

**BAZI AĞIR ÇEKİRDEKLERİN (n,f) TESİR KESİTLERİNİN
HESAPLANMASI**

Mustafa YİĞİT

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Haziran 2008
ANKARA**

Mustafa YİĞİT tarafından hazırlanan BAZI AĞIR ÇEKİRDEKLERİN (n,f) TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylım.

Prof. Dr. Başar ŞARER
(Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı)



Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Başar ŞARER
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi



Doç. Dr. Eyüp Tel
Fizik Anabilim Dalı, Gazi Üniversitesi



Doç. Dr. Abdullah Aydın
Fizik Anabilim Dalı, Kırıkkale Üniversitesi



Tarih : 24/06/08

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Nermin ERTAN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü



TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.


Mustafa YİĞİT

**BAZI AĞIR ÇEKİRDEKLERİN (n,f) TESİR KESİTLERİNİN
HESAPLANMASI
(Yüksek Lisans Tezi)**

Mustafa YİĞİT

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Haziran 2008

ÖZET

Bu çalışmada ^{230,232}Th, ²³¹⁻²³³Pa, ²³⁴⁻²³⁸U ve ²³⁶⁻²⁴⁴Pu çekirdeklerinin fisyon tesir kesitleri hesaplandı. Hesaplanan fisyon tesir kesitleri deneysel değerlerle karşılaştırıldı. Hesaplamalar için ALICE-ASH ve CEM95 bilgisayar programları kullanıldı. Hesaplamalar 1-20 MeV gelme enerjili nötronlarla gerçekleştirildi. CEM95 ile yapılan hesaplamalarda her bir çekirdek için seviye yoğunluğu parametrelerinin (IFAM) tüm sistematiği kullanıldı. CEM95 programıyla fisyon hesaplamalarında tek hörgüçlü fisyon engeli (NHUMP) sistematiği kullanıldı. Ayrıca CEM95 hesaplamalarında makroskobik fisyon engel (IB) için ve fisyon engelinin uyarılma enerjisine bağımlılığını (IBE) ifade etmek için Barashenkov ve arkadaşlarının sistematiği kullanıldı. ALICE-ASH hesaplamalarında ise nükleonların denge öncesi durumu için hibrid veya geometrik bağımlı hibrid model ve denge durumu için Weisskopf-Ewing model kullanıldı. ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalarda dönme sonlu aralık fisyon engeli ve dönme sıvı damlası engeli sistematiği kullanıldı.

Bilim Kodu : 202.1.108

Anahtar Kelimeler : Nükleer reaksiyon, fisyon tesir kesiti, denge öncesi

Sayfa Adedi : 92

Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Başar ŞARER

**THE CALCULATION OF (n,f) CROSS SECTIONS FOR SOME HEAVY
NUCLEI
(M.Sc. Thesis)**

Mustafa YİĞİT

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

June 2008

ABSTRACT

In this study, cross section of $^{230,232}\text{Th}$, $^{231-233}\text{Pa}$, $^{234-238}\text{U}$ and $^{236-244}\text{Pu}$ have been calculated. Fission cross sections compared with experimental values. ALICE-ASH and CEM95 computer programs was used for calculations. Calculations have been studied by 1-20 MeV incident energy neutrons. In CEM95 calculations, all sistematics of level density parameters (IFAM) was used for each of nuclei. Single-humped fission barrier sistematics (NHUMP) was used in CEM95 calculations. The sistematics of Barashenkov were used for macroscopic fission barrier (IB) and exciton energy dependence of fission barrier (IBE) in CEM95. In ALICE-ASH calculations, hybrid and geometry dependent hybrid model for pre-equilibrium state of nucleons, Weisskopf-Ewing model for equilibrium state was used. Rotating finite range barrier sistematics and rotating liquid drop barrier sistematics was used by using the ALICE-ASH.

Science Code : 202.1.108
Key Words : Nuclear reaction, fission cross section, preequilibrium
Page Number : 92
Adviser : Prof. Dr. Başar ŞARER

TEŞEKKÜR

Tez konusunun seilmesi, tezin hazırlanması ve tezin her aŐamasında beni yönlendiren, benden yardımlarını esirgemeyen tez danışmanım Sayın Prof. Dr. Başar ŞARER'e teŐekkürlerimi bir bor bilirim. Tez çalıŐmam boyunca çeşitli konularda yardımcı olan AraŐ. Gör. Mehmet Emin Korkmaz' a ve AraŐ. Gör. Mehtap GÜNAY' a çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xi
1. GİRİŞ	1
2. FİSYON	5
2.1. Filyon Teisr Kesitleri	6
2.2. Filyonda Enerji.....	7
3. ALICE-ASH KODUNUN SİSTEMATİĞİ	10
3.1. Denge Öncesi Nükleon Yayınlanması	11
3.2. Denge Öncesi α Parçacık Yayınlanması	14
3.3. Denge Öncesi Döteron Yayınlanması.....	17
3.4. Denge Öncesi Triton ve ^3He Yayınlanması	22
3.5. Denge Öncesi γ Işını Yayınlanması.....	22
3.6. Denge Öncesi Parçacıkların Açısai Dağılımı.....	25
3.7. Denge Parçacık Yayınlanması	26
3.7.1. Nükleonlar ve hafif kümecikler	26
3.7.2. Fotonlar	26
3.7.3. Nükleer seviye yoğunluğu.....	26

	Sayfa
3.8. Filyon Hesaplamaları	30
3.9. Ters Reaksiyon Tesir Kesitleri ve Reaksiyon Tesir Kesitlerinin Hesaplanması	30
3.10. Kodun Kullanımı İçin Uygun Enerji Bölgesi.....	30
3.11. Bilgisayar Uyumu	31
3.12. Girdi Veri Dosyası.....	31
3.13. Çıktı Veri Dosyaları	39
4. CEM95 KODUNUN SİSTEMATİĞİ.....	42
5. HESAPLAMALAR	53
5.1. CEM95	53
5.2. ALICE-ASH.....	54
5.3. $^{230,232}\text{Th}$ (n,f) Reaksiyonları.....	54
5.4. $^{231-233}\text{Pa}$ (n,f) Reaksiyonları.....	58
5.5. $^{234-238}\text{U}$ (n,f) Reaksiyonları.....	63
5.6. $^{236-244}\text{Pu}$ (n,f) Reaksiyonları.....	71
6. SONUÇ	84
KAYNAKLAR	86
ÖZGEÇMİŞ	92

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. ^{238}U 'un kendiliğinden fisyonu karşı koyan düzgün bir potansiyel engeli	6
Şekil 2.2. ^{235}U ve ^{238}U 'un nötronlarla oluşturulan fisyon kesitleri	7
Şekil 2.3. Çiftlenimin uyarılma enerjisi üzerindeki etkisi	8
Şekil 5.1. ^{230}Th çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	56
Şekil 5.2. ^{232}Th çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	57
Şekil 5.3. ^{231}Pa çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	60
Şekil 5.4. ^{232}Pa çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon kesitleri	61
Şekil 5.5. ^{233}Pa çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	62
Şekil 5.6. ^{234}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	66
Şekil 5.7. ^{235}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	67
Şekil 5.8. ^{236}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	68
Şekil 5.9. ^{237}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	69

Şekil	Sayfa
Şekil 5.10. ^{238}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	70
Şekil 5.11. ^{236}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	75
Şekil 5.12. ^{237}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitleri	76
Şekil 5.13. ^{238}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	77
Şekil 5.14. ^{239}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	78
Şekil 5.15. ^{240}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	79
Şekil 5.16. ^{241}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	80
Şekil 5.17. ^{242}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	81
Şekil 5.18. ^{243}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitleri	82
Şekil 5.19. ^{244}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması	83

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
n_0	Başlangıç eksiton sayısı
V	Çekirdeğin içindeki bir nükleonun hızı
F_d	Döteronun etkileşme olasılığı
D_n	Eksiton tükenme çarpanı
E_F	Fermi enerjisi
v_x	x parçacığının hızı
Q_x	x tipindeki çıkan nükleonun ayrılma enerjisi
μ_x	x tipindeki çıkan nükleonun indirgenmiş kütlesi
ε_x	x tipindeki çıkan nükleonun kanal enerjisi
λ_x^+	x tipindeki çıkan nükleonun nükleer geçiş hızı
S_x	x tipindeki çıkan nükleonun spini
g_x	x tipindeki çıkan nükleonun tek parçacık yoğunluğu
σ_x^{ters}	x tipindeki çıkan nükleonun ters reaksiyon tesir kesiti
λ_x^e	x tipindeki çıkan nükleonun yayınlanma hızı
T_l	l 'yinci kısmî dalga için geçiş katsayısı
$\rho(r)$	Nükleer madde yoğunluğu
σ_0	Nükleon-nükleon saçılma tesir kesiti
p_l	Ortalama nükleer madde yoğunluğu
U	Son uyarılma enerjisi
E	Uyarılma enerjisi

Kısaltmalar	Açıklama
AP	Mermi kütle numarası
CEM	Çığ eksiton model
GDH	Geometrik bağımlı hibrid model
ICM	İntranükleer çığ model
MP	Çiftlenim seçeneği
ZP	Merminin atom numarası

1. GİRİŞ

1896 yılında Becquerel'in radyoaktifliği keşfetmesi ve Rutherford'un 1911'de çekirdeğin varlığının ileri sürmesi ile nükleer fiziğin temelleri atılmıştır. 1932'de Chadwick'in nötronu keşfiyle çeşitli çekirdeklerle bombardıman edilen nötronun bu çekirdekler üzerinde ne türlü etkiler yarattığı önemli bir araştırma konusu olmuştur. Nötronların yükleri olmadığından atomun elektronlarıyla etkileşmeleri çok zayıftır. Bunun yanında yüklü parçacıklara kıyasla avantajları Coulomb engeli ile karşılaşmamaları nedeniyle çekirdeklere rahatça ulaşabilmeleridir. Nötronların neden olduğu çeşitli reaksiyonlar vardır. Belli bir reaksiyonun başlayabilmesi büyük ölçüde nötron enerjisine ve hedef çekirdeğin kütle numarasına bağlıdır. Nötronun madde ile etkileşmesi saçılma ve soğurulma olmak üzere iki ana gruba, saçılma reaksiyonları da esnek ve esnek olmayan saçılma olmak üzere iki alt gruba ayrılır. Esnek saçılmada nötron ve hedef çekirdeğin çarpışmadan önceki ve sonraki kinetik enerjileri toplamı eşittir. Esnek olmayan saçılma durumunda ise gelen nötronun kinetik enerjisinin bir kısmı hedef çekirdeği uyararak için harcanır. Uyarılmış çekirdek daha sonra gama geçişi ile normal hale döner. Nötronlar ve protonlar arasında sadece esnek çarpışmalar söz konusudur. Oysa çekirdeklerle hem esnek hem de esnek olmayan çarpışmalar mümkündür. Enerjinin düşük (0,1–10 MeV) ve 10 MeV'den büyük olma durumlarında ise sırasıyla esnek ve esnek olmayan çarpışmalar hâkimdir. Soğurma reaksiyonları ise nötronun hedef çekirdekle etkileşmesi sonucu, gama ışını, nötron ve yüklü parçacıkların salındığı (n, γ), (n,p), (n, α), (n,2n) v.s. gibi reaksiyonlardır. Bu reaksiyonların aktivasyon tesir kesiti diye adlandırılan olma olasılığı daha önceden belirtildiği gibi hedef çekirdeğin kütle numarasına ve büyük ölçüde nötron enerjisine bağlıdır. Düşük nötron enerjilerinde ara çekirdeğin uyarılma enerjisi parçacık çıkması için yeterli değildir. Bu durumda uyarılmış çekirdek gama ışını çıkararak normal hale döner. Bu nedenle genel olarak düşük enerjilerde ve kısmen ağır çekirdeklere (n, γ) reaksiyonları hâkimdir. Nötron enerjisi arttıkça nötron, proton, alfa v.s. gibi parçacıkların çıkma olasılığı da artar. Yüksek nötron enerjilerinde ise fisyon ve parçacık salınma olayları gözlenir.

Bir hedef ışınlandığında her parçacık bir çekirdek reaksiyonu oluşturmaz. Gelen parçacı ile hedef çekirdeğin etkileşerek bir çekirdek reaksiyonu yapma olasılığına, o reaksiyon için tesir kesiti (σ) adı verilir. Tesir kesitinin birimi yüzey birimi olduğundan her hedef çekirdek üzerinde σ gibi belli bir bölge bulunduğu ve reaksiyonun gelen parçacık yalnızca o bölgeye çarptığı zaman olacağı düşünülebilir. Tesir kesiti tepkimenin türüne ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır. Tesir kesitinin belirlenmesi fisyon olayında da önemlidir. Nötron veya hızlandırılmış tanecikler etkisi ile ağır bir çekirdeğin orta ağırlıkta iki çekirdeğe bölünmesi fisyon olayıdır [1].

Nötronun keşfedilmesinden sonra, Fermi ve arkadaşları İtalya'da Ra-Ba nötron kaynağından çıkan nötronlarla birçok elementi bombardıman ettiler. Bu elementlerden biriside uranyumdur. Uranyumun nötronlarla bombardımanı ile meydana gelen ürünler 10 saniye, 40 saniye, 13 dakika ve 40 dakika gibi o zamana kadar bilinmeyen aktiflikler gösteriyordu. Fermi bu aktifliklerin uranyum tarafından nötronun yakalanması ile meydana gelen uranyum-ötesi elementlerden gelebileceğini ileri sürdü. 1938'de Fransa'da I. Curie ve Sawitch nötronlara tutulmuş uranyumda lantanla birlikte çökelen 3,5 saat yarı ömürlü bir ürün elde ettiler. Almanya'da Hahn ve Strassman bu 3,5 saat yarı ömürlü aktifliğin bir baryum izotopundan meydana geldiğini kesin olarak gösterdiler. Daha sonra ürünler arasında kriptonun bilinen bir izotopunun yarı ömrüne eşit yarı ömür gösteren bir aktiflik tespit ettiler. Uranyum çekirdeğinin bir nötron yakalayarak aşağı yukarı eşit büyüklükte iki parçaya bölünebileceği Meither ve Frisch tarafından teorik olarak gösterildi. 1939 yılında Bohr ve Wheeler çekirdek bölünmesinin teorisini yaptılar ve yavaş nötronlarla bölünmeye uğrayan uranyum izotopunun, tabiatta ^{238}U 'dan 140 kere daha az bulunan ^{235}U olması gerektiğini gösterdiler. Bohr ve Wheeler, çekirdeğin sıvı damlası modeline dayanarak fisyon olayının teorisini yaptılar. Bu teoriye göre küresel sıvı damlası biçimindeki çekirdekte yüzey gerilimi kuvvetleri ile Coulomb itmesi dengededir. Çekirdek bir yavaş nötron yakalayınca ortaya çıkan uyarılma enerjisi meydana gelen ara çekirdekte titreşimlere neden olur ve damla küresel şekilden ayrılarak elipsoid biçimini alabilir. Yüzey gerilim kuvvetleri damlayı eski küresel biçimine getirmeye, uyarılma enerjisi ise şekli daha fazla bozmaya çalışır. Uyarılma

enerjisi yeteri derecede büyük değil ise elipsoid, yüzey gerilimleri etkisiyle tekrar küresel biçimine dönerken, uyarılma enerjisi fotonlar şeklinde yayınlanır. Bu halde fisyon yerine ışığı yakalama olayı meydana gelmiş olur. Eğer uyarılma enerjisi yeteri büyüklükte ise damla bir ipek kozası biçimini alır ve sonunda Coulomb itmesi ile kozanın iki yuvarlağı birbirinden ayrılarak fisyon ürünlerini meydana getiren küresel iki parça halinde birbirinden uzaklaşırlar. Yavaş nötronlarla fisyon asimettiktir. En çok rastlanan hallerde, fisyon ürünlerinden birinin kütlesi ötekenden yaklaşık 1,5 kere daha büyüktür. Sıvı damlası modeli fisyonu izah edebiliyor ancak bu modele göre fisyonun simetrik olması beklenirken, asimettik olduğu gözleniyor. Asimettik fisyon, kabuk modeliyle bir dereceye kadar açıklanabiliyor. Proton ve nötron sayıları, sihirli sayılar adı verilen 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 sayılarından birine eşit olan çekirdeklerin ötekilere kıyasla daha kararlı oldukları biliniyor ve kabuk modelinde bu sayıda nükleonlarla çekirdek tabakalarının dolduğu kabul ediliyor. O halde, ara çekirdek bölünürken meydana gelen ürünlerin, büyük ihtimalle bu sayılara yakın nükleonlardan meydana gelmeleri beklenir. Termik nötronlarla bölünebilir bir çekirdeğin fisyonunda birden fazla nötron açığa çıktığına göre uygun şartlarda yeterli büyüklükte bölünebilir madde kütlesi içinde zincirleme fisyon reaksiyonları meydana getirmek ve açığa çıkan enerjiden faydalanmak mümkündür. Saf bölünebilir madde içinde meydana getirilen kontrol edilmemiş zincir reaksiyon, büyük bir patlama demektir. Bölünebilir madde içerisine nötron soğurucu çubuklar sokarak, zincir reaksiyonunun yavaşlatılıp kontrol edilmesi ile reaktörler elde edilir [2]. Reaktörlerde yakıt olarak U çekirdeğinin izotopu olan ^{235}U kullanılmaktadır. ^{235}U fisyon olayında enerjinin ana kaynağıdır. U çekirdeğinin içerisinde yüzde birlik bir oranda ^{235}U olması reaktörlerdeki nükleer yakıtın küçük bir kısmının enerjiye dönüştüğünü bunun yanında büyük miktarının nükleer atık olarak tutulduğunu göstermektedir. Enerjiye olan ihtiyacın gün geçtikçe artması nükleer santrallerin sayısının da büyük oranda artmasına yol açmaktadır. Bu da çok fazla fisyon yakıtının kullanılmasını gerektirir. Dünyadaki tüm nükleer santrallerde ihtiyaç duyulan toplam fisyon için gerekli olan yakıt miktarının yaklaşık 70 bin tona kadar çıkmış olması, dünyadaki uranyum rezervlerinden bu miktarı karşılamamanın çok zor olması, uranyum zenginleştirme işleminin çok yüksek maliyetler gerektirmesi ve fisyon olayı sonucu

açığa çıkan nükleer atıkların uzun süreli saklanma gerekliliği bilim adamlarını farklı nükleer yakıtlardan yararlanarak fisyon olayını gerçekleştirmeye itmiştir. ^{232}Th izotopunun yeni bir nükleer yakıt tipi olarak kullanılabilmesi için yoğun çalışmalar yapılmaktadır. Dünyadaki toplam uranyum rezervleri ^{232}Th rezervlerinin yaklaşık olarak üçte biridir. Bu nedenden dolayı reaktörlerde ^{232}Th izotopunun kullanılabilmesi, reaktörlerde kullanılan yakıt ihtiyacının karşılanmasında önemli bir yer tutacaktır. Reaktörde radyoaktif madde kullanımı ile açığa çıkan istenmeyen radyoaktiflik çok az olmalıdır. Ayrıca şiddetli nötron bombardımanı altında malzemenin yapısının bozulmayacağı bir radyoaktif madde kullanımı gereklidir.

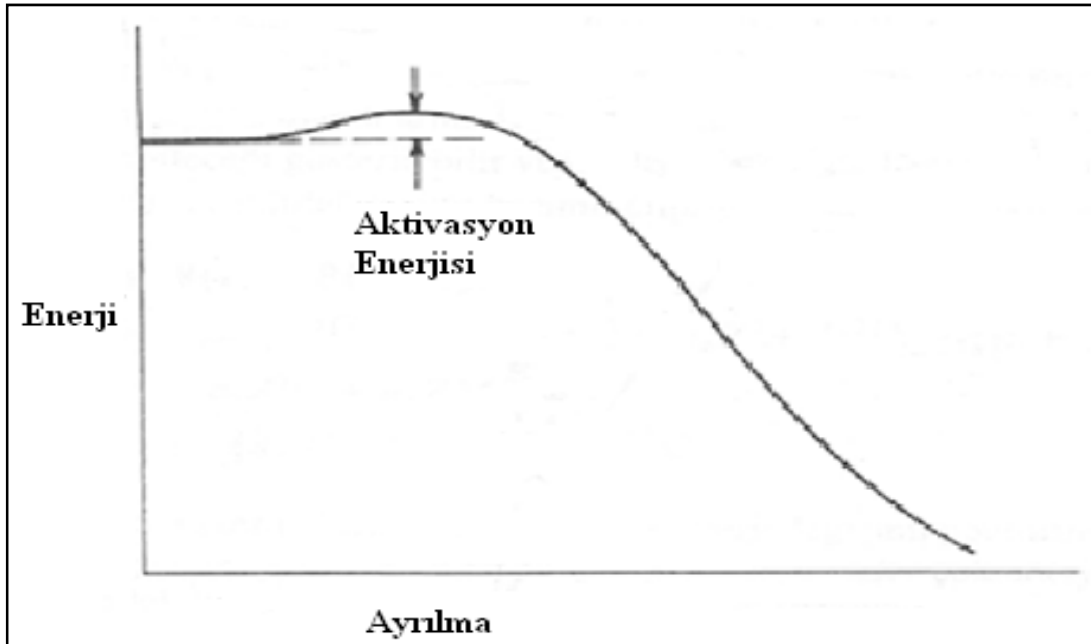
2. FİSYON

Nükleon başına bağlanma enerjisinden bir çekirdeğin bölünmesinde enerjinin oynadığı rol anlaşılabilir. Uranyum bölgesinde ağır bir çekirdeğin bağlanma enerjisi yaklaşık 7,6 MeV/nükleon'dur. ^{238}U , $A \cong 119$ olan iki eşit parçaya bölündüğünde bunların nükleon başına bağlanma enerjileri yaklaşık 8,5 MeV olacaktır. Daha sıkı bağlı bir sisteme doğru gidilmesi enerjinin serbest bırakılması anlamına gelmektedir. Dolayısıyla enerji $-238 \cdot 7,6 = -1809$ MeV'de bağlı ^{238}U durumundan $-2 \cdot 119 \cdot 8,5 = -2023$ MeV'de iki bağlı ^{119}Pd çekirdeğine dönüşür. Enerjinin korunumundan yola çıkarak son durumda 214 MeV'lik fazla enerji olduğunu söyleriz. Bu fazla enerji değişik biçimlerde kendini göstermektedir ancak büyük bir kısmı fisyon ürünlerinin kinetik enerjisi olarak kendini gösterir. Bunun nedeni ise bölünme sırasında ürün çekirdekler arasında ki Coulomb itmesinden kaynaklanmaktadır. Bozunma olasılığının hesaplanmasında serbest bırakılan enerjinin açığa çıkmasına bağlı bir terim vardır. Reaksiyonda açığa çıkan enerji ne kadar büyükse enerjinin ürünler arasında paylaşılmasının yolu da o kadar fazla olacaktır. Bozunmadan sonraki son durumların sayısı ve bozunma olasılığı yüksektir. Fisyonu bu şekildeki bir enerji çıkışı ile fisyon, bağlanma enerjisi eğrisinin yükseldiği bölgedeki çekirdekler için bir bozunma olarak değerlendirilebilir [3].

Kendiliğinden fisyon yapan çekirdeklerde fisyon diğer radyoaktif bozunma işlemleri ile yarışır. Bazı çekirdekler ayrılmış durumda engelin üzerinde bulunur ve anî olarak kendiliğinden fisyon meydana getirirler. Böyle çekirdekler doğada yoktur. Fisyon engeli $A=300$ civarında sıfırdır. Bazı çekirdekler kendiliğinden fisyon oluşturamayacak kadar engel altında bulunabilirler. Bu tür çekirdekler düşük enerjili nötronlar veya fotonlar ile reaksiyona girerek küçük enerjiler soğurduklarında engel yüksekliğinde ya da engel yüksekliğinin üzerinde bir ara durum oluşturur ve bu şekilde bileşik çekirdeğin diğer bozunma durumları ile yarışan indüklenmiş fisyon meydana getirmiş olurlar. Bu ara durum engelin altında ise fisyon gerçekleşmez. Başka bozunma durumları gerçekleşir ya da soğrulan parçacık tekrar yayınlanır.

Engelaltı fisyon, fisyon olasılığını artırabilen rezonansların bulunmasından dolayı nükleer yapı hakkında önemli bilgiler verebilir. Ara durumun enerjisine bağlı olarak bir çekirdeğin indüklenmiş fisyonla uğrama olasılığı değişir. Bazı çekirdekler için termal nötronların enerjisi onları engeli aşmaya yeterli olurken bazıları için hızlı nötronlar gerekli olabilir [3].

İndüklenmiş fisyon oluşması için gerekli olan enerjinin hesabı Şekil 2.1’de gösterilmiştir. Burada özellikle fisyon engelini taban durum üzerindeki yüksekliği gösterilmiştir. Bu hesaplama sıvı damlası modeline göre yapılmıştır. Kabuk modeli daha karmaşık faktörleri içerdiğinden dolayı hesaplamaları biraz değiştirir. Kabuk modeli $A=300$ civarındaki bazı süper-ağır çekirdeklerin fisyonla karşı daha kararlı olduklarını gösterir.



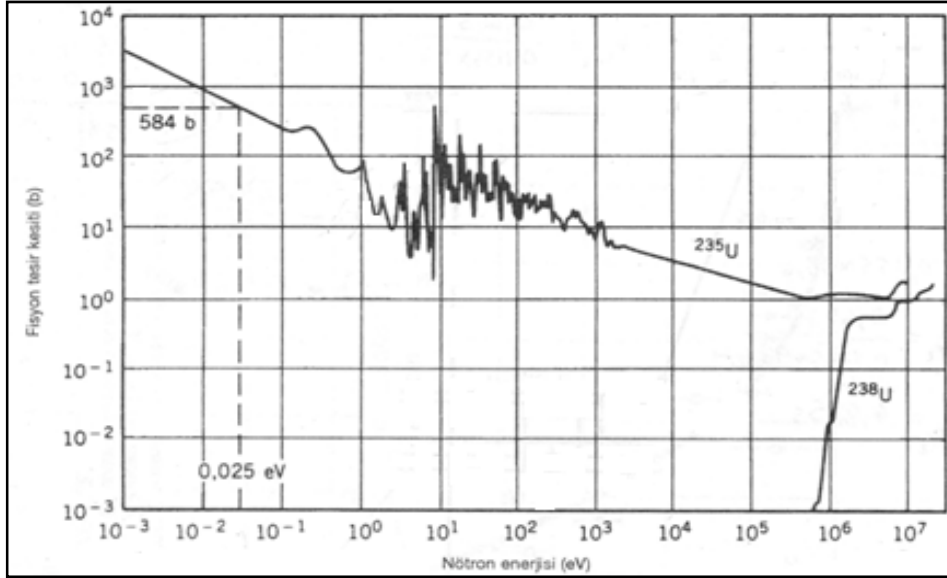
Şekil 2.1. ^{238}U 'un kendiliğinden fisyonla karşı koyan düzgün bir potansiyel engeli

2.1 Fisyon Tesir Kesitleri

Şekil 2.2 ^{235}U ve ^{239}U 'un nötronlarla oluşturulan fisyon tesir kesitlerini göstermektedir. ^{235}U 'un tesir kesiti nötron tesir kesitlerine birçok bakımdan

benzemektedir. Tesir kesitinin $1/v$ 'ye bağımlılığını termal bölgede görüyoruz. 1-100 eV aralığında birçok rezonans vardır. ^{235}U 'ün termal fisyon tesir kesiti (584b), saçılma (9b) ve radyoaktif yakalama (97b) tesir kesitlerinin üzerinde yer almaktadır. Şekil 2.2'de görüldüğü gibi termal nötron tesir kesiti hızlı nötron tesir kesitinden 3 kat daha büyüktür [3].

Fisyonda açığa çıkan nötronları yeni bir fisyon olayı gerçekleştirmek için kullanmak istersek tesir kesitlerini artırmak amacıyla nötronları öncelikle termal enerjiye yavaşlatmamız gerekir. ^{238}U için termal bölgenin tamamında fisyon yoktur. Yalnızca hızlı nötronlar için fisyon gerçekleşir. Bu büyük farklılık bileşik sistemin uyarılma enerjisi ile engeli aşmak için gerekli olan aktivasyon enerjisi arasındaki ilişkiden ileri gelmektedir.



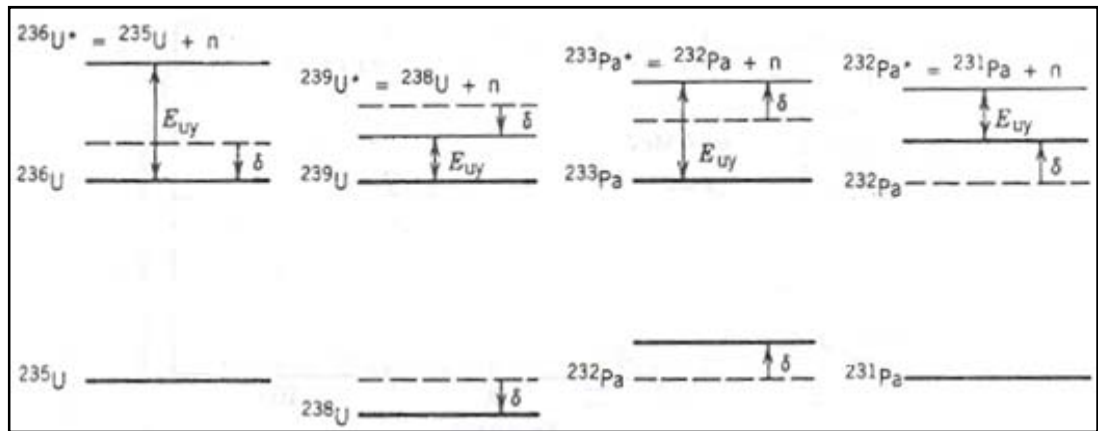
Şekil 2.2. ^{235}U ve ^{238}U 'ün nötronlarla oluşturulan fisyon tesir kesitleri

2.2 Fisyonda Enerji

^{235}U çekirdeği bir nötron yakaladığında, uyarılma enerjisi $E_{uy} = [m(^{235}\text{U}) - (^{236}\text{U}^*)]c^2$ olur. Bu reaksiyon için nötronun kinetik enerjisinin ihmal edilecek kadar küçük olduğunu düşünerek bileşik durumun enerjisini ^{235}U ve nötronun kütle enerjilerinden

doğrudan bulunabiliriz. $m(^{236}\text{U}^*) = m(^{235}\text{U}) + m_n = 236,052589 \text{ u}$ ve buradan da $E_{uy} = (236,052589 \text{ u} - 236,045563 \text{ u}) * 931,502 \text{ MeV/u} = 6,5 \text{ MeV}$ şeklinde bulunur. 6,2 MeV'lik aktivasyon enerjisine sahip ^{236}U çekirdeğini fisyon yapabilecek bir konuma getirmek için gerekli enerji, yani aktivasyon enerjisi ^{235}U 'a bir nötron ekleyerek aşılır. Bu durum termal bölgede gözlenen büyük tesir kesiti ile uyumlu olarak, ^{235}U 'ın sıfır enerjili nötronlarla fisyonu uğrayabileceği anlamına gelir. $^{238}\text{U} + n \rightarrow ^{239}\text{U}^*$ için $E_{uy} = 4,8 \text{ MeV}$ verir. 4,8 MeV'lik bir enerji ^{239}U 'un aktivasyon enerjisi 6,6 MeV'den çok küçüktür. Dolayısıyla ^{238}U 'un fisyonu için en azından MeV mertebesinde nötronlara ihtiyaç vardır [3].

