

SAMMY Programıyla Nükleer Veri Analizi

Deniz Kocabiçakođlu

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

TEMMUZ 2009

Analysis of Nuclear Data with SAMMY Program

Deniz Kocabiçakoglu

MASTER OF SCIENCE THESIS

Department of Physics

JULY 2009

SAMMY Programıyla Nükleer Veri Analizi

Deniz Kocacıkođlu

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Lisansüstü Yönetmeliđi Uyarınca
Fizik Anabilim Dalı
Nükleer Fizik Bilim Dalında
YÜKSEK LİSANS TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır

Danışman: Doç. Dr. Emel Alđın

TEMMUZ 2009

ONAY

Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans öğrencisi Deniz Kocabıçakoğlu YÜKSEK LİSANS tezi olarak hazırladığı “SAMMY Programıyla Nükleer Veri Analizi” başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

Danışman : Doç. Dr. Emel Alđın

İkinci Danışman : -

Yüksek Lisans Tez Savunma Jürisi:

Üye : Doç. Dr. Emel ALĐIN

Üye : Doç. Dr. Cevad SELAM

Üye : Doç. Dr. M. Celalettin BAYKUL

Üye : Yrd. Doç. Dr. Latife ŞAHİN

Üye : Yrd. Doç. Dr. Sertaç EROĐLU

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun tarih ve sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Nimetullah BURNAK

Enstitü Müdürü

ÖZET

Nükleer veri, nükleer bilimlerin ve teknolojilerin uygulama ve gelişimini sağladığından verilerin doğru analizleri çok önemlidir. Nükleer veri analizleri, rezonans enerji aralığında incelenen reaksiyon parametrelerini daha doğru ve güvenilir şekilde elde etmemizi sağlar.

Bu tezde, nükleer verinin önemi, nükleer verinin pratik uygulamalarda kullanılmadan önce neden bir dizi işleme tabi tutulması gerektiği açıklanmıştır. Nükleer veri değerlendirmede çok farklı metot ve teknikler vardır. Bu metotlar arasında en uygun olanı R-matris teorisi temelinde yazılmış olan SAMMY programıdır. Güvenli veri dosyaları elde etmek için veri analizlerinde kullanılan ve Larson et al. tarafından yazılan SAMMY programı, FORTRAN bilgisayar dilinde yazılmış olup nötron tesir kesitlerinin hesaplanmasını sağlar. Bu çalışmada SAMMY programının temelinde yatan çok durumlu çok kanallı R-matris teorisi (multilevel multichannel R-matrix theory) ve bu teoride yapılan Reich-Moore yaklaşımı anlatılmıştır.

SAMMY kodunun nükleer veri analizindeki önemini vurgulamak amacıyla, 1987 yılında C.Wagemans et al. tarafından yayınlanan “ $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ tesir kesitinin rezonans analizi ve ölçümü deneyi” isimli makaledeki rezonans parametreleri ile G.F. Auchampaugh et al. tarafından 1975 yılında yayınlanan $^{33}\text{S}(n, \alpha_0)$ ve $^{33}\text{S}(n, \gamma)$ tesir kesitleri: ^{33}S çekirdeğinin nükleosentezdeki önemi” isimli makaledeki rezonans parametreleri karşılaştırılmıştır. $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ tesir kesitindeki bazı rezonans parametrelerinde uyumsuzluk gözlenmiştir. Ayrıca Coddens et al. tarafından 1987 yılında yayınlanan “İletim ölçümleriyle $^{33}\text{S}+n$ için rezonans yapısı” isimli makaledeki iletim verisinden de yararlanarak bu rezonanslardaki uyumsuzluğun SAMMY programıyla nasıl giderilebileceğine dair öneriler sunulmuştur.

Anahtar Kelimeler: SAMMY programı, nükleer veri, rezonans parametreleri.

SUMMARY

The correct analysis of nuclear data is highly important since they provide improvement of nuclear sciences and technologies. The nuclear data analysis provides us reaction parameters which are considered between resonance energy regions more certain and accurate.

In this thesis, the importance of the nuclear data and the reason why it has to be put through a series of processes are explained. In the evaluation of nuclear data, there are different types of methods and techniques. Among these, the most proper one is the SAMMY program which is written in the basis of R-matrix theory. The SAMMY code which is written by N. Larson in the computer language of the FORTRAN is used to calculate very accurate neutron cross sections. Through this study, the multilevel multichannel R-matrix theory on which the SAMMY code is based and Reich-Moore approximation to this theory are explained.

For the purpose of highlighting the importance of SAMMY code in nuclear data analysis, the resonance parameters between the article “Measurement and resonance analysis of the $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ cross section” that is published by C. Wagemans in 1987 and the article “Kilovolt $^{33}\text{S}(n, \alpha_0)$ and $^{33}\text{S}(n, \gamma)$ cross sections: Importance in the nucleosynthesis of the rare nucleus $^{36}\text{S}^*$ ” published by G.F. Auchampaugh in 1975 are compared. Some parameters in $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ cross section data disagree with each other. Furthermore, utilizing transmission data of the “Resonance structure of $^{33}\text{S}+n$ from transmission measurements” article published by Coddens in 1987, suggestions are given to obviate the disagreement in these resonances using the SAMMY program.

