U 'yı fisyon yapabilecek duruma çıkarmak için gerekli olan enerji ^{235}U 'in bir nötron yakalayarak elde ettiği enerji ile sağlanabilir. Bu sonuçtan termal bölgede gözlenen büyük tesir kesitinin sıfır enerjili nötronlarla ^{235}U 'in fisyonunun gerçekleşeceği anlaşılır. Benzer yaklaşımla ^{238}U 'in aktivasyon enerjisi 4.8 MeV olarak bulunur. Bu değer ^{239}U 'un hesaplanan aktivasyon enerjisi 6.6 MeV'den çok küçüktür. ^{239}U 'un fisyon olayı ancak MeV mertebesindeki enerjili nötronlarla gerçekleştirilebilir. ^{235}U ile ^{238}U 'in fisyon reaksiyonu yapabilme ihtimalleri arasındaki büyük fark uyarılma enerjileri arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. δ çiftlenim enerjisi terimi, bu farkın anlaşılmasında önemli bir rol oynar. Şekil 1.6 çiftlenim teriminin etkisini göstermektedir. Bu şekle göre ^{236}U 'nın bağlanma enerjisi δ kadar artırılmıştır. δ değeri 0.56 MeV'dir. Uyarılma enerjisi buna uygun olarak çiftlenimin olmadığı durumdaki değerinin üstüne δ kadar çıkarılmıştır. ^{238}U durumunda nötron yakalamadan önceki taban durum enerjisi δ kadar düşürülür ve sonuçta yakalama durumunun enerjisi de buna uygun olarak daha az olacaktır. Uyarılma enerjisi bu nedenle çifttenim kuvvet teriminin olmadığı durumdaki değerine göre δ kadar azaltılmıştır. Bunun için $^{235}\text{U} + n$ ve $^{238}\text{U} + n$ arasındaki uyarılma enerjisi farkı 2δ veya 1,1 MeV'dir. Bu değer gözlenen farkın büyük bir kısmını açıklar. Nötronlarla oluşturulan fisyon için uyarılma enerjisi ^{232}Pa 'da artar ve ^{231}Pa 'da azalır. Bu nedenle ^{232}Pa 'nin termal nötronlarla fisyonun ^{231}Pa 'den daha kolay olacağı düşünülür (Krane, 2001).



Şekil 1.6. Çiftlenimin, uyarılma enerjisi üzerindeki etkisi (Krane,2001)

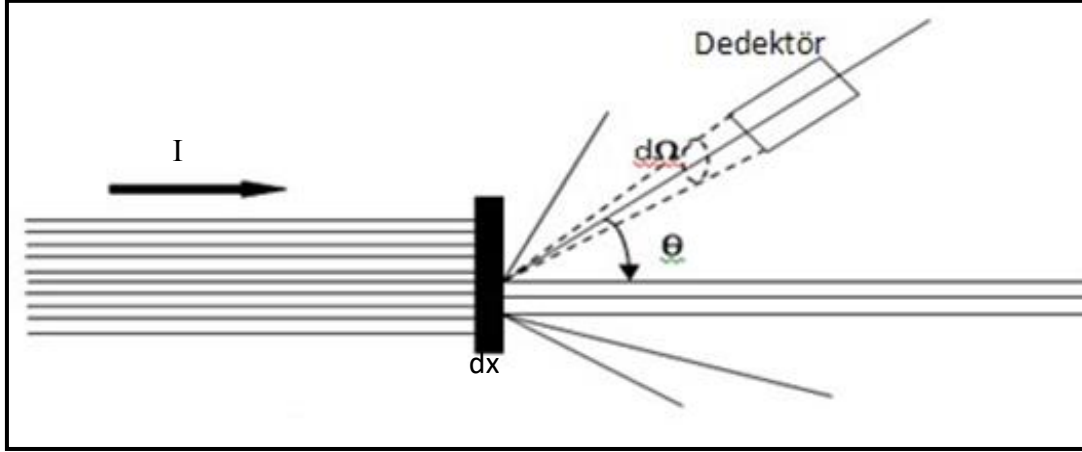
Kesikli çizgi ile gösterilen düzeyler çiftlenimin olmadığı durumlardaki çekirdek enerjilerini göstermektedir, çiftlenim etkisi katıldığında bu seviyeler δ kadar artmakta veya azalmaktadır.

Tesir kesiti

Atom çekirdeğinin etkileşimleri kuantum mekanik yasalar tarafından ortaya konmaktadır. Gelen parçacık bileşik çekirdeğin kuantum enerji durumunda yakalanabilir. Ardından gamma ışınları ile bu çekirdekten enerji kaybı söz konusu olmaktadır. Sistemin kuantum mekaniksel olmasından dolayı sadece belirli yakalamalara izin verilmektedir. Bu yakalama halleri, çekirdek ve gelen parçacığın enerjisini, açısal momentumunu ve paritesini ayrı ayrı korur. Buradaki temel nokta nükleer reaksiyonlar hakkında reaksiyonun nükleer tesir kesitinin belirlenebilmesidir.

Sigma (σ) olarak ifade edilen tesir kesiti, parçacıklar arasında meydana gelebilecek nükleer reaksiyonların parçacık çifti başına meydana gelme olasılığının bir ölçüsüdür (Chopin and Rydberg, 1980). Tesir kesiti, reaksiyon meydana gelme oranlarının hesaplanmasında kullanılır ve laboratuvarındaki deneylerle belirlenebilir (Parete Koon, 2001).

σ yı matematiksel dilde ifade etmek için, dx kalınlığında ince bir hedefi I şiddetinde bir parçacık demeti ile bombardıman edildiği düşünölsün. Hedefin birim hacimdeki çekirdek sayısı n olduğunda, birim alandaki çekirdek sayısı $nAdx$ olacaktır. Hedefin parçacık demeti ile bombardımanı, Şekil 1.7’de katı açının temsili ile birlikte gösterilmiştir.



Şekil 1.7. $d\Omega$ katı açısının gösterimi

Reaksiyonda her bir çekirdek, σ etki alanına sahip olacağı için, çekirdek reaksiyonunun olabilme toplam etkin alanı $A\sigma dx$ olur. Gelen demetteki şiddet azalması,

$$-\frac{dI}{I} = \frac{\text{Toplam etkin alan}}{\text{Toplam alan}} = \frac{\sigma A dx}{A} = \sigma n dx \quad (1.5)$$

ile ifade edilir. Eşitliğin en solunda bulunan (-) işareti, şiddetin azaldığını gösterir. $x = 0$ için, $I = I_0$ alınarak Eş. 1.5 integre edilirse

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} \quad (1.6)$$

eşitliği elde edilir. Hedefe gelen demetin parçacık sayısı N , demetin şiddeti ile orantılıdır. Bu durumda Eş. 1.6 ifadesi parçacık sayısı cinsinden,

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} \quad (1.7)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, N_0 terimi hedefe gelen, N terimi ise x kalınlığındaki hedefi geçerek hedeften ayrılan parçacıkların sayısını ifade etmektedir. Boyutu alan mertebesinde olduğu için birimi m^2 cinsinden alınır. Aslında bu büyüklük gerçekte kesit değil, saçılma olasılığıyla alakalıdır.

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 \quad (1.8)$$

Birim hacimdeki parçacık sayısı n ile σ 'nın çarpımı da makroskopik tesir kesiti olarak adlandırılır ve Σ ile gösterilir:

$$\Sigma = n \sigma \quad (1.9)$$

Yapılan çalışmalarda sadece soğurma ile ilgileniliyorsa bu durumda Σ 'nın yerine soğurulma katsayısı α terimi de kullanılabilir.

$$\alpha = n \sigma \quad (1.10)$$

bu durumda Eş. 1.7

$$N = N_0 e^{-\Sigma x} = N_0 e^{-\alpha x} \quad (1.11)$$

şeklinde ifade edilebilir. Şayet $\alpha x \ll 1$ ise İnce levhadan bahsedilebilir ki bu durum hem levhanın geometrik olarak ince olması hem de tesir kesitinin yeterince küçük olması halinde doğrudur. Bu durumda

$$e^{-\alpha x} \cong 1 - \alpha x \quad (1.12)$$

$$N \cong N_0 (1 - \alpha x) \quad (1.13)$$

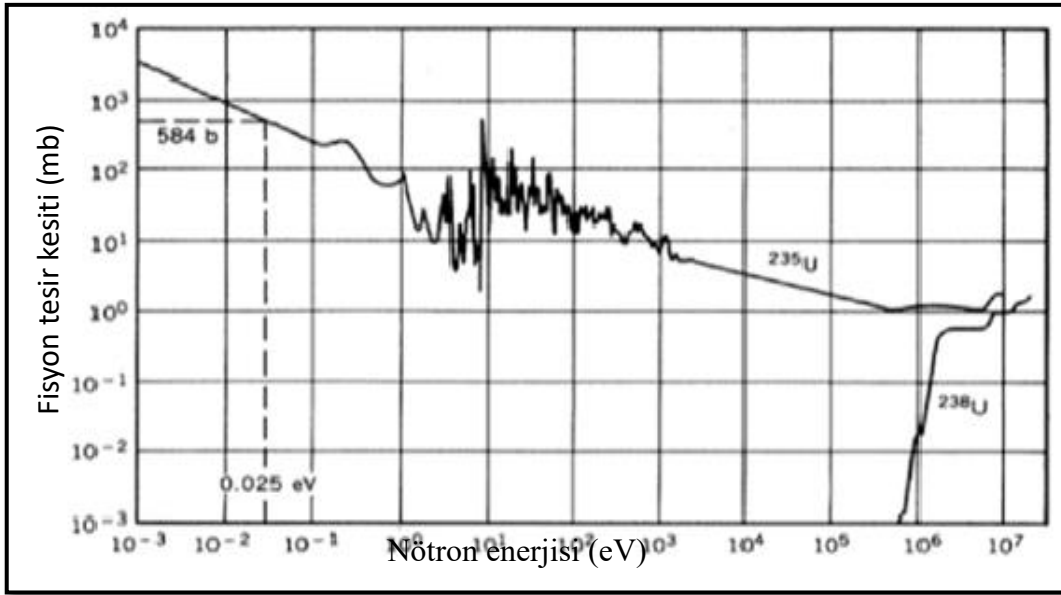
olur. x kalınlığından geçerken soğurulan parçacıkların sayısı

$$dN = N_0 - N_0 (1 - \alpha x) = N_0 \alpha x = N_0 n \sigma x \quad (1.14)$$

eşitliği ile verilir.

Fisyon tesir kesiti

^{235}U ve ^{238}U 'in nötron parçacıklarıyla oluşturulan fisyon tesir kesitleri Şekil 1.8.'de gösterilmektedir.



Şekil 1.8. ^{235}U ve ^{238}U 'in nötronlarla oluşturulan fisyon tesir kesitleri (Krane, 2002)

1-100 eV aralığında birden fazla rezonans bulunmaktadır. ^{235}U 'in termal fisyon tesir kesiti saçılma ve yakalama tesir kesitlerinin üzerinde yer almaktadır. Şekilden anlaşılacağı gibi termal nötron tesir kesiti, hızlı nötron tesir kesitine göre üç kat daha fazladır. Fisyon sonucu açığa çıkan nötronlarla yeni bir fisyon meydana getirmek için tesir kesitlerini artırmak açısından öncelikle nötronlar termal nötronlar haline getirilmelidir. Hızlı nötronların olması halinde ancak fisyon olayı gerçekleşir. Davranıştaki farkın başlıca nedeni, bileşik sistemin uyarılma enerjisi ile engeli aşmak için gerekli olan aktivasyon enerjisi arasındaki ilişkiden kaynaklanmaktadır (Krane 2001).

Reaksiyon tesir kesiti

Tesir kesiti, reaksiyon oluşumunun bağıl olasılığının bir ölçüsü olarak tanımlanır. Eğer demet doğrultusuna göre (Θ, ϕ) doğrultusunda yayınlanan b parçacığını kaydetmek için bir dedektör yerleştirirsek, dedektör hedef çekirdekte küçük bir $d\Omega$ katı açısı tanımlar (Şekil 1.7.). Birim zamanda gelen parçacıkların akımı I_a olsun ve birim alandaki hedef çekirdek sayısını N ile gösterelim. Çıkan parçacıkların sayısı R_b ise, reaksiyon tesir kesiti,

$$\sigma = \frac{R_b}{N I_a} \quad (1.15)$$

şeklinde tanımlanır. Bu yolla tanımlanan σ , çekirdek başına alan boyutuna sahiptir, ancak gelen demetin gördüğü alan, hedef çekirdeklerin kesitlerinin geometrik alanından daha

büyük ya da daha küçük olabilir. Yarıçapı $R=6$ fm olan tipik bir çekirdek için, geometrik alan πR^2 , $100 \text{ fm}^2 = 1 \text{ barn}$ olmak üzere ^{135}Xe 'nin nötron yakalama tesir kesiti 10^6 b 'dir. Bununla birlikte daha uygun reaksiyonlar için tesir kesiti milibarn veya mikrobarn olarak ölçülür. σ 'yı alan boyutuna sahip, ancak reaksiyon olasılığı ile orantılı olan bir nicelik olarak düşünebiliriz. Dedektörler yalnızca küçük bir $d\Omega$ katı açısı işgal ederler ve bu nedenle çıkan parçacıkların tümünü gözleyemez; aslında, parçacıkların sadece küçük bir dR_b kesri sayılır ve dolayısıyla tesir kesitinin yalnızca küçük bir $d\sigma$ kesri elde edilir. Ayrıca, giden parçacıklar genel olarak tüm doğrultularda eşyönlü yayınlanmazlar; ϕ 'ye bağlı olan bir açısal dağılıma sahip olurlar. Açısal dağılım fonksiyonunu keyfi olarak $r(\Theta, \phi)$ ile gösterirsek, $dR_b = r(\Theta, \phi) d\Omega/4\pi$ olur. O halde