^{235}U ile ^{238}U 'un fisyonu uğrayabilirlikleri arasındaki büyük farkların en büyük nedeni bu çekirdeklerin sırası ile 6,5 ve 4,8 MeV'lik uyarılma enerjileri arasındaki farktan kaynaklanmaktadır. Bu fark ise δ çiftlenim enerjisi terimi ile anlaşılabilir.



Şekil 2.3. Çiftlenimin uyarılma enerjisi üzerindeki etkisi

Şekil 2.3 çiftlenim teriminin etkisini göstermektedir. Bu şekle göre ^{236}U 'un bağlanma enerjisi δ kadar artırılmıştır. Uyarılma enerjisi ise çiftlenimin olmadığı durumdaki değerinin üstüne δ kadar çıkarılmıştır. ^{238}U durumunda yakalamadan önceki taban durum enerjisi δ düşürülür. Sonuç olarak yakalama durumunun enerjisi de buna duruma uygun olarak daha az olacaktır. Uyarılma enerjisi bu nedenle çiftlenim kuvvet teriminin olmadığı durumdaki değerine göre δ kadar azaltılmıştır. Bunun için

$^{235}\text{U}+\text{n}$ ve $^{238}\text{U}+\text{n}$ 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 'de artar ve ^{231}Pa 'da azalır. Bu nedenle ^{232}Pa 'un termal nötronlarla fisyonunun ^{231}Pa 'dan daha kolay olacağını bekleriz [3].

3. ALICE-ASH KODUNUN SİSTEMATIĞI

ALICE kodu Blann tarafından oluşturulmuştur. ALICE-ASH kodu ALICE kodunun geliştirilmiş ve düzeltilmiş versiyonudur. ALICE-ASH kodu 300 MeV ve daha az enerjiye sahip nükleonlar ve çekirdekler tarafından oluşturulan nükleer reaksiyonlardaki ikincil parçacıkların uyarılma fonksiyonları, enerjileri ve açısal dağılımlarının hesaplanması için uygulanabilir. ALICE-ASH kodu kavramsal bir yaklaşım kullanarak denge durumu gama (γ) yayınlanma ve denge öncesi gama (γ) yayınlanma spektrumlarının hesaplanması için akış şemaları içerir. Kod nükleer seviye yoğunluğu hesaplamaları için Kataria-Ramamurthy modelini kullanır. Kodda denge öncesi alfa (α) parçacık yayınlanma spektrumlarının hesaplanması için eksiton, pick-up ve knock-out modelleri birleştirilmiştir [4, 5]. Kod denge öncesi triton ve ^3He yayınlanma spektrumlarının hesaplanması için birleşme pick-up modeli ve knock-out modeli kullanır [6, 7]. Kodda çoklu dengede olmayan α parçacık yayınlanması verilmiştir [7]. Kodun akış şemalarında bazı değişiklikler ve düzeltmeler Shubin ve ark. (1985) tarafından yapılmıştır [8]. Konobeyev ve Korovin (1996) tarafından direk süreçleri hesaplamak için dengede olmayan döteron yayınlanma spektrumlarının hesaplanmasına kavramsal bir model sunulmuştur [9]. Kod enerji bağımlı seviye yoğunluğu parametresine sahip olan Fermi gaz modelinde seviye yoğunluklarının hesaplanması için akış şemaları sunar [10, 11]. Kodda tek parçacık ışımsal geçişleri Oblozinsky (1988) tarafından verilmiştir [12]. Konobeyev ve ark. (1997) kodda yarı döteron mekanizması gama üretimini göz önüne alarak denge öncesi gama yayınlanmasının tanımı için bir model vermiştir [13]. Broeders ve Konobeyev (2005) tarafından 200 MeV'e kadar olan mermi enerjilerindeki deneysel α parçacık yayınlanma spektrumlarının dengede olmayan α parçacık yayınlanma model parametreleri ile uyum sağladığı belirtilmiş ve dengede olmayan döteron yayınlanması için yeni bir model geliştirilmiştir [14, 15]. Kodun özel versiyonları, hafif ve ağır kümeciklerin dengede olmayan yayınlanma spektrumlarının hesaplanması ve fisyon ürün verim hesaplamalarının düzeltilmesi için geliştirilmiştir [16, 17].

3.1. Denge Öncesi Nükleon Yayınlanması

Hibrid model [18] ve geometrik bağımlı hibrid model (GDH) [19, 20] parçacık spektrumlarının hesaplaması için kullanılabilir. GDH modelde nükleonların denge öncesi spektrumu aşağıdaki gibi hesaplanır [19, 20].

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_x} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \sum_{n=n_0} n X_x \frac{\omega(p-1, h, U)}{\omega(p, h, E)} \frac{\lambda_x^e}{\lambda_x^e + \lambda_x^+} g D_n \quad (3.1)$$

λ_x : Gelen parçacığın indirgenmiş de Broglie dalga boyu.

T_l : l 'yinci kısmî dalga için geçiş katsayısı.

$n X_x$: n eksiton durumundaki tipi x olan nükleonların sayısı.

ε_x : x tipindeki nükleon kanal enerjisi.

$\omega(p, h, E)$: E uyarılma enerjisindeki “ p ” parçacıklarına ve “ h ” deşiklerine sahip olan eksiton durumlarının yoğunluğu.

U : Son uyarılma enerjisi olup, $U = E - Q_x - \varepsilon_x$ değerine sahiptir.

Q_x : x tipindeki nükleon ayrılma enerjisi.

D_n : Nükleon yayınlanmasından dolayı n eksiton durumunun tükenmesinin göz önüne alındığı çarpan.

n_0 : Başlangıç eksiton sayısı.

σ : Tesir kesiti.

Nükleon yayınlanma hızı λ_x^e aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\lambda_x^e = \frac{(2S_x+1)\mu_x\varepsilon_x\sigma_x^{ters}(\varepsilon_x)}{\pi^2\hbar^3g_x} \quad (3.2)$$

S_x : x tipindeki çıkan nükleonun spini.

μ_x : x tipindeki çıkan nükleonun indirgenmiş kütlesi.

σ_x^{ters} : x tipindeki çıkan nükleonun ters reaksiyon tesir kesiti.

g_x : x tipindeki çıkan nükleon için tek parçacık yoğunluğu olup proton için $Z/14$ 'e ve nötron için $N/14$ 'e eşittir.

Nükleer geçiş hızı λ_x^+ aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\lambda_x^+ = V\sigma_0(\varepsilon_x)p_l \quad (3.3)$$

V : Çekirdeğin içindeki bir nükleonun hızı.

σ_0 : Pauli ilkesi için düzeltilmiş nükleon-nükleon saçılma tesir kesiti [20].

p_l : $l\lambda$ 'dan $(l+1)\lambda$ 'ya kadar ortalama nükleer madde yoğunluğu.

Eksiton durum yoğunluğu Strutinsky-Ericson formülüne göre aşağıdaki gibi hesaplanır [21, 22].

$$\omega(p, h, E) = \frac{g(gE)^{n-1}}{p!h!(n-1)!} \quad (3.4)$$

Eksiton sayısı $n = 2$ ve $n = 3$ olan uyarılmış durumların yoğunluğu, reaksiyonu meydana getiren nükleonlar için nükleer potansiyel kuyusunun sonlu derinliği göz önüne alınarak aşağıdaki gibi hesaplanır [23].

$$\omega(1,1,E) = \frac{g(gE_F)}{2}, \text{ eğer } E > E_F \quad (3.5)$$

$$\omega(1,1,E) = \frac{g(gE)}{2}, \text{ eğer } E \leq E_F \quad (3.6)$$

$$\omega(2,1,E) = \frac{g^3[V(2E-E_F)]}{4}, \text{ eğer } E > E_F \quad (3.7)$$

$$\omega(2,1,E) = \frac{g^3E^2}{42}, \text{ eğer } E \leq E_F \quad (3.8)$$

E_F : Fermi enerjisi.

$V + Q$: Sonlu potansiyel derinliği.

Q : Nükleon bağlanma enerjisi.

x - tipindeki gelen nötronlar için n -eksiton durumundaki nükleonların sayısı ${}_nX_x$ aşağıdaki gibi hesaplanır.

$${}_3X_n = 2 \frac{\left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_{nn}}\right)^{Z+2N}}{2\left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_{nn}}\right)^{Z+2N}} \quad (3.9)$$

$${}_3X_p = 2 - {}_3X_n \quad (3.10)$$

Gelen proton için;

$${}_3X_p = 2 \frac{\left(\frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pp}}\right)^{Z+2N}}{2\left(\frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pp}}\right)^{Z+2N}} \quad (3.11)$$

$${}_3X_n = 2 - {}_3X_p \quad (3.12)$$

σ_{xy} : x ve y nükleonları göstermek üzere çekirdek içindeki nükleon-nükleon tesir kesiti.

Pauli ilkesi ve nükleon hareketi göz önüne alınarak hesaplanan nükleon-nükleon tesir kesitleri aşağıdaki gibi gösterilir.

$$\left(\frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pp}}\right) = \left(\frac{\sigma_{np}}{\sigma_{nn}}\right) = 1.375 * 10^{-5}T^2 - 8.734 * 10^{-3}T + 2.776 \quad (3.13)$$

T : Merminin çekirdek dışındaki kinetik enerjisi.

Çoklu denge öncesi yayımlanma sadece iki denge öncesi parçacığa kadar yayımlanabilen bir yaklaşımla tanımlanır. Uyarılmaların MeV'in birkaç 10 katını aştığı durumlarda bu yaklaşım geçerliliğini yitirir. Sıkıntı ALICE kodundaki Monte

Carlo denge öncesi bozunma modeliyle düzeltilir. Düzeltme, GDH modeli ile hesaplanan (p, xn) ve (n, xp) reaksiyon spektrumlarının yüksek enerji bölgeleri için yapılmıştır [24]. Orijinal GDH modeliyle hesaplamalar, düşük yoğunluklu nükleer bölgelere karşılık gelen l sayılı kısmî tesir kesitleri için nükleon spektrumlarının tayininden dolayı (n, p) ve (p, n) nükleon spektrumlarını hesap eder. Bu kısmî reaksiyon tesir kesitlerini sağlamak için kullanılan nükleer optik modelin parametreleri ve nükleer yoğunlukları hesaplamak için kullanılan Fermi yoğunluk dağılımındaki çaplar/yoğunluklar arasındaki uygunsuz eşleşmeden kaynaklanmaktadır. Problem için gelişim Fermi dağılımı için çap/yoğunluk sıvı damlası modeli değiştirilerek ALICE’de yapılmıştır. Bunun yanında, şuna da dikkat çekmeliyiz ki düşük yoğunluklu nükleer bölgeler için Thomas-Fermi yaklaşımı uygun değildir [25] ve ρ_l ’nin l ’ye bağlı olan nükleer yoğunluk bölgesindeki $E_F = (3\pi^2\rho_l)^{2/3}/(2m)$ ve $U = -E_F - Q$ bağıntıları aralıcılığıyla potansiyel ve Fermi enerjisi tanımı doğru değildir. Bu durumda her bir kısmî l dalgasına karşılık gelen E_F değerinin daha iyi bir tanımı $E_F = -U^{opt} - Q$ şeklindedir ve burada U^{opt} ’ın optik model potansiyelinin gerçek kısmıdır [25]. Kodda hesaplanan yayınlanma spektrumu ve deneysel veriler arasındaki uyumun gözle görülür bir şekilde geliştiği görülmektedir. Koda parçacık spektrumu için $E_F = -U^{opt} - Q < 0$ olan fiziksel olmayan E_F değerine karşılık gelen l sayılı kısmî tesir kesitlerinin katkısı üzerindeki sınırlama gösterilmektedir.

3.2. Denge Öncesi α Parçacık Yayınlanması

Reaksiyonu meydana getiren nükleon için l denge öncesi α parçacık yayınlanma spektrumu pick-up ve knock-out mekanizmalarına karşılık gelen bileşenlerin toplamı olarak hesaplanır.

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_\alpha} = \frac{d\sigma^{pick-up}}{d\varepsilon_\alpha} + \frac{d\sigma^{knock-out}}{d\varepsilon_\alpha} \quad (3.14)$$

Pick-up mekanizmasının katkısı, birleştirilmiş birleşik pick-up modeli [4] ve hibrid eksiton model [5] yardımıyla hesaplanır.

$$\frac{d\sigma^{pick-up}}{d\varepsilon_\alpha} = \sigma_{non}(E_p) \sum_{n=n_0} \sum_{k+m=4} F_{k,m}(\varepsilon_\alpha) \frac{\omega(p-k,h,U)}{\omega(p,h,E)} \frac{\lambda_\alpha^e(\varepsilon_\alpha)}{\lambda_\alpha^e(\varepsilon_\alpha) + \lambda_\alpha^+(\varepsilon_\alpha)} g_\alpha D_n \quad (3.15)$$

σ_{non} : E_p kinetik enerjili bir birincil parçacığın elastik olmayan etkileşme tesir kesiti.

$F_{k,m}(\varepsilon_\alpha)$: α parçacığının Fermi seviyesi üzerindeki “ k ” parçacıktan ve altındaki “ m ” parçacıktan oluşma olasılığına eşit olan α oluşum çarpamıdır [4].

Son uyarılma enerjisi $U = E - Q_\alpha - \varepsilon_\alpha$ şeklinde ifade edilir. Burada λ_α^e a parçacığının yayınlanma hızı, λ_α^+ bir çekirdek içindeki a parçacığının soğurulmasına karşılık gelen nükleer geçiş hızı ve g_α , α parçacığı için tek parçacık durumlarının nükleer yoğunluğudur.

a parçacığının yayınlanma hızı (λ_α^e)

$$\lambda_\alpha^e = \frac{(2S_\alpha + 1)\mu_\alpha \varepsilon_\alpha \sigma_\alpha^{ters}(\varepsilon_\alpha)}{\pi^2 \hbar^3 g_\alpha} \quad (3.16)$$

olarak hesaplanır.

S_α : Çıkan α parçacığının spini.

μ_α : Çıkan α parçacığının indirgenmiş kütlesi.

$\sigma_\alpha^{ters}(\varepsilon_\alpha)$: α parçacıkları için ters reaksiyon tesir kesiti. $\sigma_\alpha^{ters}(\varepsilon_\alpha)$ optik model aracılığı ile hesaplanır.

α parçacıklarının soğurulma hızı (λ_α^+) aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\lambda_\alpha^+ = 2W_\alpha^{opt} / \hbar \quad (3.17)$$

W_α^{opt} : α parçacıkları için optik potansiyelin sanal kısmı. α spektrumuna knock-out mekanizmasının katkısı aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\frac{d\sigma^{knock-out}}{d\varepsilon_\alpha} = \sigma_{non}(E_p) \sum_{n=n_0} \varphi_\alpha \frac{g}{g_\alpha p} \frac{\omega(p-1, h, U)}{\omega(p, h, E)} \frac{\lambda_\alpha^e(\varepsilon_\alpha)}{\lambda_\alpha^e(\varepsilon_\alpha) + \lambda_x^+(\varepsilon_\alpha)} g_\alpha D_n \quad (3.18)$$

$g/(g_\alpha p)$: Eş. 3.18'deki tekli durum yoğunluğu ile üçlü sistem (n , p , α parçacığı) için seviye yoğunluğu birleşimini gösterir [26, 7].

φ_α : Çekirdek içindeki uyarılmayla oluşan oluşum öncesi α kümeciklerine sahip olan gelen parçacığın etkileşme olasılığı [26].

Reaksiyonda nötron ve protonların denge öncesi çıkışlarından sonraki denge öncesi α yayınlanmasında (çoklu denge öncesi yayınlanma) dikkate alınır [7]. Denge öncesi nükleon yayınlanmasından sonra kaçan, nükleon pick-up sürecinden dolayı oluşan α parçacıklarının, denge öncesi yayınlanma spektrumunun hesaplanması aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\frac{d\sigma_2}{d\varepsilon_\alpha} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \sum_{x=\pi, \nu}^2 \int_{E_x^{min}}^{E_x^{maks}} \sum_{n=n_0} n X_x \frac{\omega(p-1, h, U)}{\omega(p, h, E)} \frac{\lambda_\alpha^e(\varepsilon_\alpha)}{\lambda_\alpha^e(\varepsilon_\alpha) + \lambda_x^+(\varepsilon_\alpha)} g D_n \quad (3.19)$$

$$* \sum_{n=p+h-1} \sum_{k+m=4} F_{k,m}(\varepsilon_\alpha) \frac{\omega(p'-k, h', E - Q_x - \varepsilon_x - Q_\alpha' - \varepsilon_\alpha)}{\omega(p, h, E - Q_x - \varepsilon_x)} \frac{\lambda_\alpha^e(\varepsilon_\alpha)}{\lambda_\alpha^e(\varepsilon_\alpha) + \lambda_x^+(\varepsilon_\alpha)} g_\alpha D_{2n} d\varepsilon_x$$

Q_α' : x tipindeki nükleonun yayınlanmasından sonra oluşan çekirdekteki α parçacığı için ayrılma enerjisi.

E_x^{min} ve E_x^{maks} , x parçacığının yayınlanmasının meydana geldiği enerji aralığını tanımlar. Benzer formül, hızlı nükleon yayınlanmasını izleyen α parçacık knock-out süreci içinde yazılır [7]. İki ya da daha fazla denge öncesi parçacığın art arda yayınlanması göz önüne alınmaz. $\sum_{k+m=4} F_{k,m}(\varepsilon_\alpha) = 0,3$ ve $\varphi_\alpha = 0,012$ parametreleri hesaplamalar için kullanılır.

α parçacıkları için optik potansiyelin sanal kısmı (W_α^{opt}); $\varepsilon_\alpha < \varepsilon_0$ iken $W_\alpha^{opt} = (\varepsilon_\alpha/\varepsilon_0)W'$, $\varepsilon_0 < \varepsilon_\alpha < 72$ MeV iken $W_\alpha^{opt} = W'$ ve $\varepsilon_\alpha \geq 72$ MeV iken $W_\alpha^{opt} = W'e * p(0,06\varepsilon_\alpha - 4,32)$ şeklinde ifade edilir ve burada $W' = \beta W_0$, $\varepsilon_0 = 0,228A$, $\beta = 0,25$, $W_0 = 10 + 0,345(A - 2Z)$ MeV'dir. α parçacıkları için durum yoğunluğunun benimsenen değeri olan g_α , $A/13$ 'e eşittir [27].

3.3. Denge Öncesi Döteron Yayınlanması

Reaksiyonu meydana getiren nükleonlar için dengede olmayan döteron yayınlanmasının;

- $(2p,1h)$ başlangıç eksiton durumunun oluşmasından sonra Fermi enerjisinin altındaki enerjiye sahip nükleonların pick-up mekanizmasından,
- E_F 'nin üzerindeki enerjilere sahip iki uyarılmış nükleonun birleşmesinden,
- Önceden oluşmuş bir döteronunun knock-out mekanizmasından,
- Döteron oluşumu ve kaçıışı ile sonuçlanan bir direk süreçten

meydana gelmesi beklenmektedir.

Denge öncesi döteron spektrumu, farklı bileşenlerin toplamı olarak aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_d} = \frac{d\sigma^{P-U,C}}{d\varepsilon_d} + \frac{d\sigma^{K-O}}{d\varepsilon_d} + \frac{d\sigma^D}{d\varepsilon_d} \quad (3.20)$$

İlk terim, $(2p,1h)$ eksiton durumunun oluşumundan sonraki pick-up ve bileşme ile ilgilidir. İkinci terim, döteron knock-out'unun katkısını tanımlar ve son terim direk süreç ile ilgilidir. Döteron yayınlanma spektrumunun her bir bileşeni için analitik ifadeler hibrid modelin temel kavramları kullanılarak elde edilir [15, 18].

Eksiton durum yoğunluğu, nükleer potansiyel kuyusunun sonlu derinliğini göz önünde bulundurularak aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\omega(p, h, E) = g^p \tilde{g}^h \sum_{k=0}^h {}_h C_k (-1)^k \Theta(E - kE_F) \frac{(E - kE_F)^{n-1}}{p!h!(n-1)!} \quad (3.21)$$

E : Uyarılma enerjisi.

E_F : Fermi enerjisi.

$\Theta(x)$: Heaviside fonksiyonu. Bu fonksiyon x parametresine göre $x < 0$ için $\Theta = 0$ ve $x > 0$ için $\Theta = 1$ şeklinde değişmektedir. g ve \tilde{g} sırasıyla parçacık ve deşikler için tek parçacık seviye yoğunluklarıdır.

Parçacık ve deşikler için tek parçacık seviye yoğunlukları aşağıdaki gibi hesaplanır [28].

$$g = A/14 \quad (3.22)$$

$$\tilde{g} = A/E_F \quad (3.23)$$

Şuna dikkat edilmelidir ki nükleer yüzey etkisi denge öncesi parçacık spektrumlarının hesaplanması için kullanılan E_F Fermi enerjisinin etkin değerini etkiler [29, 30].

Eksiton denge pick-up modeli $\frac{d\sigma^{P-U,C}}{d\varepsilon_d}$ spektrum bileşeninin hesaplanması için kullanılır [6].

$$\frac{d\sigma^{P-U,C}}{d\varepsilon_d} = \sigma_{non}(E_0) \sum_{n=n_0} \sum_{k+m=2} F_{k,m}(\varepsilon_d + Q_d) \frac{\omega(p-k, h, U)}{\omega(p, h, E)} \frac{\lambda_d^e(\varepsilon_d)}{\lambda_d^e(\varepsilon_d) + \lambda_d^+(\varepsilon_d)} g_d D_n \quad (3.24)$$

- $F_{k,m}$: Döteronun Fermi enerjisi üzerindeki k parçacıktan ve Fermi enerjisinin altındaki m parçacıktan oluşma olasılığına eşit olan döteron oluşum çarpanı.
- ε_d : Döteron yayınlanmasına karşılık gelen kanal yayınlanma enerjisi.
- λ_d^e : Döteron yayınlanma hızı.
- λ_d^+ : Çekirdek içerisindeki döteronun soğrulması için nükleer geçiş hızı.
- g_d : Döteron için tek parçacık durumlarının yoğunluğu.

Döteron yayınlanma (λ_d^e) ve soğrulma (λ_d^+) hızları, Eş. 3.16 ve Eş. 3.17 benzeri formüller ile hesaplanır. Döteron oluşumu için form çarpanları $F_{k,m}$ 1 fm'ye eşit olan bir dR parametre değerine sahip olan etkin nükleer yarıçap için hesaplanır [6]. Orijinal değerler yaklaşıktır ve kod içerisinde aşağıdaki gibi kullanılır.

$$F_{1,1}(\varepsilon) = \begin{cases} -1,409 \cdot 10^{-2} \varepsilon + 0,6, & \varepsilon \leq 30 \text{ MeV} \\ 1,377 \cdot 10^{-4} \varepsilon^2 - 1,807 \cdot 10^{-2} \varepsilon + 0,5946, & 30 < \varepsilon \leq 65 \text{ MeV} \\ 0, & \varepsilon > 65 \text{ MeV} \end{cases} \quad (3.25)$$

$$F_{2,0}(\varepsilon) = 0,6 - F_{1,1}(\varepsilon) \quad (3.26)$$

Denge öncesi döteron yayınlanma spektrumunun knock-out bileşeni aşağıdaki gibi yazılır.

$$\frac{d\sigma^{knock-out}}{d\varepsilon_d} = \sigma_{non}(E_0) \sum_{n=n_0} \Phi_d(E_0) \frac{g}{g_{dp}} \frac{\omega(p-1,h,U)}{\omega(p,h,E)} \frac{\lambda_d^e(\varepsilon_d)}{\lambda_d^e(\varepsilon_d) + \lambda_d^+(\varepsilon_d)} g_d D(n) \quad (3.27)$$

Φ_d çarpanı, çekirdekteki uyarılmış döteron kümeciklerinin başlangıç sayısını tanımlar ve değeri aşağıdaki gibidir.

$$\Phi_d = 2F_d(E_0) \quad (3.28)$$

F_d çekirdekteki uyarılmayla oluşan oluşum öncesi döterona sahip olan gelen parçacığın etkileşme olasılığıdır ve ikinci çarpanı n_0 başlangıç eksiton durumundaki parçacıkların sayısındaki normalizasyonu yansıtır.

F_d için genel ifade;

$$F_d = \frac{\varphi \sigma_{xd}(E_0)}{\frac{Z'}{A'} \sigma_{xp}(E_0) + \frac{(A'-Z')}{A'} \sigma_{xn}(E_0) + \varphi \sigma_{xd}(E_0)} \quad (3.29)$$

şeklinde olup x başlangıçtaki proton ya da nötronu gösterir. σ_{xd} , σ_{xp} , ve σ_{xn} sırasıyla döteronlu, protonlu ve nötronlu merminin esnek etkileşmelerinin tesir kesitidir [15]. Φ çekirdekdeki oluşum öncesi döteronların sayısıdır. Z ve A kümelenirilmiş döteronların çoğu için çekirdekdeki proton ve nükleonların sayısını gösterir.

Farz edelim ki oluşum öncesi döteronların sayısı φ oldukça küçük bir değere sahip ve $Z' \approx A'/2$ olsun bu durumda şöyle bir yaklaşım yapılabilir.

$$F_d \cong \frac{2\varphi \sigma_{xd}}{\sigma_{xp} + \sigma_{xn}} \quad (3.30)$$

σ_{xd} , σ_{xp} , ve σ_{xn} tesir kesitleri tanecikler arası nükleer etkileşmelerin sayısı üzerinde Pauli ilkesiyle oldukça etki bırakan sınırlama dikkate alınarak hesaplanır. Etkileşen parçacıkların açısal dağılımının kütle merkezi sisteminde yaklaşık olarak izotropik olduğunu varsayalım. Döteronlar için Fermi enerjisi $2E_F$ 'e eşit alınır. Nükleonların denge öncesi yayınlanmalarından sonra çıkan döteronların spektrumları için pick-up ve bileşme katkıları şu ifade ile hesaplanır.

$$\frac{d\sigma_2^{P-U,C}}{d\varepsilon_a} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \sum_{x=\pi,\nu}^2 \int_{E_x^{min}}^{E_x^{max}} \sum_{n=n_0} n X_x \frac{\omega(p-1,h,U)}{\omega(p,h,E)} \frac{\lambda_x^e(\varepsilon_x)}{\lambda_x^e(\varepsilon_x) + \lambda_x^+(\varepsilon_x)} g D_n \quad (3.31)$$

$$* \sum_{n'=p+h-1} \sum_{k+m=2} F_{k,m}(\varepsilon_d + Q_d') \frac{\omega(p'-k,h',E-Q_X-\varepsilon_X-Q_d'-\varepsilon_d)}{\omega(p',h',E-Q_X-\varepsilon_X)} \frac{\lambda_d^e(\varepsilon_d)}{\lambda_d^e(\varepsilon_d) + \lambda_d^+(\varepsilon_d)} g_d D_{2n'} d\varepsilon_x$$

- Q_x : x tipindeki bir nükleon için bileşik çekirdekteki bir nükleonun ayrılma enerjisi.
- Q_d' : x tipindeki bir nükleonun yayınlanmasından sonra oluşan çekirdekteki bir döteron için ayrılma enerjisi. E_x^{min} ve E_x^{max} x parçacığının yayınlanmasının meydana geldiği enerji aralığını tanımlar.
- D_2 : n eksitonlu çekirdekten nükleon çıkışı ile ilgili tükenme çarpanı.

Benzer bir formül, hızlı nükleon yayınlanmasını izleyen döteron knock-out durumu için yazılır. Üç veya daha fazla denge öncesi parçacıkların arka arkaya yayınlanması göz önüne alınmaz. Direk pick-up süreci, $(2p,1h)$ eksiton konfigürasyonuna sahip olmayan bir nükleonun pick-up'ına karşılık gelir. Bu sürecin bu tanımı sadece denge öncesi modellerin dışında yapılabilir. Ancak, denge öncesi eksiton model kullanılarak elde edilen matematiksel ifadeler direk nükleon pick-up'ının kavramsal ve niteleyici tanımı için kullanılır [9, 31].

Döteron spektrumunun direk bileşeni aşağıdaki gibidir [9].

$$\frac{d\sigma^D}{d\varepsilon_d} = \sigma_{non} \frac{\omega^*(U)}{\omega(1p,0h,E)} \frac{\lambda_d^e(\varepsilon_d)}{\lambda_d^e(\varepsilon_d) + \lambda_d^+(\varepsilon_d)} g_d \quad (3.32)$$

Konobeyev A. Yu. ve Korovin Yu. A. tarafından son seviye yoğunluğu $\omega^*(U)$ değerine γ değeri, $\gamma = 2 \cdot 10^{-3} \text{ MeV}^{-1}$ olmak üzere $\omega(1p,0h,E) \cdot \gamma / g_d$ şeklinde bir yaklaşım yapılmıştır [9]. Nükleer potansiyel kuyusunun sonlu derinlikte düşünülmesi, yukarıda belirtilmiş olduğu gibi Eş. 3.33'ün döteron yayınlanma spektrumunun sadece en yüksek enerji kısmına katkıda bulunduğunu gösterir. Bu durumda, spektrumunun hesaplanmış kısmı E_F 'ye eşit olan genişliğe sahip dikdörtgensel bir basamaktır. Hesaplamalar ve ölçülmüş döteron spektrumlarının uyumunu geliştirmek için aşağıdaki gibi spektrumun direk bileşenini yazmak yararlıdır.

$$\frac{d\sigma^D}{d\varepsilon_d} = \sigma_{non} \alpha_1 \exp\left(-\frac{(E - \alpha_2 E_F)^2}{2(\alpha_3 E_F)^2}\right) \frac{\lambda_d^e(\varepsilon_d)}{\lambda_d^e(\varepsilon_d) + \lambda_d^+(\varepsilon_d)} g_d \quad (3.33)$$

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ parametreler ve E_F Fermi enerjisinin etkin değerleridir. α_i değerleri deneysel döteron spektrumlarının analizinden elde edilebilir. Model parametreleri deneysel verilerle hesaplamaların karşılaştırılmasından elde edilir [32-38]. Farklı parametrelerin değerlerindeki değişim hesaplanmış döteron spektrumunun farklı enerji bağımlılıklarına neden olur. Pek çok durumda, böyle bir değişim, diğer model parametrelerinin yeniden basit bir tanımlanmasıyla gösterilemez. Konobeyev ve Korovin (1996) benimsenen $F_{1,1}$ pick-up ve $F_{2,0}$ bileşenleri için toplamın global normalizasyonu değiştirilmemiştir [9].

$$\sum_{k+m=2} F_{k,m} = 0,3 \quad (3.34)$$

Döteron için tek parçacık durum yoğunluğu $g_d, g/2$ 'ye eşit alınmıştır. Farklı çekirdekler için deneysel veri ve hesaplamaların karşılaştırılmasından elde edilen knock-out modelinin φ parametresi $0,18 \mp 0,03$ 'e eşittir. Fermi enerjisinin etkin değeri E_F 5 MeV olarak bulunur. Bu oldukça küçük değer, döteron yayınlanmasındaki yüzey nükleer etkilerinin etkisini yansıtır. Etkin Fermi enerjisinin benzer bir kısaltması nükleon denge öncesi spektrumlarının analizinden elde edilir [29, 30].

3.4. Denge Öncesi Triton ve ^3He Yayınlanması

Triton ve ^3He çekirdeklerinin yayınlanması için denge öncesi spektrumlar, denge pick-up eksiton model kullanılarak hesaplanmıştır [6]. Spektrumlar için analitik ifade Eş. 3.15 ve Eş. 3.24'e benzerdir.

3.5. Denge Öncesi γ Işını Yayınlanması

Tek parçacık ışınma geçişleri ve $n + p \rightarrow d + \gamma$ nükleer reaksiyonları denge öncesi γ ışınlarının ana kaynağı olduğu düşünülür [12]. Nükleonlarla meydana gelen reaksiyonlarda γ yayınlanma spektrumu için analitik ifade aşağıdaki gibi yazılır.

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_\gamma} = \sigma_{non}(E_p) \left\{ \frac{\lambda_\gamma^{qd}(E_p, \varepsilon_\gamma)}{\lambda^+(E)} + \sum_{x=v+\pi} \sum_{n=3} \int_0^E x X_n \frac{\omega(p-1, h, E-\varepsilon_x)}{\omega(p, h, E)} \right. \\ \left. * \left(\frac{\lambda_\gamma(\varepsilon_x, \varepsilon_\gamma)}{\lambda_x^+(\varepsilon_x) + \lambda_x^e(\varepsilon_x')} + \frac{\lambda_\gamma^{qd}(\varepsilon_x', \varepsilon_\gamma)}{\lambda_x^+(\varepsilon_x) + \lambda_x^e(\varepsilon_x')} \right) D_n g d\varepsilon_x \right\} \quad (3.35)$$

E_p : Gelen nükleonun kinetik enerjisi.

E : Bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi.

$\lambda^+(E)$: Gelen nükleonun soğrulma hızı.

λ_γ : $c^{-1}\text{MeV}^{-1}$ birimindeki tek parçacık ışımsal geçişlerden dolayı γ kuantasının yayınlanma hızı [12].

λ_γ^{qd} : Yarı döteron oluşumu $n + p \rightarrow d + \gamma$ ile ilgili olan γ yayınlanma hızı.

Eş. 3.35'de parantezdeki ilk terim, çekirdekle gelen parçacığın ilk esnek olmayan etkileşmesindeki γ ışını yayınlanma olasılığını tanımlar. Diğer terim, farklı eksiton durumlarından foton yayınlanmasını tanımlar. $\Delta n = -2, 0$ 'deki eksiton durumlarının değişimiyle geçişteki γ kuantum yayınlanmasına karşılık gelen $\lambda_\gamma(\varepsilon_x, \varepsilon_\gamma)$ değeri Oblozinsky (1988) tarafından aşağıdaki gibi hesaplanmıştır [12].

$\varepsilon_\gamma > \varepsilon_x$, ($\Delta n = -2$) için;

$$\lambda_\gamma(\varepsilon_x, \varepsilon_\gamma) = \lambda_\gamma^-(\varepsilon_x, \varepsilon_\gamma) = \frac{\varepsilon_\gamma^2}{\pi^2 \hbar^3 c^2} \sigma_\gamma^{soğ}(\varepsilon_\gamma) \frac{g}{g(n-2) + g^2 \varepsilon_\gamma} \frac{\omega(p-1, h-1, E-\varepsilon_x)}{\omega(p-1, h, E-\varepsilon_x)} \quad (3.36)$$

$\varepsilon_\gamma < \varepsilon_x$, ($\Delta n = 0$) için;

$$\lambda_\gamma(\varepsilon_x, \varepsilon_\gamma) = \lambda_\gamma^0(\varepsilon_x, \varepsilon_\gamma) = \frac{\varepsilon_\gamma^2}{\pi^2 \hbar^3 c^2} \sigma_\gamma^{soğ}(\varepsilon_\gamma) \frac{g}{g n + g^2 \varepsilon_\gamma} \quad (3.37)$$

$\sigma_\gamma^{soğ}$ foton soğurma tesir kesitidir ve değeri büyük dipol rezonansını tanımlayan bir formül ile aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\sigma_\gamma^{soğ} = \sum_{R=1}^2 \sigma_R \frac{\varepsilon_\gamma^2 \Gamma_R^2}{(\varepsilon_\gamma^2 - E_R^2)^2 + \varepsilon_\gamma^2 \Gamma_R^2} \quad (3.38)$$

Burada; $E_1 = E_0(1 - \beta/3)^2$, $E_2 = E_0(1 - 0,16\beta)$, $\sigma_1 = 0,0145A/E_1$, $\sigma_2 = 0,0234A/E_2$, $\Gamma_1 = 0,0232E_1$, $\Gamma_2 = 0,0275E_2$, $E_0 = 43,4A^{-0,215}$ ve $\beta = 0$ olarak gösterilir.

$n + p \rightarrow d + \gamma$ oluşan γ ışını yayınlanması λ_γ^{qd} aşağıdaki gibi yazılır.

$$\lambda_\gamma^{gd}(\varepsilon_x', \varepsilon_\gamma) = pv_x \frac{d\sigma^{qd}}{d\varepsilon_\gamma} \quad (3.39)$$

g : x parçacık tipine bağlı olan çekirdekteki proton veya nötron yoğunluğu.

v_x : x parçacığının hızı olup

$$v_x = \left(\frac{2T_x}{m}\right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(1 - \frac{0,75T_x}{mc^2}\right)$$

şeklinde gösterilir ve burada $T_x = \varepsilon_x' + \varepsilon_F + Q_x$ 'dir.

$\frac{d\sigma^{qd}}{d\varepsilon_\gamma}$, $n + p \rightarrow d + \gamma$ reaksiyondaki γ ışını spektrumudur ve bu değer in hesaplanması için,

$$\frac{d\sigma^{qd}}{d\varepsilon_\gamma} = \int \frac{v_{rel}}{v_x} \sigma_{n+p \rightarrow d+\gamma}(\vec{P}_x, \vec{P}, \vec{P}_x) N(\vec{P}) \delta(T_x + T - T_d - \varepsilon_\gamma) \delta(\vec{P}_x + \vec{P} - \vec{P}_d - \vec{P}_\gamma) G d\vec{p} d\vec{p}_d \quad (3.40)$$

şeklinde ifade yazılır.

$v_{bağ}$: \vec{P}_x momentumlu gelen nükleonun ve nükleer nükleonun göreceli hızı.

G : Süreçteki nükleer maddenin etkisini tanımlayan bir fonksiyon.

σ : \vec{P}_d momentumlu yarı döteronun oluşumunu izleyen serbest nükleonlar için $n + p \rightarrow d + \gamma$ reaksiyonunun tesir kesiti.

$N(\vec{P})$: Tanecikler arası nükleonların momentum dağılımı.

\vec{P} , \vec{P}_d , T ve T_d yarı döteronun oluştuğu çekirdekdeki nükleonların momentumları ve kinetik enerjileridir. $n + p \rightarrow d + \gamma$ reaksiyonu aynı momentumlu bir proton ve nötronunun oluşumunun sonucu olarak varsayılır. 300 MeV'e kadar ki enerji bölgesindeki serbest nükleonlar için düşünülen reaksiyonun tesir kesiti sabittir ve $7,5 \mu\text{b}$ 'a eşit olarak alınır [39]. $\frac{d\sigma^{qd}}{d\varepsilon_\gamma}$ ifadesinin hesaplanması kare kuyu potansiyeli için yapılmıştır. Eş. 3.40'daki G değeri, yörüngesel momentumlar üzerindeki sınırlama ve Pauli ilkesiyle meydana gelen reaksiyonların sayısındaki sınırlama göz önüne alınarak hesaplanmıştır. Yörüngesel momentum üzerindeki sınırlama, gerçek potansiyelde olmayan ve kare kuyuda görünen hatalı potansiyel rezonanslarını kabul etmemeyi sağlar. Gelen nükleonun momentum kırılmasının kuyunun sınırında olduğu düşünülür. Hareket görelî kinematik kullanılarak tanımlanır. Hesaplama Monte Carlo metodu ile yapılmıştır. Yörüngesel momentum üzerindeki sınırlama dikkate alınarak elde edilen $\frac{d\sigma^{qd}}{d\varepsilon_\gamma}$ dağılımı iki maksimuma sahiptir. İki maksimuma karşılık gelen spektrumun bu kısmı, iki nükleonun sürekli spektrumda olduğu final durumundaki etkileşmelerden dolayı olmuştur. Düşünülen reaksiyonların toplam sayısını azaltan bu tür süreçler için yörüngesel momentumdaki sınırlama doğrudur [25, 40]. İkinci maksimum bölgesi, sınırlamanın geçersiz olduğu, $\varepsilon_F < \varepsilon_x < \varepsilon_F + Q_x$ enerjili nükleonların oluşturduğu etkileşmelere karşılık gelir [25, 40]. Denge de olmayan γ spektrumu için reaksiyon karakteristiklerinin çoğu analitik olarak ve tanecikler arası nükleer çığ modeli kullanılarak hesaplanmıştır [39].

3.6. Denge Öncesi Parçacıkların Açısal Dağılımı

Nükleon açısal dağılımı, Kalbach sistematığında farklı yaklaşımlar kullanılarak hesaplanabilir [41, 42]. α parçacığı açısal dağılımları Kalbach sistematığı sayesinde hesaplanabilir.

3.7. Denge Parçacık Yayınlanması

3.7.1. Nükleonlar ve hafif kümecikler

Parçacıkların denge yayınlanması, Weisskopf-Ewing model kullanılarak tanımlanır [43]. Buharlaşma olasılığı aşağıdaki gibidir.

$$W_x(\varepsilon_x) \propto (2S_x + 1)\mu_x \varepsilon_x \sigma_x^{ters}(\varepsilon_x) \frac{p(Z', A', U)}{p(Z, A, E)} \quad (3.41)$$

σ_x^{ters} : x parçacığına ait ters reaksiyon tesir kesiti.

$p(Z', A', U)$: U enerjisine sahip kalan çekirdeğin nükleer seviye yoğunluğu.

$p(Z, A, E)$: x parçacığın yayımlandığı çekirdeğin seviye yoğunluğu.

E : Yayınlanma yapan çekirdeğin uyarılma enerjisi. S_x , μ_x , ε_x sırasıyla yayınlanan parçacığın spini, indirgenmiş kütlesi ve enerjisidir.

3.7.2. Fotonlar

Foton yayınlanma olasılığı aşağıdaki gibi verilir.

$$W_\gamma(\varepsilon_\gamma) \propto \varepsilon_\gamma^2 \sigma_\gamma^{soğ}(U) \frac{p(Z, A, U)}{p(Z, A, E)} \quad (3.42)$$

$\sigma_\gamma^{soğ}$, Eş. 3.38 ile hesaplanır.

3.7.3. Nükleer seviye yoğunluğu

Denge durumları için seviye yoğunluğu aşağıdaki yaklaşımlardan biri kullanılarak hesaplanır.

- Enerji bağımlı seviye yoğunluğu parametresine sahip olan Fermi gaz modeli:

Nükleer seviye yoğunluğu aşağıdaki şekilde verilir.

$$p(U) \propto (U - \delta)^{-5/4} \exp(2\sqrt{\delta(U - \delta)}) \quad (3.43)$$

Burada δ seviye yoğunluğu parametresi olup aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\delta = A/y \quad (3.44)$$

Burada y bir sabittir. Çiftlenim düzeltmesi δ MP girdi parametresine bağlı farklı ifadeler kullanılarak değerlendirilebilir.

‘standart’ kayma (MP=3)

$\delta = 11A^{1/2}$	çift-çift çekirdekler için
$\delta = 0$	tek A 'lı çekirdekler için
$\delta = -11 A^{1/2}$	tek-tek çekirdekler için

‘geri’ kayma (MP=1)

$\delta = 0$	çift-çift çekirdekler için
$\delta = -11 A^{1/2}$	tek A 'lı çekirdekler için
$\delta = -22 A^{1/2}$	tek-tek çekirdekler için

2 MeV'in altındaki uyarılma enerjilerinde seviye yoğunluğu, sabit sıcaklık modeliyle hesaplanır.

- Kataria-Ramamurthy Fermi gaz modeli:

Kataria S.K. ve ark. (1990) tarafından tanımlanmıştır [44].

- Enerji bağımlı seviye yoğunluğu parametrelili Ignatyuk, Smirenkin, Tishin'in Fermi gaz modeli:

Nükleer seviye yoğunluğu aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$p(U) \propto \vartheta^{-1/4} (U - \delta)^{-5/4} \exp(2\sqrt{\vartheta(U - \delta)}) \quad (3.45)$$

Nükleer seviye yoğunluğu parametresi olan ϑ aşağıdaki gibi hesaplanır [10].

$$\vartheta(U) = \tilde{\vartheta}(1 + f(U)\delta W/U) \quad (3.46)$$

Burada δW kabuk düzeltmesidir.

$$f(U) = 1 - \exp(-\gamma U)$$

$$\tilde{\vartheta} = A(\alpha + \beta A)$$

$$\alpha = 0,154$$

$$\beta = -6,3 * 10^{-5}$$

$$\gamma = 0,054 \text{ MeV}^{-1}$$

Çiftlenim düzeltmesi:

$$\delta = 24A^{1/2} \quad \text{çift-çift çekirdekler için}$$

$$\delta = 12A^{1/2} \quad \text{tek } A \text{'li çekirdekler için}$$

$$\delta = 0 \quad \text{tek-tek çekirdekler için}$$

2 MeV'in altındaki uyarılma enerjilerinde seviye yoğunluğu sabit sıcaklık modeliyle hesaplanır.

- Süper akışkan nükleer modeli:

Nükleer seviye yoğunluğu, geliştirilmiş süper akışkan modele göre aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\rho(U) = \rho_{qb}(U')K_{tit}(U')K_{dön}(U') \quad (3.47)$$

$\rho_{qb}(U')$: Quasi parçacık nükleer uyarılma yoğunluğu.

$K_{tit}(U')$ ve $K_{dön}(U')$ U etkin uyarılma enerjisindeki titreşim ve dönme artırma çarpanlarıdır [45, 46]. Nükleer seviye yoğunluğu parametreleri

$$\partial(U) = \begin{cases} \tilde{\delta}(1 + \delta W \varphi(U' - E_{yoğ})/(U' - E_{yoğ})), & U' > U_{kr} \\ \partial(U_{kr}), & U' \leq U_{kr} \end{cases} \quad (3.48)$$

ifadesine göre hesaplanır [47].

δW : Sıvı damlası modeliyle hesaplanan ve deneysel kütle eksikliği arasındaki farka eşit olan kütle formülü için kabuk düzeltmesidir. Burada $\varphi(U) = 1 - \exp(-\gamma U)$ ve $\gamma = 0,4/A^{1/3} \text{ MeV}^{-1}$ şeklinde gösterilir.

Nükleer seviye parametresinin asimptotik değeri aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\tilde{\delta} = A(0,073 + 0,115A^{-1/3}) \quad (3.49)$$

U' etkin uyarılma enerjisi, U_{kr} faz geçişi kritik enerjisi ve $E_{yoğ}$ yoğunlaşma enerjisi aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$U' = U - n\Delta_0 \quad (3.50)$$

$$U_{kr} = 0,472\partial(U_{kr})\Delta_0^2 - n\Delta_0 \quad (3.51)$$

$$E_{yog} = 0,152\partial(U_{kr})\Delta_0^2 - n\Delta_0 \quad (3.52)$$

$n = 0$	çift-çift çekirdekler için
$n = 1$	tek A 'lı çekirdekler için
$n = 2$	tek-tek çekirdekler için

Korelasyon fonksiyonu Δ_0 aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\Delta_0 = 12A^{-1/2} \quad (3.53)$$

3.8. Fisyon Hesaplamaları

Fisyon olasılığının hesaplanması için Bohr-Wheeler yaklaşımı kullanılır [48]. Açısız momentum Blann ve Bisplinghoff (1982) tarafından tanımlanan şekliyle dikkate alınır [49]. Özel ALICE-ASH kodu, nötronun düşük uyarılma enerjisindeki $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ fisyon genişliğine deneysel enerji bağımlı oranlarını kullanarak hesaplamalar yapmayı sağlar. $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ 'nin gerçek enerji bağımlılığının yüksek uyarılma enerjisinde olduğu varsayılır [50].

3.9. Ters Reaksiyon Tesir Kesitleri ve Reaksiyon Tesir Kesitlerinin Hesaplanması

Reaksiyon tesir kesitleri, nükleon ve döteron mermileri için optik model kullanılarak hesaplanır [8, 20]. Diğer gelen parçacıklar için parabolik optik model kullanılır.

3.10. Kodun Kullanımı İçin Uygun Enerji Bölgesi

Kodun kullanımını sınırlayan faktörlerin bazıları, nükleer süreçlerin göreceli olmayan tanımı, inelastik nükleon-nükleon etkileşmelerinin ihmal edilmesi (delta oluşumu) ve çoklu denge öncesi yayınlanmasını tanımlayan yaklaşımlardır. Bu faktörleri göz önüne alarak, kod uygulamasının en iyi aralığının 150 MeV'e kadar olması (gelen

nükleonların enerjisi) beklenir. Çoklu denge öncesi yayınlanmasının ihmali, yayınlanan denge öncesi nükleonların sayısının sınırlanmadığı Monte Carlo HMS denge öncesi modelde düzeltilir [23]. HMS ALICE kodu denge öncesi pion yakalanma bozunumunu başarılı bir şekilde ele alır. Böylece bu 250 MeV civarındaki pion fiziği, limiti ötesindeki enerji aralığını genişletecek delta rezonansının oluşumunun ve bozunumunun ilavesini gerektirecektir. ALICE-ASH kodu 300 MeV'e kadar olan enerjilerdeki hesaplamalar için kullanılır. Daha yeni versiyonları daha yüksek enerjilerde çalışır. Fakat 250 MeV'in üzerinde delta rezonansları hata içerdiği için kullanımı tavsiye edilmez.

3.11. Bilgisayar Uyumu

ALICE-ASH kodu FORTRAN'da yazılır. Atılan adımlar derlenmiş versiyonlardan bağımsız kod yapmak içindir. Bilgisayar uyum seçenekleri şaşırtıcı sonuçlar verir. Bundan dolayı uyumu sağlanan derlenmiş seçenekler kullanılmadan önce kullanıcı uyumu sağlanmayan sonuçlara karşı uyumu sağlanan derlemeleri kontrol etmelidir.

3.12. Girdi Veri Dosyası

Card 1. NAMRD, (IWR(i), i=1,4).

Format (A8,4I1)

NAMRD, çıktı dosyalarının adıdır: "NAMRD.XXX".

NAMRD.FULL parametresi detaylı bilgilerle tam listelemedir. NAMRD.CRS parametresi kalanların verimleri hakkındaki bilgilere sahip olan kısa listelemedir. NAMRD.GAS parametresi gaz üretimi hakkındaki bilgilere sahip olan listelemedir ve eğer $IKE = 4$ ise bu oluşur.

$IWR(1) = 1$ hesaplanmış nötron yayınlanma spektrumlarına sahip olan dosyayı oluşturur. $IKE = 4$ olması tavsiye edilir. $IWR(1) = 0$ iken nötron spektrumlarına

sahip olan dosya yoktur. IWR(2), proton spektrumları hariç IWR(1) ile aynıdır. IWR(3), α parçacığı spektrumları hariç IWR(1) ile aynıdır. IWR(4), M3 parametre değerlerine bağlı olan döteron, triton ya da ^3He spektrumları hariç IWR(1) ile aynıdır.

CARD 2. AP, AT, ZP, ZT, QVAL, CLD, IFIS, BARFAC, ISOT, NA, NZ, MC, MP, LDOPT, INVER, ED, IKE, IPCH, PLD, KPLT, CORL, M3

Format (6F5.1, I1, F4.1, I1, I4, 3I5, I1, I4, F4.1, I1, I5, F5.1, I1, A1, I3)

AP (5F.1) parametresi mermi kütle numarasıdır. AT (5F.1) parametresi hedef kütle numarasıdır. (AT = 0 hesaplamanın sonlanması anlamına gelir.) ZP (5F.1) parametresi merminin atom numarasıdır. ZT (5F.1) hedefin atom numarasıdır.

QVAL (5F.1) parametresi MeV mertebesinde merminin ayrılma enerjisidir. Eğer QVAL = 0 ise ayrılma enerjisi kütle tablosundan ya da Myers Swiatecki Lysekil (MSL) kütle formülü (MC değerine bağlı olarak) ile hesaplanır. Tavsiye edilen değeri QVAL = 0'dır. CLD (5F.1) parametresi $a_f = \text{CLD} \cdot A_{\text{bileşik}}/y$ fisyon kanalı için seviye yoğunluğu çarpma faktörüdür. Bu a_f/a_n oranına yaklaşır. Eğer CLD = 0 ise 1'e eşit olan hesaplamalar için kullanılır. Tavsiye edilen değeri CLD = 0'dır.

IFIS (I1) parametresi IFIS = 0 ise dönme sonlu aralığı fisyon engeli kullanılır. Eğer IFIS > 0 ise sıvı damlası engelleri kullanılır. BARFAC (F4.1) parametresi sıvı damlası ya da sonlu genişlik fisyon engellerini ölçer. Eğer BARFAC = 0 ise 1'e eşit olan varsayım değeri kullanılır (tavsiye edilen değerdir). Tipik olarak aktinit çekirdeklerin altındaki 0,7 değerleri daha iyi sonuç verir. ISOT (I1) parametresi kodun şimdiki versiyonunda kullanılmaz. Sıfır değeri tanıtılmalıdır.

NA (I4) parametresi hesaplamada ele alınan her Z'nin nükleit sayısının maksimum olduğu değerdir. Eğer NA = 0 ise varsayım değeri 11'e eşittir. NZ (I5) parametresi yayınlanma sürecinde hesaplanacak Z sayısıdır. Maksimum değeri 9'dur. Eğer NZ = 0 ise varsayım değeri 9'a eşittir. MC (I5) parametresi ayrılma enerjileri ve seviye

yoğunluğu taban durum kaymaları için kütle seçeneğidir. $MC = 0$ kütle düzeltmelerini içeren MSL kütleleri anlamına gelir. $MC = 1$ kütle düzeltme terimi (sadece $MP = 0$ ile kullanılan) olmaksızın MP kütleleridir. $MC = 2$ kullanıcı tarafından en azından kısmen sağlanan ayrılma enerjileri ve/veya LDGS hariç kütle düzeltmelerini içeren MSL kütleleridir. Eğer $MC = 10$ ile artırılıyorsa kod mevcut olan ve (eğer $MC = 11$ ya da $MP = 0$ seçilirse) bağlanma enerjisinden (BE) çiftlenim ya da kütle düzeltmesini çıkaran MSL kütleleri için tablo kütlelerini oluşturacaktır. Tavsiye edilen değeri $MC = 0$ 'dır.

MP (I5) parametresi çiftlenim seçeneğidir. $MP = 0$ kütlelerdeki çiftlenim terimi planlaması anlamına gelir. $MP = 1$ MSL kütle formülünden hesaplanan ve geri kayma uygulanan LDGS ve kütlelerdeki çiftlenim terimidir. $MP = 2$, $MP = 1$ deki gibidir. Fakat kütle düzeltmeleri LDGS'de de vardır. $MP = 3$ tek-tek çekirdekler için uyarılmaya eklenen delta, tek-çift çekirdekler için sıfır olan normal çiftlenim kaymasıdır. Tavsiye edilen değer $MP = 3$ ya da $MP = 1$ 'dir.

LDOPT (I5) eğer sıfır ise $a = A/y$ 'ye sahip olan Fermi gaz seviye yoğunluğudur. Eğer $LDOPT = 1$ ise deneysel kütle ve sıvı damlası düzeltmesindeki farktır. Eğer $LDOPT = 2$ ise hesaplamaların içerdiği tüm kalan çekirdekler için süper akışkan nükleer modele göre seviye yoğunluğu hesaplanır. Elde edilen değerler özel bir dosyada depolanır. Eğer $LDOPT = 3$ ise önceki koddan hesaplanan seviye yoğunluğu *Card 2* ile aynı girdi değişkenleri ile çalıştırılır. $LDOPT = 2$ bilgisayar dosyasından alınır. Eğer $LDOPT = 4$ ise seviye yoğunluğu, uyarılma enerjisine bağlı olan Fermi gaz modeline göre hesaplanır. Eğer $LDOPT = 1$ ya da 4 seçilirse koddaki fisyon genişlik hesaplaması parçacık kanalları için seviye yoğunluğu hesaplaması ile tutarlı değildir. Hata yapmaktan kaçınmak için parçalanmış çekirdek için bu seçenek kullanılmaz. Tavsiye edilen parçalanmayan çekirdekler için $LDOPT = 0, 2, 4$ parçalanmış çekirdekler için $LDOPT = 0$ ya da 2 'dir.

INVER (I4) parametresi ters tesir kesiti hesaplama metodunu tanımlar. $INVER = 0$ optik model ters tesir kesiti hesaplaması için kullanılır. Hesaplamalar nötron, proton,

α parçacığı, döteron, triton ya da ^3He yayınlanmasından sonra oluşan ilk kalan çekirdek için yapılır. Diğer kalan çekirdekler için aynı sonuçlar kullanılır. INVER = 1 desteklenmiş ters reaksiyon tesir kesitini kullanır. INVER = 2 ters reaksiyon tesir kesitleri parçacık yayınlanması sırasında oluşan her bir kalan çekirdek için keskin cut-off formülleri kullanılarak değerlendirilir. Eğer INVER = 0 ise ters reaksiyon tesir kesitleri hesaplamalarının sonuçları ALICE92.INN bilgisayar dosyasında kaydedilir. Eğer INVER = 1 olursa ters tesir kesitleri aynı dosyadan alınır. Tavsiye edilen değeri INVER = 0'dır.

ED (F4.1) parametresi MeV mertebesindeki parçacık spektrumlarının integrasyonu için kullanılan şebeke boyutu başına enerjidir. ED değerine bölünen MeV mertebesindeki parçacık enerjisi ve ayrılma enerjisinin toplamı 300'ü aşmamalıdır. IKE (I1) parametresi eğer sıfır ise hiçbir parçacık spektrumunun çıktısı alınmayacaktır. Eğer IKE = 1 ise her bir kalan nükleon için denge spektrumlarının çıktısı alınacaktır. Eğer IKE = 2 ise sadece denge öncesi spektrumların çıktısı alınacaktır. Eğer IKE = 3 ise 1+2 gibidir. IKE = 4 ise denge öncesi spektrumları ile toplam parçacık spektrumlarının (denge öncesi ve denge) çıktısı birlikte alınacaktır. Eğer IKE = 5 ise γ spektrumlarının çıktısı alınacaktır. Tavsiye edilen değer IKE = 4 veya 5'dir.

IPCH (I5) parametresi fisyon engelleri okuma seçeneğidir. Eğer IPCH = 1 veya 2 ise fisyon engeli her bir Z için bir kart, (IA, IZ) karışımı olarak *Card.2*'den sonra okunabilir. Format (11F5.1)'dir. IPCH = 1 için engel açısal momentumdan bağımsızdır. IPCH = 2 için engel dönme sıvı damlası modeli (RLDM) engelleri olarak ölçeklendirilir [51]. Tavsiye edilen IPCH = 0'dır. PLD (F5.1) parametresi seviye yoğunluğu parametresi 'a' yı $a = A/PLD$ olarak tanımlar. Eğer PLD boş ise 9'a eşit olan varsayım değeri kullanılır. Eğer LDOPT = 2 ise tüm çekirdekler için seçilirse ya da LDOPT = 4 parçalanmayan çekirdekler için seçilirse PLD değeri önemli değildir.

KPLT (I1) parametresi tesir kesiti yazdırma seçeneğidir. Eğer KPLT = 1 ve son enerji girdi satırı 1-5 sütunlarında -1 ile devam ediyorsa uyarılma fonksiyonu

standart çıktıda (NAMRD.FUL) çizilir. CORL (A1) parametresi parçacık spektrumları yazdırmaları için laboratuvar ya da kütle merkezi (CMS) sistemini tanımlar. Eğer CORL boş veya 'C' ya da 'c' ye eşitse PLOTSP altprogramı tarafından hazırlanan parçacık spektrumları CMS sisteminde yazdırılacaktır. Yazdırma IWR() karışımı ile kontrol edilir. Eğer CORL = 'L' veya 'l' ise laboratuvar sistemi kullanılır.

M3 (I3) parametresi her bir nükliden yayınlanan parçacıkların sayısını ve tipini tanımlar. Sadece nötronlar için M3 = 1, nötronlar ve protonlar için M3 = 2; nötronlar, protonlar ve α parçacıkları için M3 = 3; nötronlar, protonlar, α parçacıkları ve döteronlar için M3 = 4; nötronlar, protonlar, α parçacıkları, döteronlar ve tritonlar için M3 = 5; nötronlar, protonlar, α parçacıkları ve ^3He için M3 = 6; Tavsiye edilen duruma bağlı olarak M3 = 4, 5 veya 6'dır.

Card 3. CNFNCS, TITLE.

Format (20A4)

Bu kart bir dış dosyadan gelen parçacık için elastik olmayan tesir kesitini okumayı sağlar. Card 3'deki ilk sembol 'C', 'c', '*', '+' ya da '-' ile başlıyorsa bu satır başlık satırı olarak düşünülür. Bu durumda 80 adımlık başlık ana çıktı dosyası NAMRD.FUL'de yazdırılır. Bu durumda elastik olmayan tesir kesiti içsel parametrelili optik model kullanılarak kod ile hesaplanır. Card 3'deki ilk sembol 'C', 'c', '*', '+' ya da '-' ile başlamıyorsa bu karttaki ilk 12 sembolün iki sütun formatında (enerji, tesir kesiti) yazılan esnek olmayan tesir kesitine sahip dış dosyanın adının CNFNCS olduğu düşünülür. Enerji MeV ve tesir kesiti mb'dır. Tesir kesiti dosyasındaki ilk satır ZP, AP, ZT ve AT'i gösterir. CNFNCS dosyasındaki tüm formatlar serbesttir. CNFNCS'deki veriler hesaplamaların sonuçlarının toplam normalizasyon öncesi için kullanılır. Farklı Card 2 ve Card 3'e ve kompozit girdiye sahip devam eden hesaplamalarda esnek olmayan tesir kesitleri her bir Card 3'de gösterilen dosyalardan alınacaktır. Art arda gelen hesaplamalarda CNFNCS adının olmaması son Card 2'den alınan esnek olmayan tesir kesitlerinin kullanımını varsayar. 150

MeV üzerindeki gelme enerjilerinde esnek olmayan tesir kesiti için verileri sağlamaktadır.

Card 4. EQ, RCSS, IADST, IRFR, I3D, JCAL, DLT, JFRAC, JUPPER, JANG, TD, EX1, EX2, TMX, AV, GAV, COST, GDO, IJ, IALP91

Format (2F5.1, 3I1, I2, F3.0, I2, 2I5, 8F5.1, I5, I5)

Card 4. enerji seçenekleri kartıdır. Bu kart verilen + mermi için her bir enerjide tekrar edilir. Sıfır ya da 1'e eşit olan EQ enerjili Card 4.'ün maksimum sayısı 20'yi aşmamalıdır.

EQ (F5.1) parametresi laboratuvar sistemindeki mermi enerjisidir. EQ = 0 ise yeni problem Card 2'de başlayacaktır. EQ = -1 ise öncelikle hesaplanmış uyarılma fonksiyonu çizdirilecektir. EQ = -1 kullanımı KPLT = 1'i ve aşağı doğru sıralanan farklı EQ değerleriyle çalışan kodu gerektirir. Art arda gelen kodda EQ = 0 ise hesaplamaların normal sonu olacaktır. Card 3'deki ilk sembol 'C', 'c', '*', '+' ya da '-' ile başlar. RCSS (F5.1) parametresi reaksiyon tesir kesitidir. Eğer boş bırakılırsa reaksiyon tesir kesiti gelen nötronlar, protonlar ya da döteronlar için optik model altprogramı ile ve diğer tüm mermiler için parabolik model döngüsüyle içsel olarak üretilir. Eğer RCSS okunursa RCSS için girilen bu değer kullanılacaktır. Eğer geometrik bağımlı hibrid model ve/veya fisyon hesaplaması seçilirse ve giriş kanalları için geçiş katsayılarının girilmesi istenirse daha sonra yazılacak T(1)'in numarasının negatifi RCSS için girilmelidir. Daha sonra T(1) Card 5.'de okunacaktır. Eğer gerekli ise esnek olmayan tesir kesitli dış dosyanın sağlanması ve RCSS = 0 olması tavsiye edilir.