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\Theta, \phi)}{4\pi N I_a} \quad (1.16)$$

olur. $d\sigma/d\Omega$ niceliğine diferansiyel tesir kesiti denir ve bu niceliğin ölçülmesi reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı ile ilgili önemli bilgiler verir. Literatürde, genellikle $\sigma(\Theta, \phi)$ veya $\sigma(\Theta)$ ya da bazen sadece "tesir kesiti" denir. Katı aç steradyan (bir kürenin yüzeyi, merkezinde 4π steradyanlık bir katı aç meydana getirir) cinsinden ölçüldüğünden diferansiyel tesir kesitinin birimi barn/steradyan'dır. $d\Omega = \sin\Theta d\Theta d\phi$ olmak üzere

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \sin\Theta d\Theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.17)$$

elde ederiz. Eğer $d\sigma/d\Omega$ sabit (açıdan bağımsız) ise, integral $\sigma = 4\pi(d\sigma/d\Omega)$ verir. Bu, 4π sabitinin Eş. 1.16 de konulmasını doğrular ve R_b sabitine indirgenir. Bu şekilde Eş. 11.15 ve Eş. 11.16 aynı olur. Birçok nükleer fizik uygulamasında, b parçacığının sadece belirli açıda yayınlanma olasılığı ile değil, ürün çekirdek Y'nin belirli enerjisine karşılık, belirli enerjide yayınlanma olasılığı ile de ilgileniriz. Dolayısıyla tesir kesitinin tanımını, b parçacığının $d\Omega$ katı açısında ve dE_b enerji aralığında gözleme olasılığını verecek şekilde değiştirmeliyiz. Bu bize katlı diferansiyel tesir kesiti denilen $d^2\sigma/dE_b d\Omega$ niceliğini verir. Literatürde bu ilave enerji bağımlılığı, genellikle açıkça ilave edilmez; genellikle tesir kesitlerİ, özel son durumuna yol açan Θ 'ya göre $d\sigma/d\Omega$ olarak çizilir. Bu gerçekte, böyle gösterilmese de $d^2\sigma/dE_b d\Omega$ 'dir. Kesikli durumlar için dE_b enerji aralığında sadece tek bir yüzey bulunabilir ve fark önemsiz olur. Öte yandan eğer, b parçacığının doğrultusunu

gözönüne almazsak, o zaman diğer $d\sigma/dE$ diferansiyel tesir kesitini ölçeriz, burada E, Y'nin uyarılmış bir enerjisini temsil edebilir (Kenneth S. Krane).

Çizelge 1.1 Reaksiyon Tesir Kesitleri

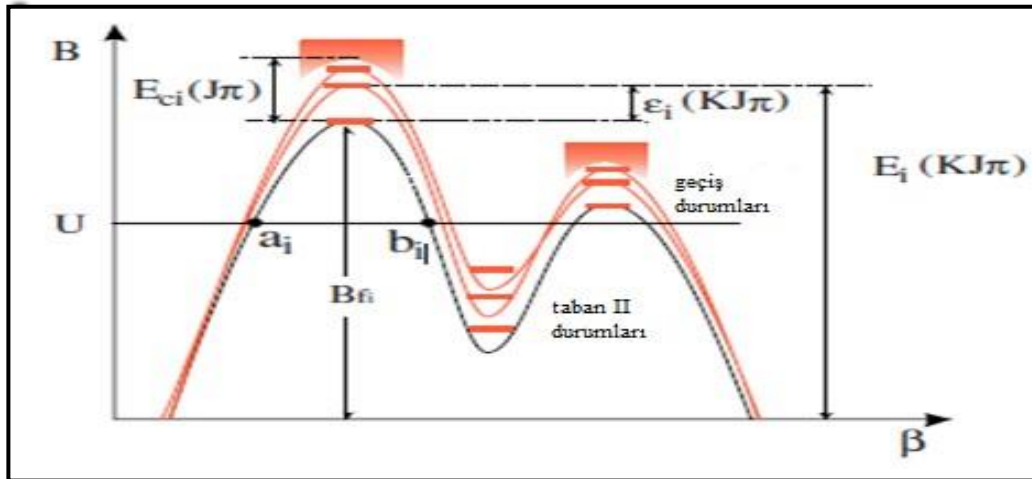
Tesir Kesitleri	Sembol	Teknik	Olanaklı Uygulama
Toplam Reaksiyon	σ, σ_1	• Demetin incelenmesi • Tüm açılar ve b'nin tüm enerjileri	• Zırlama • Bir nükleer reaksiyonda γ radyoizotop üretimi
Diferansiyel (açısal)	$d\sigma / d\Omega$	(θ, ϕ) 'de b'nin gözlenmesi fakat tüm enerjiler üzerinden integral alınması	Belli bir doğrultuda b parçacıklar demetinin oluşumu (veya Y'nin belirli bir doğrultuda geri tepmesi)
Diferansiyel (enerji)	$d\sigma/dE$	b gözlenmez fakat ardışık γ yayınlanması ile Y'nin uyarılması gözlenir.	Y'nin uyarılmış durumlarının bozunmasının incelenmesi
Çift Diferansiyel	$d^2\sigma/dE_b d\Omega$	Belirli bir enerjide b, (θ, ϕ) 'de gözlenir	b açısal dağılımı ile Y'nin uyarılmış durumları hakkında bilgi edinilmesi

İlgilenebileceğimiz diğer bir tesir kesiti σ_t toplam tesir kesitidir. Burada gelen bir parçacık için, doğrultu veya enerjilerinin tüm mümkün farklı giden parçacıklar için σ reaksiyon tesir kesitlerini, doğrultu veya yönlerini hesaba katmaksızın toplarız. Böyle bir hesaplama gelen parçacığın hedefle herhangi bir reaksiyona girme ve böylece gelen parçacıklar demetinden kaldırılma olasılığını söyleyebilir. Bu belirli kalınlıkta hedef içinden geçen bir demetin şiddetindeki kayıp ölçülerek doğrudan elde edilebilir. Belirli bir reaksiyonu tartıştığımızda, tesir kesiti teriminin anlamı, ne ölçtüğümüze tamamen bağlıdır. Çizelge 1.1'de bu farklı ölçümleri, bunların nasıl gerçekleştirilebildiğini ve sonuçların bulunduğu uygulamaları verilmiştir. Örneğin bir Y radyoaktif ürün çekirdek elde etmek istersek, b parçacığının yayınlanma doğrultusu ve γ yayınlayarak hızla Y'nin taban durumuna bozundukları için Y'nin uyarılmış durumlarıyla ilgilenmeyiz. Literatürde genellikle bu tanımlar arasında dikkatli bir ayırım yapılmaz ve çoğunlukla sadece “tesir kesiti” denir (Krane, 2001).

2. FİSYON BARIYERİ

Fisyon bariyerlerinin mikroskobik hesaplamaları, $Z > 102$ ile uzun ömürlü süper ağır elementlerin yıldız çekirdek sentezi ve nötron yakalama işlemi astrofizik için önemli veriler sağlamaktadır. Fenomenolojik fisyon bariyerleri, parabolik parametrezyasyon tarafından genellikle kuadropol deformasyonun bir fonksiyonu olarak belirlenir. Parabol yükseklikleri ve genişlikleri serbest parametreleri olarak alınan ve mevcut deneysel fisyon kesitleri sıgacak şekilde ayarlanır.

Fenomenolojik fisyon parametrelerinin tahmin gücü yüksek olmasada iyi bir açıklayıcı güce sahip olduğu kanıtlanmıştır. Bu yüzden fenomenolojik parametreleri mikroskobik parametrelere kadar önemli ölçüde geliştirmek değerdendirmeler açısından önemli bir rol oynar.



Şekil 2.1. Çift tepeli fisyon bariyeri ve ortak parametreler: B_f temel fisyon bariyeri yüksekliği, (KJ) enerji geçiş durumu ve $E_{ci}(KJ)$ indirme enerjisidir. Ayrıca a_i ve b_i her geçiş durumu ile ilgili temel bariyeri vardır (Capote, 2009)

TALYS bilgisayar programında fisyon bariyeri, fisyon tesir kesitlerini hesaplamak amacıyla beş model altında incelendi. Bu modeller;

Deneyssel fisyon bariyeri modeli (EFB)

Mamdouh tablo fisyon bariyeri modeli (MFB)

Sierk fisyon bariyeri modeli (SFB)

Dönen sıvı damlası fisyon bariyeri modeli (RLD)

WKB yaklaşımı fisyon bariyeri modeli (WKB) dir.

2.1. Deneysel Fisyon Bariyeri Modeli (EFB)

Maslov tarafından düzenlenen deneysel veriler, hem aktinit fisyon bariyeri yükseklikleri ve eğrilikleri hem de iç ve dış bariyerler arasındaki bir uyuma dayalıdır. Ayrıca bu derleme sadece ana band geçiş durumlarını içerir (RIPL 2009). Çizelge 2.1.'de deneysel fisyon bariyerleri Smirenkin (1993), derlenmiş güçlü kabuk etkileri ile sihirli çekirdekler sunulmuştur. Nötron kaynaklı U, Np, Pu, Am ve Cm izotopları, fisyon tesir kesitleri en düşük durumuna karşılık gelen fisyon bariyer parametreleri, mevcut deneysel veri modelleme analizlerinden elde edilmiştir (çizelge 2.2.) (Maslov 1996, Maslov *et al.* 1977).

Çizelge 2.1. Deneysel fisyon bariyerleri $B_f = B_{exp}$ aktinitleri (Tüm bariyerler eksenel simetrikler)

Z	A	E1	B _f (MeV)	Z	A	E1	B _f (MeV)
80	196	Hg	16.9	84	207	Po	19.3
80	198	Hg	16.6	84	208	Po	19.9
80	199	Hg	18.2	84	209	Po	21.1
80	200	Hg	17.7	84	210	Po	21.2
81	200	Tl	22.8	84	211	Po	20.6
81	201	Tl	23.1	84	212	Po	19.6
82	204	Pb	23.5	85	212	At	18.6
82	205	Pb	24.6	85	213	At	17.3
82	206	Pb	25.3	86	216	Rn	13.5
82	207	Pb	27.0	88	225	Ra	7.6
82	208	Pb	27.4	88	226	Ra	8.5
83	206	Bi	22.4	88	227	Ra	8.2
83	207	Bi	22.8	88	228	Ra	8.0
83	208	Bi	23.8	89	226	Ac	7.8
83	209	Bi	24.3	89	227	Ac	7.4
83	210	Bi	24.3	89	228	Ac	7.1

Sonlu Bölge Damlacık Modeli hesaplamalarından Howard ve Möller (1980) tarafından nükleer şekil simetrileri kabul edilmiştir. Δ_f denge noktalarındaki eşleştirme parametreleridir.

Çizelge 2.2. Aktinitler için fisyon bariyer parametreleri sırasıyla BA, BB ve sym-A, Sym-B fisyon bariyeri iç yüksekliği ve simetrisidir

Çekirdek	BA (MeV)	Sembol-A	BB (MeV)	Sembol-B	Δ_f (MeV)
²³⁰ Th	6.10	S	6.80	AD	0.832
²³¹ Th	6.00	S	6.70	AD	0.830
²³² Th	5.80	S	6.70	AD	0.828
²³³ Th	5.10	S	6.65	AD	0.806
²³⁰ Pa	5.60	S	5.80	AD	0.802
²³¹ Pa	5.50	S	5.50	AD	0.800
²³² Pa	5.00	S	6.40	AD	0.828
²³³ Pa	5.70	S	5.80	AD	0.808
²³⁴ Pa	6.30	S	6.15	AD	0.806
²³¹ U	4.40	S	5.50	AD	0.869
²³² U	4.90	S	5.40	AD	0.848
²³³ U	4.35	S	5.55	AD	0.946
²³⁴ U	4.80	S	5.50	AD	0.889
²³⁵ U	5.25	S	6.00	AD	0.803
²³⁶ U	5.00	S	5.67	AD	0.833
²³⁷ U	6.40	SA	6.15	AD	0.809
²³⁸ U	6.30	SA	5.50	AD	0.818
²³⁹ U	6.45	SA	6.00	AD	0.816
²³⁶ Np	5.90	SA	5.40	AD	0.821
²³⁷ Np	6.00	SA	5.40	AD	0.819
²³⁸ Np	6.50	SA	5.75	AD	0.820
²³⁷ Pu	5.60	S	5.15	AD	0.799
²³⁸ Pu	6.20	S	5.10	AD	0.818
²³⁹ Pu	6.20	SA	5.70	AD	0.816
²⁴⁰ Pu	6.05	SA	5.15	AD	0.875
²⁴¹ Pu	6.15	SA	5.50	AD	0.855
²⁴² Pu	5.85	SA	5.05	AD	0.846
²⁴³ Pu	6.05	SA	5.45	AD	0.910
²⁴⁴ Pu	5.70	SA	4.85	AD	0.848
²⁴⁵ Pu	5.85	SA	5.25	AD	0.855
²³⁹ Am	6.00	SA	5.40	AD	0.776
²⁴⁰ Am	6.10	SA	6.00	AD	0.775
²⁴¹ Am	6.00	SA	5.35	AD	0.773
²⁴² Am	6.32	SA	5.78	AD	0.884
²⁴³ Am	6.40	SA	5.05	AD	0.770
²⁴⁴ Am	6.25	SA	5.90	AD	0.808
²⁴¹ Cm	7.15	SA	5.50	AD	0.793
²⁴² Cm	6.65	SA	5.00	AD	0.811
²⁴³ Cm	6.33	SA	5.40	AD	0.810
²⁴⁴ Cm	6.18	SA	5.10	AD	0.868

Çizelge 2.2.(devam) Aktinitler için fisyon bariyer parametreleri sırasıyla BA, BB ve sym-A, Sym- B fisyon bariyeri iç yüksekliği ve simetrisidir

²⁴⁵ Cm	6.35	SA	5.45	AD	0.867
²⁴⁶ Cm	6.00	SA	4.80	AD	0.865
²⁴⁷ Cm	6.12	SA	5.10	AD	0.883
²⁴⁸ Cm	5.80	SA	4.80	AD	0.842
²⁴⁹ Cm	5.63	SA	4.95	AD	0.900

(SA) sembolü eksenel asimetrik denge noktasını, (S) sembolü eksenel simetrik denge noktasını ve (AD) sembolü ise kütle asimetrik denge noktasını ifade etmektedir.