IADST (I1) parametresi eğer sıfır ise yazdırılan açısız dağılım yoktur. Eğer 1 ise nötronlar için vardır. Eğer 2 ise protonlar için vardır. Eğer 3 ise Kalbach sistematüğünü kullanan nötronlar için vardır. Eğer 3 ise Kalbach sistematüğünü kullanan protonlar için vardır. Eğer 5 ise Kalbach sistematüğünü kullanan α parçacıkları için vardır. Tavsiye edilen değeri pratik uygulamalar için IADST = 3, 4 veya 5'dir. IRFR (I1) parametresi açısız dağılımlarla kırılma için bir seçim tanımlar (Kalbach

sistematigi hariç). Eğer IRFR = 0 ise kırılma yok. IRFR = 1 ya da 2 ise giriş kanal kırılması. IRFR = 3 ise Heisenberg giriş ve çıkış kırılması. IRFR = 2 ise giriş kırılması ve Heisenberg çıkış kanalı. Pratik uygulamalar için IRFR = 0, IADST = 3, 4 veya 5 ile birlikte tavsiye edilir.

I3D (I1) parametresi eğer sıfırsa açısız dağılım için üç boyutlu aksi taktirde iki boyutludur. JCAL (I2) parametresi hesaplama seçeneğinin tipidir. JCAL = 1 ise Weisskopf-Ewing buharlaşma hesaplaması kullanılır. JCAL = 2 ise s-dalga yaklaşımı eylemsizlik sıvı damlası momenti kullanılır. JCAL = 3 ise s-dalga yaklaşımı eylemsizlik katı cisim momenti (eğer sadece PARAP altprogram ile yani $ZP > 1$ ve $RCSS = 0$ ile hesaplanan giriş kanalı tesir kesiti ise) JCAL = 0 kısmî dalga ile kısmî dalganın buharlaşma fisyon rekabetidir. Eğer fisyon her $J > JCRIT$ için sıfır engel kullanarak hesaplanırsa, JCAL 10'a eşit olur. Tavsiye edilen değer fisyon gerçekleştiremeyen çekirdekler için JCAL = 1, fisyon yapabilen çekirdekler için JCAL = 0'dır.

DLT (F3.0) parametresi hesaplanan açısız dağılımlar için enerji artışıdır. Hatalardan kaçınmak için;

- Sadece $ED = DLT$ 'li $DLT < 1$ değerini seçmek,
- DLT'nin parçalı kısmî sayısını kullanmak,
- DLT / ED değeri örneğin $ED = 0,5$ ve $DLT = 1$ gibi tam bir sayı değerine sahip olan DLT ve ED kombinasyonunu kullanmak gerekir.

JFRAC (I2) parametresi eğer bir fisyon hesaplaması sadece özel bir açısız momentum aralığında olursa, bu daha düşük sınırdır. Tavsiye edilen değeri JFRAC = 0'dır. JUPPER (I5) parametresi eğer aralık sınırlandırılırsa açısız momentum daha üst sınırdır. Tavsiye edilen değeri JUPPER = 0'dır. JANG (I5) parametresi açısız momentumu azaltan yayınlanan parçacıkların seçimidir. Eğer 1 ise evet, sıfır ise hayırdır. Eğer $100 < JANG < 200$ ise açısız momentumlar üzerinden çevrim açısız momentumun yerinden ayrılmasındaki 'hayır' seçeneği ve JANG-100'ün artışı için

olacaktır. Eğer $JANG > 200$ ise delta L 'evet' seçeneği alınır ve çevrim JANG-200'e kadar artırılır. Sadece $JCAL = 0$ ve $TD = 0$ ile $JANG > 100$ kullanılır. Tavsiye edilen değeri $JANG = 0$ 'dır.

Card 4.'deki tüm ek parametreler denge öncesi seçenek içindir. Eğer seçilen hiçbir denge öncesi hesaplama yoksa kullanıcı kalan sütunları boş bırakır. Eğer TD pozitif ve EX1 ve EX2 boş ise varsayım parametreleri seçilecektir. GDO seçeneği hâlâ seçilebilir. Denge öncesi hibrid model için varsayım değeri $TD = 1$ kullanılır. Bu karttaki kalan diğer değişkenler sifira eşittir. Bu durumda ortalama serbest yol 2 ile çarpılacaktır ve COST değişkeninin ek değişimi etkilenmeyecektir. GDH () hesaplaması için, $TD = 1$, $TMX = 1$ girilir ve TD'den sonra diğer tüm değişkenler boş bırakılır. Bu durumda COST değeri, GDH ortalama serbest yol hesaplaması için katsayıyı hesaplar. Varsayım değerleri $GDO = 1$ anlamına gelir. Eğer çoklu denge öncesi yayınlanma kompleks parçacıklar için göz önüne alınırsa, IALP91 parametreside tanımlanır.

TD (F5.1) parametresi başlangıç eksiton sayısı olup değeri $p + h$ 'dir. EX1 (F5.1), başlangıç uyarılmış nötron sayısıdır. EX2 (F5.1) başlangıç uyarılmış proton sayısıdır. Eğer EX1 ve EX2 boş bırakılırsa Pauli ilkesi ve Fermi için düzeltilen başlangıç $n-p$ ($p-n$) ve $n-n$ ($p-p$) tesir kesitlerinin oranı dikkate alınarak başlangıç nötron ve proton sayıları hesaplanır. Eş. 3.9 ve Eş. 3.13 eğer $EX1 = -1$ ve/veya $EX2 = -1$ ise eski akış şemaları kullanılır [20]. TMX (F5.1) sıfırsa hibrid model seçilmiş olur. Eğer bir ise GDH seçilmiş olur. AV (F5.1) parametresi eğer sıfır ise optik model geçiş hızları 55 MeV'in üzerinde kullanılmaz. Eğer $AV = 1$ ise nükleon-nükleon ortalama serbest yol kullanılır. Eğer $AV = 0$ ve $TD = 0$ ise nükleon-nükleon serbest yol kullanılacaktır.

GAV (F5.1) parametresi hibrid model hesaplamaları için önemli değildir. Eğer sıfır ise standart GDH modeli kullanılacaktır. Eğer bir ise $(n,p)x$ ya da $(p,n)x$ spektrumları için düzeltme yapılacaktır. COST (F5.1) parametresi nükleonun serbest yolu için çarpma faktörüdür. Ortalama serbest yol $COST + 1$ ile çarpılır. GDO (F5.1) eğer 1 ise başlangıç eksiton sayısına sınırlanan GDH hesaplaması kullanır. Daha

yüksek eksiton sayıları için hibrid hesaplamasını kullanır. Eğer GDH hesaplamaları için varsayım parametreleri kullanılmazsa $GDH = 0$ doğru değildir. Tavsiye edilen $TD = 1$ ve $TMX = 1$ kullanmak ve 62 MeV altındaki reaksiyonları meydana getiren nükleonlar için TD'den sonraki diğer tüm değişkenleri boş bırakmak ve diğer enerjiler için COST değerini yükseltmektir.

IJ (I5) parametresi eğer 1 ise izospin denge öncesi seçenek seçilir. Tavsiye edilen IJ = 0'dır. IALP91 (I5) eğer sıfır ise denge öncesi α parçacık spektrumları reaksiyonu meydana getiren nükleonlar için hesaplanır. Diğer kompleks parçacıkların yayınlanması için denge öncesi hesaplamalar M3 seçeneğine göre gerçekleştirilecektir. Eğer 1 ise hiçbir kompleks parçacık denge öncesi spektrumu hesaplamayacaktır. Eğer 2 ya da 3 ise nötron ya da protonların dengede olmayan yayınlanmadan sonra yayınlanan α parçacıkları için ve ilk denge öncesi α parçacığı için dengede olmayan α spektrumları hesaplanacaktır. Diğer kompleks parçacıklar için denge öncesi hesaplamalar, çoklu denge öncesi yayınlanma göz önüne alınmaksızın M3 parametresine göre gerçekleştirilecektir. Kalan çekirdeğin verimi hariç dengede olmayan α spektrumlarının hesaplanmasında IALP91 = 2 ya da 3 seçimin uygundur. Eğer 4 ise 2 ya da 3'deki gibidir. Çoklu denge öncesi döteron yayınlanması hariç, bu Card 2.'deki M3 = 4'ü içerir. Tavsiye edilen değeri 62 MeV'in altında gelen nükleon enerjisi için IALP91 = 0'dır.

Card 5. Eğer $RCSS < 0$ ise sadece ihtiyaç duyulan şey giriş kanal geçiş katsayılarıdır. Kod RCSS'nin mutlak değerinin gösterdiği kadar çok giriş kanal geçiş katsayısı okumaya çalışılacaktır.

Format (10F5.3)

3.13. Çıktı Veri Dosyaları

Hesaplamaların sonuçları birkaç çıktı dosyasında yazılır. Dosyaların adı karakter girdi değişkeni NAMRD ile tanımlanır. Çıktı dosyalarının kısa tanımı aşağıda verilmiştir.

NAMRD.FUL yapılan hesaplamalar hakkındaki detaylı bilgiyi içeren kodun ana çıktı dosyasıdır.

Yazdırılan:

- Hesaplama seçenekleri.
- Bağlanma enerjileri.
- Ters reaksiyon tesir kesitleri (mb).
- Reaksiyon tesir kesiti (mb) ve kısmî reaksiyon tesir kesitleri.
- GDH model (mb/MeV) ile hesaplanan başlangıç eksiton durumunda denge öncesi parçacık spektrumları ve toplam denge öncesi parçacık spektrumları.
- Kalan çekirdekler için üretim tesir kesitleri (mb). Değerler 'E' sembolünden başlayan satırda yazdırılır.

Eğer $IKE = 4$ seçilirse toplam parçacık yayınlanma spektrumları (mb/MeV) ve parçacık üretim tesir kesitleri (mb). Eğer $IKE = 5$ ise γ spektrumları yazdırılır (mb/MeV). İlk sütun γ ışın enerjisi, ikinci ve üçüncü sütun denge spektrumu, 4. sütun toplam spektrum, 5. sütun denge öncesi spektrumdaki tek parçacık ışımsal geçişlerinin katsayısı, 6.sütun denge öncesi spektrumdaki yarı-döteron modeli, 7. sütun 4π 'e ayrılan toplam spektrum, 8. sütun yaklaşık yaklaşım ile değerlendirilen denge öncesi spektrum ve denge öncesi spektrumun toplamı, 9. sütun yaklaşık yaklaşım ile değerlendirilen denge öncesi spektrum ve denge spektrumunun toplamıdır.

NAMRD.CRS parametresi kalanlar için üretim tesir kesitleri hakkındaki bilgiyi içerir. "ER XSECT S(J) = " den başlayan satırda yazılır. NAMRD.GAS parametresi hesaplanmış parçacık üretim tesir kesitlerini içerir. İlk sütun gelen parçacığın kinetik enerjisi (MeV), 2. sütun toplam α parçacık üretim tesir kesiti, 3. sütun α parçacık üretim tesir kesitinin denge öncesi bileşeni, 4. sütun girdi M3 parametresine bağlı olan döteron, triton ve ^3He için toplam üretim tesir kesiti, 5. sütun son tesir kesitinin denge öncesine katkısı, 6.sütun toplam proton üretim tesir kesiti, 7. sütun toplam esnek olmayan tesir kesitidir. Toplam tesir kesitleri mb cinsinden yazdırılır.

NAMRD.NNN, NAMRD.PPP ve NAMRD.TTT parametreleri nötron, proton ve triton yayınlanma spektrumlarını içerir. İlk sütun CORL parametresine bağlı olan LC ya da CM sistemindeki çıkan parçacığın enerjisi, 2.sütun denge spektrumu, 3.sütun denge öncesi spektrum, 4. sütun toplam spektrum, 5.sütun (Eğer CORL = 'L' ise vardır) laboratuvar koordinat sistemindeki parçacık enerjisinin kanal enerjisine oranı. Spektrumlar mb/MeV mertebesindedir. NAMRD.DDD ve NAMRD.AAA parametreleri döteron ve α parçacık yayınlanma spektrumlarını içerir. Eğer çoklu denge öncesi yayınlanma göz önüne alınmazsa (girdi dosyasındaki IALP91 = 0) verilerin formatı NAMRD.NNN, *.PPP, *.TTT dosyaları ile aynıdır. Bu durumda çoklu denge öncesi seçenek alınırsa, dosya denge öncesi nötron ve proton yayınlanmasından sonra yayınlanan α parçacıkları ve döteronlar hakkında detaylı bilgi içerir. İlk sütun c ya da CM sistemindeki parçacık enerjisi, 2.sütun denge spektrumu, 3.sütun ilk denge öncesi parçacık (döteron ya da alfa parçacığı) spektrumu, 4.sütun denge öncesi nötron yayınlanmasından sonra yayınlanan parçacık için denge öncesi spektrum, 5. sütun proton yayınlanmasından sonra 4. sütun ile aynı, 6. sütun henüz kullanılmamıştır ve döteron-döteron veya α - α çoklu yayınlanma için ayrılmıştır, 7. sütun toplam denge öncesi spektrum ve 8. sütun toplam parçacık yayınlanma spektrumudur. Spektrumlar mb/MeV mertebesindedir.

4. CEM95 KODUNUN SİSTEMATİĞİ

CEM95 reaksiyonların 3 basamakta gerçekleştiğini varsayar. Birinci basamak birincil ve ikincil parçacıkların çekirdekten çıkmadan ya da yutulmadan önce birkaç defa tekrar saçılabilirdiği intranükleer çığdır. Olayın ikinci başlama noktası olan denge öncesi basamağı, çığ parçacıklarının yayınlanmasından sonra kalan uyarılmış çekirdekte parçacık-deşik konfigürasyonuna neden olur. Nükleer uyarılmanın daha sonraki hafifleme durumu olan reaksiyonun üçüncü basamağı, denge buharlaşmasının tanımını içine alır ve denge öncesi bozunumu uyarılma modeli açısından ele alınır. Bu üç bileşen deneysel olarak ölçülen niceliklerin hepsinin katkısının olduğu genel bir durum olarak aşağıdaki gibi verilebilir.

$$\sigma(p)dp = \sigma_{in}[N^{cas}(p) + N^{prq}(p) + N^{eq}(p)]dp \quad (4.1)$$

İnelastik tesir kesiti olan σ_{in} , bağımsız optik model hesaplamaları ya da deneysel verilerden hesap edilmez. σ_{geom} hedef çekirdeğin geometrik tesir kesiti, N_{in} inelastik ve N_{el} elastik etkileşmelerin toplam sayısıdır. Bu parametreler çığ modelinin içinde bulunan Monte Carlo yöntemiyle hesaplanır. $\sigma_{in} = \sigma_{geom}N_{in}/(N_{in} + N_{el})$ şeklindedir. R hedef çekirdeğin yarıçapı olmak üzere $\sigma_{geom} = \pi R^2$ 'dir. Etkileşmenin çığ basamağı, Dubna İnanükleer çığ modelin (ICM) standart versiyonu tarafından tanımlanır [52]. Çığ hesaplamalarının hepsi üç boyutlu bir geometride uygulanır. Nükleer madde yoğunluğu $\rho(r)$ elektron çekirdek saçılma analizinden alınan iki parametreyle bir Fermi dağılımına benzer bir şekilde aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\rho(r) = \rho_p(r) + \rho_n(r) = \rho_0 \left\{ 1 + \exp \left[\frac{r-c}{a} \right] \right\} \quad (4.2)$$

Burada $c = 1.07A^{1/3}$ fm olup A hedefin kütle numarası ve $a = 0.54$ fm'dir. Basitlik için hedef çekirdek, nükleer yoğunluğun sabit olarak düşünüldüğü orta merkezli kürelerle yedi bölgeye ayrılır. m_N nükleon kütlesi olmak üzere hedef çekirdeklerin enerji spektrumu, yerel Fermi enerjisi $T_F(r) = \hbar^2[3\pi^2\rho(r)]^{2/3}/(2m_N)$ ile mükemmel

Fermi gaz yaklaşımı içinde hesap edilir. Gelen mermi parçacığı üzerine intranükleer nükleonların etkisinde, hem intranükleer çarpışmaların sayısını yasaklayan Pauli prensibi hem de laboratuvar kinetik enerjisine eklenen etkin bir reel potansiyeli V dikkate alınır ve hedef içinde çığ parçacıklarının ortalama serbest yolu etkin bir şekilde artar. Gelen nükleonlar için V , fermi enerjisine karşılık gelen $T_F(r)$ ve nükleonların bağlanma enerjisi ($\epsilon \simeq 7\text{MeV}$) cinsinden $V \equiv V_N(r) = T_F(r) + \epsilon$ şeklinde yazılır. Pionlar için genellikle Dubna intranükleer cascade model nükleon ve pion enerjileri için bağımsız olarak $V_\pi \simeq 25 \text{ MeV}$ derinlikli bir kare kuyu nükleer potansiyeli kullanılır [52]. Çekirdek ile gelen parçacıklarının etkileşmesi, intranükleer nükleonlar ile hızlı çığ parçacıklarının (N ya da π) ardışık yarı serbest çarpışmalarının bir serisi olarak değerlendirilir.

$$NN \rightarrow NN, \quad NN \rightarrow \pi NN, \quad NN \rightarrow \pi_1, \dots, \pi_i NN, \quad (4.3)$$

$$\pi N \rightarrow \pi N, \quad \pi N \rightarrow \pi_1, \dots, \pi_i NN \quad (i \geq 2).$$

Bu temel çarpışmaları tanımlamak için Pauli prensibinin göz önünde bulundurulduğu, enerji bağımlı özel polinomal ifadelerdeki sabitlerin kullanıldığı, ikincil parçacıkların momentum ve açısal dağılımlarının simüle edildiği, serbest NN ve πN etkileşmeleri için deneysel tesir kesiti kullanılır. Reaksiyonun çığ basamağında Pauli dışarlama ilkesinde hedef nükleonlar tarafından Fermi enerjisine kadar olan tüm enerji seviyelerinin işgal edildiği varsayımı ele alınır. Hedefin bir nükleonuyla (ya da çığ parçacığının) mermi parçacığının elastik ya da inelastik etkileşmesinin her benzetiminin yasaklı olduğu düşünülür. Böyle olursa parçacığın yörüngesi yasaklı noktadan daha uzakta bir yerde ve yeni bir etkileşme noktasında izlenir. Yeni bir çift ve yeni bir etkileşim modu izlenen parçacıklar için çekirdekten ayrılan ya da Pauli ilkesine uyan kadar simüle edilir. Temel süreçlerin yanında Dubna ICM'de de nükleon çiftlerinin pion soğurduğu göz önünde bulundurulur ve aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\pi NN \rightarrow NN \quad (4.4)$$

Soğurulma iki nükleonun ortak olduğu anda Fermi dağılımından rastgele seçilir ve pion enerjisi soğurulmada pion ve nükleonların arasında kütle merkezi sistemine göre eşit olarak paylaşılır. Bu sistemde nükleonlardan doğan hareket yönü uzayda izotropik olarak dağılmış gibi alınır. Soğurulma için etkin tesir kesiti, döteronlar tarafından pion soğurulması için deneysel tesir kesitleri ile ilgilidir. Çığ parçacıklarının kinetik enerjisi, CEM95 kodunda kullanılan Dubna ICM'nin standart versiyonunda bir potansiyel bölgesinden bir diğerine giderken azalır ya da artar, ama doğrultuları değişmeden kalır. Yani potansiyel bölgelerinde çığ nükleonlarının kırımını ya da yansıması hesaplamalarımızda önemsenmez.

Dubna ICM'in standart versiyonunda "trawling" denilen etki göz önünde bulundurulmaz [52]. Yani hedefin proton ve nötronları için nükleer yoğunluk dağılımları her olayın simülasyonunun başlangıcında Eş. 4.2'e göre hesaplanır ve çığ parçacıklarının yayınlanmasıyla nükleer yoğunluğun daha fazla azalması hesaba katılmaz. Detaylı çalışmalar "C" dan "Am" kadar olan hedefler için nükleon ve pionların neden olduğu reaksiyonların farklı karakteristiklerini yaklaşık 5 GeV'in altındaki gelen enerjilerde bu etkinin önemsenmeyebileceğini göstermiştir. İntranükleer çığın gelişmesiyle nükleer yoğunluğun daha yüksek gelen enerjilerinde gitgide azalması, hesaplanan karakteristikler üzerinde güçlü bir etkiye sahiptir ve bu etki göz önünde bulundurulmak zorundadır [52]. Bu yüzden yaklaşık 5 GeV'in üzerindeki gelen enerjilerinde CEM yaklaşımını kullanmak için Dubna ICM'in standart versiyonunu çığ olayının geliştiği anda nükleer yoğunluğun yerel azalmasının lineer olmayan trawling etkisini kapsayan bir versiyonu tarafından yenilenmek zorundadır.

CEM'in önemli olduğu bir nokta intranükleer çığ basamağından denge öncesi süreçlerine geçişin olduğu durumdur. Geleneksel bir buharlaşma-çığ modelinde çığ nükleonları yaklaşık 7-10 MeV olan T_{cut} cut-off'un bazı minimal enerjileri için çekirdek tarafından soğrulduğu düşünülen parçacıkların altında izlenir. Hesaplamalar T_{cut} değerinin makul bir değişiminde nükleer bir çarpışmadaki parçacıkların ortalama sayısını önemli bir ölçüde değiştirmedeğini gösteriyor [52]. Gerçek bir durumda cut-

off'un oldukça düzgün olması beklenir [53]. Ayrıca daha düşük enerjilerde, bir çekirdeğin iç ve dış bölgeleri tarafından yakalanan parçacıkların bağıl dağılımları değişir. Fakat bu gerçek keskin cut-off yaklaşımının tamamıyla dışında bırakılır. Bu yüzden CEM'de parçacık-deşik elastik saçılmasına ait verinin analizinden elde edilen $W_{opt.den.}(r)$ deneysel değeri için ve $W_{opt.mod.}(r)$ çığ modelinde hesaplanan optik potansiyelin hayali kısmının benzetilmesi için çekirdek tarafından yakalanan bir çığ parçacığının durumu anlatıldı [53]. Parçacığın nükleer madde içinden geçerken bir optik potansiyel tarafından yönetildiği kuantum mekaniksel biçimiyle intranükleer çığın tanımlandığı klasik kinetik denklemin bir karşılaştırılmasından bu durum esinlendi [53].

Zayıf çiftlenim yaklaşımında optik potansiyelin hayali kısmı hedefteki nükleonlardan bir parçacık saçılma tesir kesiti olan σ bakımından şu şekilde ifade edilebilir.

$$W_{opt}(r) = -\hbar/2 \langle \sigma(v_{rel})v_{bağ} \rangle \rho^T(r) \quad (4.5)$$

Burada, hedef nükleonların spektrumu üzerinden ortalama alınır ve Pauli dışarlama ilkesi geçerlidir. $\sigma(v_{bağ})$ için, Monte Carlo simülasyon metodu tarafından hesaplanan 50 proton-proton ve 50 nötron-nötron saçılma tesir kesitlerinin ortalama değeri alındı. Fermi gaz modelinde yapıldığı gibi kesin olarak Pauli prensibi hesaba katılırken etkin bir şekilde η faktörü sunuldu.

$$\sigma(v_{rel}) = 1/2[\sigma_{pp}(v_{rel}) + \sigma_{pn}(v_{rel})]\eta\left(\frac{T_F}{T}\right) \quad (4.6)$$

$$\eta(x) = \begin{cases} 1 - \frac{7}{5} * x, & \text{eğer } x \leq 0,5 \text{ ise} \\ 1 - \frac{7}{5} * x + \frac{2}{5} * x(2 - \frac{1}{x})^{5/2}, & \text{eğer } x > 0,5 \text{ ise} \end{cases}$$

Burada çığ nükleonu ve hedef nükleonun görelî hızı ışık hızı biriminden $v_{bağ}$ 'dir. T çığ nükleonunun kinetik enerjisidir. Eş. 4.6'da serbest parçacık etkileşme tesir

kesitleri $\sigma_{pp}(v_{bağ})$ ve $\sigma_{pn}(v_{bağ})$ Metropolis ve ark. (1958) tarafından önerilen ifadeler kullanılarak hesaplanır [54].

$$\sigma_{pp}(v_{bağ}) = \frac{10.63}{v_{rel}^2} - \frac{29.92}{v_{rel}} + 42.9 \quad (4.7)$$

$$\sigma_{pn}(v_{bağ}) = \frac{34.10}{v_{rel}^2} - \frac{82.2}{v_{rel}} + 82.2$$

Tesir kesiti mb cinsinden verilir. Eş. 4.5 nükleer iç bölge için sadece yeterince yüksek enerjilerde geçerlidir. Eş. 4.5’de görüldüğü gibi $\rho^T(r)$ yoğunluğunun radyal davranışı optik potansiyelin sonucudur. Genel bir durumda $\rho^T(r)$ fonksiyonu W_{opt} ’in lineer olmayan bağıntısından ve parçacık etkileşmelerinin sınırlı etki alanından dolayı $W_{opt}(r)$ arkasında yer alır. Şu andan itibaren bu etkilerin uygun bir durumda olduğu düşünülemez. Çığ parçacıkları için optik potansiyelin hayali kısmı Eş. 4.5 ile CEM’de tanımlanır. W_{opt} ve $\rho^T(r)$ arasındaki lineer olmayan etkiyi göz önünde tutmak için $\rho^T(r)$ için Eş. 4.2 gibi iki parametrelili Fermi dağılımının kullanılması öngörüldü ama hayali optik potansiyelin hacim kısmına karşılık gelen parametrelerle deneysel verilerin analizinden alındı. $\rho^T(r)$ hesaplaması için Eş. 4.2’yi kullanırız. Çığ nötronları için $a \equiv a_I = 0.58$ fm ve $c \equiv R_I = 1.26A^{1/3}$ fığ protonları için $c \equiv R_I = 1.26A^{1/3}$ fm ve $a \equiv a_I = 0.51 + \frac{0.7(N-Z)}{A}$ fığ alınır. CEM95 yüksek enerjilerde $W_{opt.den.}$ optik potansiyelin hayali kısmının deneysel değerlerinde nötronlar için Marshak ve ark. (1970) tarafından [55], protonlar için Menet ve ark. (1971) tarafından [56] kullanılan potansiyel ve $T \leq 25$ MeV’e sahip proton ve nötronlar için Becchetti ve Greenlees (1969) [57]’in sonuçlarını kullanıyor. Böyle bir anlayış sadece diğeri olasılıklarda mümkün olan bir yaklaşım görevi yapıyor. Çığ modelinde nükleonun optik modelin yaptığı gibi bir potansiyel kuyusundan ziyade bağıli nükleonlardan saçıldığı göz önüne alınır. Böylece yakınlık parametresi yeterince küçük olduğunda $W_{opt.mod.}$ ve $W_{opt.den.}$ arasında uyum olduğu varsayılır.

$$\rho = |W_{opt.mod.} - W_{opt.den.}|/W_{opt.den.} \quad (4.8)$$

CEM95’de, düşük ve orta enerjilerdeki proton ve pion çekirdek verilerinin deneysel analizinden çıkan uygun bir $\rho = 0.3$ değerini kullanıyoruz. Fiziksel bakımdan reaksiyonun çığ basamağında böyle bir yumuşak geçiş “keskin cut-off” metodundan daha cazip görünüyor. Buna ek olarak Gudima ve ark. (1983) tarafından [53] özellikle düşük gelen enerjili ve geriye doğru açılarda dedekte edilebilen nükleonlarda ikincil nükleonların hesaplanan ve deneysel spektrumu arasındaki uyumu gösterildi. CEM’deki denge öncesi bozunumun başlangıç konfigürasyonu uyarma modellerindeki postüladan genellikle önemli ölçüde farklıdır. Bir reaksiyonun denge öncesi basamağında hem $\Delta n = +2, -2$ ve 0 ile n uyarılmasının bütün nükleer geçişlerinin değişim sayısını hem de $n, p, d, t, {}^3\text{He}$ ’in bütün mümkün çoklu ardışık yayınlanmalarını hesaba alırız. Denge öncesi basamakta çekirdeğin davranışı Monte Carlo tekniği tarafından çözümlenir [53, 58]. Denge öncesindeki bir çekirdek için uyarılma enerjisi E , $n = p + h$ uyarılma sayısı ve Δn uyarma sayısını göstermek üzere parçalı geçiş olasılıklarının değişimine bağlı olarak aşağıdaki gibi verilir.

$$\lambda_{\Delta n}(p, h, E) = 2\pi/\hbar |M_{\Delta n}|^2 \omega_{\Delta n}(p, h, E)$$

$$\Gamma_j(p, h, E) = \int_{V_j^c}^{E-B_j} \lambda_c^j(p, h, E, T) dT \quad (4.9)$$

$$\lambda_c^j(p, h, E, T) = \frac{2s_j + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_j \mathfrak{R}_j(p, h) \frac{\omega(p-1, h, E-B_j-T)}{\omega(p, h, E)} T \sigma_{inv}(T)$$

$s_j, B_j, \lambda_c^j, \mu_j$ sırasıyla spin, bağlanma enerjisi, Coulomb engeli ve indirgenmiş kütle olmak üzere ayrıntılı denge prensibine göre Eş. 4.9’da nükleon tipi j ’nin yayınlanma süreci içinde değerlendirilir. $\mathfrak{R}_j(p, h)$ faktörü, j tipli parçacığın uyarılma durumlarını gösteriyor ve Monte Carlo tekniğiyle kolaylıkla hesaplanabilir.

n . uyarılma durumunun seviye yoğunluğu aşağıdaki gibidir.

$$\omega(p, h, E) = \frac{g(gE)^{p+h-1}}{p!h!(p+h-1)!} \quad (4.10)$$

Bu ifade Eş. 4.9'un yerine geçebilir. Bu da geçiş hızları için intranükleer uyarma-uyarma saçılmasının seçim kurallarının hesaba alındığı durumların sayısına gerek duyar. Williams (1970) tarafından uygun bir formül türetilmiştir ve daha sonra belirli uyarılmaların ayırt edilmezliği ve dışarlama ilkesi için aşağıdaki gibi düzeltilmiştir [59].

$$\omega_+(p, h, E) = 1/2g \frac{[gE - \mathcal{A}(p+1, h+1)]^2}{n+1} \left[\frac{gE - \mathcal{A}(p+1, h+1)}{gE - \mathcal{A}(p, h)} \right]^{n-1}$$

$$\omega_0(p, h, E) = 1/2g \frac{[gE - \mathcal{A}(p, h)]}{n} [p - (p-1 + 4ph + h(h-1))] \quad (4.11)$$

$$\omega_0(p, h, E) = \frac{1}{2gph(n-2)}$$

Farklı Δn , $M_+ = M_- = M_0 = M$ 'li matris elemanlarının farkı ihmal edilerek bir hedef çekirdeğin nükleonunun Fermi seviyesi üzerinde yarı-serbest saçılması için $\lambda(p, h, E)$ geçiş olasılığı ile birleştirilmesiyle verilen bir nükleer durum için M 'nin değerini buluruz. Böylece Eş. 4.12'i elde ederiz.

$$\frac{\langle \sigma(v_{bağ})v_{bağ} \rangle}{V_{int}} = \frac{\pi}{h} |M|^2 \frac{g[gE - \mathcal{A}(p+1, h+1)]}{n+1} \left[\frac{g[gE - \mathcal{A}(p+1, h+1)]}{gE - \mathcal{A}(p, h)} \right]^{n-1} \quad (4.12)$$

Burada, $v_{bağ} = \sqrt{2T_{rel}/m_N}$ göreli hıza karşılık gelen $\lambda/2\pi$ De broglie dalga boyu olmak üzere, $V_{int} = \frac{4}{3}\pi(2r_c + \frac{\lambda}{2\pi})^3$ tahmini V_{int} etkileşme hacmidir. CEM95'de r_c için, nükleon yarıçapının derecesinin bir değeri olarak $r_c = 0,6$ verilir. Eş. 4.12'nin sol tarafının ortalamasını Eş. 4.13 Pauli prensibini hesaba katarak bütün uyarılmış durumlara uygular.

$$\langle \sigma(v_{bağ})v_{bağ} \rangle \simeq \langle \sigma(v_{bağ}) \rangle \langle v_{bağ} \rangle \quad (4.13)$$

Eş. 4.12 ve 4.13'e göre ortalama tesir kesiti $\langle \sigma(v_{ba\ddot{g}}) \rangle$ hesaplanır. Eşitliklerde v_{rel} ve η faktörlerini hesaplamak için çarpışan parçacıkların göreceli kinetik enerjisi gereklidir. Eş. 4.6 “sağ-açılı çarpışma” yaklaşımı olarak adlandırılır [60]. Örnek olarak $T_{ba\ddot{g}}$, potansiyel kuyusunun altında ölçülen uyarılmış bir parçacığın ortalama kinetik enerjisi $T_p = T_F + E/n$ ile $T_N = 3T_F/5$ intranükleer nükleon ortağının ortalama kinetik enerjisinin toplamıdır. Yani, $T_{ba\ddot{g}} = T_p + T_N = 8\frac{T_F}{5} + E/n$ şeklindedir. Geçiş hızları için sonuç olarak Eş. 4.14'ü elde ederiz.

$$\lambda_+(p, h, E) = \frac{\sigma(v_{ba\ddot{g}})v_{ba\ddot{g}}}{V_{int}}$$

$$\lambda_0(p, h, E) = \frac{\langle \sigma(v_{ba\ddot{g}})v_{ba\ddot{g}} \rangle}{V_{int}} \frac{n+1}{n} \left[\frac{gE - \mathcal{A}(p, h)}{gE - \mathcal{A}(p+1, h+1)} \right]^{n+1} \frac{p - (p-1+4ph+h(h-1))}{gE - \mathcal{A}(p, h)} \quad (4.14)$$

$$\lambda_-(p, h, E) = \frac{\langle \sigma(v_{ba\ddot{g}})v_{ba\ddot{g}} \rangle}{V_{int}} \left[\frac{gE - \mathcal{A}(p, h)}{gE - \mathcal{A}(p+1, h+1)} \right]^{n+1} \frac{ph(n+1)(n-2)}{(ngE - \mathcal{A}(p, h))^2}$$

Hesaplama zamanından tasarruf etmek için buradaki hesaplamalarda kullanılan CEM95 versiyonunda $A(p, h) = 0$ yaklaşımı yapılır. CEM'in bu çerçevedeki hesaplamaları göstermiştir ki 100 MeV ve üstü gelme enerjilerinde böyle bir yaklaşımın kullanılması önemli ölçüde sonuçları değiştirmiyor fakat önemli derecede hesaplama zamanımızı azaltmamızı sağlıyor. CEM ikincil parçacıkların açısal dağılımlarının ilerleme pikini tahmin ediyor. Öncelikle bu (fırlatılan nükleon ve pionlar için) çığ bileşeninin yüksek asimetriye sahip olmasındandır. Denge öncesi etkileşme basamağı esnasında yayınlanan parçacıklar ve nükleonların ilerleyen pik dağılımları için bir başka olasılık mermi parçacığının doğrultusunun hafızada tutulmasıyla ilişkilidir. Bu şu anlama gelir ki bir nükleer durum karmaşık bir hal aldığına, her basamakta enerjinin korunumuyla birlikte lineer momentumun korunumunu da dikkate almamız gerekir. Bu kavramsal yaklaşımda farklı yollarla anlaşılabilir [53, 58]. Parçacık yayınlanması ‘n’ uyarılma sisteminin geri kalan çerçevesinde simetrik ancak kütle merkezi referans sistemi ve laboratuvar çerçevelerinin her ikisinde de yalnızca bazı ilerleyen pikler simetrik olacaktır. Denge

öncesi bileşenin asimetric etkisine bir başka yaklaşım da, verilen bir E^* uyarılma enerjili nükleer durumun sadece n uyarılma numarası ile değil aynı zamanda Ω momentum yönü ile de tanımlanmasıdır. Eş. 4.12 ve Eş. 4.13'e uygun olarak CEM

$$\langle \sigma \rangle \rightarrow \langle \sigma \rangle F(\Omega) \quad (4.15)$$

ifadesini varsayar ve burada $F(\Omega) = \frac{d\sigma^{serbest}/d\Omega}{\int d\Omega' d\sigma^{serbest}/d\Omega'}$ dir.

Saçılma tesir kesiti $d\sigma^{serbest}/d\Omega$ izotropik olarak varsılır. Bu hesaplama planı kolayca Monte Carlo tekniği ile anlaşılır. Hesaplamalar her iki metodun denge öncesi parçacıklar için benzer dağılımlar oluşturduğunu göstermiştir [53, 58]. Bu dağılımların detayları deneyle kıyaslandığında çığ ve denge bileşenlerinin katkısından dolayı daha belirsiz olur. Birçok mekanizmadan ve farklı etkileşme basamaklarından dolayı nükleon-çekirdek reaksiyonlarında, kompleks parçacıklar üretilebilir. Bunlar kompleks bir parçacıkla nükleonların birleşmesinde son durum etkileşmelerinin sonucunu ya da direk knock-out, pick-up reaksiyonları gibi hızlı süreçleri içine alabilir. CEM95 çığ etkileşme basamağındaki bütün bu süreçleri ihmal eder. Böylece, sadece denge öncesi süreçlerden dolayı hızlı kompleks parçacıklar bizim yaklaşımımızda meydana gelebilir. Bir reaksiyonun p_j uyarılmış parçacıklarının yönünü, denge öncesi basamağı esnasında yayınlanabilen kompleks bir parçacığın olasılık yoğunluğu γ_j biçiminde farz ediyoruz. Kompleks bir parçacığın yayınlanma hızları için Eş. 4.9'un bir benzetimi Gudima ve ark. (1983) tarafından tanımlanmıştır [53]. γ_j olasılık yoğunluğu kompleks parçacık ile bağımsız nükleonların dalga fonksiyonu cinsinden aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\gamma_j \simeq p_j^3 \left(\frac{V_j}{V}\right)^{p_j^{-1}} = p_j^3 \left(\frac{p_j}{A}\right)^{p_j^{-1}} \quad (4.16)$$

Bu çok kaba bir yaklaşım olduğundan dolayı denge öncesi α parçacıklarının yayınlanmasının iyi bir tahminini sağlamadığını aşağıda göreceğiz. Yukarıda bahsedilen kompleks parçacık yayınlanma mekanizmalarının çeşitliliği nedeniyle,

böyle uygun bir yöntem için fiziksel bir doğrulama göremiyoruz [53, 58]. Kompleks parçacık durumları için g_j tek parçacık yoğunluğu CEM’de, bir çekirdeğin içinde bu parçacığın bağlanma enerjisine eşit olan tek düze bir potansiyel kuyusunda serbestçe kompleks parçacıkların hareket ettiği varsayılarak aşağıdaki gibi gösterilir.

$$g_j(T) = \frac{v(2s_j+1)(2\mu_j)^{\frac{3}{2}}}{4\pi^2\hbar^3} (T + B_j)^{1/2} \quad (4.17)$$

Daha önce belirttiğimiz gibi bu kaba bir yaklaşımdır. Denge öncesi kompleks parçacıkların açısız dağılımları her nükleer durumdaki nükleonlar için benzer olarak varsayılır. Ancak bütün nükleon durumlarının toplandığı açısız dağılımlar kesinlikle farklı olacaktır. Çünkü farklı parçacıklar için dallanma oranları ayrıntıda bozunum nükleer durumlarına bağlıdır. Denge öncesi parçacıklar ile söylenmek istenen şey reaksiyonun çığ basamağından sonra t_{eq} zamanında istatistiksel denge kurulmadan önce yayınlanmış olan , $n_{eq} \approx \sqrt{2gE}$ aldığımız $\lambda_+(n_{eq}, E) = \lambda_-(n_{eq}, E)$ şartıyla tespit edilen parçacıklardır. $t \geq t_{eq}$ (ya da $n \geq n_{eq}$) kalan uyarılmış çekirdeğin davranışı Weisskopf-Ewing istatistiksel parçacık buharlaşma teorisi [43] ve Bohr ve Wheeler teorisi [48]’ne göre tanımlanır. 100 MeV ve altındaki enerjilerde çok ağır olmayan hedeflerle nükleonların etkileşmesinden ikincil parçacıkların spektrumunu tanımlamak için temel olarak kullanılan CEM’in başlangıç versiyonunda, bazı etkiler örnek olarak çiftlenim enerjisi, denge öncesi ve buharlaşma parçacıklarının açısız momentumu ve denge öncesi çekirdeğin dönme enerjisi hesaba alınmadı ve hesaplamalar seviye yoğunluk parametreleri $a = sabit.A^3$ için sabit değeriyle yapıldı. Böyle bir yaklaşım, bu versiyon çerçevesinde çözülmüş olan problemleri oldukça doğru çıkardı. CEM gelen parçacık enerjisinin geniş bir aralık üzerinden doğru bir şekilde uyarılma fonksiyonlarını tanımlamak ve ağır hedeflerle reaksiyonları analiz edebilmek için son zamanlarda genişletilmiştir. Genişletilmiş versiyon, bileşik çekirdeğin fisyonu ve buharlaşması arasında yarışmasını birleştiriyor, çiftlenim enerjilerini göz önünde bulunduruyor, uyarılmış çekirdeğin dönme enerjisi ve denge öncesi ve buharlaşma parçacıklarının açısız momentumunu hesaba katıyor ve daha gerçekçi nükleer seviye yoğunluklarını kullanabiliyor. Fisyon

için Γ_f ve bir parçacığın j yayınlanma emisyonu için Γ_j kısmî genişliği fisyonun Bohr ve Wheeler teorisi [48] ve parçacık yayınlanmasının Weisskopf-Ewing istatistiksel teorisi [43],

$$\Gamma_j = \frac{(2s_j + 1)m_j}{\pi^2 p_c(U_c)} \int_{V_j}^{U_j - B_j} \sigma_{inv}^j(E) p_j(U_j - B_j - E) E dE \quad (4.18)$$

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi p_c(U_c)} \int_0^{U_f - B_f} p_f(U_f - B_f - E) dE$$

($\hbar = c = 1$) yaklaşık formülleriyle ifade edilir. Burada g_c, g_j, g_f bileşik çekirdeğin, j 'inci parçacığın yayınlanmasından sonra üretilen kalan çekirdek ve fisyon dönüm noktasında fisyon yapan çekirdeğin seviye yoğunluklarıdır. m_j, s_j, B_j ise sırasıyla kütle, spin ve j 'inci parçacığın bağlanma enerjisidir ve B_f fisyon engel yüksekliğidir. $\sigma_{inv}^j(E)$ kalan çekirdek tarafından E kinetik enerjili durumda j 'inci parçacığın yutulması için ters tesir kesitidir. Bu yaklaşım Eş. 4.19 ve 4.20'de Dostrovsky ve ark. (1959) tarafından önerildi [61].

$$\sigma_{inv}^j(E) = \sigma_{geom}^j \alpha_j \left(1 + \frac{\beta_j}{E}\right) \quad (4.19)$$

$$\sigma_{geom}^j = \pi R_j^2 \quad (4.20)$$

Bu eşitliklerde $R_j = \tilde{r}_0 A_{fj}^{1/3}$, $\tilde{r}_0 = 1.5$ fm ve $\alpha_n = 0.76 + 2.2 A_{fj}^{-1/3}$, $\beta_n = (2.12 A_{fj}^{-\frac{2}{3}} - 0.05) / \alpha_n$ şeklinde gösterilir. Yüklü parçacık için $B_j = -V_j$, etkin Coulomb engelidir. V_j ve α_j sabitlerdir.

5. HESAPLAMALAR

Fisyon tesir kesitleri deneysel olarak ölçülebilir ya da teorik olarak hesaplanabilir. Bu çalışmada teorik olarak hesaplanan $^{230,232}\text{Th}$, $^{231-233}\text{Pa}$, $^{234-238}\text{U}$, $^{236-244}\text{Pu}$ çekirdeklerinin fisyon tesir kesitleri deneysel değerlerle karşılaştırıldı. Deneysel değerler Deneysel Nükleer Reaksiyon Veri (*Experimental Nuclear Reaction Data-EXFOR*) kütüphanelerinden elde edildi [62]. Hesaplamalar 1-20 MeV gelme enerjili nötronlarla gerçekleştirildi. Hesaplamalar fisyon tesir kesiti hesaplamalarını farklı modellerle ele alan ALICE-ASH ve CEM95 bilgisayar programları ile yapıldı. Tüm hesaplamalarda aynı input parametreleri kullanıldı.

5.1. CEM95

Fisyon olasılığı $\Gamma_f/\Gamma_{\text{tot}}$ şeklinde ifade edilir. Burada Γ_f fisyon kısmi genişliği ve Γ_{tot} toplam bozunma genişliğidir. Γ_{tot} toplam bozunma genişliği, Γ_j kısmi yayınlanma genişliği olmak üzere $\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_f + \sum_j \Gamma_j$ ifadesiyle verilir. CEM95 fisyon hesaplamalarında Γ_j kısmi yayınlama genişliğini Weisskopf istatistik teorisine göre ve Γ_f fisyon kısmi genişliğini Bohr-Wheeler teorisine göre hesap eder. CEM95'de fisyon engeli bir makroskobik ve bir mikroskobik fisyon terimlerinin toplamı olarak düşünülür. Bu makroskobik ve mikroskobik durumda açıl momentumun fisyon engeli üzerine etkisi ilk etapta dikkate alınmaz. Hesaplamalarda makroskobik fisyon engel (IB) için Barashenkov ve ark. (1974)'nın sistematikleri kullanıldı [62]. Uyarılma enerjisinin değişimi, atomik çekirdeklerin özelliklerini değiştirdiğinden dolayı nükleer fisyon üzerine güçlü bir etkiye sahiptir. Uyarılma enerjisi fisyon engeliyle doğrudan ilişkilidir ki uyarılma enerjisinin artışı ile fisyon engelinin yüksekliği azalmaktadır. Bu 50 MeV üzerindeki uyarılma enerjileri ile hafif çekirdekler ve orta ağırlıktaki çekirdekler için daha fark edildir. Hesaplamalarda fisyon engelini uyarılma enerjisine bağımlılığını (IBE) ifade etmek için Barashenkov ve ark. (1974)'nın yaklaşımları kullanıldı [62]. Fisyon hesaplamalarında tek hörgüçlü fisyon engeli (NHUMP) kullanıldı. Ayrıca

hesaplamalarda her bir çekirdek için seviye yoğunluğu parametrelerinin (IFAM) tüm yaklaşımları kullanıldı.

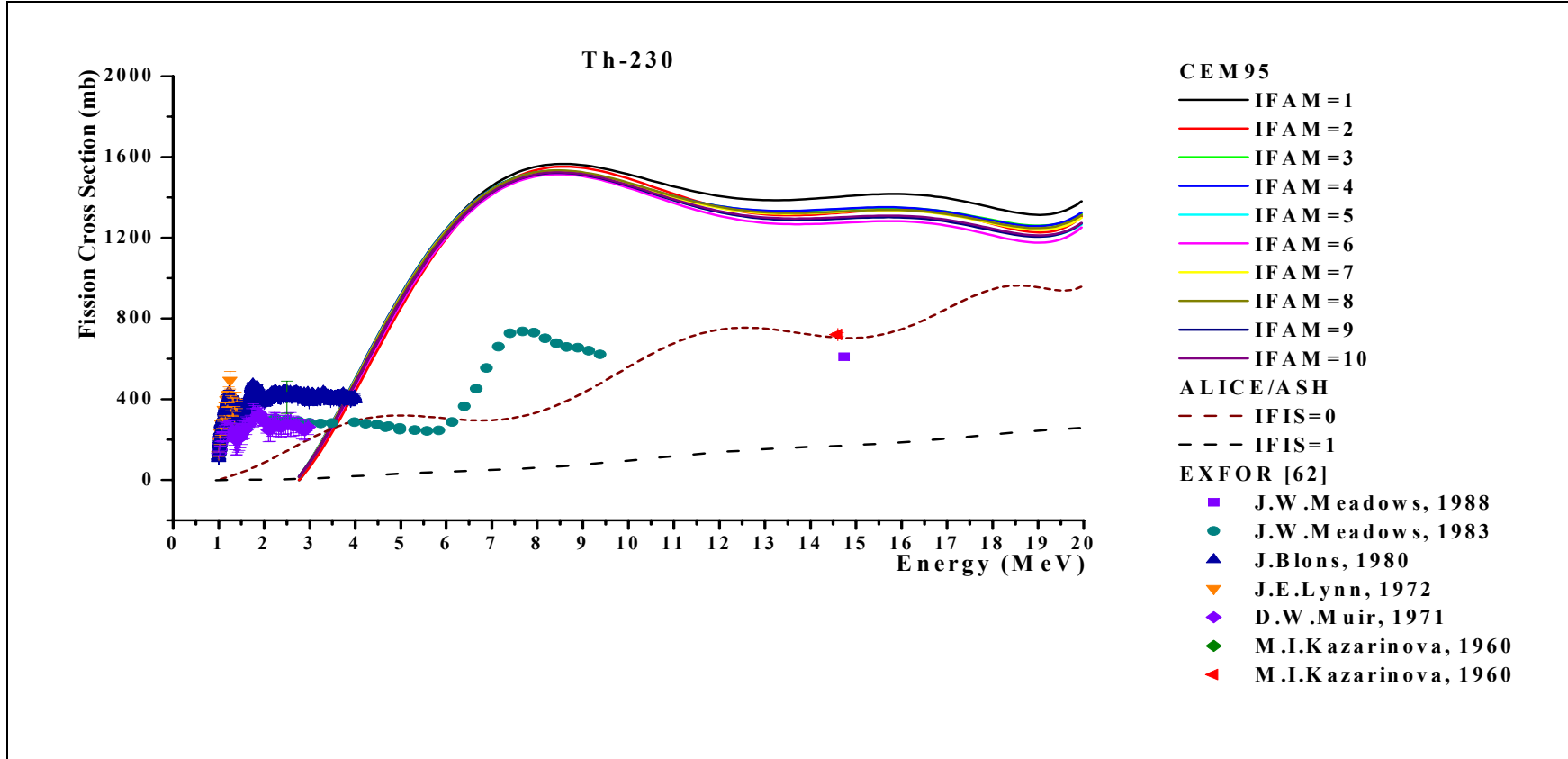
5.2. ALICE-ASH

ALICE-ASH nükleonların denge öncesi durumunu hibrid veya geometrik bağımlı hibrid model ve denge durumunu Weisskopf-Ewing model kullanarak tanımlanır. ALICE-ASH kodunda fisyon olasılığının hesaplanması için Bohr-Wheeler yaklaşımı kullanılır. ALICE-ASH fisyon engel seçimi (IFIS) için iki seçenek sunmaktadır. Bunlar IFIS=0 durumu dönme sonlu aralık fisyon engeline ve IFIS>0 dönme sıvı damlası engeline karşılık gelir. Hesaplamalar bu iki fisyon engeli için de yapıldı ve deneylerle kıyaslandı.

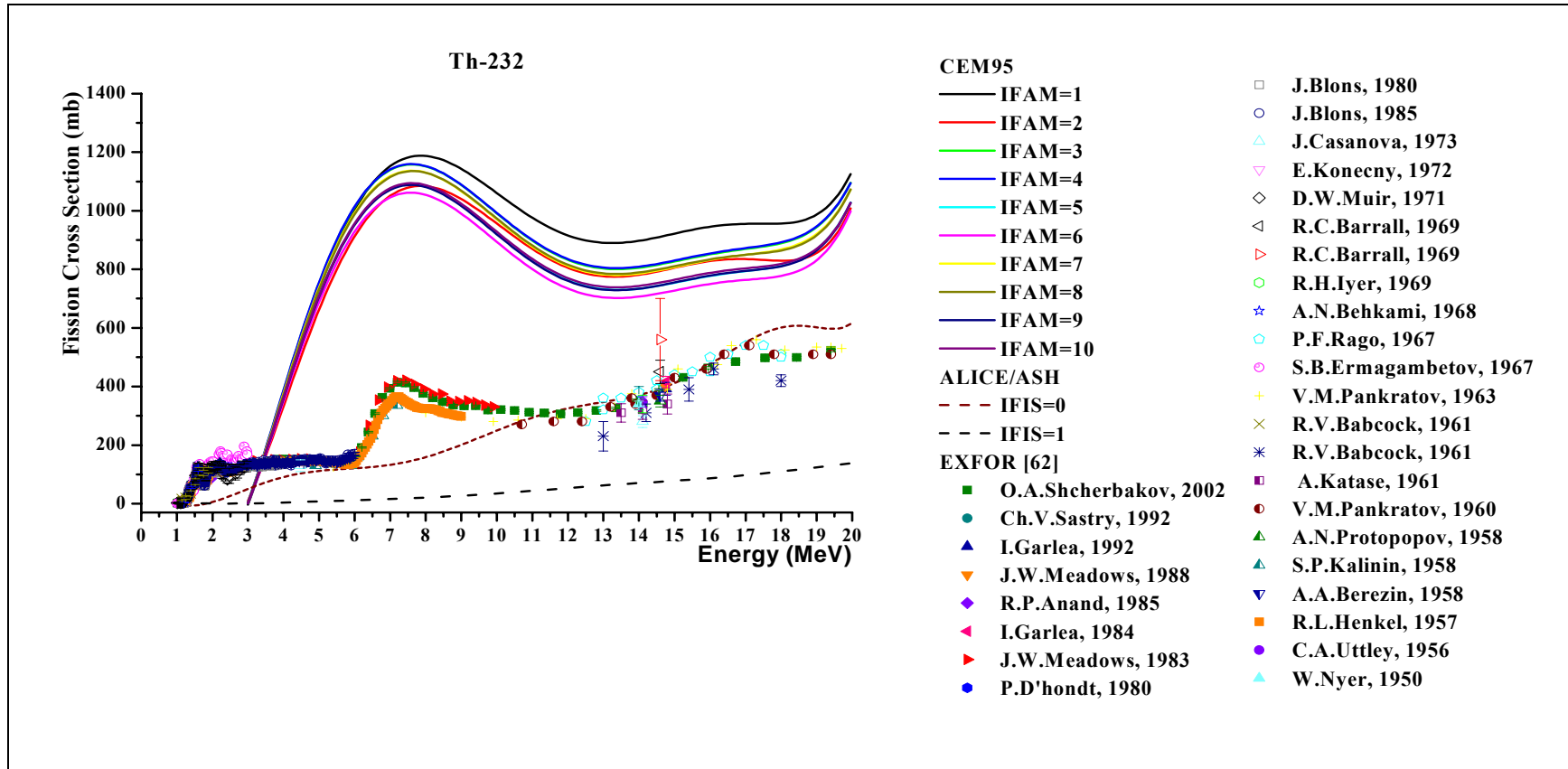
5.3. $^{230,232}\text{Th}$ (n,f) Reaksiyonları

Şekil 5.1 ^{230}Th ve Şekil 5.2 ^{232}Th çekirdeklerinin CEM95 ve ALICE-ASH programlarıyla hesaplanan nötronlarla gerçekleştirilen fisyon tesir kesitlerini ve deneysel değerleri göstermektedir. CEM95 hesaplamalarında 10 farklı seviye yoğunluğu parametresi sistematigi kullanılmıştır. ALICE-ASH hesaplamalarında IFIS=0 ve IFIS=1 fisyon engel sistematiği seçilmiştir. Grafiklerde ^{230}Th için 1960-1988 arasındaki deneysel değerler ^{232}Th için 1950-2002 arasındaki deneysel değerler seçilmiştir. Her iki izotop için grafikler birbirine benzerdir. Farklı seviye yoğunluğu parametreleri ile yapılan CEM95 hesaplamaları biçim olarak birbirlerine benzer olup düşük enerjilerde birbirine çok yakınken yüksek enerjilere doğru gidildikçe birbirinden uzaklaşmaktadır. 20 MeV'de IFAM=1 kullanılarak yapılan hesaplama IFAM=6 kullanılarak yapılan hesaplama ile yaklaşık %10 daha büyüktür. IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar arasındaki fark ise artan enerji ile hızla artmakta ve karakter olarak birbirine benzememektedir. 1-6 MeV aralığında CEM95 kullanılarak hesaplanan fisyon tesir kesitleri deneye uymamaktadır. 6-20 MeV aralığında CEM95 hesaplamaları ile deneysel değerler arasında biçim olarak benzerlik olmasına rağmen CEM95 hesaplamaları deneyin çok üzerinde yer

almaktadır. IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamalar, IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalara göre bölge olarak deneysel değerlere daha yakındır. ^{230}Th 'da bu yakınlığa rağmen biçim olarak tamamen farklılık vardır. Oysa ^{232}Th 'de hem bölge hem de karakter olarak birbirine yakındır. Özellikle 10-18 MeV aralığındaki uyum çok iyidir.



Şekil 5.1. ^{230}Th çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



Şekil 5.2. ^{232}Th çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.4. $^{231-233}\text{Pa}$ (n,f) Reaksiyonları

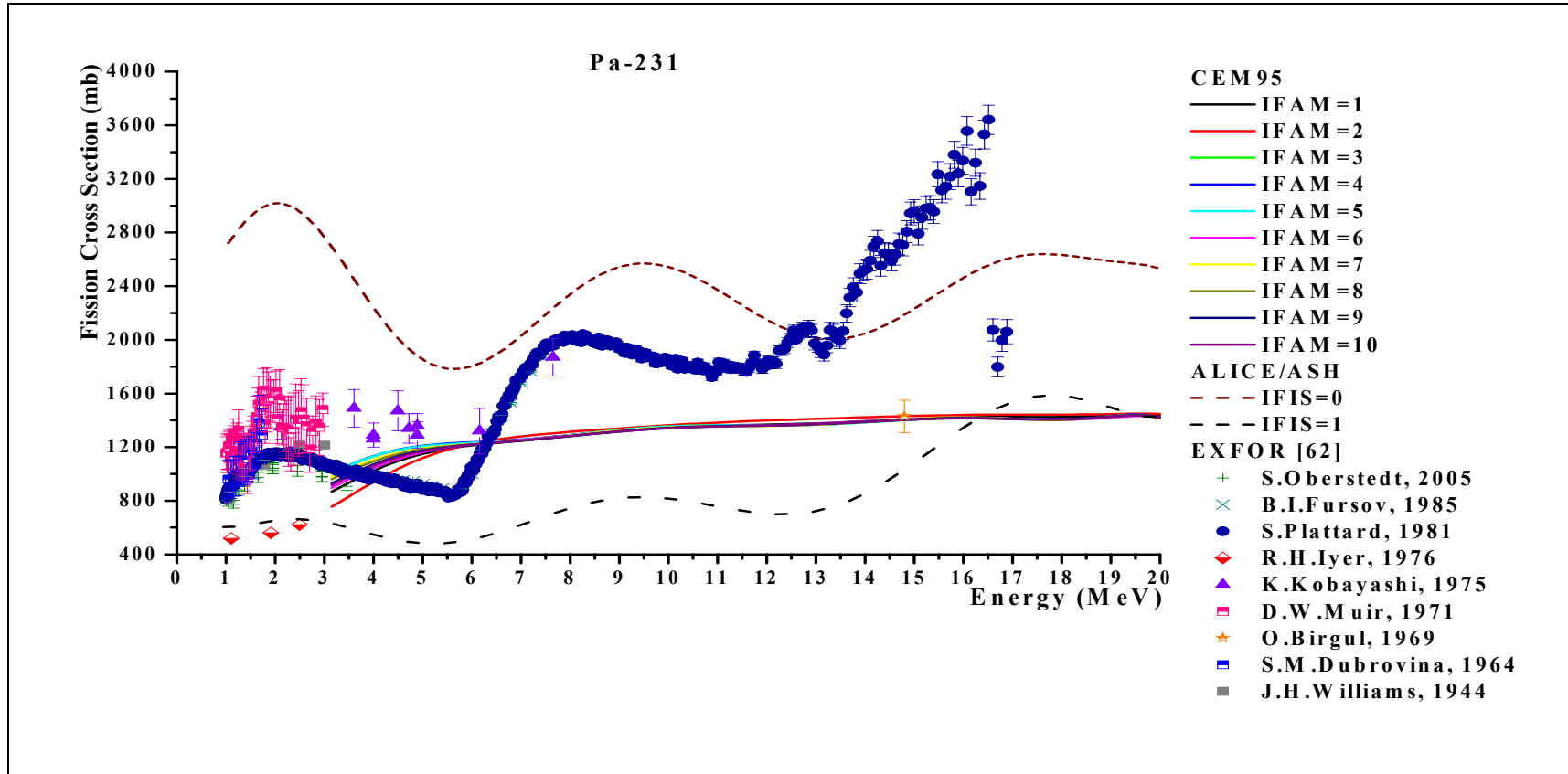
Şekil 5.3 ^{231}Pa , Şekil 5.4 ^{232}Pa ve Şekil 5.5 ^{233}Pa çekirdeklerinin CEM95 ve ALICE-ASH programlarıyla hesaplanan nötronlarla gerçekleştirilen fisyon tesir kesitlerini ve deneysel değerleri göstermektedir. CEM95 hesaplamalarında 10 farklı seviye yoğunluğu parametresi sistematigi kullanılmıştır. ALICE-ASH hesaplamalarında IFIS=0 ve IFIS=1 fisyon engel sistematikleri seçilmiştir. ^{231}Pa için 1944-2005 arasındaki deneysel değerler seçilmiştir. ^{232}Pa için deneysel değerler mevcut değildir. ^{233}Pa için ise 2004 yılında yapılan deneyde bulunan fisyon tesir kesitleri verilmiştir.

^{231}Pa için IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim olarak birbirine benzemesine rağmen bölge olarak farklılıklar göstermişlerdir. IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamalar deneysel değerlerin altında yer alırken IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar yaklaşık 13 MeV'e kadar deneysel değerlerin üzerinde yer almakta, 13 MeV üzerinde ise deneysel verilerin altına yer almaktadır. Özellikle IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar bölge olarak deneyin çok altında kalmasına rağmen biçim olarak deneyle uyum içindedir. CEM95 hesaplamaları ile deney bölge olarak yakınlık göstermektedir. Fakat biçim olarak büyük farklılıklar vardır. ^{231}Pa için farklı seviye yoğunluğu parametreleri ile yapılan hesaplamalar hem biçim hem de büyüklük olarak birbirine yakındır. CEM95 hesaplamaları IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamaların arasında yer almakta ve deneyle biçim olarak benzerlik göstermemektedir.