2.2. Mamdouh Tablo Modeli

Genişletilmiş Thomas-Fermi ile Struntinsky integrali (ETFSI) metodu Oganessian (1999a) ve Oganessian (1999b) kullanılarak 2000 tane egzotik çekirdeğin, r-işlemcisi Meyer (1999) ile ilgisi olması beklenen A=318 kadar nötron fazlası olan çekirdekler dahi, N=184, Z ≤ 200 civarındaki süper ağır çekirdeklerin fisyon bariyer değerleri hesaplanmıştır (Çizelge 2.3.).

Çizelge 2.3. Birincil bariyer yükseklikleri (iç bariyeri ,⁰dış bariyeri simgeler)

Z N B	Z N B	Z N B	Z N B	Z N B	Z N B
8 140 80	89 173 16.4 ⁰	90 158 8.8 ⁰	91 143 5.4 ⁱ	91 176 130	92 160 5.4 ⁰
9					
141 8.10	174 17.3 ⁰	159 8.5 ⁰	144 5.7 ⁰	177 140	161 5.5 ⁰
142 8.30	175 180	160 9.7 ⁰	145 5.7 ⁰	178 13.3 ⁰	162 6.2 ⁰
143 8.60	176 19.4 ⁰	161 8.2 ⁰	146 6.7 ⁰	179 15.5 ⁰	163 5.9 ⁰
144 8.50	177 190	162 8.3 ⁰	147 5.8 ⁱ	180 14.8 ⁰	164 6.1 ⁰
145 8.80	178 18.7 ⁰	163 10.1 ⁰	148 7.9 ⁰	181 15.5 ⁰	165 6.8 ⁰
146 8.70	179 18.4 ⁰	164 10.3 ⁰	149 6.1 ⁰	182 16.9 ⁰	166 6.3 ⁰
147 9.20	180 20.1 ⁰	165 8.7 ⁰	150 7.9 ⁰	183 19.1 ⁰	167 6.3 ⁰
148 9.30	181 21.5 ⁰	166 10.5 ⁰	151 7.7 ⁰	184 20.5 ⁰	168 6.7 ⁰
149 9,70	182 22.6 ⁰	167 9.4 ⁰	152 7.6 ⁰	185 19.8 ⁰	169 7.2 ⁰
150 9.70	183 24.6 ⁰	168 10 ⁰	153 7.5 ⁰	186 18.7 ⁰	170 5.3 ⁰
151 9.70	90 136 8.20	169 11.7 ⁰	154 7.2 ⁰	92 138 3.90	171 60

Çizelge 2.3.(devam)Birincil bariyer yükseklikleri (iç bariyeri ,⁰dış bariyeri simgeler)

152 9.90	137 6.40	170 11.5 ⁰	155 7 ^o	139 4.30	172 7.6 ^o
153 10.8 ⁰	138 6.40	171 12.1 ⁰	156 6.9 ^o	140 4.20	173 9.5 ^o
154 9.90	139 6.90	172 13.7 ⁰	157 6.4 ^o	141 4.7 ⁱ	174 9.9 ^o
155 10.8 ⁰	140 6.80	173 14 ⁰	158 6.5 ^o	142 4.8 ⁱ	175 10.6 ^o
156 9.80	141 7.20	174 15 ⁰	159 6.5 ^o	143 5.4 ⁱ	176 10.5 ^o
157 110	142 7.10	175 15.3 ⁰	160 6.2 ^o	144 5.2 ⁱ	177 11.2 ^o
158 9.70	143 6.80	176 16.1 ⁰	161 7.5 ^o	145 5.7 ⁱ	178 11.8 ^o
159 9.60	144 7.50	177 16.8 ⁰	162 7.5 ^o	146 5.7 ⁱ	179 12.5 ^o
160 9.50	145 7.60	178 16.1 ⁰	163 7.4 ^o	147 6.1 ⁱ	180 13 ^o
161 9.90	146 7.90	179 18.1 ⁰	164 6.3 ^o	148 6.30	181 13.8 ^o
162 120	147 8.20	180 17.4 ⁰	165 8.5 ^o	149 6.3 ⁱ	182 14.9 ^o
163 100	148 80	181 18.3 ⁰	166 8.2 ^o	150 60	183 15.8 ^o
164 10.5 ⁰	149 8.60	182 20.5 ⁰	167 8.4 ^o	151 6.4 ⁱ	184 17.7 ^o
165 10.7 ⁰	150 9.60	183 22 ⁰	168 8.8 ^o	152 5.9 ⁱ	185 17.7 ^o
166 11.3 ⁰	151 9.30	184 23.5 ⁰	169 9.2 ^o	153 5.9 ⁱ	186 16.6 ^o
167 11.7 ⁰	152 9.20	185 137 4.6 ⁰	170 7.9 ^o	154 5.6 ⁱ	187 16.2 ^o
168 12.4 ⁰	153 90	138 5.3 ⁰	171 8.8 ^o	155 5.8 ⁱ	188 15.2 ^o
169 130	154 8.90	139 60	172 10.3 ^o	156 5.40	189 139 4.4 ⁱ
170 140	155 8.90	140 5.8 ⁰	173 11 ^o	157 5.60	140 4.3 ⁱ
171 14.5 ⁰	156 8.30	141 5.9 ⁰	174 12.1 ^o	158 5.40	141 5 ⁱ
172 15.4 ⁰	157 8.30	142 60	175 12.3 ^o	159 5.70	142 4.9 ⁱ

Çizelge 2.3.(devam)Birincil bariyer yükseklikleri (ⁱiç bariyeri ,⁰dış bariyeri simgeler)

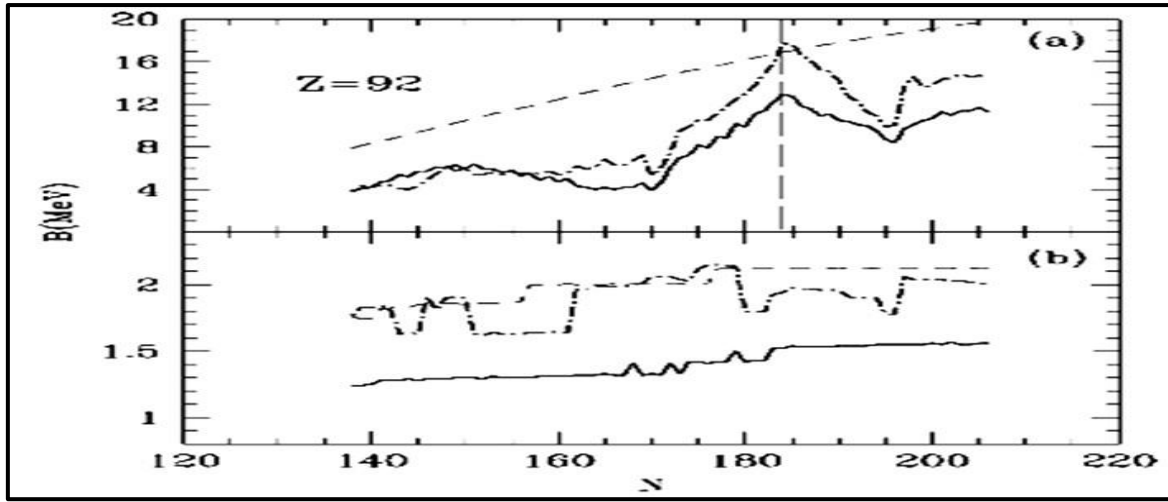
Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B	Z	N	B
93	143	5.7 ⁱ	93	188	12.8 ⁰	94	174	5.9 ⁱ	95	153	6.5 ⁱ	95	198	7.6 ⁱ	96	176	5.5 ⁱ
	144	5.4 ⁱ		189	10.9 ⁰		175	6.80		154	6.2 ⁱ		199	7.9 ⁱ		177	6.1 ⁱ
	145	6i		190	11.8 ⁰		176	6.90		155	6.1 ⁱ		200	8.3 ⁱ		178	5.8 ⁱ
	146	5.9 ⁱ		191	9.80		177	7.90		156	5.8 ⁱ		201	9.1 ⁱ		179	6.6 ⁱ
	147	6.3 ⁱ		192	8.90		178	7.90		157	5.8 ⁱ		202	8.9 ⁱ		180	6.6 ⁱ

148	6.1 ⁱ	193	8.9 ⁱ	179	90	158	5.4 ⁱ	203	9.40	181	7.6 ⁱ		
149	6.4 ⁱ	194	9.10	180	9.60	159	5.3 ⁱ	204	9.50	182	7.8 ⁱ		
150	6.1 ⁱ	195	9.40	181	10.1 ⁰	160	4.7 ⁱ	205	9.9 ⁱ	183	8.6 ⁱ		
151	6.5 ⁱ	196	9.40	182	10.2 ⁰	161	4.8 ⁱ	206	9.90	184	8.3 ⁱ		
152	6.1 ⁱ	197	9.90	183	11.2 ⁰	162	4.6 ⁱ	207	10.2 ⁰	185	8.3 ⁱ		
153	6.2 ⁱ	198	110	184	11.4 ⁰	163	4.5 ⁱ	208	10.1 ⁰	186	6.60		
154	5.8 ⁱ	94	140	4.2 ⁱ	185	11.1 ⁰	164	4.1 ⁱ	96	142	4.9 ⁱ	187	7.4 ⁱ
155	5.4 ⁱ		141	4.7 ⁱ	186	9.60	165	4.3 ⁱ		143	5.5 ⁱ	188	6.4 ⁱ
156	5.2 ⁱ		142	4.8 ⁱ	187	9.40	166	3.9 ⁱ		144	5.5 ⁱ	189	6.7 ⁱ
157	5.3 ⁱ		143	5.5 ⁱ	188	8.90	167	4i		145	6.2 ⁱ	190	6i
158	4.8 ⁱ		144	5.4 ⁱ	189	8.70	168	3.6 ⁱ		146	6.1 ⁱ	191	6.4 ⁱ
159	5.2 ⁱ		145	5.8 ⁱ	190	80	169	3.8 ⁱ		147	6.6 ⁱ	192	5.6 ⁱ
160	4.5 ⁱ		146	5.8 ⁱ	191	8.5 ⁱ	170	3.5 ⁱ		148	6.4 ⁱ	193	5.6 ⁱ
161	4.8 ⁱ		147	6.4 ⁱ	192	7.7 ⁱ	171	3.9 ⁱ		149	6.7 ⁱ	194	4.9 ⁱ
162	4.3 ⁱ		148	6.2 ⁱ	193	7.7 ⁱ	172	3.4 ⁱ		150	6.5i	195	5.3 ⁱ
163	4.4 ⁱ		149	6.7 ⁱ	194	7.10	173	5i		151	6.7 ⁱ	196	5.7 ⁱ
164	4.40		150	6.4 ⁱ	195	8i	174	5.3 ⁱ		152	6.5 ⁱ	197	6.3 ⁱ
165	4.40		151	6.7 ⁱ	196	80	175	6.1 ⁱ		153	6.7 ⁱ	198	6.7 ⁱ
166	4.60		152	6.2 ⁱ	197	8.60	176	6i		154	6.1 ⁱ	199	7.3 ⁱ
167	4.60		153	6.3 ⁱ	198	9.10	177	6.7 ⁱ		155	6.4 ⁱ	200	7.4 ⁱ
168	3.8 ⁱ		154	5.9 ⁱ	199	9.30	178	6.30		156	5.9 ⁱ	201	8i
169	3.9 ⁱ		155	6.2 ⁱ	200	9.80	179	7.2 ⁱ		157	5.5 ⁱ	202	8i

Çizelge 2.3. (devam) Birincil bariyer yükseklikleri (iⁱ iç bariyeri, ⁰dış bariyeri simgeler)

170	3.9 ⁱ	156	5.5 ⁱ	201	12.1 ⁰	180	7.4 ⁱ	158	5i	203	8.6 ⁱ						
171	4.2 ⁱ	157	5.6 ⁱ	202	10.5 ⁰	181	8.4 ⁱ	159	5.2 ⁱ	204	8.3 ⁱ						
172	4.2 ⁱ	158	5.2 ⁱ	203	10.9 ⁰	182	8.5 ⁱ	160	4.7 ⁱ	205	8.5 ⁱ						
173	6i	159	5.5 ⁱ	204	11.1 ⁰	183	9.5 ⁱ	161	4.9 ⁱ	206	8.4 ⁱ						
174	7.20	160	5i	205	11.6 ⁰	184	9.40	162	4.5 ⁱ	207	9i						
175	7.70	161	4.8 ⁱ	206	11.5 ⁰	185	90	163	4.5 ⁱ	208	8.5 ⁱ						
176	7.90	162	4.5 ⁱ	95	141	4.9 ⁱ	186	7.8 ⁱ	164	4.2 ⁱ	209	8.9 ⁱ					
177	8.90	163	4.6 ⁱ		142	5.1 ⁱ	187	7.9 ⁱ	165	4.2 ⁱ	210	8.6 ⁱ					
178	90	164	4.2 ⁱ		143	5.7 ⁱ	188	7i	166	3.7 ⁱ	97	143	6i				
179	10.3 ⁰	165	4.3 ⁱ		144	5.7 ⁱ	189	7.6 ⁱ	167	3.6 ⁱ		144	5.9 ⁱ				
180	10.9 ⁰	166	3.8i	145	6.3 ⁱ	190	6.9 ⁱ	168	3.2 ⁱ	145		6.3 ⁱ					
181	120	167	3.6 ⁱ	146	6.3 ⁱ	191	7.3 ⁱ	169	3.6 ⁱ	146		6.4 ⁱ					
182	12.4 ⁰	168	3.8 ⁱ	147	6.8 ⁱ	192	6.4 ⁱ	170	3.1 ⁱ	147	6.8 ⁱ						
183	12.7 ⁰	169	4.2 ⁱ	148	6.5 ⁱ	193	6.5 ⁱ	171	3.3 ⁱ	148	6.7 ⁱ						
184	13.8 ⁰	170	3.8 ⁱ	149	6.9 ⁱ	194	5.8 ⁱ	172	3.1 ⁱ	149	7.2 ⁱ						
185	14.8 ⁰	171	3.7 ⁱ	150	6.6 ⁱ	195	6.7 ⁱ	173	4.7 ⁱ	150	6.9 ⁱ						
186	140	172	4.1 ⁱ	151	6.9i	196	6.9 ⁱ	174	4i	151	7.1 ⁱ						
187	12.7 ⁰	173	6i	152	6.5 ⁱ	197	7.5 ⁱ	175	5.7i	152	6.9 ⁱ						
97	153	7.1 ⁱ	97	162	4.5 ⁱ	97	171	2.9 ⁱ	97	180	5.6 ⁱ	97	189	4.7 ⁱ	98	198	6i
154	6.6 ⁱ	163	4.5 ⁱ	172	2.8 ⁱ	181	6.6 ⁱ	190	3.8 ⁱ	199	7.80						
155	6.4 ⁱ	164	4.2 ⁱ	173	3.2 ⁱ	182	6.6 ⁱ	191	5.5 ⁱ	200	60						
156	5.9 ⁱ	165	4.2 ⁱ	174	3.1 ⁱ	183	7.3 ⁱ	192	4.4 ⁱ	201	7.90						
157	5.8 ⁱ	166	3.8 ⁱ	175	5i	184	7.5 ⁱ	193	4.7 ⁱ	202	7.50						
158	5.2 ⁱ	167	3.8 ⁱ	176	4.6 ⁱ	185	7.1 ⁱ	194	3.8 ⁱ	203	7.90						
159	5.3 ⁱ	168	3.3 ⁱ	177	5.4 ⁱ	186	5.8 ⁱ	195	4.8 ⁱ	204	7.70						
160	4.9 ⁱ	169	3.2 ⁱ	178	5.3 ⁱ	187	5.3 ⁱ	196	4.8 ⁱ	205	7.80						
161	5i	170	3i	179	5.6 ⁱ	188	4.5 ⁱ	197	5.1 ⁱ								

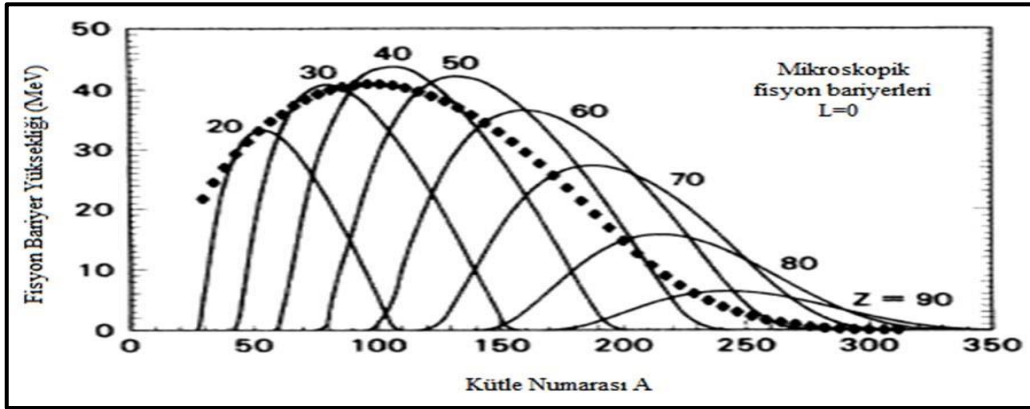
Çizelge 2.3’de her bir çekirdek için birincil bariyerler gösterilmiştir. “i” sembolü iç enerji bariyerini, “0” sembolü dış enerji bariyerini göstermektedir (Mamdouh, 2001). Tabloyu gerekli sınırlarda tutabilmek amacıyla, bariyerin üç deformasyon parametresi olan c , h ve α gösterilmemiştir. Kütle numarasının küçük değerleri için birincil ve ikincil bariyerler arasındaki ayrılık (c), artma eğiliminde ve dış bariyer tüm izotoplar için birincil bariyer haline gelmektedir, bu durum Şekil 2.2’de nötron fazlası olan çekirdekler için gösterilmiştir. Z ’nin büyük değerleri için bu fark azalmakta ve iç bariyer daima en yüksek olarak kalırken dış bariyer azalarak yok olma eğilimindedir. Böylece $Z > 100$ için geriye sadece bir bariyer kalacaktır.



Şekil 2.2. (a) $Z=92$ için İç (devamlı çizgi), Dış (noktalı çizgi) bariyer değerleri, ETF bariyer değeri(kesikli çizgili). (b) c parametresinin uzama karşılıkları

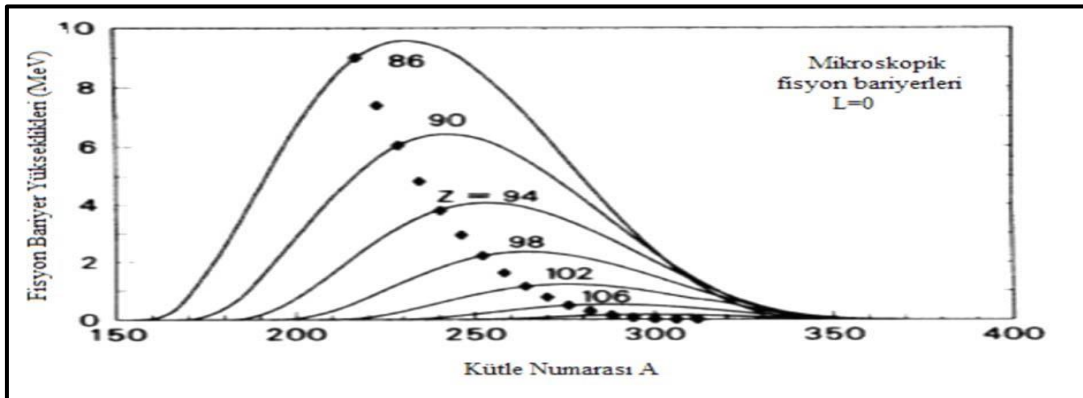
2.3. Sierk Fisyon Bariyer Modeli

Sıvı damla modelinin yüzey enerjisi çekirdeği tanımlamaya çalıştığında birçok eksiklik gösterir. Sıvı damla modelinin en önemli eksikliği yakınlık etkisini göz ardı etmesidir. Tamamen bozulmuş şekiller için gerçek dışı yüzey enerjisi olması ve ayrılmış çekirdekler arasındaki çekim yokluğu bunun sonucudur (Krappe, 1979). Mikroskobik nükleer enerji için geliştirilmiş modellerden biri de Yukawa-artı-üstel çift katmanlı potansiyelidir. Genelleştirilmiş nükleer enerji ampirik Yukawa-artı-üstel çift katmanlı integralidir. Bu teknikte; sıvı damla modeline eklenen bir parametre sayesinde (potansiyel aralığı) ağır iyon saçılma potansiyeli, hafif ve orta kütleli çekirdekler için fisyon bariyeri atom ağırlığı $A \leq 200$ altındaki çekirdekler için gözlenmiş fisyon bariyerleri ve nükleer doygunluğu kabul edilebilir durumu tanımlanmıştır (Krappe, 1979) (Möller and Nix, 1981). Şekil 2.3 ve Şekil 2.4’te bariyer yüksekliklerinin Z ve A değerlerine göre değişimi gösterilmiştir.



Şekil 2.3. $Z=20$ ve 90 için fisyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının bir fonksiyonu olarak hesaplanması (Sierk, 1985)

İki adımda noktalar $Z=14$ ve $Z=117,9$ için β -sabit çekirdekler için bariyerlerdir (son adım hariç). Şekilde bariyer yüksekliklerinin A ve Z değerlerine göre değişimi görülmektedir.

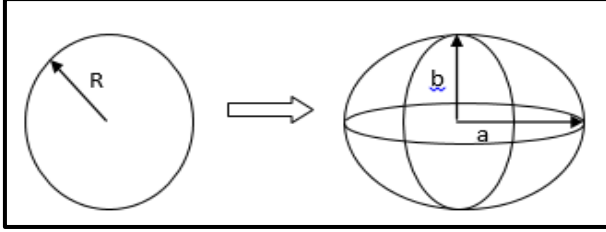


Şekil 2.4. $Z=86$ 'dan 110 'a kadar fisyon bariyer yüksekliklerinin kütle numarasının fonksiyonu olarak hesaplanması (Sierk, 1985)

2.3. Dönen Sıvı Damlası Modeli

Kendiliğinden fisyonu anlamak için sıvı damlası modeli kullanılabilir. Yarı deneysel kütle formülüne göre çekirdeğin küresel olduğu kabul edilir. Bunun nedeni çekirdeğin şeklinin küresel olduğu zaman yüzey alanının minimum seviyeye inmesidir. Eğer yüzey herhangi bir sebepten dolayı küresel eksen boyunca uzarsa sıvı damlası modelindeki yüzey terimi artarken Coulomb terimi azalır, burada hacmin sabit kalması temel varsayımdır. Yüzeyin küresel eksen boyunca uzamadan önceki ve sonraki değişimdeki fark çekirdeğin kendiliğinden fisyonu karşı kararlı olup olmadığının ölçüsüdür.

Sabit hacim için deformasyon parametresi yarı major ve yarı minör eksene göre a ve b şekil 2.5'deki gibidir.



Şekil 2.5. Ağır çekirdeğin deformasyonu

Buradaki olası parametrizasyonlardan hacim korunumunu sağlayan

$$a = R(1 + \varepsilon), \quad b = R/(1 + \varepsilon)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.1)$$

dir. Burada, ε çok küçük bir değişkendir.

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi ab^2 \quad (2.2)$$

Burada; yeni yüzeyi ve Coulomb terimi için ifadeyi bulmak üzere elipsoidin yüzeyinin a ve b terimlerini cinsinden güç serisi şeklinde genişletilirse,

$$E_s = a_s A^{\frac{2}{3}} \left(1 + \frac{2}{5} \varepsilon^2 + \dots\right) \quad (2.3)$$

ve

$$E_c = a_c Z^2 A^{-\frac{1}{3}} \left(1 - \frac{1}{5} \varepsilon^2 + \dots\right) \quad (2.4)$$

dir.

Toplam enerjideki değişim,

$$\Delta E = (E_s + E_c) - (E_s + E_c)_{SEMF} = \frac{\varepsilon^2}{5} (2a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c Z^2 A^{-\frac{1}{3}}) \quad (2.5)$$

şeklindedir. $\Delta E < 0$ ise bu durumda deformasyon enerjik olarak mümkündür ve fisyon olabilir, bunun olması için

$$\frac{Z^2}{A} \geq \frac{2a_s}{a_c} \approx 49 \quad (2.6)$$

ifadesini sağlaması gerekir. Burada, a_s ve a_c katsayıları için deneysel değerler kullanılmıştır.

2.4. WKB Yaklaşım Modeli

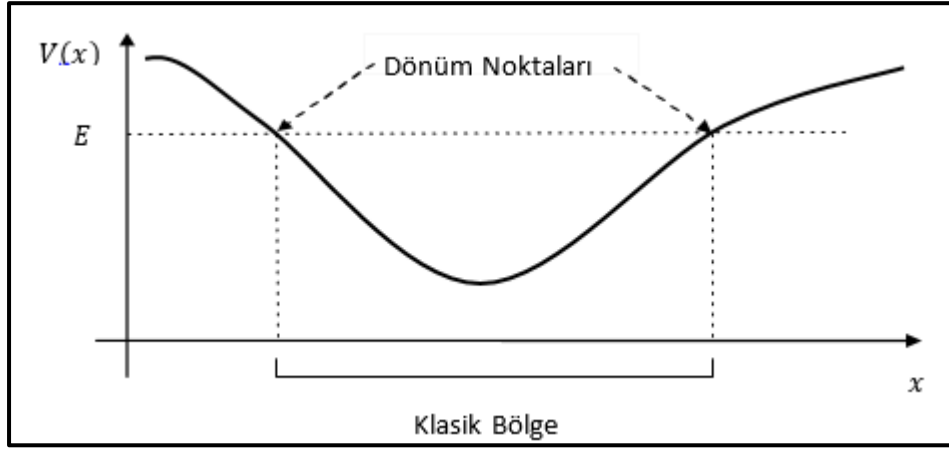
Wentzel – Kramers - Brillouin tarafından önerilen WKB yaklaşımı fisyon bariyeri modeli, bir boyutta zamandan bağımsız Schrödinger denkleminin çözümü için geliştirilmiştir. Hill-Wheeler yaklaşımına alternatif olarak, fisyon iletim katsayılarının hesaplanması için WKB yaklaşımı kullanılabilir (Koning and Rochman 2012). Birçok diferansiyel denkleme ve üç boyutta Schrödinger denkleminin radyal kısmına uygulanabilir. Özellikle, bağlı durum enerjilerinin ve potansiyel engellerden tünelleme hızlarının hesaplamasında kullanılan bir yöntemdir. $V(x)$ potansiyelinin sabit olduğu bir bölgede hareket eden E enerjili bir parçacık için $E > V$ ise dalga fonksiyonu, $k \equiv \sqrt{2m(E - V)}/\hbar$ olmak üzere

$$\Psi(x) = Ae^{\pm ikx} \quad (2.7)$$

şeklinde dir. Artı işareti parçacığın sağa doğru hareketini, eksi işareti sola doğru hareketini ifade eder. Bu iki çözümün lineer kombinasyonu ile genel çözüme ulaşılır. Dalga fonksiyonu sabit dalga boylu ($\lambda = 2\pi/k$) ve sabit genlikte (A) salınan bir dalga özelliğine sahiptir. $V(x)$ ' in sabit olmadığı ancak λ ile karşılaştırıldığında oldukça yavaş değiştiği yani potansiyelin sabit olduğu kabul edilirse, bu durumda Ψ 'nin dalga boyu ve genliğinin x ile yavaşça değişen bir sinüs dalgası olarak kaldığını varsayılabilir. WKB yaklaşıklığı, x 'e bağımlılığı yavaşça değişen genlik ve dalga boyu ile ayarlanmış hızlı salınımlar olarak iki farklı şekilde açıklar. Eğer $E < V$ (V sabit) ise, Ψ üstel fonksiyonu $K \equiv \sqrt{2m(V - E)}/\hbar$ olmak üzere

$$\Psi(x) = Ae^{\pm Kx} \quad (2.8)$$

şeklinde yazılır. Eğer V sabit değilse ve $1/K$ 'ya göre yavaşça değişiyor ise, çözüm pratikte üstel fonksiyon olarak kalır ancak A ve K bu durumda x 'in yavaşça değişen fonksiyonlarıdır. $E \approx V$ olduğu nokta yani klasik bölge ile klasik olmayan bölgenin birleştiği yer dönüm noktası olarak adlandırılır. Bu bölgede λ ya da $1/K$ sonsuza gider ve $V(x)$, λ 'ya kıyasla yavaşça değişmez. Bu yüzden bu noktada WKB yaklaşıklığı çalışmaz.