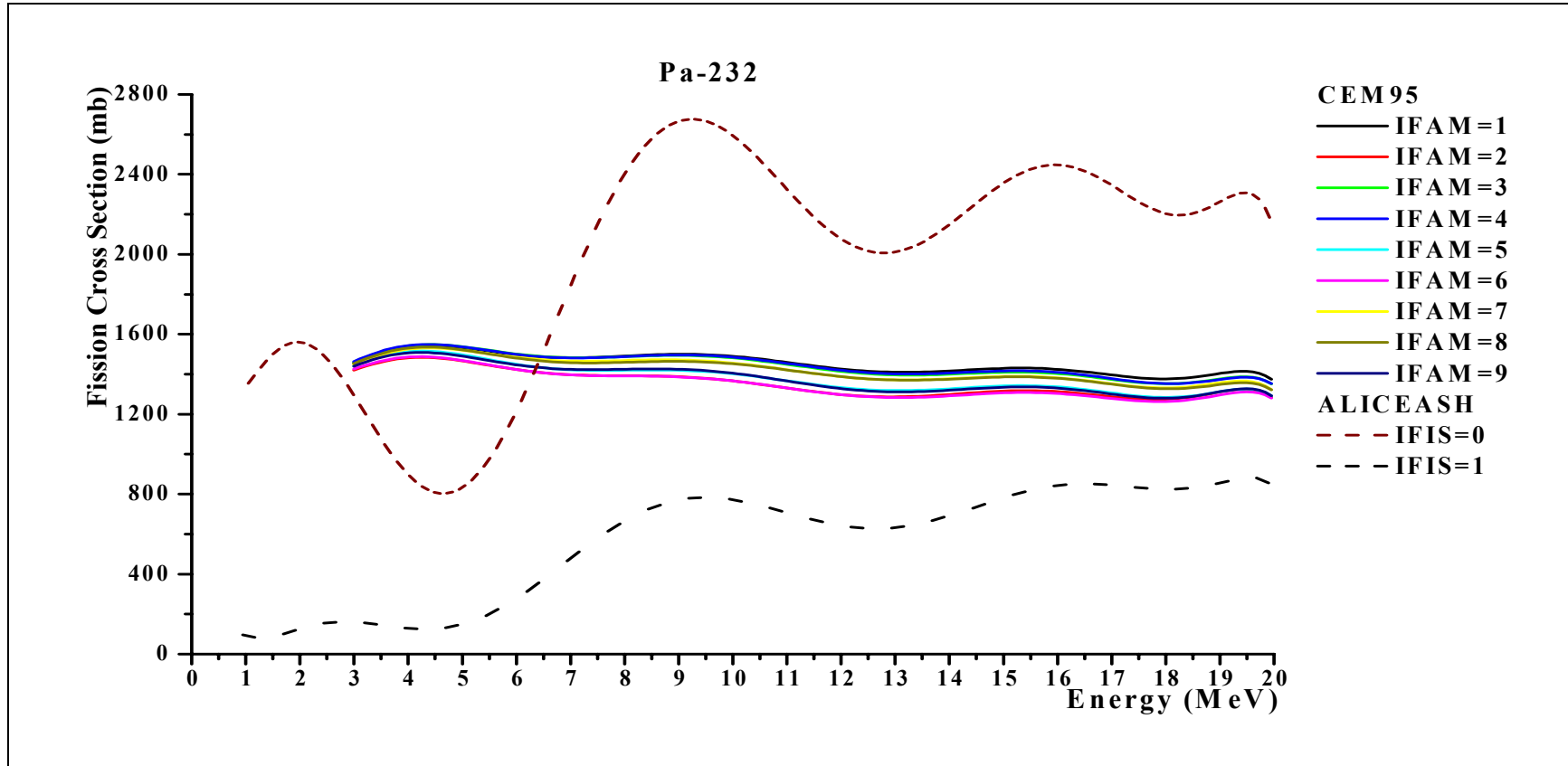
^{232}Pa için IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar bölge olarak büyük farklılıklar göstermesine rağmen biçim olarak benzerlik göstermektedir. ^{232}Pa çekirdeği için IFAM=10 kullanılarak yapılan hesaplamalar CEM95 programı ile hesaplanamamıştır. Farklı IFAM parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalar hem biçim hem de bölge olarak birbirine çok yakındır.

^{233}Pa için yine ^{231}Pa ve ^{232}Pa 'de olduğu gibi farklı IFAM parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalar hem biçim hem de bölge olarak birbirine yakındır. IFIS=0 ve

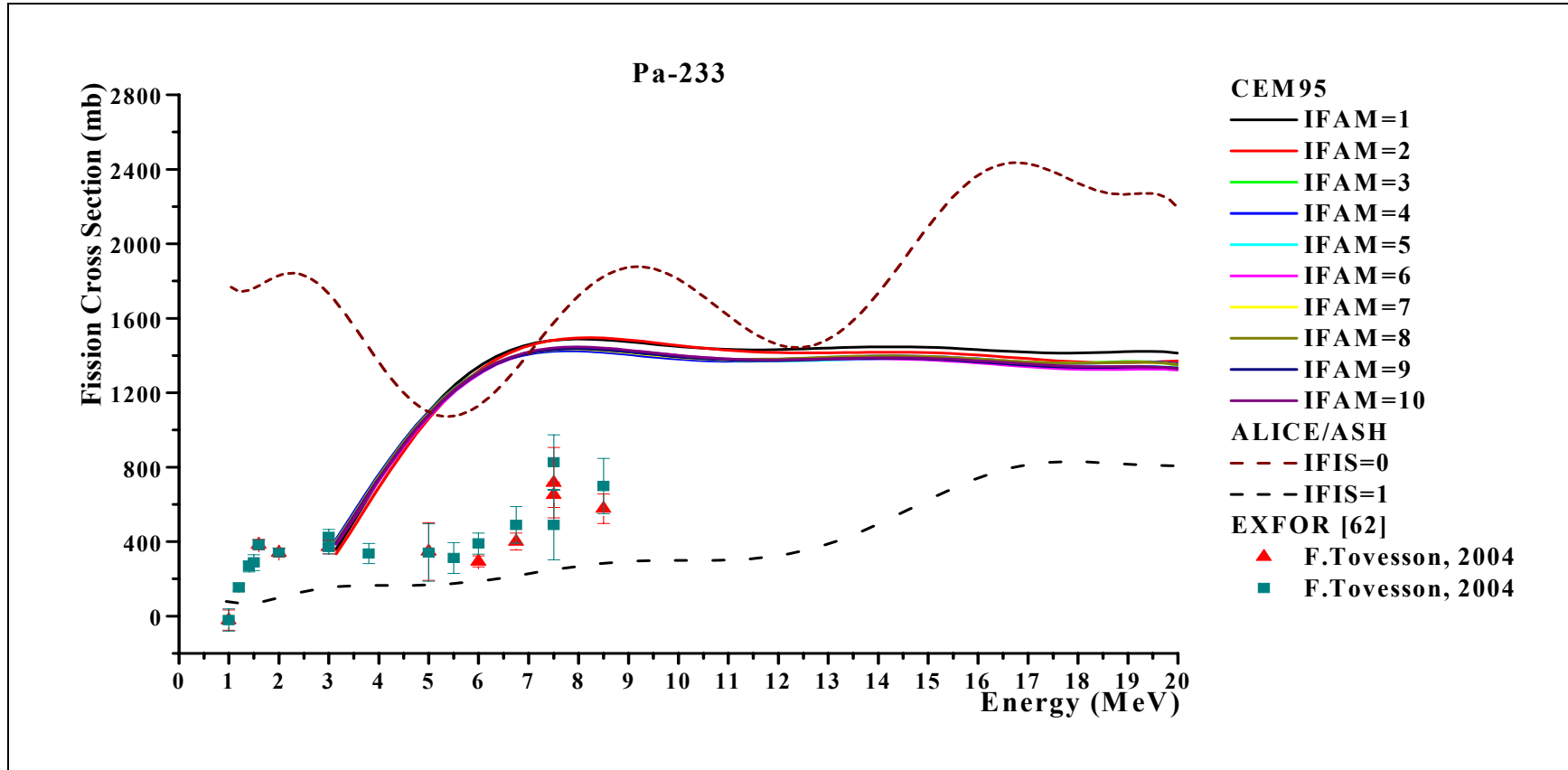
IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar ise birbiriyle uyumsuz görünmektedir. CEM95 ile yapılan hesaplamalar deneye uymamakta, artan enerjiyle hesaplanan ve deney aradaki fark artmaktadır. IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamalar deneyin çok üzerinde yer almakta ve biçim olarak benzememektedir. IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar ise hem bölge hem de biçim olarak deneye benzerlik göstermektedir.



Şekil 5.3. ^{231}Pa çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



Şekil 5.4. ^{232}Pa çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitleri



Şekil 5.5. ^{233}Pa çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.5. $^{234-238}\text{U}$ (n,f) Reaksiyonları

Şekil 5.6 ^{234}U , Şekil 5.7 ^{235}U , Şekil 5.8 ^{236}U , Şekil 5.9 ^{237}U ve Şekil 5.10 ^{238}U çekirdeklerinin CEM95 ve ALICE-ASH programlarıyla hesaplanan nötronlarla gerçekleştirilen fisyon tesir kesitlerini ve deneysel değerleri göstermektedir. CEM95 hesaplamalarında 10 farklı seviye yoğunluğu parametresi sistematığı kullanılmıştır. ALICE-ASH hesaplamalarında IFIS=0 ve IFIS=1 fisyon engel sistematikleri kullanılmıştır.

^{234}U için 1953-1988 yılları arasındaki deneysel değerler alınmıştır. Farklı IFAM parametreleri ile yapılan hesaplamalarda hesaplanan fisyon tesir kesitleri arasında hem biçim hem de bölge olarak benzerlik vardır. IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalarda biçim olarak büyük benzerlikler vardır ama bölge olarak aralarında büyük fark vardır. IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamalar deneysel değerlerin üzerinde yer alırken, IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar deneysel değerlerin altında yer almaktadır. IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar bölge ve biçim olarak deneyle daha iyi bir uyum sağlamaktadır. CEM95 ile yapılan hesaplamalar 5-7 MeV aralığında bölge olarak deneyle benzerlik göstermekte ancak genel olarak CEM95 ile yapılan hesaplamalar ile deney arasında hem büyüklük hem de biçim olarak uyum iyi değildir.

^{235}U için 1944-1991 tarihleri arasındaki deneysel değerler alınmıştır. IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamalar IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamaların bölge olarak çok üzerinde olmasına rağmen biçim olarak birbirine çok benzemektedir. Deneyler bu iki farklı fisyon engel sistematığı ile yapılan hesaplamaların arasında yer almakta ve 1-10 MeV aralığında bu iki farklı fisyon engel sistematığı ile yapılan hesaplamalar ile deney biçim olarak büyük uyum göstermektedir. 10 MeV üzerindeki enerjilerde ise bu uyum görünmemektedir. 10 farklı seviye yoğunluğu parametresi ile yapılan CEM95 hesaplamalarında hesaplanan fisyon tesir kesitleri gerek biçim gerek bölge olarak birbirine çok benzerdir. 1-13 MeV aralığında CEM95 ile yapılan hesaplamalar ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalara göre deneye daha yakın

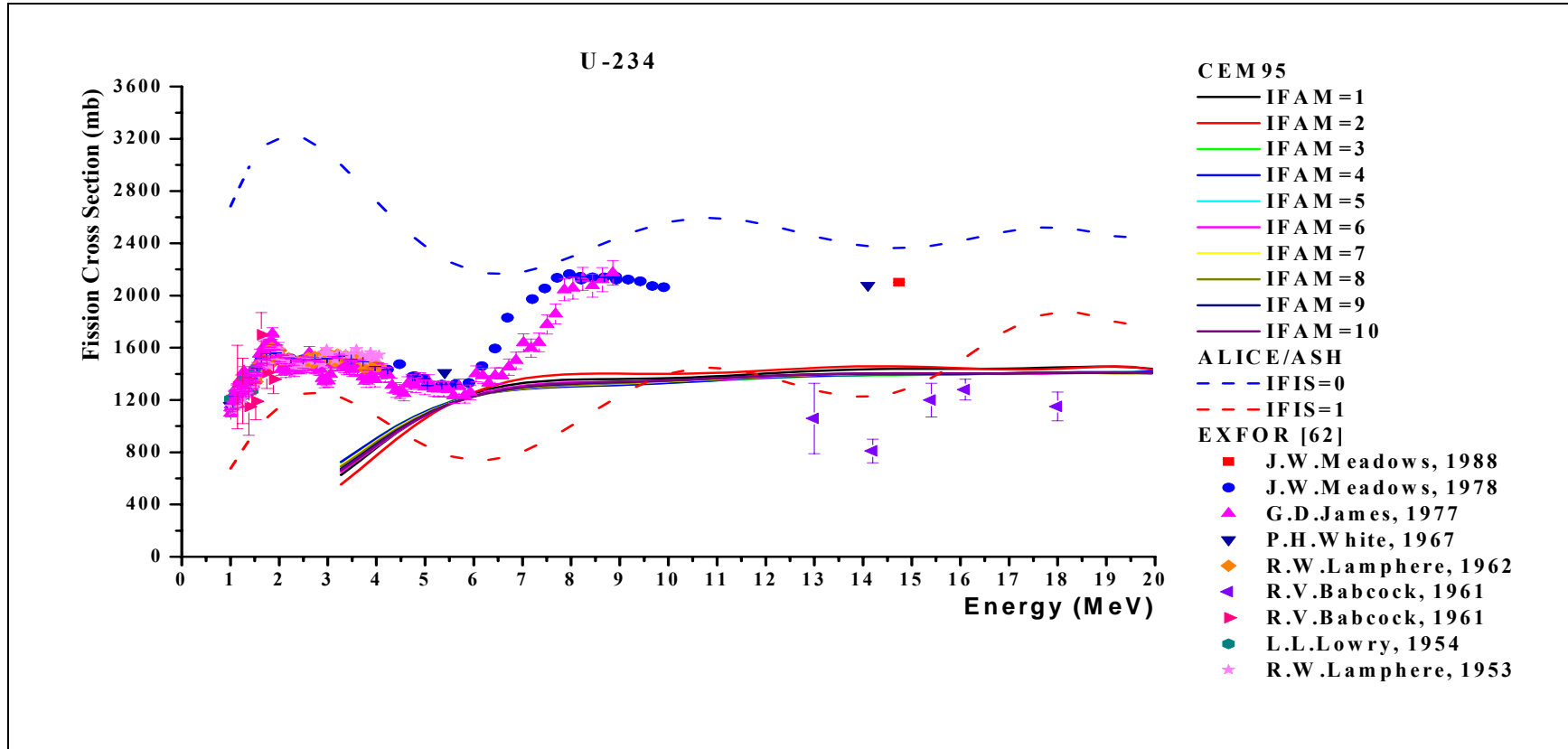
olmasına rağmen biçim olarak farklıdır. Yalnızca 8-12 MeV aralığında biçim olarak benzerlik göstermektedir.

²³⁶U için 1950-1988 tarihleri arasındaki deneysel değerler alınmıştır. 7 MeV üzerinde ölçülen fisyon tesir kesitleri arasındaki fark artmaktadır. CEM95 de farklı seviye yoğunluğu parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda hesaplanan fisyon tesir kesitleri gerek biçim gerek bölge olarak birbirine çok benzerdir. Artan enerji ile beraber bu farklı IFAM parametreleri ile yapılan hesaplamalar arasındaki fark artmaktadır. IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim olarak birbirlerine benzerdir. IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamalar IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamaların çok üzerindedir. IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar özellikle 1-5 MeV aralığında deneyle hem biçim hem de bölge olarak uyum içindedir. 3-6 MeV aralığında CEM95 ile yapılan hesaplamalar deney ile gerek biçim gerek bölge olarak pek benzememektedir. Fakat 6-10 MeV aralığında CEM95 ile yapılan hesaplamalar deney ile uyumludur.

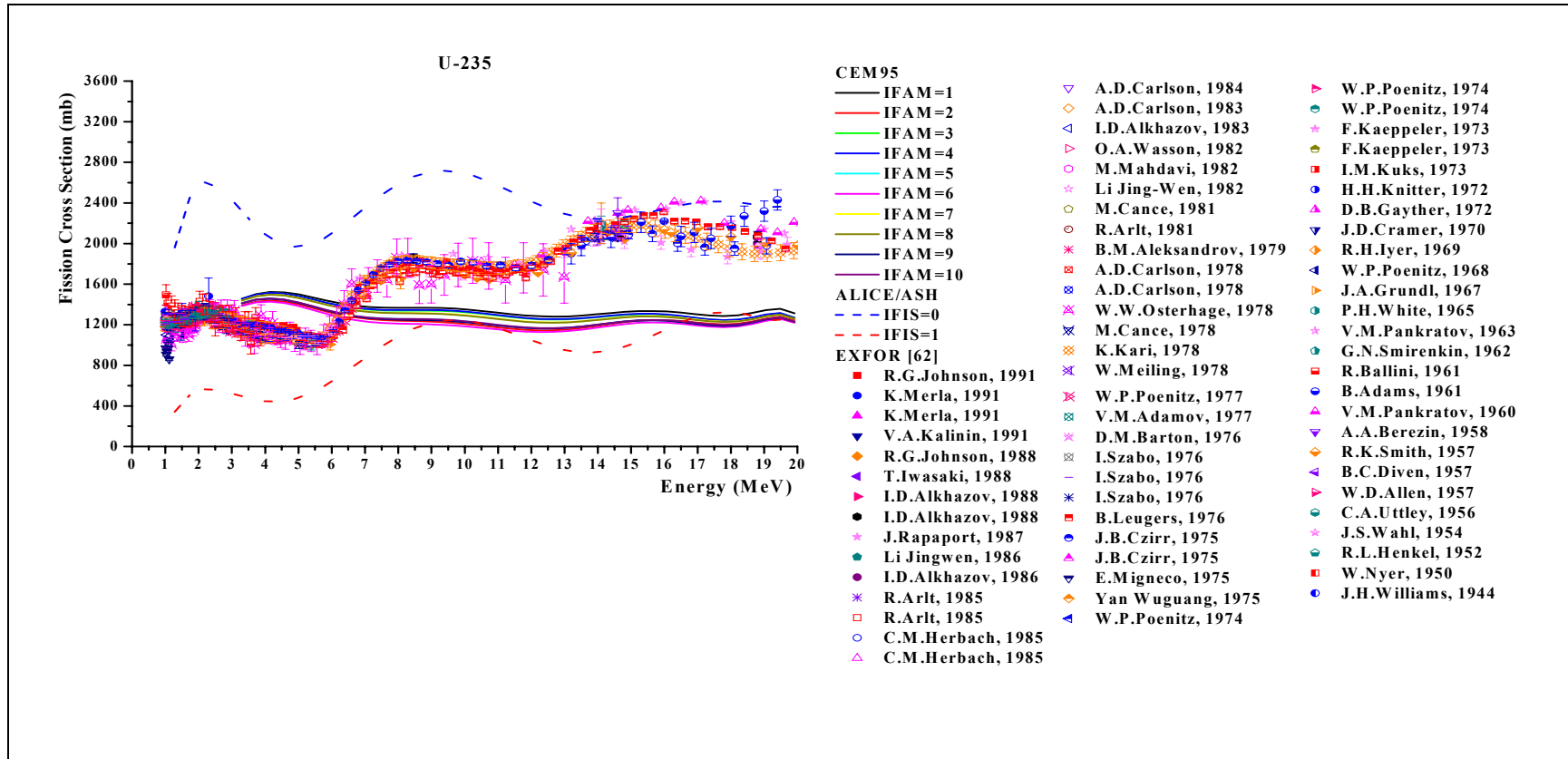
²³⁷U için 1974 ve 2006 yılındaki deneysel değerler alınmıştır. Bu yıllardaki ölçülen fisyon tesir kesitleri arasındaki fark büyüktür. Farklı IFAM parametreleri ile hesaplanan fisyon tesir kesitleri arasında biçim olarak büyük benzerlik vardır. 13-20 MeV aralığında farklı IFAM parametreleri ile hesaplanan fisyon tesir kesitleri arasında pek fark yok iken 3-13 MeV aralığında yaklaşık % 15'lik bir fark vardır. CEM95 ile yapılan hesaplamalar ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalara göre deneysel değerlere daha yakın olmasına rağmen CEM95 ile yapılan hesaplamalar ile deneysel değerler arasında biçim olarak uyum görünmemektedir. IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamalar 13-20 MeV aralığında deneysel değerlerle biçim olarak benzerlik göstermektedir. IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar 1-11 MeV aralığında deneye bölge olarak uzak olmasına rağmen biçim olarak benzerlik göstermektedir. Daha yüksek enerjilere çıktıkça bu uyum kaybolmaktadır.

²³⁸U için 1948-2007 tarihleri arasındaki deneysel değerler alınmıştır. CEM95 programında farklı seviye yoğunluğu parametreleri ile yapılan hesaplamalarda

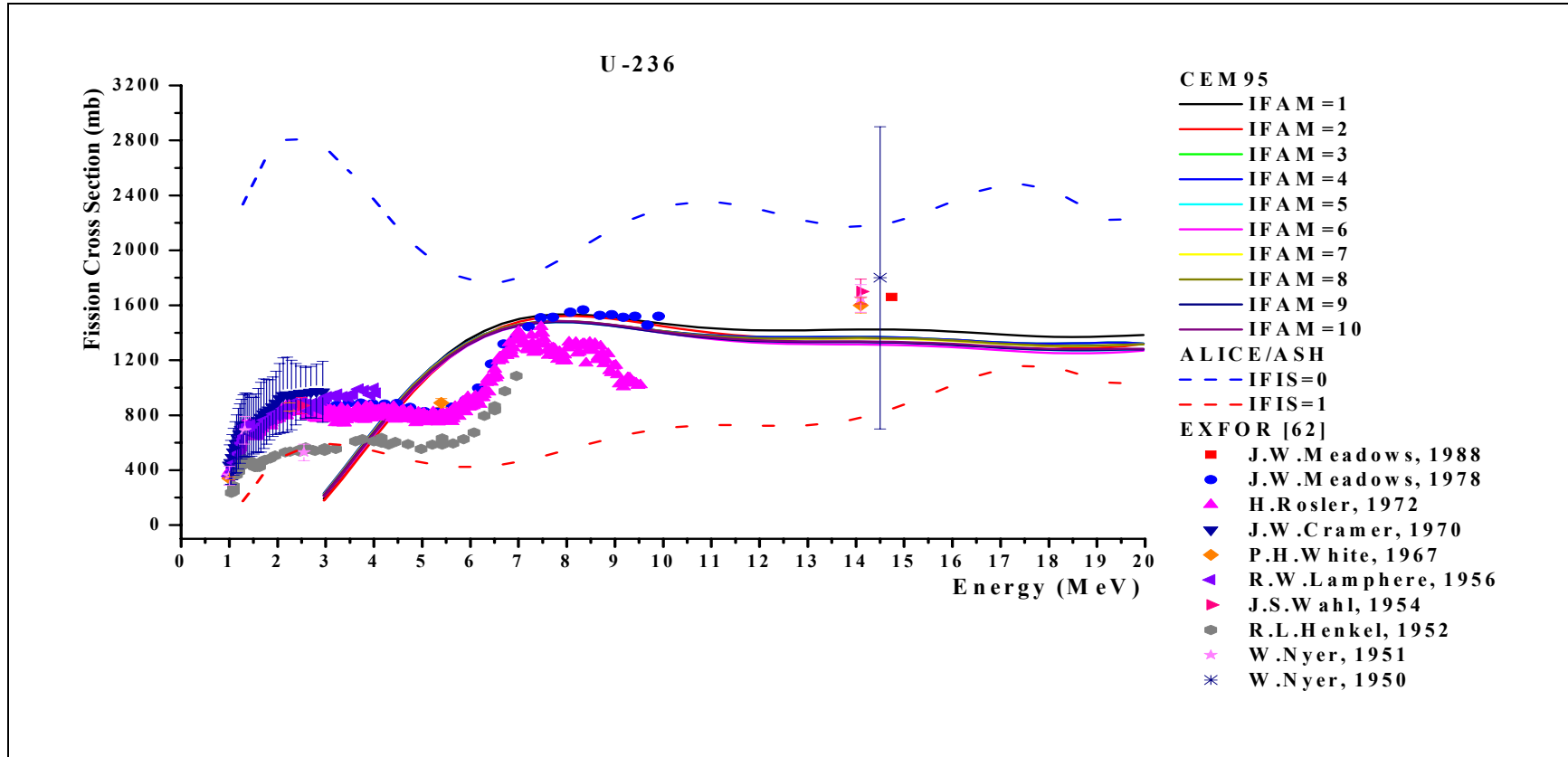
hesaplanan fisyon tesir kesitleri biçim bakımından birbirine çok benzerdir. Artan enerji ile bu farklı seviye yoğunluğu parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda fisyon tesir kesitleri arasındaki fark artmaktadır. CEM95 ile yapılan hesaplamalar ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalara göre bölge olarak deneyle daha iyi uyum sağlamasına rağmen biçim olarak son derece farklıdır. IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim olarak birbirine pek benzememektedir. Aynı zamanda IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamalar IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamaların çok üzerindedir. Deneysel değerler bu iki ALICE-ASH hesaplamasının arasında kalmaktadır. 2-6 ve 8-20 MeV aralıklarında IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar deneyle biçim olarak benzerlik göstermektedir.



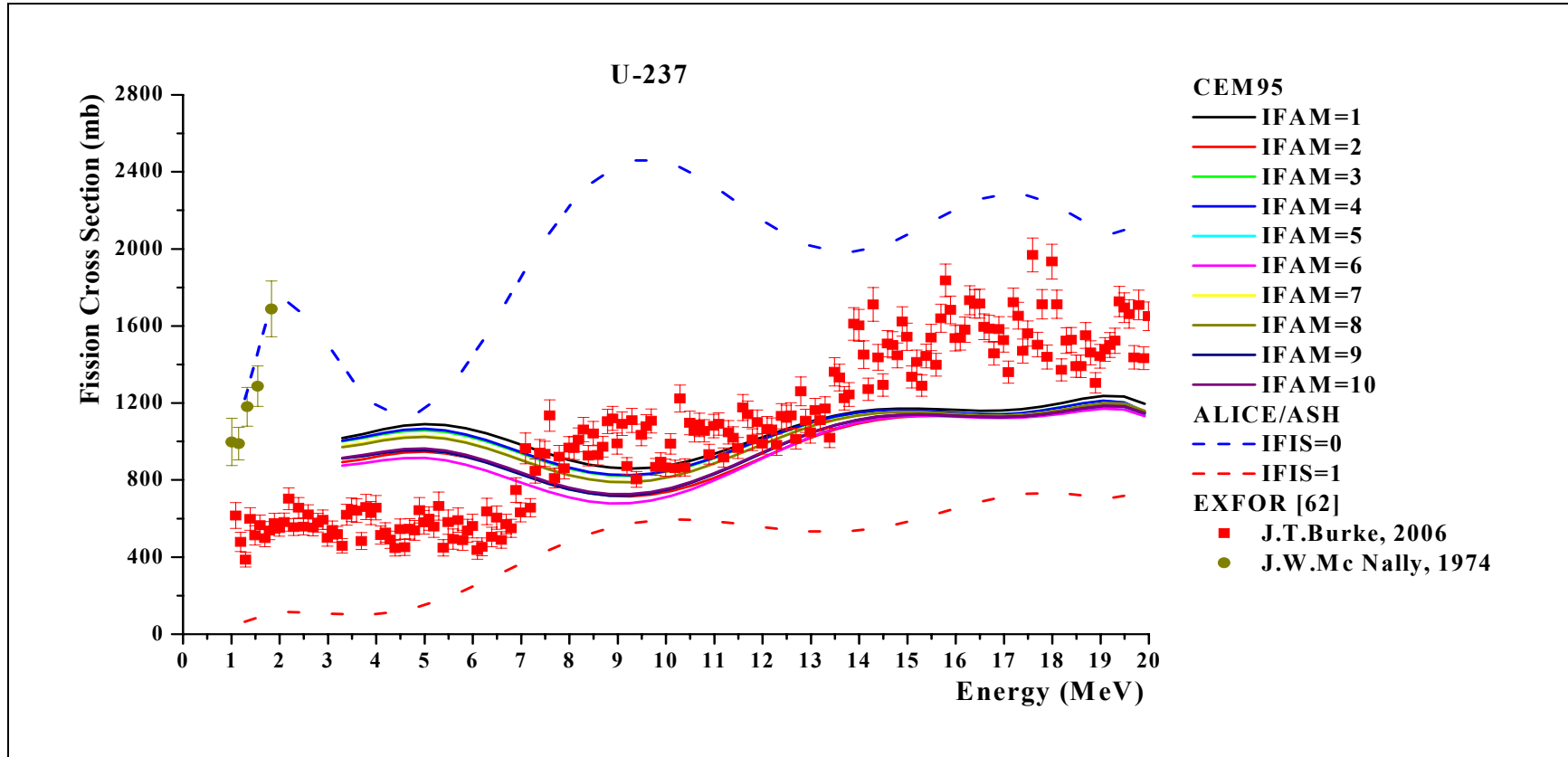
Şekil 5.6. ^{234}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



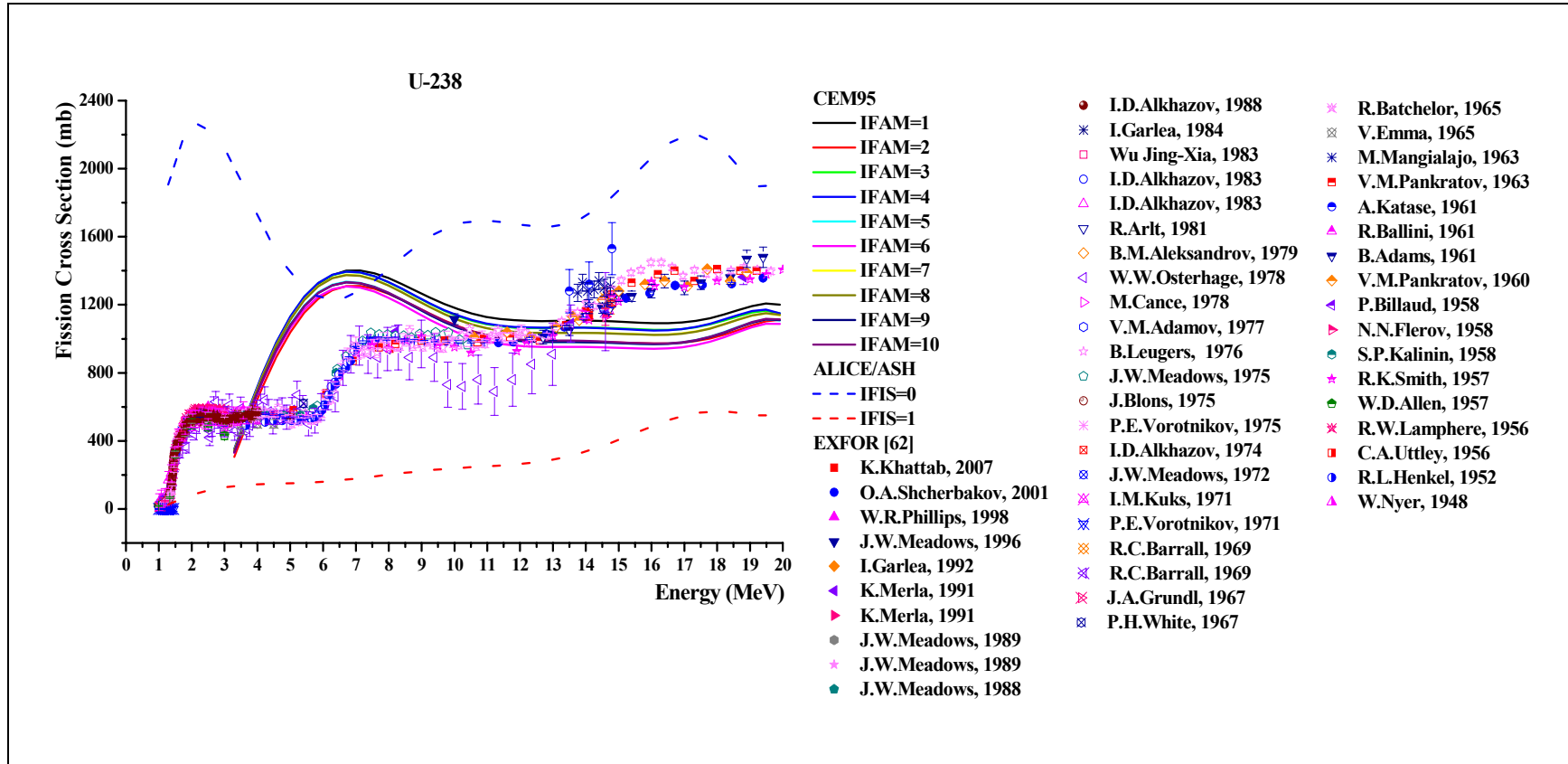
Şekil 5.7. ^{235}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



Şekil 5.8. ^{236}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



Şekil 5.9. ^{237}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



5.10. ^{238}U çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

5.6. $^{236-244}\text{Pu}$ (n,f) Reaksiyonları

Şekil 5.11 ^{236}Pu , Şekil 5.12 ^{237}Pu , Şekil 5.13 ^{238}Pu , Şekil 5.14 ^{239}Pu , Şekil 5.15 ^{240}Pu , Şekil 5.16 ^{241}Pu , Şekil 5.17 ^{242}Pu , Şekil 5.18 ^{243}Pu ve Şekil 5.19 ^{244}Pu çekirdeklerinin CEM95 ve ALICE-ASH programlarıyla hesaplanan nötronlarla gerçekleştirilen fisyon tesir kesitlerini ve deneysel değerleri göstermektedir. CEM95 hesaplamalarında 10 farklı seviye yoğunluğu parametresi sistematığı kullanılmıştır. ALICE-ASH hesaplamalarında IFIS=0 ve IFIS=1 fisyon engel sistematikleri seçilmiştir. IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edilen fisyon tesir kesitleri Th, Pa ve U çekirdekleri için farklı bölgelerde yer alırken Pu izotopları için birbirine yakın bölgededirler.