Şekil 2.6. Klasik olarak parçacığın bulunacağı bölge.

Klasik $E \geq V(x)$ olarak parçacık olduğu bölgede bulunabilir (Griffiths, 2010)

3. SEVİYE YOĞUNLUĞU

Seviye yoğunluğu, istatistiksel modellerde nükleer reaksiyonları tahmin etmek için, tamamlanmış veya uygun olmayan farklı seviyedeki bilgilerin bulunduğu uyarılan enerjilerde hesaplanır. Optik model potansiyeli ile birlikte doğru seviye yoğunluğuna ulaşmada en önemli adım tesir kesitlerinin teorik analizinin, spektrumunun, açısal dağılımının ve diğer izlenebilir nükleer reaksiyonların güvenilir olmasıdır (Koning, 2008). Bu nedenle, fenomenolojik analitik ifadeler için Hartree-Fock yaklaşımı ve birleştirici metotlardan doğrudan elde edilen mikroskobik seviye yoğunluklarından değişen modellerin kullanımıyla seviye yoğunluğu üzerine yoğun çalışmalar yapılmıştır (Demetriou,2001; Hilaire,2006).

TALYS programı kullanılarak yapılan hesaplamalarda aşağıdaki modellere göre seviye yoğunlukları hesaplanır.

Modifiye Fermi gaz modeli (BFM)

Sabit sıcaklık modeli (CTM)

Genelleştirilmiş süperakışkan modeli (GSM)

Mikroskobik seviye yoğunluğu modelleri (mGT, mHT) (Koning, 2008).

TALYS bilgisayar programında hesaplama yapmak için oluşturulan input dosyaları içerisinde tanımlanan ldmodel1, ldmodel2, ldmodel3, ldmodel4, ldmodel5 ve ldmodel6 komutları, yapılacak olan hesaplamalarda hangi seviye yoğunluğu modelinin kullanılacağını belirtir. Eğer input dosyası içerisine bu komutlardan her hangi birisi yazılmaz ise program otomatik olarak hesaplamaları BFM (Modifiye Fermi gaz modeli)'de yapar. Bu tez çalışmasında ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np ve ^{223}Pu çekirdeklerinin seviye yoğunluk hesaplamaları BFM modeli kullanarak gerçekleştirilmiştir.

3.1. Seviye Yoğunluk Parametresi “a”

Seviye yoğunluk parametresi düşük enerjilerde kabuk etkilerinin varlığını hesaba katarken, yüksek enerjilerde kabuk etkisinin yok olması gerekliliğini savunur (A.V. Ignatyuk, 1975).

$$a=a(E_x)=\tilde{a}\left(1 + \delta w \frac{1-\exp[-\gamma U]}{U}\right) \quad (3.1)$$

Burada $\tilde{\alpha}$ asimtotik seviye yoğunluğu, $W\delta$ kabuk enerji düzeltmesidir. $\tilde{\alpha}$ asimtotik değeri düzgün değişen bir fonksiyon olarak şu şekilde verilir:

$$\tilde{\alpha} = \alpha A + \beta A^{2/3} \quad (3.2)$$

Burada A kütle numarası, β ve α genel parametrelerdir. Sönüm parametresi için ise aşağıdaki formül kullanılır:

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{A^{1/3}} \quad (3.3)$$

3.2. Modifiye Fermi Gaz Modeli (BFM)

Modifiye fermi gaz modelinde eşleştirilmiş enerji ayarlanabilir bir parametre gibi düzeltilir ve Fermi gaz model (BFM) ifadesi 0 MeV'deki tüm yollar için kullanılır. Bu modelde toplam seviye yoğunluğu için,

$$\rho_F^{tot}(E_X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{a}U]}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (3.4)$$

$$\rho_F(E_X, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi\sigma^3}} \exp \left[-\frac{\left(j+\frac{1}{2}\right)^2}{2\sigma^2} \right] \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{a}U]}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (3.5)$$

denklemleri bulunmaktadır.

a ve σ^2 gibi enerjiye bağlı ifadeler ve efektif uyarılma enerjileri $U = E_X - \Delta^{BFM}$ ile birlikte

$$\Delta^{BFM} = \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta \quad (3.6)$$

ve sigma çekirdek öncesi deneysel verilerde

$$X = \begin{cases} -1, & \text{tek - tek için} \\ 0, & \text{tek - çift için} \\ 1, & \text{çift - çift için} \end{cases}$$

şeklinde verilir. Kullanımı engellenen orijinal BFM problemi nükleer model analizinde seviye yoğunluğu opsiyonu engellenebilir. Grossjean ve Feldmeier (1985) tarafından bu problemin çözümü sağlanmıştır. TALYS'de kabul edilen Demetriou ve Goriely (2001) tarafından pratik forma konmuştur. Toplam BFM seviye yoğunluğu için ifade,

$$\rho_{BFM}^{tot}(E_X) = \left[\frac{1}{\rho_F^{tot}(E_X)} + \frac{1}{\rho_0(E_X)} \right]^{-1} \quad (3.7)$$

ρ_0 aşağıdaki formda tanımlanır ;

$$\rho_0(t) = \frac{\exp(1) (a_n + a_p)^2}{24\sigma \sqrt{a_n a_p}} \exp(4a_n a_p t^2) \quad (3.8)$$

$a_n = a_p = \frac{a}{2}$ verildiğinde her zamanki spin dağılımına sahip seviye yoğunluğu okunur.

$$\rho_F(E_X, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2j+1}{2\sigma^2 \sigma^3} \exp \left[\frac{(j+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2} \right] \rho_{BFM}^{tot}(E_X) \quad (3.9)$$

Toplamda modifiye fermi gaz modelinde a ve δ olmak üzere ayarlanabilir iki parametre vardır. δ çiftlenim enerjisi terimi, a ise seviye yoğunluk parametresi olarak tanımlanır.

3.3. Sabit Sıcaklık Modeli (CTM)

Bu model Gilbert ve Cameron tarafından tanıtılmış olup, uyarılmış enerji aralığı geçerli olan Fermi Gaz modellerinin bulunduğu yüksek enerjinin bir parçası olan E_M ve geçerli sabit sıcaklık kanunun isimlendirdiği eşleştirilmiş E_M enerjisine ulaşmada 0 MeV'den düşük enerji bölümlerinin içerisinde bölünmüştür. Sabit sıcaklık modelinde toplam seviye yoğunluğu

$$\rho^{tot}(E_X) = \begin{cases} \rho_T^{tot}(E(x)) & \text{if } E(x) \leq E_M \\ \rho_F^{tot}(E(x)) & \text{if } E(x) \geq E_M \end{cases} \quad (3.10)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Seviye yoğunluğu modeline benzer olarak Fermi gaz ifadesine göre enerji değişiminin bulunduğu $U = E(x) - \Delta^{CTM}$ etkili uyarılmış enerji kullanılmıştır ve ifade aşağıdaki eşitlikteki halini almıştır.

$$\rho(E_X, J, \Pi) = \begin{cases} \frac{1}{2} R_F(E_X, J) \rho_T^{tot}(E(x)) & \text{if } E(x) \leq E_M \\ \rho_F(E_X, J, \Pi) & \text{if } E(x) \geq E_M \end{cases} \quad (3.11)$$

Bu modelde eşleştirme parametresi ayarlanmamış olarak kullanılmış ve düşük uyarılmış enerjiler için sabit sıcaklık kanunu olarak adlandırılan eksponansiyel ilkesi ile iki farklı seviyenin yeniden üretiminin biriken histogramı olan $N(E_X)$ deneysel verilerine uyarlanmıştır.

$$N(E_x) = \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (3.12)$$

Buradaki T ve E_0 ifadeleri nükleer sıcaklık parametreleridir ve farklı seviyelerin deneysel formülünü ayarlamakta yardımcı olmaktadır.

3.4. Genelleştirilmiş Süperakışkan Modeli (GSM)

Genelleştirilmiş Süper Akışkan Modeli (GSM), Barden-Cooper-Schrieffer teorisine göre süper iletken eşleştirme korelasyonlarını dikkate alarak hesaplamalar yapar. Modelin fenomenolojik versiyonu (Ignatyuk,1979; Ignatyuk,1993) eşleştirme korelasyonlarının seviye yoğunluğuna güçlü baskısındaki düşük enerjiden, Fermi gaz modeli tarafından tayin edilen yüksek enerji bölgesine geçişteki süperakışkan davranışından gelen faz geçişi ile karakterize edilir. GSM, bu nedenle sabit sıcaklık modelini düşük ve yüksek enerji bölgeleri arasında seçilebilir genişliğe benzetmesine rağmen, GSM için bu ayrım teoriden takip edilir ve eşleşme enerjisini belirleyen belirli kesikli seviyelerde değişmez. Bunun yerine, modeli otomatik olarak düşük enerjilerde sabit bir sıcaklıkta benzeri bir davranış sağlar. GSM 'de toplam seviye yoğunluğu ifadesi

$$\rho^{\text{tot}}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^S}{\sqrt{D}} \frac{1}{\sigma} \quad (3.13)$$

olarak verilir. U_c enerjisi için verilen seviye yoğunluğu U_c 'de tanımlanan termodinamiksel fonksiyonlar adı altında tanımlanmıştır.

$$U_c = a_c T_c^2 + E_{\text{cond}} \quad (3.14)$$

T_c kritik sıcaklık olarak belirtilmektedir ve

$$T_c = 0.567 \Delta_0 \quad (3.15)$$

eşleştirme korelasyon fonksiyonu aşağıdaki şekilde verilir.

$$\Delta_0 = \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (3.16)$$

Bu korelasyon fonksiyonu ayrıca, azalmayı karakterize eden yoğunlaşma enerjisini (E_{cond}) belirler.

$$E_{\text{cond}} = \frac{3}{2\pi^2} \alpha_c \Delta_0^2 \quad (3.17)$$

Kritik seviye yoğunluğu parametresi ise

$$\alpha_c = \tilde{\alpha} \left[1 + \delta W \frac{1 - \exp(-\gamma \alpha_c T_c^2)}{\alpha_c T_c^2} \right] \quad (3.18)$$

δW ve γ bilindiği zaman kolaylıkla elde edilir. Seviye yoğunluğunu belirlemek için aynı zamanda kritik entropi S_c olarak adlandırılır ve

$$S_c = 2 \alpha_c T_c \quad (3.19)$$

denklemleri ile ifade edilir. D_c kritiğinin belirlenmesi,

$$D_c = \frac{144}{\sqrt{\pi}} \alpha_c^3 T_c^5 \quad (3.20)$$

ve kritik spin kesme (cut-off) parametresi σ_c^2

$$\sigma_c^2 = 0.01389 A^{5/3} \frac{\alpha_c}{\tilde{\alpha}} \quad (3.21)$$

şeklinde ifade edilir. Etkili uyarılma enerjisini tanımlamak için U_c seviye yoğunluğunun aşağısındaki süperakışkan durum denklemleri kullanılabilir. Bunun için etkili bir uyarılma enerjisi

$$U' = E_x + \chi \Delta_0 + \delta, \quad (3.22)$$

$$x = \begin{cases} 2, & \text{tek - tek için} \\ 1, & \text{tek - çift için} \\ 0, & \text{çift - çift için} \end{cases} \quad (3.23)$$

δ çekirdek başına deneysel verilerin en iyi tanımını elde etmek için ayarlanabilir kayma parametresidir. x için yapılan tanımlamanın CFM ve BFM de birbirlerinden farklı olduğu unutulmamalıdır.

$$\phi^2 = 1 - \frac{U'}{U_c} \quad (3.24)$$

$U' \leq U_c$ tanımlayan miktarda ϕ ve T süperakışkan durum denklemleri (Ignatyuk et al. 1979)

$$\varphi = \tanh\left(\frac{T_c}{T}\varphi\right) \quad (3.25)$$

eşdeğerdir.

$$T = 2T_c \varphi \left[\ln \frac{1+\varphi}{1-\varphi} \right]^{-1} \quad (3.26)$$

$U' \leq U_c$ için diğer gerekli fonksiyonlar S entropi olmak üzere,

$$S = S_c \frac{T_c}{T} (1 - \varphi^2) = S_c \frac{T_c}{T} \frac{U'}{U_c} \quad (3.27)$$

D belirlenmesi,

$$D = D_c (1 - \varphi^2) (1 + \varphi^2) = D_c \frac{U'}{U_c} \left(2 - \frac{U'}{U_c} \right)^2 \quad (3.28)$$

ve spin kesme parametresi

$$\sigma^2 = \sigma_c^2 (1 - \varphi^2) = \sigma_c^2 \frac{U'}{U_c} \quad (3.29)$$

şeklinde tanımlanır. Özetle spin kesme paritesi seviye yoğunluğu enerji aralığını girebilmek için belirtilmiştir. $U' \leq U_c$ için toplam seviye yoğunluğu;

$$\rho_{GSM}^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{e^2}{\sqrt{D}} \quad (3.30)$$

formülü ile verilir. Benzer olarak seviye yoğunluğu,

$$\rho_{GSM}(E_x, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_x, J) \rho_{GSM}^{tot}(E_x) \quad (3.31)$$

şeklindedir. $U' \geq U_c$ için, FGM; CTM ve BFM'nin eşleştirilme düzenlenmesinden farklı olan bir enerji değişimi ile geçerlidir. Toplam seviye yoğunluğu;

$$\rho_{GSM}^{tot}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi} \exp[2\sqrt{aU}]}{12} \frac{1}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (3.32)$$

$U = E_x - \Delta^{GSM}$ ile etkili uyarılma enerjisi belirlenir:

$$\Delta^{GSM} = E_{cond} - \chi \Delta_0 - \delta \quad (3.33)$$

yüksek enerji bölgesindeki spin kesme parametresi okunur:

$$\sigma^2 = I_0 \frac{a}{a} \sqrt{\frac{U}{a}} \quad (3.34)$$

ve toplam seviye yoğunluğu;

$$\rho_{GSM}(E_X, J, \Pi) = \frac{1}{2} R_F(E_X, J) \rho_{GSM}^{tot}(E_X) \quad (3.35)$$

formülü ile verilir. Enerji eşleştirilmesi $E_X = U_c - \chi\Delta_0 - \delta$ için Eş.3.31 ve Eş.3.33'ün eşleştirilmesiyle gerçekleştirilir. Böylece toplam seviye yoğunluğu muhtemelen süreklidir. Özetle a ve σ olmak üzere iki tane ayarlanabilir parametre vardır (Koning, 2009).

3.5. Mikroskobik Seviye Yoğunluğu

TALYS'te kullanılan fenomenolojik maddelerin yanı sıra daha fazla mikroskobik yaklaşım uygulamak için bir yöntem daha vardır. RIPL veritabanına göre $I=30$ spin ve 150 MeV'e kadar uyarılmış enerjiler için Hartree-Fock hesaplamaları Goriely vd. (2001) üzerindeki drip çizgisinden (parçacık kararlılık sınırı) seviye yoğunluğu Goriely tarafından hesaplanmıştır.

Goriely tablosu mikroskobik seviye yoğunluğu modelinde, mikroskobik seviye yoğunluğuyla beraber bu tablolar okunabilir. Enerjide, Hilaire ve Goriely tarafından mikroskobik birleştirici modele uyarlanmış pariteye bağlı nükleer seviye yoğunluğu önerilmiştir (Goriely, 2008).

Birleştirici model kolektif geliştirme ve detaylandırılmış asıl durum yoğunluğunun mikroskobik hesaplanmasını içerir. Bu model fenomenolojik olarak rotasyonel etkiler için basit bir sönümlenme fonksiyonu oluşturmaktadır. Hesaplamalar Skyrme-Hartree-Fock-Bogolyubov sisteminin deformasyonu ile kesinleştirilmiş nükleer yapı özelliğinin kullanımını uyumlu hale getirir. 8500 nükleiden daha fazla seviye yoğunlukları $J=49$ spin değeri ve 200 MeV'in üstünde uyarılmış enerjiler için tablosal format içerisinde uygun hale getirilmiştir. Bu seviye yoğunlukları Hilaire tablosu mikroskobik seviye yoğunluğu modeli tarafından kullanılır. HFM olarak adlandırılan mikroskobik seviye yoğunluklarında deneysel hata dikkate alınmamış belirtilen $c=0$ ve $\delta=0$ tarafından varsayılan skala fonksiyonu esnekliği dahil edilmiştir. Örneğin;

$$\rho_{GSM}(E_X, J, \Pi) = \exp(c\sqrt{E_X - \delta}) \rho_{HFM}(E_X - \delta, J, \Pi) \quad (3.36)$$

c sabiti fenomenolojik modelin a seviye yoğunluğu parametresine benzer bir rol oynar. Hem düşük hem de daha yüksek enerjilerin esnek ayarlamaları ise c ve δ birlikte verilmektedir. Veri tabanı yapısı uygun olduğu zaman hem mikroskobik seviye yoğunluğu modelleri hem de Goriely tablosu mikroskobik seviye yoğunluğu modeli ve Hilaire tablosu mikroskobik seviye yoğunluğu modeli olarak adlandırılan fisyon modellerinin en üstündeki seviye yoğunluğu için otomatik olarak algılanmaktadır. Tablolaştırılmış mikroskobik veritabanı dışında nükleidler için varsayılan Fermi gaz modeli kullanılmıştır (Koning, 2009).

4. TALYS

Linux işletim sisteminde çalışan Fortran programlama diline sahip nükleer reaksiyonların analizi ve tahmini için geliştirilmiş bir bilgisayar kod sistemidir. Çalışmada kullanılan TALYS 1.6 sürümü hedef çekirdeğin 1keV-200 MeV enerji aralığında proton, nötron, döteryum, trityum, ^3He , α parçacıkları ve γ ışınimleri içeren, hesaplamalar yapan nükleer reaksiyonların bir simülasyon programıdır (Koning and Rochman, 2012). Bu program; kararsız rezonans bölgesinden orta enerji bölgesine kadar olan enerji aralığında spektrum, açısal dağılımlar, toplam tesir kesitleri, kısmi tesir kesitleri, soğurma tesir kesitleri gibi nicelikler ile nükleer reaksiyonların simülatif olarak değerlendirilmesini sağlar.

TALYS paket programının birbiriyle ilişkili iki temel amacı vardır. Birincisi nükleer reaksiyon deneylerinin analizi için kullanılabilecek bir araçtır. Deney ve teori arasındaki etkileşim bize, parçacık ve çekirdek arasındaki temel etkileşimlerde bir bakış açısı ve kesin ölçümler için modellerimizi sınırlamamızı sağlar. Buna karşılık, ortaya çıkan nükleer modellere inanılırsa yeterli öngörü gücüne sahip olmak için bu ölçümlerin güvenilirliğinin bir göstergesi olabilir. TALYS'in ikinci amacı nükleer fizikte bir veri aracı olmasıdır. Bu program sayesinde sonuç vermeyen deneysel çalışmaların uygun parametreler altında ince ince parametre ayarları yapılarak mevcut deneysel verileri de kullanarak çeşitli reaksiyon modellerinin üretilmesine imkan sağlar. TALYS açık tüm reaksiyon kanalları için kullanıcı tarafından tanımlanan bir enerji ve açı spektrumunda nükleer veri üretebilir. Deneysel ve teorik çalışmalardan elde edilen sonuçlarla oluşturulan nükleer veri kütüphaneleri yeni ve var olan nükleer teknolojiler için temel bilgiler sağlar. TALYS gibi nükleer simülasyon kodları tarafından üretilen veriler kullanılarak: konvansiyonel ve yenilikçi nükleer güç reaktörleri (GEN-IV), radyoaktif atıkların dönüştürülmesi, füzyon reaktörleri, hızlandırıcılar, vatan güvenliği, tıbbi izotop üretimi, radyoterapi, mikroişlemciler, petrol kuyusu belirleme, jeofizik ve astrofizik gibi doğrudan ya da dolaylı önemli uygulamalar gerçekleştirilebilir.

TALYS 1.6 sürümünde bir önceki sürüm olan TALYS 1.4 deki bazı eksiklikler giderilmiş ve enerji aralığı 1 GeV'e kadar genişletilmiştir. Üretilen anahtar kelimeler kullanılarak hızlandırıcılarda medikal izotop üretimi modellemesi için de TALYS kullanılabilir, bu veri tablosu TALYS 1.6 da yapısal veri tabanına eklenmiştir. Uyarılma fonksiyonları MBq veya

Ci cinsinden izotop üretimine otomatik olarak transfer edilmiş, esneklik için fazladan anahtar kelimeler eklenmiştir (Koning, 2013).

4.1. Talys Girdi Dosyası

Bir TALYS programında yapılacak çalışma için veri dosyasında bulunması gereken anahtar kelimeler projectile, element, mass, energy olduğundan, temel bir çalışma için bu dosya en az 4 satırdan oluşur. Veri dosyasında yer alan bu anahtar kelimelerin içerikleri;

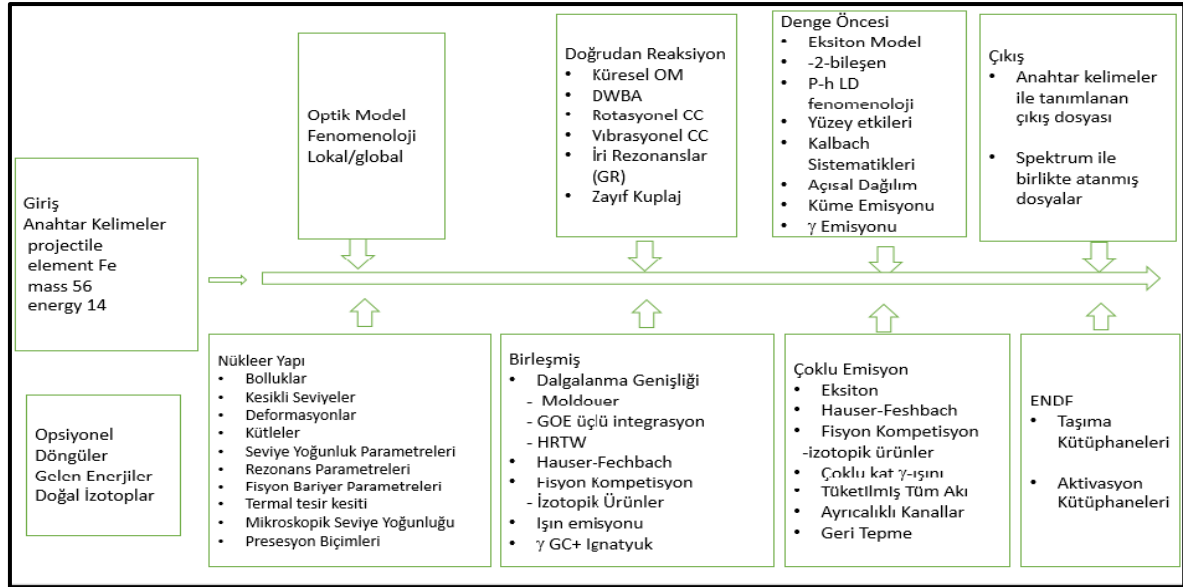
Projectile: incelemek istediğimiz reaksiyonda kullanılacak hedef çekirdeğe tepkime için gönderilen mermi parçacığı ifade eder . Nötron, proton, döteryum, trityum, ^3He , alfa, gama, 0 mermi parçacıklarına örnek verebilir. Buradaki sıfır (0) mermi + hedef yani uyarılmış çekirdek reaksiyonu yerine kullanılır. Bu yöntemde sürece uyarılmış çekirdeklerin başlangıç popülasyonu ile başlanır.

Element: tepkimedeki hedef çekirdeği temsil eder.

Mass: hedef çekirdeğin kütle numarasını temsil eden değişkendir. $5 < mass < 239$ aralığındaki kütleler için geçerlidir.

Energy: MeV cinsinden gelen parçacığın enerjisini temsil eden değişkendir. Tek bir enerji değeri girilebileceği gibi özel bir enerji aralığı içinde düzenleme yapıp programın bu dosyayı kullanması sağlanabilir(Koning, 2013).

Bu temel değişkenlere, çalışılacak kısım, reaksiyon ya da özel durumlara bağlı olarak yeni parametreler eklenebilir. TALYS Programının çalışma sistematığı şekil 4.1'deki gibidir.