^{236}Pu için 1987 ve 1990 yıllarındaki deneysel değerler alınmıştır. Bu deneylerde aynı enerjiye karşılık gelen ölçülen fisyon tesir kesitleri arasındaki fark büyüktür ama biçim olarak aynıdır. ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalarda, IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamalar IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar ile hem biçim hem de bölge olarak oldukça benzerdir. Aynı zamanda deneyde farklı bölgelerde yer almalarına rağmen biçim olarak deneyle uyumludurlar. ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalar ve CEM95 ile yapılan hesaplamalarda oldukça farklı fisyon tesir kesitleri hesaplanmıştır. ALICE-ASH hesaplamaları CEM95 hesaplamalarının çok üzerinde yer almaktadır. Farklı IFAM parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda fisyon tesir kesitleri hem biçim hem de bölge olarak birbiriyle uyum içindedir. CEM95 hesaplamaları hem biçim hem de bölge olarak deneyle tamamen farklıdır.

^{237}Pu için deneysel değerler bulunmamaktadır. Farklı IFAM parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalar hem biçim hem de bölge olarak birbiriyle uyum içindedir. Yalnızca artan enerji ile bu fisyon tesir kesitlerinin arasındaki fark biraz artmaktadır. IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim olarak çok benzerdir. Yalnızca 2-7 MeV aralığında IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar, IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamaların bölge olarak biraz altında kalmaktadır.

CEM95 hesaplamaları ve ALICE-ASH hesaplamalar bölge olarak çok farklıdır. CEM95 hesaplamaları ALICE-ASH hesaplamalarının oldukça altında kalmaktadır. Aynı zamanda CEM95 hesaplamaları enerji ile artarken CEM95 hesaplamaları bunun tersidir.

²³⁸Pu için 1963-1997 tarihleri arasındaki deneysel değerler alınmıştır. Farklı IFAM parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim olarak çok benzerdir. Bu hesaplamalarda IFAM=2 kullanılarak yapılan hesaplama diğerlerine göre 3-5 MeV aralığında biraz aşağıda kalmaktadır. CEM95 hesaplamaları deneyle hem bölge hem de biçim olarak uyum göstermemektedir. IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim ve bölge olarak birbirine benzemektedir. Yalnızca IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar 3-7 MeV aralığında IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamaların biraz aşağısındadır. IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan bu hesaplamalar CEM95 ile yapılan hesaplamalara göre biçim olarak deneyle daha uyumludur. CEM95 ile yapılan hesaplamalar ALICE-ASH ile yapılan hesaplamaların çok altında kalmakta ve biçim olarak benzememektedir.

²³⁹Pu için 1950-2002 tarihleri arasındaki deneysel değerler alınmıştır. Ölçülen fisyon tesir kesitlerinin arasındaki fark artan enerjiyle artmaktadır. Özellikle 13-20 MeV aralığında aynı enerjiye karşılık gelen deneysel değerler arasındaki fark büyüktür. Farklı IFAM parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda fisyon tesir kesitleri hem biçim hem de bölge olarak birbirine benzemektedir. IFAM=3, 4, 5 için yapılan CEM95 hesaplamalarında fisyon tesir kesiti bulunamamıştır. CEM95 hesaplamaları 8 MeV'e kadar deneysel değerlere uymamaktadır. 8-20 MeV aralığında ise biçim olarak benzerlik göstermektedir. IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim olarak birbirleriyle benzerlik göstermektedir. Aynı zamanda 1-7 MeV aralığında IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamaların bölge olarak biraz aşağısında kalmakta, 7-20 MeV aralığında ise bölge olarak daha iyi uyum göstermektedirler. ALICE-ASH hesaplamaları deneyle biçim olarak benzerlik göstermekte ancak bölge olarak pek benzememektedir. 1-7 MeV aralığında CEM95 ile yapılan hesaplamalar ALICE-ASH ile yapılan

hesaplamalara göre bölge olarak daha iyi uyum göstermektedir. Fakat bu bölgede CEM95 ile yapılan hesaplamalar biçim olarak ölçülen değerlerle tamamen farklıdır.

²⁴⁰Pu için 1957-1983 tarihleri arasındaki deneysel değerler alınmıştır. CEM95 programında farklı IFAM parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalar bölge ve biçim olarak birbirleriyle benzerlik göstermektedir. Deneysel değerler ALICE-ASH ve CEM95 ile yapılan hesaplamaların arasında yer almaktadır. 1-7 MeV aralığında CEM95 ile yapılan hesaplamalar ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalara göre bölge olarak deneysel değerlere daha yakındır. 7-20 MeV aralığında ise deneysel değerler CEM95 ve ALICE-ASH ile yapılan hesaplamaların tam ortasında yer almaktadır. ALICE-ASH ile yapılan hesaplamalar biçim olarak deneyle uyum göstermektedir. Özellikle ALICE-ASH programında IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim olarak deneyle uyumludur.

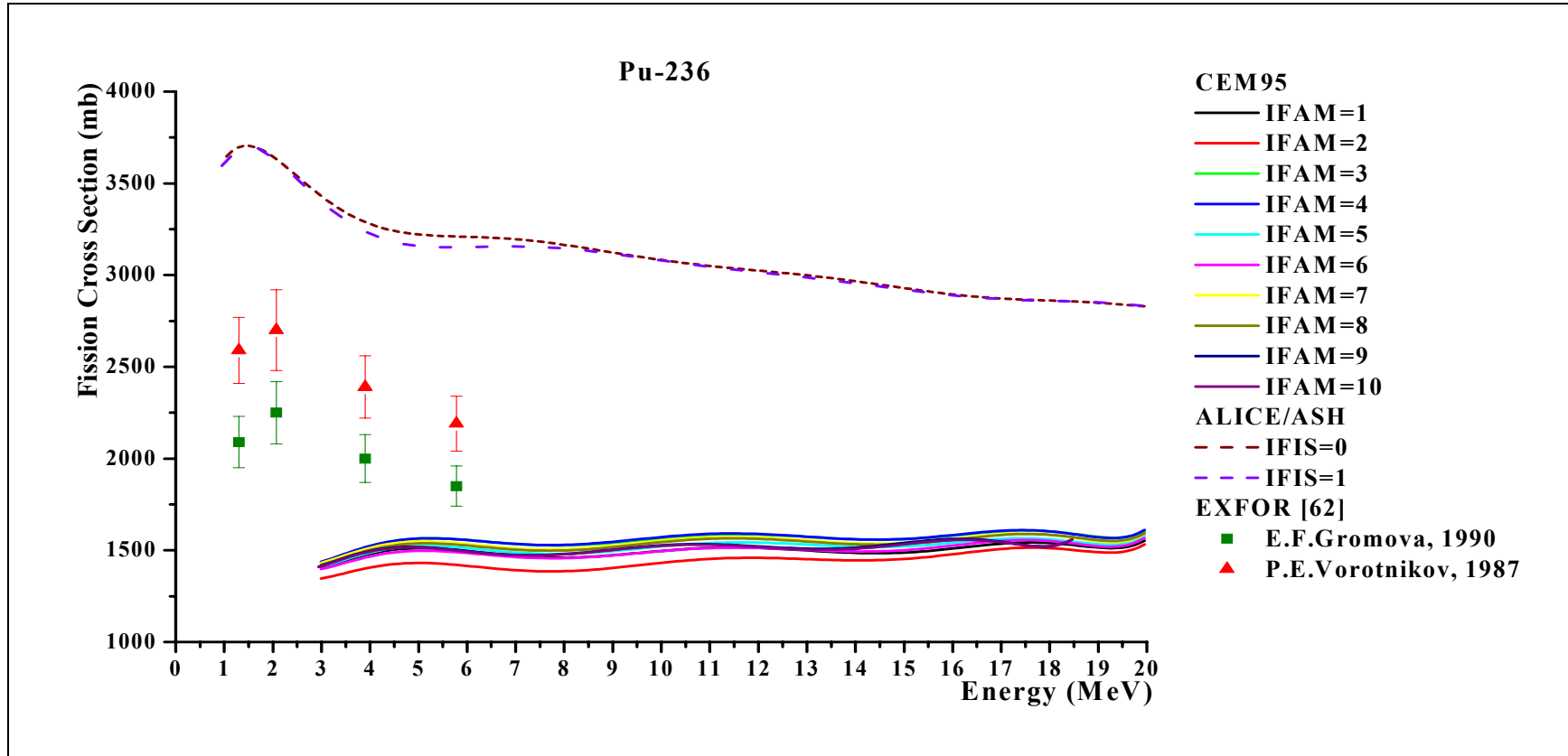
²⁴¹Pu için 1960-1983 tarihleri arasındaki deneysel değerler alınmıştır. ALICE-ASH programında IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim olarak birbirlerine benzememektedir. IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplama deneysel değerlerin üzerinde yer almakta ancak biçim olarak benzemektedir. CEM95 programında farklı seviye yoğunluğu parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalar bölge ve biçim olarak birbirlerine benzemektedir. IFAM=1, 8 için yapılan CEM95 hesaplamalarında fisyon tesir kesiti bulunamamıştır. 3-7 MeV aralığında CEM95 ile yapılan hesaplamalar bölge olarak deneyle uyumlu ancak biçim olarak uyumsuzdur.

²⁴²Pu için 1960-1988 tarihleri arasındaki deneysel değerler alınmıştır. IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim olarak birbirlerine benzememektedir. CEM95 programında farklı IFAM parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalar bölge ve biçim olarak birbirlerine benzemektedir. ALICE-ASH hesaplamaları CEM95 ile yapılan hesaplamaların çok üzerinde yer almaktadır. 5-10 MeV aralığında aynı enerjiye karşılık gelen deneysel fisyon tesir kesitleri farklı bölgelerde yer almaktadır. 1-7 MeV aralığında IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar deneysel değerlerin üzerinde yer almasına rağmen biçim olarak benzemektedir. 3-7 MeV

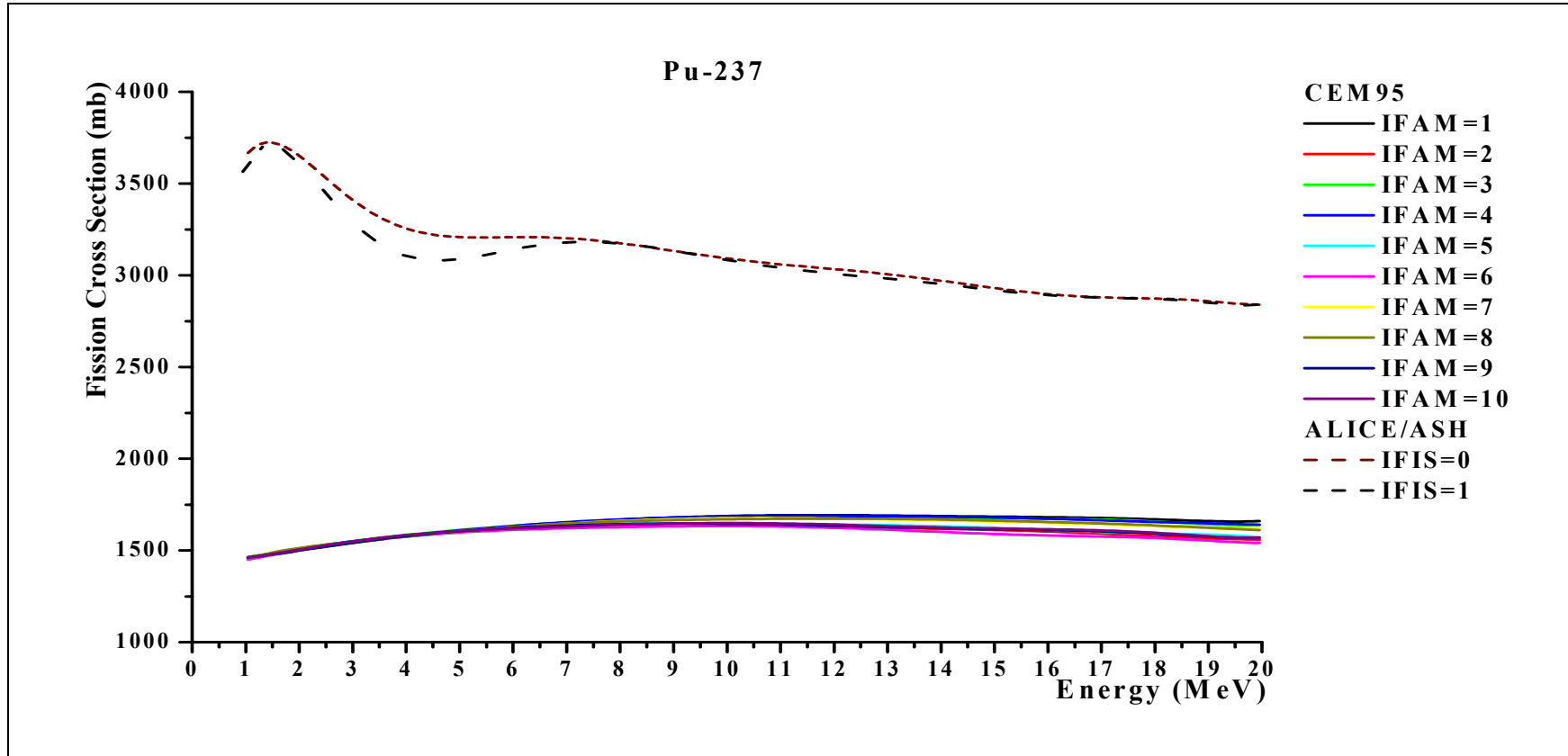
aralığında CEM95 ile yapılan hesaplamalar biçim olarak deneyle uyumsuzdur. 7 MeV ve üzerindeki enerjilerde CEM95 ile yapılan hesaplamalar deneyle biçim olarak benzerlik göstermektedir.

^{243}Pu için deneysel değerler bulunmamaktadır. Farklı IFAM parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalar hem biçim hem de bölge olarak birbiriyle uyum içindedir. Yalnızca artan enerji ile bu hesaplamalar arasındaki fark biraz farklılık göstermektedir. IFAM=7 kullanılarak yapılan CEM95 hesaplamalarında fisyon tesir kesiti bulunamamıştır. IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim olarak birbirlerine pek benzememekte ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamaların bölge olarak biraz altında kalmaktadır. IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar artan enerjiyle büyük oranda değişmektedir.

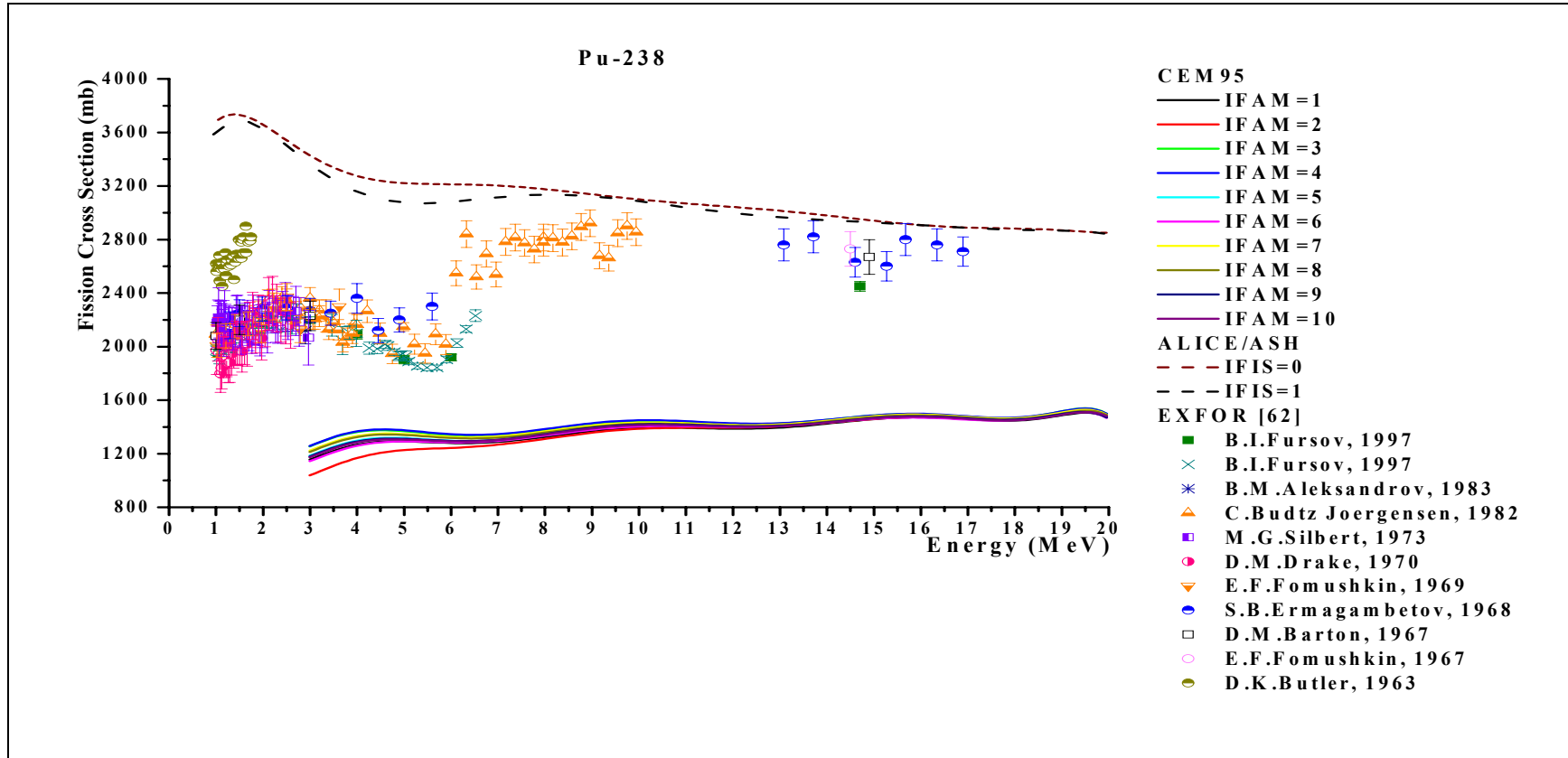
^{244}Pu için 1971-1983 tarihleri arasındaki deneysel değerler alınmıştır. Deneysel olarak ölçülen fisyon tesir kesitleri arasındaki fark büyüktür. IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamaların bölge olarak altında yer almaktadır. 1-10 MeV aralığında bu farklı IFIS sistematiği kullanılarak yapılan hesaplamalar biçim olarak birbirlerine benzemekte daha yüksek enerjilerde ise pek benzememektedir. CEM95 programında 10 farklı seviye yoğunluğu parametresi kullanılarak yapılan hesaplamalar bölge ve biçim olarak birbirlerine benzemektedir. CEM95 ile yapılan hesaplamalar deneysel değerlerle uyum göstermemektedir. ALICE-ASH programında IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar deneyle uyumludur. Özellikle 4-9 MeV aralığındaki uyum çok iyidir.



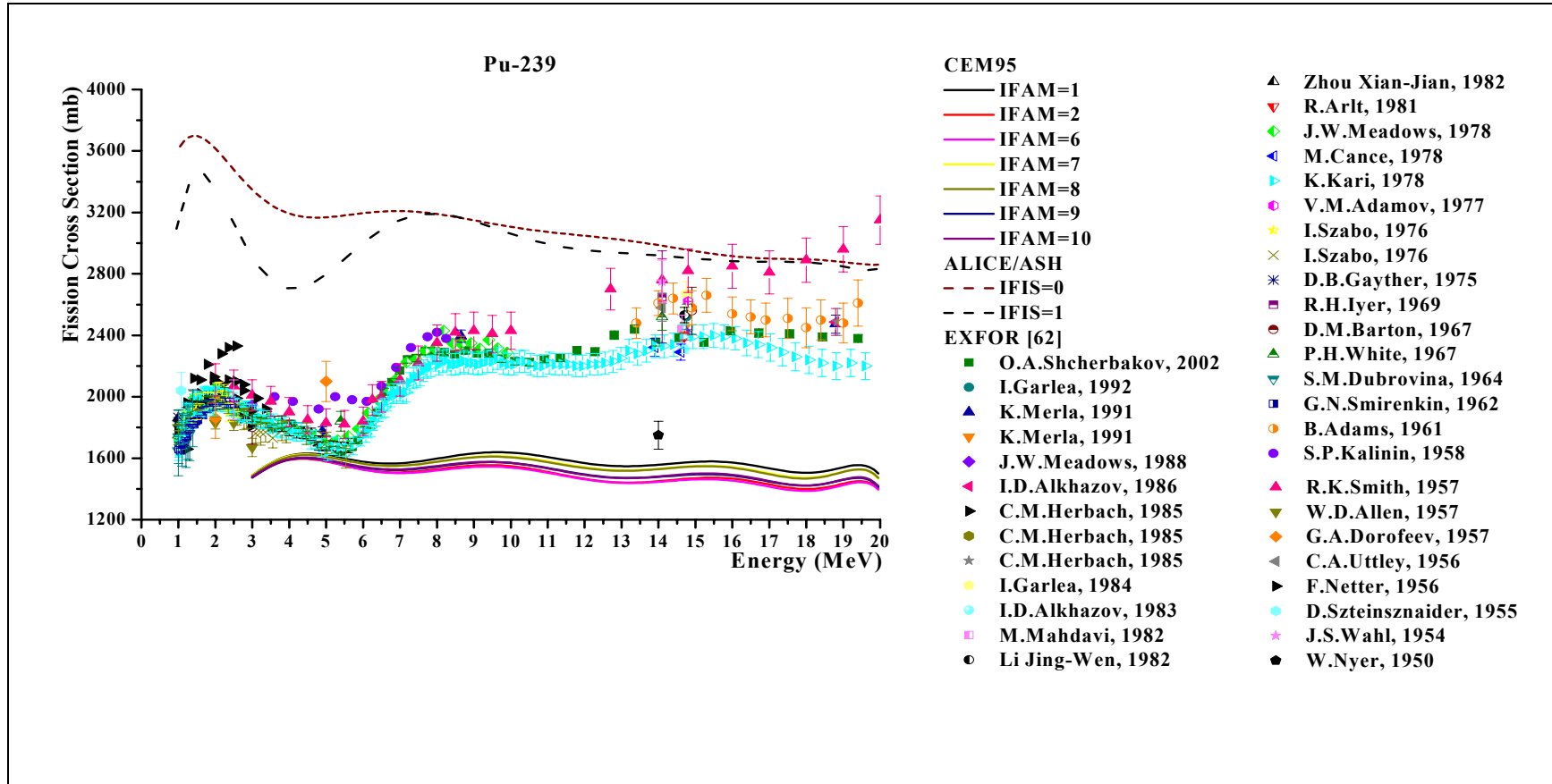
Şekil 5.11. ^{236}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



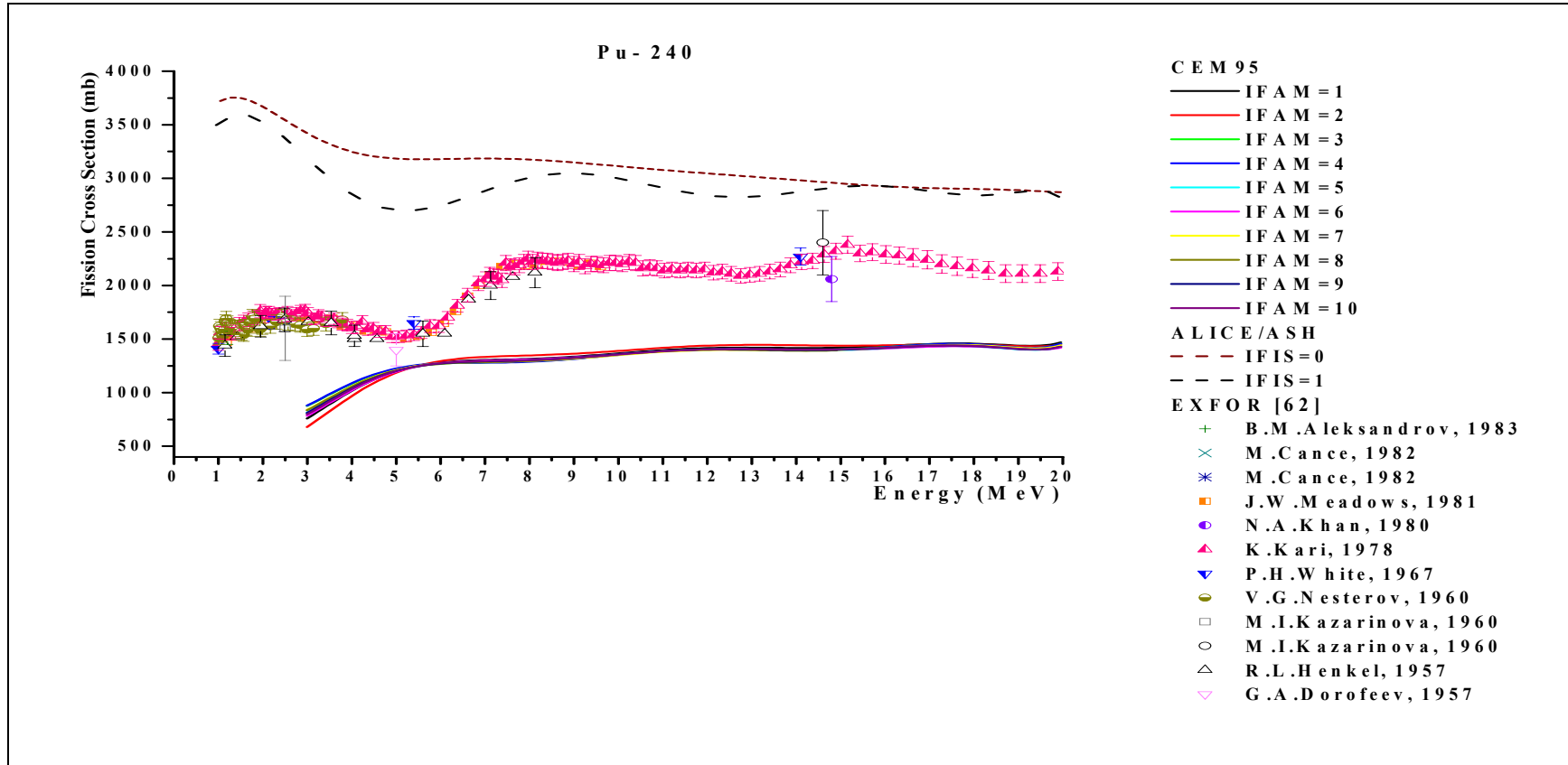
Şekil 5.12. ^{237}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitleri



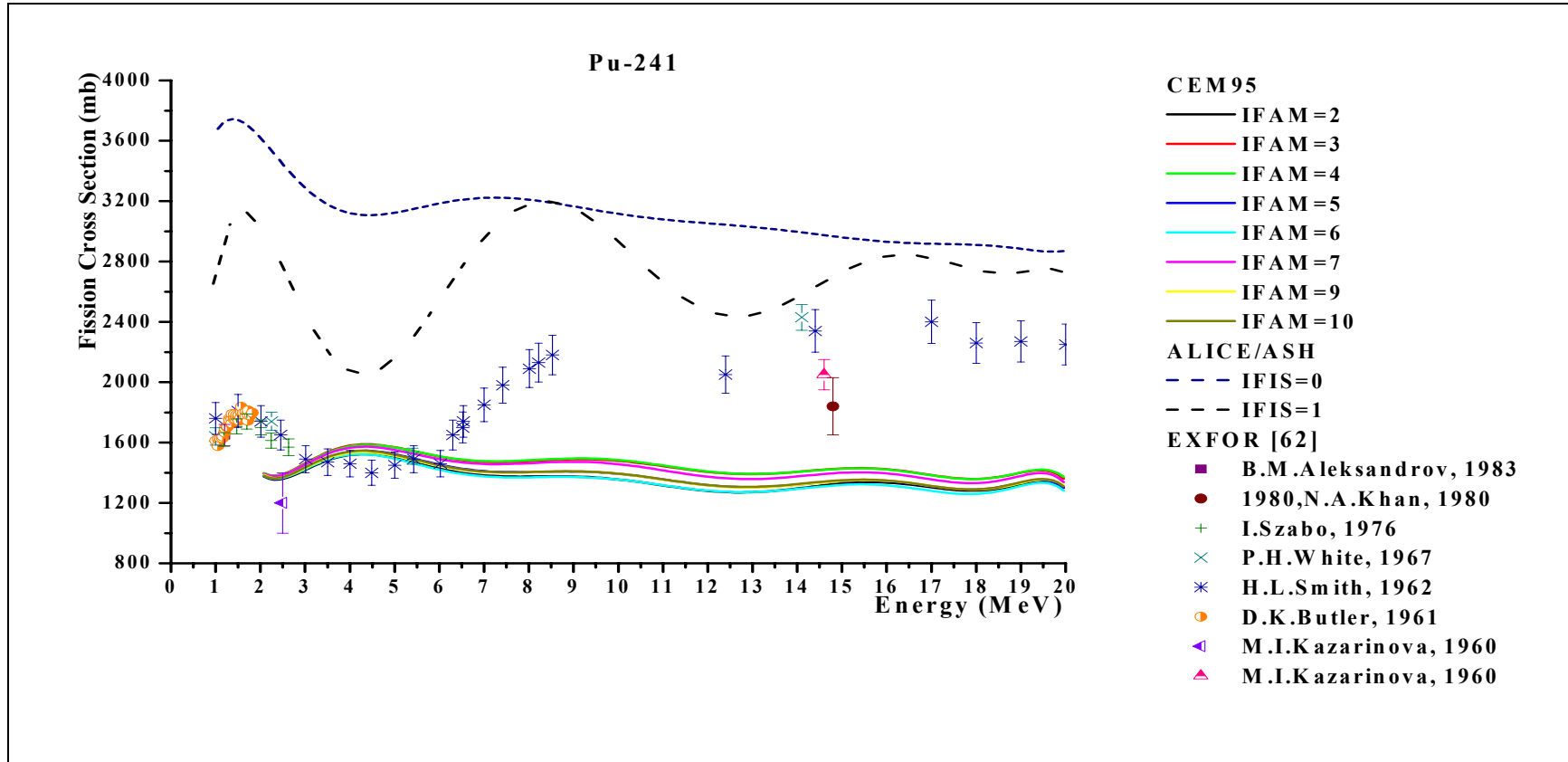
Şekil 5.13. ^{238}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fasyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