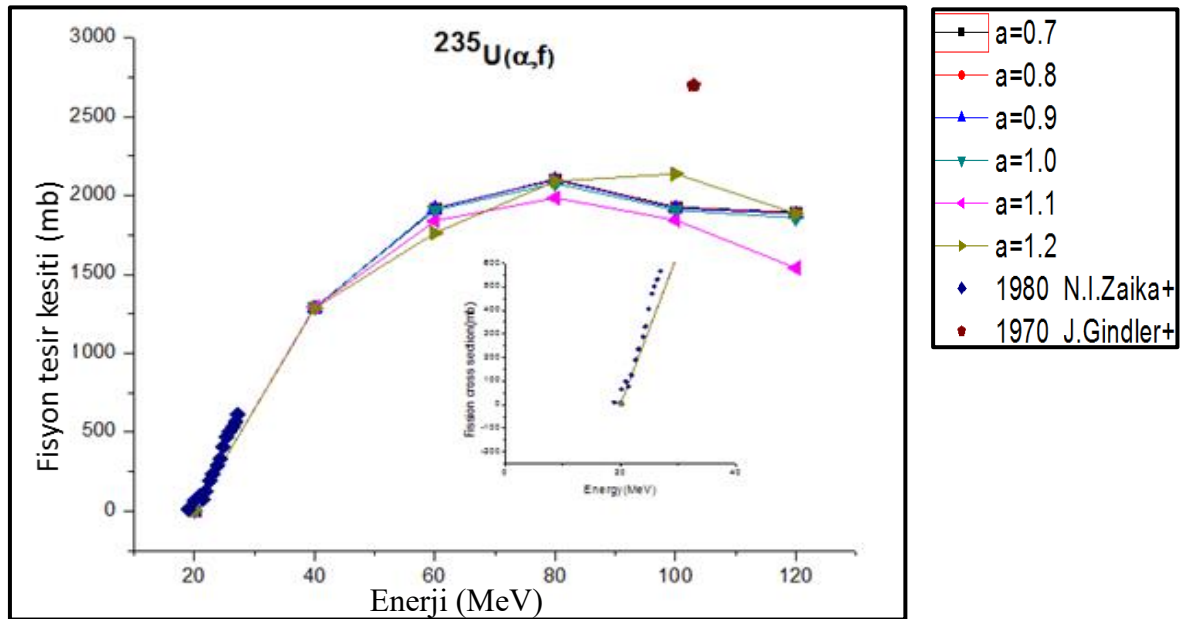


Şekil 4.1. Talys Reaksiyon Mekanizmaları ve Nükleer Modelleri

4.2. Teorik Hesaplamalar

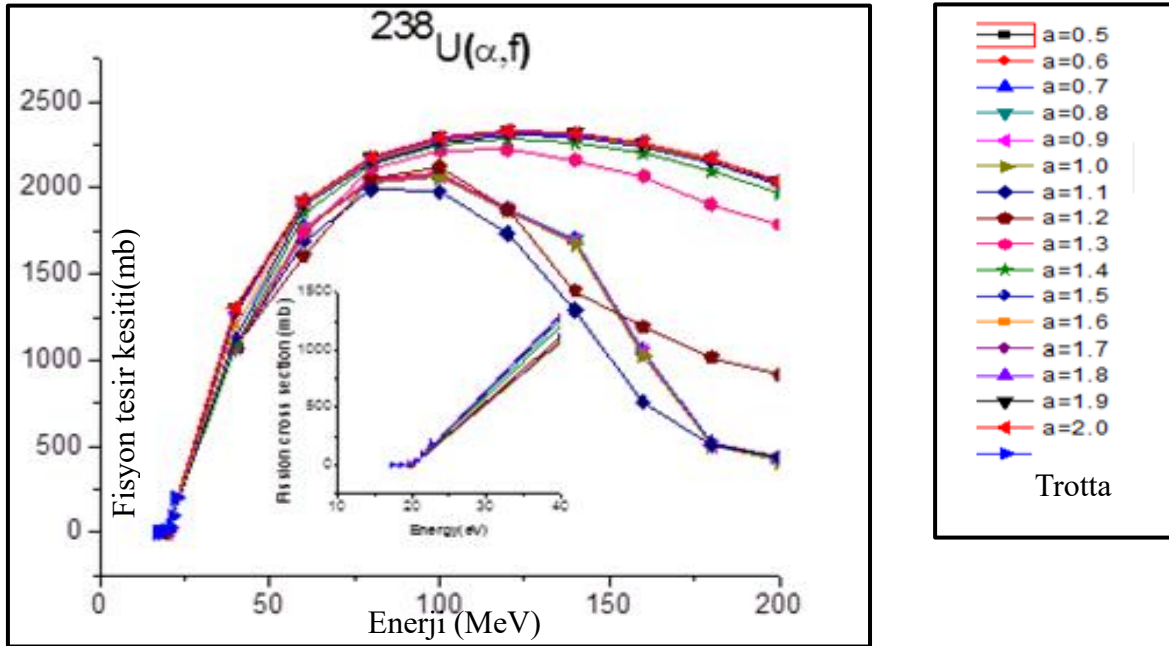
Aşağıda verilen grafikler $^{238}\text{U}(\alpha, f)$, $^{235}\text{U}(\alpha, f)$, $^{239}\text{Pu}(\alpha, f)$ ve $^{237}\text{Np}(\alpha, f)$ için TALYS 1.6 bilgisayar programı kullanılarak deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

4.2.1. $^{235}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonu



Şekil 4.2. ^{235}U 'in α parçacığı ile gerçekleştirilen fiyon reaksiyonlarında farklı seviye yoğunluklarına karşılık gelen tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması

4.2.2. $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ Reaksiyonu



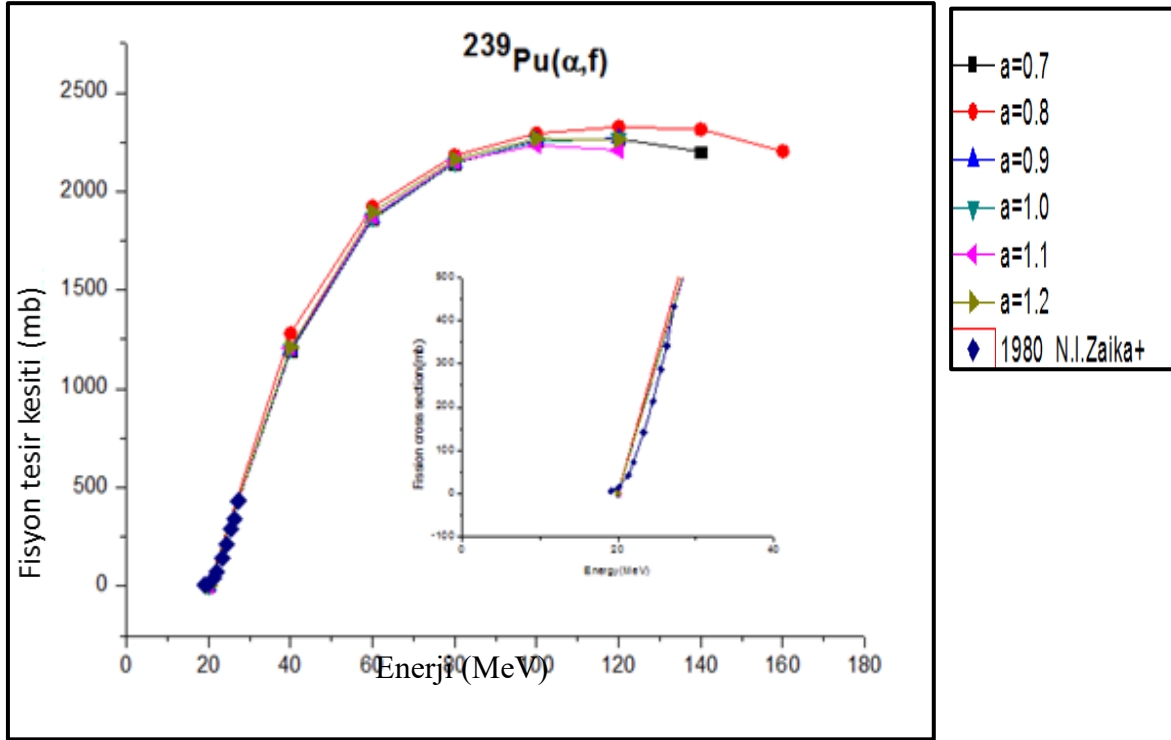
Şekil 4.3. ^{238}U 'in α parçacığı ile gerçekleştirilen fisyon reaksiyonlarında farklı seviye yoğunluklarına karşılık gelen tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması

Uranyum aktinit serisinin üçüncü elementi olup, yedi tane izotopuyla radyoaktif çekirdekler arasında yer alan ağır çekirdekler grubundadır. Atom ağırlığı: 238.0289 olan uranyum izotopu kaynama noktası 3818 °C ve 1132 °C erime noktasıyla 19.07 gr/ cm³yoğunluğa sahiptir.

1789 yılında Martin Klaproth tarafından keşfedilmiş bu element doğada çeşitli elementlerle birleşerek uranyumun minerallerini meydana getirir, doğada hiçbir zaman serbest olarak bulunmaz. Neredeyse her tip kayaç yapı içerisinde ve doğal su kaynaklarında dahi eser miktarda da olsa bulunabilir. Uygun oksidasyon şartlarında yer altı su tabakasının üstünde, yüzeyde ve yüzeye yakın yerlerde +6 değerlikli uranyum içeren ikincil uranyum mineralleri kolayca erirler. Erimiş uranyum minerallerinin oluşturduğu uranil iyonları suya karışarak yer altı suları vasıtasıyla uzun mesafelere taşınabilirler. +6 değerlikli uranyum mineralleri doğada indirgenmeye uğrayarak +4 değerlikli uranyuma dönüşür ve maden cevheri halinde uranyum yatakları oluşturur. 1956'lı yıllarda uranyum nükleer santrallerde elektrik enerjisi üretiminde kullanılmaya başlandı ve santrallerin temel nükleer yakıt hammaddesi olarak en popüler kullanım alanını bulmuştur. ^{235}U izotopu radyoaktif olup doğada bulunan uranyumun % 0.72'sini oluşturur. Yakıt olarak kullanılan uranyum ağır su reaktörlerinde,

hafif sulu reaktörler ve gaz soğutmalı reaktörlerde zenginleştirilmiş olarak kullanılmaktadır. Buna ek olarak, uranyumun zırh kaplamalarında ve büyük hava taşıtlarının kanatlarında ağırlık olarak da kullanımı vardır.

4.2.3. $^{239}\text{Pu}(\alpha, f)$ Reaksiyonu



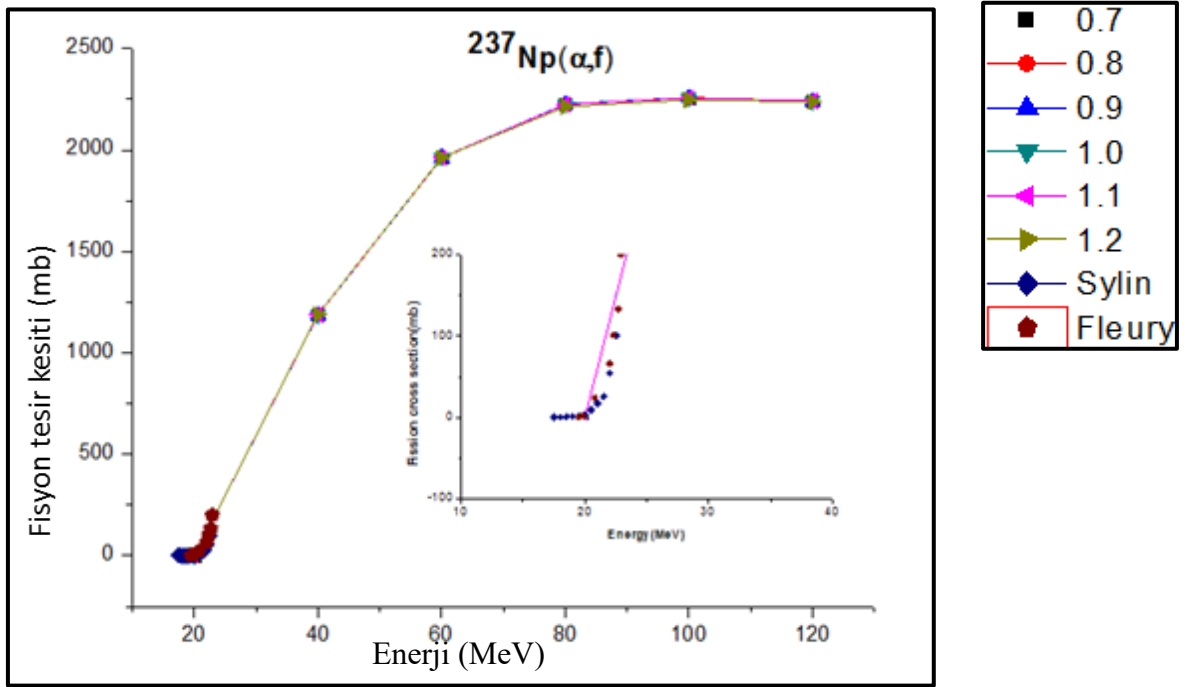
Şekil 4.4. ^{239}Pu 'un α parçacığı ile gerçekleştirilen fisyon reaksiyonlarında farklı seviye yoğunluklarına karşılık gelen tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması

Plütonyum aktinit serisinin beşinci elementi olup, yedi tane izotopuyla radyoaktif çekirdekler arasında yer alan ağır çekirdekler grubundadır. Atom ağırlığı: 239.052158 g/mol olan plütonyum izotopu kaynama noktası 3200°C ve 640°C erime noktasına sahiptir. Nikeli andıran bu element özellikleri bakımından metale benzer ancak hızlı oksidasyonu dikkat çeken bir elementtir. Bu element, gittikçe daha da büyüyen enerji açığını kapatmak amacıyla kullanılan nükleer enerji araştırmalarında büyük bir öneme sahiptir. Plütonyum 1940 yılında ^{238}U 'in nötron bombardımanı ile oluşan nükleer fisyonu sonucunda elde edilmiştir.

Bu elementin enerji konusunda çok büyük bir potansiyele sahip olduğu fakat kitle imha silahı olarak kullanılmasının insanlık tarihinde unutulmayacak acılara neden olacağı o yıllarda hiç düşünülmemiştir. Plütonyum uranyum cevherleri içerisinde çok az miktarda bulunur. Laboratuvar ortamında kütle numarası 232'den 246'ya kadar değişen en az 15 izotop üretilebilmektedir. Bunların içinde en önemlisi ^{239}Pu izotopudur. Nükleer

reaktörlerde doğal ^{238}U izotopu nötron bombardımanına tabi tutulursa ^{239}U elde edilir. Bu izotopun iki defa beta ışıması yapması sonucu ^{239}Pu elde edilir. ^{239}Pu izotopunun yarılanma süresi 24.360 yıldır ve alfa ışını yayarak uranyum 235 izotopu haline dönüşür. Diğer bir izotopu olan ^{238}Pu 'ın yarılanma süresi 86,4 yıl, ^{244}Pu 'ün ise 76 milyon yıl olup, alfa ışıması yaparak yarılanırlar.

4.2.4. $^{237}\text{Np}(\alpha, f)$ Reaksiyonu



Şekil 4.5. ^{237}Np 'nin α parçacığı ile gerçekleştirilen fasyon reaksiyonlarında farklı seviye yoğunluklarına karşılık gelen tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması

Np simgesi ile gösterilen neptinyumun atom numarası 93'tür. Transuranyum ailesi olarak bilinen elementlerden birisidir ve yapay olarak elde edilebilir. Hatta neptinyum sentetik olarak üretilen ilk transuranyum elementidir. ^{239}Np izotopu 1940 yılında Edwin M. McMillan ve P. H. Abelson tarafından Berkeley Laboratuvarında Uranyumun siklotronundan üretilen nötronlarla bombardıman edilmesiyle elde edilmiştir. Uzun bir süre Neptünyum'un doğada bulunmadığına inanılmış, fakat son yapılan araştırmalara göre nötronların neden olduğu transmutasyon reaksiyonları nedeniyle, uranyum madenlerinde eser miktarda oluştuğu anlaşılmıştır. Ancak, bunun herhangi bir maden değeri olmadığından, dünyada Neptünyum madenciliği diye bir olgu da bulunmamaktadır. Neptinyumu yüksek miktarlarda elde edebilmenin tek yolu nükleer reaktörlerde veya hızlandırıcılarda uranyumun nötronlarla bombardımanıdır.

Neptünyumun enerji üretiminde kullanılan bir yakıtmış gibi nitelendirilmesi de doğru değildir. Nükleer reaktörlerde enerji üretimi ağır elementlerin (Uranyum, Plütonyum) izotoplarının nötronlarla bölünme (filyon) reaksiyonlarına girmesine dayanmaktadır. Bu reaksiyon sonucunda daha hafif elementler (filyon ürünleri) ve bir miktar enerji ($\gg 200$ MeV/filyon) ortaya çıkmaktadır. Enerji üretiminde kullanılan günümüz nükleer reaktörlerinde bu reaksiyon kontrollü ve devamlı bir şekilde gerçekleştirilmektedir. Neptünyum da ağır bir element olmakla ve bazı izotopları filyon reaksiyonu yapabilmekle birlikte, enerji üretiminde kullanılabilecek şekilde devamlı ve kontrollü bölünme reaksiyonları ancak çok özel konfigürasyonlarda gerçekleştirilebilmesi mümkündür. Dünyadaki değişik laboratuvarlarda Neptünyumun hangi şartlarda devamlı ve kontrollü bölünme reaksiyonların gerçekleşebileceği yönünde araştırmalar sürdürölmektedir. 2002 yılı Ekim ayındaki uluslararası medyada "Los Alamos (ABD) Laboratuvarlarında deney koşullarında neptünyum kullanılarak kontrollü bir kritikliğe ulaşıldığı" yönünde haberler yer almıştır. Bu olasılık dikkate alınarak, nükleer silahların yayılmasının önlenmesi çalışmaları kapsamında, Neptünyum da Uluslararası Atom Enerjisi Ajansı tarafından güvence denetimi anlaşmaları kapsamında Uranyum ve Plütonyum gibi izlenmektedir. Sonuç olarak Neptünyumun günümüzde bir enerji kaynağı olarak kullanılması diye bir durum söz konusu değildir. Bu şekilde çalışan bir nükleer reaktör mevcut değildir. Neptünyumun nasıl elde edilebileceği, doğada mevcudiyeti ve ölkemizin nükleer teknoloji alanındaki kabiliyeti dikkate alındığında ölkemizde Neptünyum madenciliğı diye bir olgu olmadığı; maden teknik arama (MTA) tarafından tespit edilen Uranyum madenlerinde çok az miktarlarda Neptünyum bulunabileceğı; nükleer teknoloji kullanılarak Neptünyum elde edilmesinin de ölkemizin nükleer teknoloji altyapısı itibarıyla mümkün olmadığı; ve bu teknolojiye sahip olursa dahi ölkemizin sahip olduğı Uranyum'un tamamının Neptünyum'a dönüştürölmesi durumunda bile kayda değer bir ekonomik gelir elde edilemeyeceğı anlaşılır. Nükleer teknoloji alanında ileri seviyedeki ölkeler daha çok araştırma amaçlı (nötron detektörleri gibi) kullanım için Neptünyumu yapay olarak üretmektedirler.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu ve ^{237}Np reaksiyonlarına ait tesir kesitleri hesaplanırken TALYS 1.6'nın varsayılan seviye yoğunluk modeli olan Modifiye Fermi Gaz Modeli (BFM) kullanıldı. Tezin amacına uygun olarak bu modele ait seviye yoğunluk parametrelerinin farklı değerleri için (α, f) tesir kesitleri hesaplandı. Elde edilen sonuçlar $^{235}\text{U}(\alpha, f)$ reaksiyonunda 40 MeV'e kadar olan α enerjileri için farklı seviye yoğunluk parametreleri ile yaklaşık aynı tesir kesiti değerleri elde edilirken, bu değerler içinde $a=1.2$ değeri için hesaplanan tesir kesitinin EXFOR kütüphanesinden alınan deneysel veri ile daha yakın uyum gösterdiği gözlenmiştir. 40 MeV'den büyük enerjilerde seviye yoğunluk parametresi değerlerinin değişimi tesir kesitleri değerlerinde belirgin farklılıklar göstermiştir. $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ 'da α parçacıklarının 40 MeV'e kadar seviye yoğunluk parametresi değişimi tesir kesiti değerlerinde yaklaşık aynı sonucu verirken bu değerler içinde $a=1.3$ değeri için hesaplanan tesir kesiti değerleri deneysel verilerle daha yakın uyum içerisindedir. Fakat tesir kesiti değerleri için 40-80 MeV arasında belirgin farklılıklar gözlenmektedir. 80 MeV'den sonraki enerjilerde seviye yoğunluk parametresinin 0.5'den 1.2'ye kadar olan değerleri için hesaplanan tesir kesitleri 1.2 ile 2.0 arasındaki değerler için hesaplanan tesir kesitleri değerlerinden daha küçük sonuçlar vermektedir. Elde edilen grafikte 80-100 MeV arası tesir kesiti enerji grafiğinde gözle görülür bir ayrım söz konusu olmuştur. ^{239}Pu için seviye yoğunluk parametresinin farklı değerlerine karşılık yapılan tesir kesiti hesaplamalarında α enerjilerinin 30 MeV'e kadar olan değerlerinde tesir kesiti sonuçları yaklaşık aynı değerleri verirken $a=1.2$ için bulunan tesir kesiti değerleri deneysel verilerle daha yakın uyum içerisindedir. 30 MeV'den sonraki enerji değerleri için tesir kesiti değerlerinde belirgin farklılıklar gözlenmektedir. ^{237}Np için çalışılan tüm seviye yoğunluk parametreleri değerleri için hesaplanan tesir kesiti değerleri yaklaşık aynı çıkmıştır. Fakat bu değerler içinde $a=1.2$ için bulunan tesir kesiti değerleri deneysel verilerle daha yakın uyum içerisindedir. Tüm veriler göz önüne alındığında bütün enerji bölgelerinde sonuçlarda belirgin farklılık gözlenmemiştir.

Yapılan çalışmada ^{235}U çift-tek, ^{238}U çift-çift, ^{239}Pu çift-tek ve ^{237}Np tek-çift çekirdeklerdir. Bu çalışmanın devamında farklı çift-tek, tek-çift, çift-çift, tek-tek çekirdekler için tesir kesiti hesaplamalarındaki seviye yoğunluk parametrelerinin etkisi incelenerek gözlenebilir. Sonuç olarak bu çalışma maliyet değeri yüksek olan nükleer fisyon reaksiyonlarının

gerçekleştirilmeden önce reaksiyon hakkında ön bilgi edinilmesi açısından yardımcı olabilecek bir simülasyon çalışmasıdır.

Bu çalışma TESNAT 2017 de sunulmuştur.

KAYNAKLAR

- Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N., Tishin A.S. (1975). Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 21(3), 485-490.
- Koning, A.V., Hilaire, A.J., Plujko, S., Avrigeanu, V., Bersillon, M., Chadwick, O., Fukahori, M.B., Kailas, T., Kopecky, S. J., Maslov, V.M., Reffo, G., Sin, M., Soukhovitskii, E., Talou, P., Yinlu, H. and Zhigang, G. (2009). RIPL reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations. *Nuclear Data Sheets*, 110, 3107–3214.
- Demetriou, P., Goriely, S. (2001). Microscopic nuclear level densities for practical applications. *Nuclear Physics A*, 695, 95-108.
- Fermi, E. (1934a). Radioattività indotta da bombardamento di neutroni. *A Selection of Historical Writings by Edoardo Amaldi*. (283), 330–331.
- Fermi, E. (1934b). Radioactivity induced by neutron bombardment. *Nature* 133, 757.
- Fermi, E., Amaldi, E., D'Agostino, O., Rasetti, F., Segre, E. (1934a). Artificial radioactivity produced by neutron bombardment. *Royal society publishing*, 146, 483–500.
- Fermi, E., Rasetti, F., D'Agostino, O. (1934b). Sulla Possibilità di produrre elementi di numero atomico maggiore di. *Research Scientist*. 5, 536–537.
- Griffiths, D.J. (2010). *Introduction to Quantum Mechanics*. Ankara:Nobel Yayıncılık, 315-339.
- Grossjean, M.K., Feldmeier, H. (1985). Level density of a Fermi gas with pairing interactions. *Nuclear Physics A*, 444: 113-132.
- Goriely, S., Tondeur, F., Pearson, J.M. (2001). A hartree–fock nuclear mass table. *AtomData Nucl. Data Tables*, 77: 311-381.
- Goriely, S., Hilaire, S., Koning, A.J. (2008). Improved microscopic nuclear level densities within the HFB plus combinatorial method. *Physical Review C* 78, 064307.
- Ignatyuk, A.V., Istekov, K.K., Smirenkin, G.N. (1979). Role of collective effects in the systematics of nuclear level densities. *Soviet Journal Nuclear Physics*, 29, 875-883.
- Ignatyuk, A.V., Weil, J.L., Raman, S., Kahane, S. (1993). *Density of discrete levels in ^{116}Sn* . *Physics Review C*, 47, 1504.
- Krane, S.K. (2002). *Introductory Nuclear Physics*. Ankara: Palme Yayıncılık, 479-592.
- Krane, S.K. (2001). *Introductory Nuclear Physics*. Ankara: Palme Yayıncılık ,1, 65-85.

- Netherla Koning, A.J., Hilaire, S., Goriely, S. (2008). Modern Nuclear Data Evaluation With The TALYS Code System, NRG- Nuclear Research and Consultancy Group, Global and local level density models. *Nuclear Physics A*, 810, 13–76.
- Konning, A. J. , Hilaire, S., Duijvestijn, M. (2009). *TALYS 1.2 A Nuclear Reaction Program*, NRG-Nuclear Research and Consultancy Group, Netherlands.
- Maslov, V.M., Sukhovitskij, E.Sh., Porodzinskij, Yu.V., Morogovskij, G.B. (1997). Evaluation of neutron data for ^{242}mAm , Rep. INDC(BLR)-7, Evaluation of Neutron data for ^{238}Pu , Rep. INDC(BLR)-9, Evaluation of neutron data for ^{242}Pu , Rep. INDC(BLR)10, *International Atomic Energy Agency*, Austria.
- Maslov, V.M., Kikuchi, Y. (1996). Statistical model calculations of the ^{232}U fission cross section. *Nuclear Science Engineerig*, 124, 492-497.
- Mamdouh, A., Pearson, J.M., Rayet, M., Tondeur, F. (2001). Fission barriers of neutron-rich and superheavy nuclei calculated with the ETFSI method. *Nuclear Physics A*, 679, 337–358.
- Meitner, L., Frisch, O.R. (1939). Disintegration of uranium by neutrons: a new type of nuclear reaction. *Nature* ,143, 239-240.
- Meyer, B.S. (1994). The r-, s-, and p-processes in nucleosynthesis. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 32,153.
- Mustafa, M.G., Baisden, P.A., Chandra, H. (1982). Equilibrium shapes and fission barriers of rotating nuclei with a macroscopic two-center model. *Physics Review C*, 25, 2524.
- Möller, P., Nix, J.R. (1981). Nuclear mass formula with a Yukawa-plus-exponential macroscopic model and a folded-Yukawa single-particle potential. *Nuclear Physics A*, 361, 117.
- Oganessian, Y.T.,Yeremin, A.V., Popeko, A.G., Bogomolov, S.L., Buklanov, G.V.,Chelnokov, M.L., Chepigin, V.I., Gikal, B.N., Gorshkov, V.A., Gulbekian, G.G., Itkis,M.G., Kabachenko, A.P., Lavrentev, A.Yu., Malyshev, O.N., Rohac, J., Sagaidak, R.N.,Hofmann, S., Saro, S., Giardina, G., Morita, K. (1999a). Synthesis of nuclei of the süper heavy element 114 in reactions induced by ^{48}Ca , *Nature*, 400.
- Oganessian, Y. T., Utyonkov, V.K., Lobanov, Yu.V., Abdullin, F. Sh., Polyakov, A.N., Shirokovsky, I.V., Tsyganov, Yu.S., Gulbekian, G.G., Bogomolov, S.L., Gikal, B.N., Mezentsev, A.N., Iliev, S., Subbotin, V.G., Sukhov, A.M., Buklanov, G.V., Subotic, K., Itkis, M.G., Moody, K.J., Wild, J.F., Stoyer, N.J., Stoyer, M.A., Loughheed, R.W. (1999b). Synthesis of superheavy nuclei in the $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ reaction. *Physics Review Letters*, 83, 011601.
- Sierk, A.J. (1985). Mass-Asymmetric fission of light nuclei. *Physics Review Letters*, 55, 582–583.
- Sierk, A.J. (1986). Macroscopic model of rotating nuclei. *Physics Review Letters*, 33, 2039.

Smirenkin, G.N. (1993). Preparation of evaluated data for a fission barrier parameter library for isotopes with $Z=82-98$, with consideration of the level density models used. *International Atomic Energy Agency*, 32, 359.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : ALVER, Şükran
 Uyruğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 01.09.1991, Erzurum
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 (546) 627 92 83
 e-mail : sukranalver@gmail.com



Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi / Fizik Bölümü	Devam Ediyor
Lisans	Dumlupınar Üniversitesi /Fizik Bölümü	2014
Lise	Uluğbey Anadolu Lisesi	2007

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2015-2016	Peyami Safa Ortaokulu	Matematik Öğretmeni
2016 - 2018	Ertuğrul Gazi Ortaokulu	Matematik Öğretmeni

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Yüzme, Dans ,Voleybol



GAZİ GELECEKTİR..