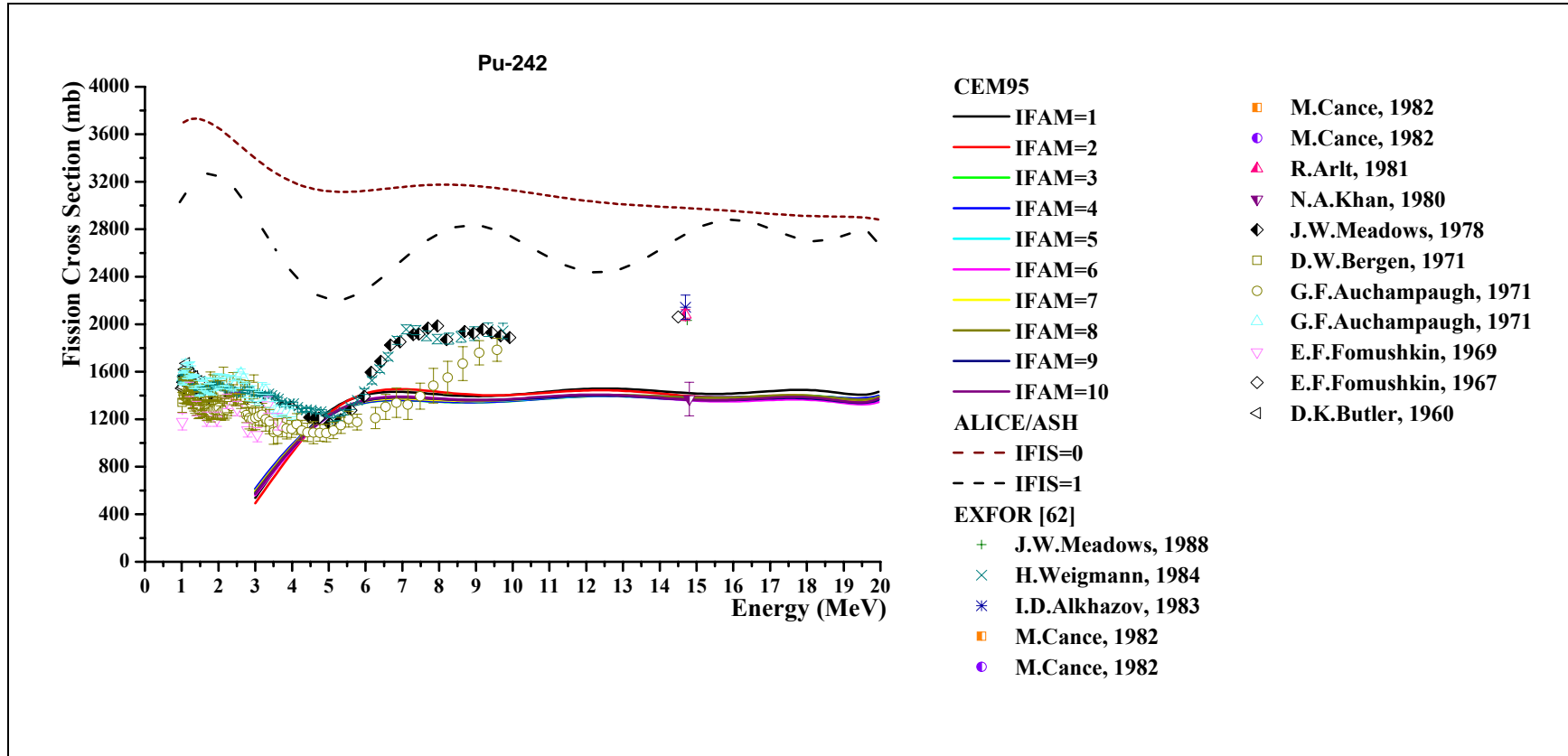
Şekil 5.14. ^{239}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



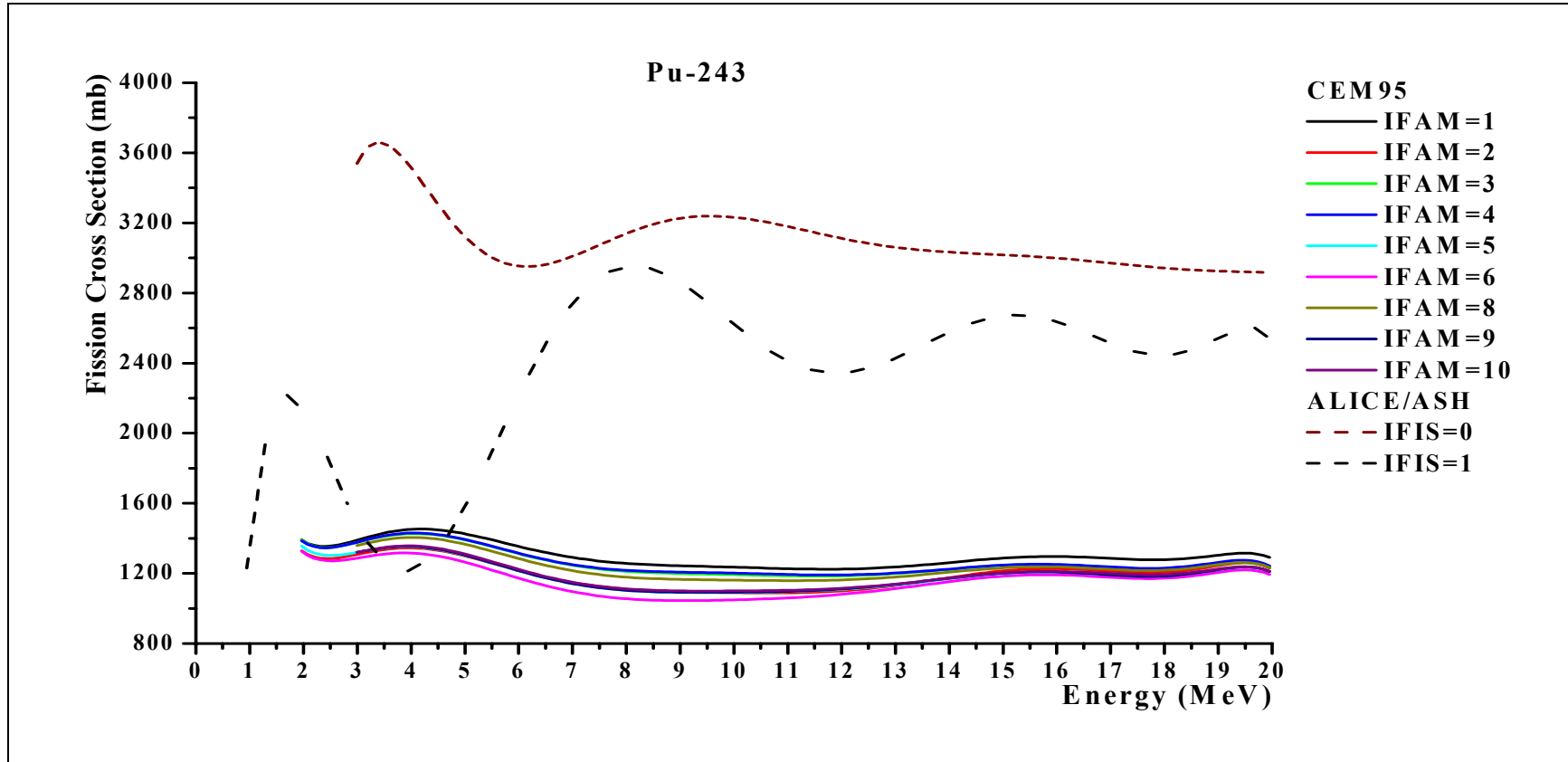
Şekil 5.15. ^{240}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



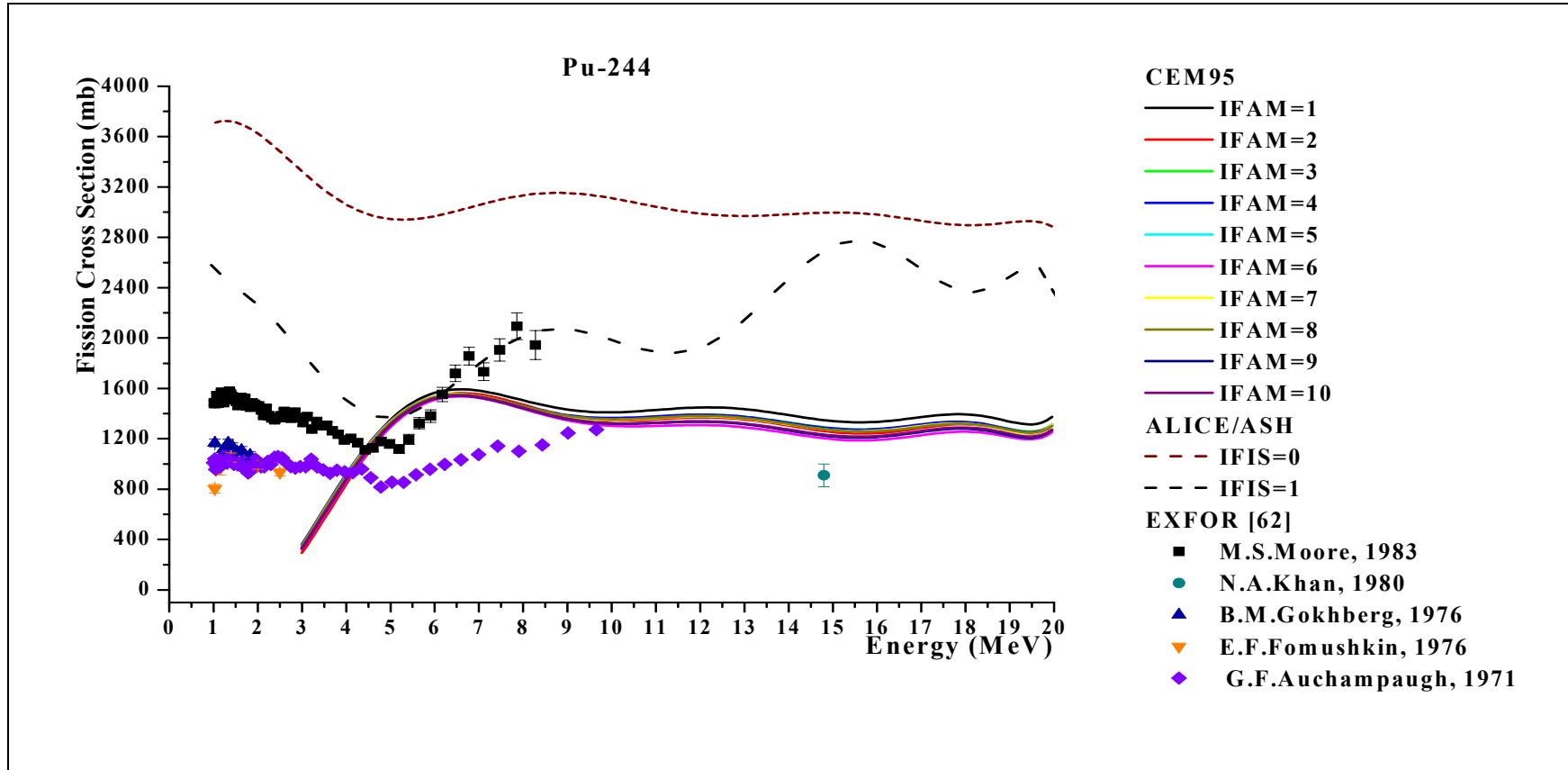
Şekil 5.16. ^{241}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



Şekil 5.17. ^{242}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması



Şekil 5.18. ^{243}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitleri



Şekil 5.19. ^{244}Pu çekirdeğinin CEM95 ve ALICE-ASH bilgisayar programları kullanılarak hesaplanan nötron fisyon tesir kesitlerinin deneysel değerlerle karşılaştırılması

6. SONUÇ

Fisyon reaktörlerinin tasarımında nötronlarla oluşturulan fisyon tesir kesitleri oldukça önemlidir. Bu çalışmada nötronlarla meydana gelen fisyon tesir kesitlerini hesapladık. $^{230,232}\text{Th}$, $^{231-233}\text{Pa}$, $^{234-238}\text{U}$, $^{236-244}\text{Pu}$ çekirdeklerinin her biri için fisyon tesir kesitleri ALICE-ASH ve CEM95 bilgisayar programlara kullanılarak hesaplandı. Hesaplanan fisyon tesir kesitleri deneyle karşılaştırıldı. ^{232}Pa , ^{237}Pu ve ^{243}Pu için deneysel değerler bulunmamaktadır. Hesaplamalar tüm çekirdekler için 1-20 MeV gelme enerjili nötronlarla gerçekleştirildi. CEM95 hesaplamalarında her bir çekirdek için kullanılan 10 farklı seviye yoğunluğu parametresi değer olarak ve karakter olarak birbiriyle uyumlu görüldü. Yani seviye yoğunluğu parametresinin değişimi hesaplanan fisyon tesiri üzerinde büyük bir değişiklik yaratmadı. CEM95 programında ^{239}Pu için IFAM=3, 4, 5 ^{241}Pu için IFAM=1, 8 ve ^{243}Pu için IFAM=7 kullanılarak yapılan hesaplamalarda fisyon tesiri bulunmamıştır. ALICE-ASH programında Th, Pa ve U, ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu , ^{243}Pu ve ^{244}Pu çekirdekleri için IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalarda belirgin bir şekilde farklı değerler çıkmıştır. ^{236}Pu , ^{237}Pu , ^{238}Pu ve ^{239}Pu için bu fark azdır ve 8-20 MeV aralığında IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamalar neredeyse aynı sonuçlar vermiştir. ^{230}Th için hem ALICE-ASH hem de CEM95 hesaplamalarının deneyle uyumsuz olduğu gözlemlendi. ^{232}Th için CEM95 ile yapılan hesaplamalar 6-20 MeV aralığında deneyle biçim olarak benzer olduğu gözlemlendi. 10-18 MeV aralığında ise IFIS=0 kullanılarak yapılan hesaplamaların deneyle mükemmel bir uyum içinde olduğu gözlemlendi. ^{231}Pa için CEM95 hesaplamalarının son derece uyumsuz, IFIS=1 kullanılarak yapılan ALICE-ASH hesaplamaları ise biçim olarak uyumlu olduğu gözlemlendi. ^{232}Pa için IFIS=0 ve IFIS=1 kullanılarak yapılan ALICE-ASH hesaplamalarının CEM95 ile yapılan hesaplamalara hiçbir şekilde benzemediği gözlemlendi. ^{233}Pa için CEM95 hesaplamalarının deneyle uyumsuz olduğu gözlenirken ALICE-ASH programında IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamaların ise deneyle uyumlu olduğu gözlemlendi. ^{234}U için ALICE-ASH ile yapılan hesaplamaların biçim olarak deneyle uyumlu olduğu ancak CEM95 hesaplamalarının ise deneyden tamamen farklı bir biçime sahip olduğu gözlemlendi. ^{235}U için IFIS=0 ve IFIS=1

kullanılarak yapılan hesaplamaların 1-10 MeV aralığında biçim olarak deneye benzediği gözlenirken CEM95 hesaplamalarının ise ^{234}U 'de olduğu gibi deneyden tamamen farklı bir biçime sahip olduğu gözlemlendi. ^{236}U için 1-5 MeV aralığında ALICE-ASH programında IFIS=1 kullanılarak yapılan hesaplamaların deneyle uyumlu olduğu, 6-10 MeV aralığında ise CEM95 ile yapılan hesaplamaların deneyle uyumlu olduğu gözlemlendi. ^{237}U ve ^{238}U için CEM95 hesaplamalarının ALICE-ASH hesaplamalarına göre deneye daha yakın olduğu ancak biçiminin tamamen farklı olduğu gözlemlendi. ^{236}Pu için CEM95 hesaplamalarının deneyle tamamen uyumsuz olduğu, ALICE-ASH hesaplamalarının ise deneyin üzerinde kalmasına rağmen biçim olarak deneyle uyumlu olduğu gözlemlendi. ^{237}Pu için ALICE-ASH hesaplamalarının CEM95 hesaplamalarının çok üzerinde olduğu gözlemlendi. ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{240}Pu ve ^{241}Pu için ALICE-ASH kullanılarak yapılan hesaplamaların deneysel değerlerin üzerinde kaldığı ve CEM95'e göre deneyle biçim olarak daha benzer olduğu gözlemlendi. ^{242}Pu için CEM95 hesaplamalarının 1-7 MeV aralığında deneyle uyumsuz daha yüksek enerjilerde ise daha uyumlu olduğu, ALICE-ASH hesaplamalarının ise deneyle biçim olarak uyumlu olduğu gözlemlendi. ^{243}Pu için CEM95 ve ALICE-ASH hesaplamalarının hiç uymadığı gözlemlendi. ^{244}Pu için CEM95 hesaplamalarının deneyle uyum göstermediği ve ALICE-ASH hesaplamalarının ise deneyle özellikle 4-9 MeV aralığında mükemmel bir uyum içinde olduğu gözlemlendi. Genel olarak ALICE-ASH ile yapılan hesaplamaların özellikle biçim olarak deneysel değerlere çok yakın olduğunu gözlemlendi. CEM95 ile yapılan hesaplamaların ise ALICE-ASH hesaplamalarına göre deneyle daha az uyum sağladığı gözlemlendi. Filyon olayının daha fazla anlaşılabilmesi için deneysel olarak daha fazla filyon tesir kesitinin ölçülmesi ve teorik hesaplamalar için yeni formüllerin geliştirilmesi gereklidir.

KAYNAKLAR

1. Meriç, N., “Nötronlar”, Sağlık Fiziği, *Ankara Üniversitesi*, Ankara, 25-27 (1998)
2. Tanyel, B., “Fisyon ve füzyon”, Nükleer Fizik, *Ege Üniversitesi*, İzmir, 217-222 (1994)
3. Kenneth, S. K., “Nükleer fizik, 2. cilt”, Şarer, B., *Palme Yayıncılık*, Ankara, 479-592 (2002).
4. Iwamoto, A. And Harada, K., “Mechanism of cluster emission in nucleon-induced preequilibrium reactions”, *Phys. Rev.*, C26: 1821-1834 (1982).
5. Konobeyev, A. Yu. And Korovin, A. Yu., “Calculation of Pre-Compound Alpha-Particle Spectra for Nucleon Induced Reactions on the Basis of the Hybrid Exciton Model”, *Kerntechnik*, 59: 72-93 (1994).
6. Sato, K., Iwamoto, A. And Harada, K., “Pre-equilibrium emission of light composite particles in the framework of the exciton model”, *Phys. Rev.*, C28: 1527-1537 (1983).
7. Konobeyev, A. Yu., Lunev, V. P. And Shubin, Yu. N., “Pre-Equilibrium emission of clusters”, *Acta Physica Slovaca*, 45: 705-810 (1995).
8. Shubin, Yu. N., Lunev, V. P., Konobeyev, A. Yu. And Dityuk, A. I., “Cross-section library mendl-2 to study activation and transmutation of materials irradiated by nucleons of intermediate energies”, *Report INDC*, 385-402 (1995).
9. Konobeyev, A. Yu. And Korovin, Yu. A., “Calculation of deuteron spectra for nucleon induced reactions on the basis of the hybrid exciton model taking into account direct processes”, *Kerntechnik*, 61: 45-58 (1996).
10. Ignatyuk, A. V., Smirenkin, G. N. And Tishin, A. S., “Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter”, *Sov. J. Nucl. Phys.*, 21: 255-268 (1975).
11. Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A. And Pereslavitsev, P. E., “Code ALICE-ASH for calculation of excitation functions, energy and angular distributions of emitted particles in nuclear reactions”, *Obninsk Institute of Nuclear Power Engineering*, 23: 233-248 (1997).
12. Oblozinsky, P., “Pre-equilibrium γ rays from single-particle radiative transitions in the hybrid model”, *Phys. Lett.*, B215: 597-611 (1988).

13. Konobeyev, A. Yu., Korovin, Yu. A. And Pereslavytsev, P. E., "Calculation of fast gamma-emission spectra for reactions induced by intermediate energy particles", *Yadernaja Energetika*, 1: 21-42 (1997).
14. Broeders, C. H. M. And Konobeyev, A. Yu., "Evaluation of ^4He production cross-section for tantalum, tungsten and gold irradiated with neutrons and protons at the energies up to 1 GeV", *Nucl. Instr. and Meth.*, B234: 387-400 (2005).
15. Broeders, C. H. M. And Konobeyev, A. Yu., "Phenomenological model for nonequilibrium deuteron emission in nucleon induced reaction", *Kerntechnik*, 11: 155-168 (2005).
16. Konobeyev, A. Yu. And Korovin, Yu. A., "Emission of ^7Be from nuclei with atomic numbers $Z \geq 13$ induced by intermediate energy protons", *Kerntechnik*, 33: 60-74 (1995).
17. Konobeyev, A. Yu., Fukahori, T. And Iwamoto, O., "Neutron and proton nuclear data evaluation for ^{235}U and ^{238}U at energies up to 250 MeV", *JAERI-Research*, 15:12-28 (2002).
18. Blann, M., "Hybrid model for pre-equilibrium decay in nuclear reactions", *Phys. Rev. Lett.*, 27: 337-340 (1971).
19. Blann, M., "Importance of the nuclear density distribution on pre-equilibrium decay", *Phys. Rev. Lett.*, 28: 757-777 (1972).
20. Blann, M. And Vonach, H. K., "Global test of modified precompound decay models" *Phys. Rev.*, C28: 1475-1493 (1983).
21. Strutinsky, V. M., "Model calculation and evaluation of nuclear data for medical radioisotope production", *Proc. Int. Congr. Phys. Nucl. Appl., Paris*, 617-625 (1958).
22. Ericson, T., "The statistical model and nuclear level densities", *Adv. Phys.*, 9: 425-511(1960).
23. Blann, M., "New precompound decay model", *Phys. Rev.*, C54: 1341-1355 (1996).
24. Korovin, Yu. A., Konobeyev, A. Yu., Pereslavytsev, P. E., Stankovsky, A. Yu., Broeders, C., Broeders, I., Fischer, U. And Möllendorff U., "Evaluated nuclear data files for accelerator driven systems and other intermediate and high-energy applications", *Nucl. Instr. and Meth.*, A463: 544-565 (2001).

25. Bunakov, V. E. And Matveyev, G. V., "Program of experimental research on the meson facility of the institute for nuclear research of the academy of sciences of the USSR", *Zvenigorod, Moscow*, 1332-1346 (1986).
26. Oblozinsky, P. And Ribansky, I., "Emission rate of preformed α particles in preequilibrium decay" *Phys. Lett.*, B74: 61-78 (1978).
27. Dityuk, A. I., Konobeyev, A. Yu., Lunev, V. P. And Shubin, Yu. N., "New advanced version of computer code ALICE-IPPE", *INDC(CCP)*, 456-472 (1998).
28. Betak, E. And Dobes, J., "Possible energy parameters for continuum angular distributions", *Z. Phys.*, A279: 319 (1976).
29. Kalbach, C., "Surface and collective effects in preequilibrium reactions" *Phys. Rev.*, C62: 044608-044621 (2000)
30. Kalbach, C., "Surface effects in preequilibrium reactions of incident neutrons" *Phys. Rev.*, C69: 014605-014622 (2004).
31. Kalbach, C., "Neutron absorbed dose determination by calculations of recoil energy", *Z. Phys.*, A283: 401 (1977).
32. Blideanu, V., Lecolley, F. R., Lecolley, J. F., Lefort, T., Marie, N., Ataç A., Ban, G., Bergenwall, B., Blomgren, J., Dangtip, S., Elmgren, K., Eudes, Ph., Foucher, Y., Guertin, A., Haddad, F., Hildebrand, A., Johansson, C., Jonsson, O., Kerveno, M., Kirchner, T., Klug, J., Brun, Ch., Lebrun, C., Louvel, M., Nadel-Turonski, P., Nilsson, L., Olsson, N., Pomp, S., Prokofiev, A. V., Renberg, P., Slypen, I., Stuttgé, L., Tippawan, U. And Osterlund, M., "Nucleon-induced reactions at intermediate energies: New data at 96 MeV and theoretical status", *Phys. Rev.*, C70: 014607-014629 (2004).
33. Bateman, F. B., Haight, R. C., Chadwick, M. B., Sterbenz, S. M., Grimes, S. M. And Vonach, H., "Light charged-particle production from neutron bombardment of silicon up to 60 MeV: Role of level densities and isospin", *Phys. Rev.*, C60: 064609-064621 (1999).
34. Duisebayev, A., Ismailov, K. M. And Boztosun, I., "Inclusive spectra of (p, xp) and (p, xd) reactions on $^{90,92}\text{Zr}$ and ^{92}Mo nuclei at $E_p=30.3$ MeV", *Phys. Rev.*, C67: 044608-044619 (2003).
35. Guertin, A., Marie, N., Auduc, S., Blideanu, V., Delbar, Th., Eudes, P., Foucher, Y., Haddaa, F., Kirchner, T., Koning, A.J., Lebrun, Ch., Lebrun, C., Lecolley, F. R., Lecolley, J. F., Ledoux, X., Lefebvres, F., Louvel, M., Ninane, A., Patin, Y., Pras, Ph., Riviere, G., Varignon, C., "Neutron and light-charged-particle

- productions in proton-induced reactions on ^{208}Pb and 62,9 MeV”, *Eur. Phys. J.*, A23: 49-60 (2005)
36. Grimes, S. M., Haight, R. C. And Anderson, J.D., "Justification of a simple model for neutron total cross section”, *Nucl. Sci. Eng.*, 62: 187-199 (1977).
 37. Grimes, S. M., Haight, R. C. And Anderson, J. D., “Charged-particle-producing reactions of 15-MeV neutrons on ^{51}V and ^{93}Nb ”, *Phys. Rev.*, C17: 508-519 (1978).
 38. Grimes, S. M., Haight, R. C., Alvar, K. R., Barschall, H. H. And Borchers, R. R., “Charged-particle emission in reactions of 15-MeV neutrons with isotopes of chromium, iron, nickel, and copper”, *Phys. Rev.*, C19: 2127-2138 (1979).
 39. Ilinov, A. S., Kazarnovsky, M. V., Krippa, B. V. And Matushko, G. K., “The emission of the fast γ -rays in nonelastic proton interactions with nuclei at medium energies”, *Zvenigorod, Moscow*, 62: 262-285(1984)
 40. Bunakov, V. E., Nesterov, M. M. And Tarasov, N. A., "Dynamics and asymmetries in reactions with polarized neutrons”, *Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR.*, 41: 168-189 (1977)
 41. Blann, M., Scobel, W. And Plechaty, E., “Precompound nucleon angular distributions in the continuum”, *Phys. Rev.*, 30: 1493-1507 (1984).
 42. Kalbach, C., “Systematics of continuum angular distributions: Extensions to higher energies”, *Phys. Rev.*, C37: 2350-2362 (1988).
 43. Weisskopf, V. F. And Ewing, D. H., “On the yield of nuclear reactions with heavy elements”, *Phys. Rev.*, 57: 472-485 (1940).
 44. Kataria, S. K., Ramamurthy, V. S., Blann, M. And Komoto, T. T., “Shell-dependent level densities in nuclear reaction codes”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, A288: 585-611 (1990).
 45. Ignatyuk, A. V., Level Densities, “Handbook for calculations of nuclear reaction data”, *Report IAEA-TECDOC*, 132-146 (1998).
 46. Hansen, G. And Jensen, A., “Energy dependence of the rotational enhancement factor in the level density”, *Nucl. Phys.*, A406: 236-257 (1983).
 47. Myers, W. D. And Swiatecki, W. J., “Dynamical analysis on heavy-ion fusion reactions near Coulomb barrier”, *Ark. Fysik*, 36: 343-360 (1967).
 48. Bohr, N. And Wheeler, J.A., “The mechanism of nuclear fission”, *Phys. Rev.*, 56: 426-448 (1939).

49. Blann, M. And Bisplinghoff, J., "Code ALICE-LIVERMORE 82", *Livermore Lawrence Laboratory*, 196-144 (1982).
50. Ignatyuk, A. V., Kudyaev, G. A. And Junghans, A. R., "Analysis of dissipative effects in nuclear fission observed in the fragmentation of ^{238}U projectiles", *Nucl. Phys.*, A593: 519-541 (1995).
51. Cohen, S., Plasil, F. And Swiatecki, W. J., "Equilibrium configurations of rotating charged or gravitating liquid masses with surface tension", *Ann. Phys.*, 82: 557-569 (1974).
52. Barashenkov, V. S. And Toneev, V. D., "Interaction of high energy particles and nuclei with atomic nuclei", *DTIC Report, Moscow*, 394-412 (1972)
53. Gudima, K. K., Mashnik, S. G. And Toneev, V. D., "Cascade exciton model of nuclear reactions", *Nucl. Phys.*, A401: 329-342 (1983)
54. Metropolis, N. R., Bivins, M., Storm, A., Turkevich, Miller, J. M. And Friedlander, G., "Monte Carlo calculations on intranuclear cascades", *Phys. Rev.*, 110: 185-206 (1958)
55. Marshak, H., Langsford, A. Tamura, T. And Wong, C. Y., "Total neutron cross section of oriented ^{165}Ho from 2 to 135 MeV.", *Phys. Rev.*, C2: 1862-1879 (1970)
56. Menet, J. J. H., Gross, E. E., Malanify, J. J. And Zucker, A., "Total reaction cross section measurements for 30-60 MeV protons and the imaginary optical potential", *Phys. Rev.*, C4: 1114-1130 (1971)
57. Becchetti, F. D. And Greenless, G. W., "Nucleon-nucleus optical model parameters $A > 40$, $E < 50$ MeV", *Phys. Rev.*, 182: 1190-1211 (1969)
58. Gudima, K. K., Mashnik, S. G. And Toneev, V. D., "Cascade exciton model of nuclear reactions model formulation", *Nucl. Phys.*, A40: 1983-1999(1980)
59. Williams, F. C., "Intermediate state transition rates in the griffin model", *Phys. Lett.*, B31: 184-199 (1970)
60. Gudima, K. K., Ososkov, G. A. And Toneev, V. D., "Model for Pre-Equilibrium decay of excited nuclei", *Yad. Fiz.*, 21: 260-276 (1975)
61. Dostrovsky, I., Frankel, Z. And Friedlander, G., "Monte Carlo calculations of nuclear evaporation processes", *Phys. Rev.*, 116: 683-701 (1959)

62. İnternet : Experimental Nuclear Reaction Data “Deneysel Tesir Kesitleri”
<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm> (2008).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : YİĞİT, Mustafa
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 19.11.1981 Ankara-Mamak
Medeni hali : Bekar
Telefon : 0 (536) 491 98 04
E-posta : mustayigit1905@yahoo.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Lisans	Gazi Üniversitesi/ Fizik Bölümü	2005
Lise	Gazi Lisesi	1999

Yabancı Dil

İngilizce