Keywords: SAMMY program, nuclear data, resonance parameter.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmalarında, derslerimde ve tez çalışmalarında, bana danışmanlık ederek, beni yönlendiren ve her türlü olanağı sağlayan danışmanım Doç. Dr. Emel Algın'a sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Ayrıca, bu çalışmalarımda bana yardım eden Aybars Umur'a teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	v
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xiv
1. GİRİŞ VE AMAÇ	1
2. NÜKLEER REAKSİYONLAR.....	3
2.1 Tesir Kesitleri.....	4
2.2 Reaksiyon Mekanizmaları	5
2.3 Saçılma teorisi.....	10
2.4 Breit-Wigner Formülü.....	13
3. NÜKLEER VERİ DEĞERLENDİRMELERİNİN UYGULAMALARI.....	17
3.1 Rezonans Tesir Kesiti Verisinin Pratik Analizi.....	17
3.1.1 Gözlenenler.....	18
3.1.2 Deneysel komplikasyonlar (Engeller).....	21
3.2 Nükleer Veri Uygulamalarının Hazırlama Adımları.....	23
3.3 İteratif Küçük Kareler Metodu ile Fit.....	26
3.4 İstatistiksel Hatalar: Poisson İstatistiği.....	28
3.5 Sistemik Hatalar: Belirsizlikler ve Belirsizliklerin Yayılması.....	28
3.6 En İyi Fit.....	30
3.7 Tutarsız Veri.....	30

İÇİNDEKİLER (devam)

Sayfa

4. SAMMY PROGRAMI.....	32
4.1 Bileşik Çekirdek, Durum Genişlikleri.....	32
4.2 Rezonans Teorisi	34
4.3 Çözünmüş Bölge Rezonans Teorisi.....	38
4.4 R Matris Teori.....	41
4.5 Önemli Yaklaşımlar.....	46
4.6 Reich-Moore Tesir Kesiti İfadeleri.....	47
4.7 Deneysel Koşulların Düzeltilmesi.....	49
4.7.1 Nümerik Genişleme.....	50
4.7.2 Doppler Genişleme.....	53
4.7.3 Doppler Genişlemenin Serbest Gaz Modeli.....	55
4.7.4 Rezolasyon Genişleme.....	57
4.8 Fit Prosedürü.....	58
4.9 Bayes' Teoremi.....	59
4.10 Veri Kümeleri ile Eş Zamanlı Fit.....	60
5. $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ TESİR KESİTLERİN ÖNEMİ.....	64
5.1 G.F.Auchampaugh et al. Tarafından Yapılan Deney (Auchampaugh et al.,1975).64	64
5.2 C. Wagemans et al. Tarafından Yapılan Deney (Wagemans et al.,1986).....	69
5.3 G.P. Coddens et al. Tarafından Yapılan Deney (Coddens et al., 1986).....	72
5.4 G.F. Auchampaugh et al., C. Wagemans et al. ve G.P. Coddens et al. Tarafından Yapılan Deneylerin Karşılaştırılması.....	75
6. SONUÇ VE TARTIŞMA	80
7. KAYNAKLAR DİZİNİ	82

EKLER

EK 1. INPut dosya formatı.

EK 2. Kanal ve spin hesapları.

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1	Tesir kesiti ve radyasyon demetinin ortamda zayıflaması.....4
2.2	Weisskopf'a göre nükleer reaksiyondaki durumlar6
2.3	Feshback reaksiyon teorisine göre nükleer reaksiyondaki ilk adım.....8
2.4	Nötronların ^{238}U 'dan saçılmasında toplam tesir kesiti, rezonans yapısı.....9
2.5	^{16}O ile etkileşen nötronlar için kütle merkezi enerjisinin fonksiyonu olarak toplam tesir kesiti.....14
4.1	Nükleer yüzeyde nötron dalga fonksiyonlarının şematik gösterimi.....37
4.2	Üstte: ^{238}U , 200 eV altında nötron yakalama tesir kesiti, 300 $^{\circ}\text{K}$ 'de Doppler genişlemesi. Ortada: ^{238}U nötron saçılma tesir kesiti, 300 $^{\circ}\text{K}$ 'e genişleme. Altta: geliştirilmiş basınçlı su reaktöründe nötron spektrumu.....39
4.3	Saçılma teorisinde kullanılan giriş ve çıkış kanallarının şeması.....42
4.4	Çok az aralık noktalarının kullanılmasıyla hesaplanan genişlememiş tesir kesiti.....51
4.5	Çok az aralık noktalarıyla hesaplanan doğru olmayan Doppler genişlemiş tesir kesiti.....52
4.6	Yeterli sayıda aralık noktaları kullanılarak hesaplanan genişlememiş tesir kesiti. Yardımcı aralıkta yeterli sayıda aralık noktaları kullanılarak hesaplanan Doppler genişlememiş tesir kesiti.....53
4.7	Nötronun ^{238}U tarafından ışınımsal yakalaması için Breit-Wigner tesir kesiti olan σ_{γ} 'nın Doppler genişlemesi.....55
5.1	10keV'den 650 keV $^{33}\text{S}(n, \alpha) ^{30}\text{Si}$ enerji aralığındaki tesir kesiti.....65
5.2	2,3 keV'den 850 keV enerji aralığında $^{33}\text{S}(n, \gamma) ^{34}\text{S}$ 'nin etkin nötron yakalama tesir kesiti.....66
5.3	10 keV-1 MeV nötron enerji aralığında $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ tesir kesiti.....72
5.4	$^{33}\text{S}(n, \alpha)$ reaksiyonunda 1350 eV enerjili rezonans için nötron yakalama tesir kesiti ve verileri.....76
5.5	$^{33}\text{S}(n, \alpha)$ reaksiyonunda 23950 eV enerjili rezonans için nötron yakalama

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
	tesir kesiti ve verileri.....77
5.6	5000 eV'dan 75000 eV enerji aralığında $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ nötron yakalama tesir kesiti ve iletim verileri.....77

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>		<u>Sayfa</u>
5.1	$^{33}\text{S}(n, \gamma)^{34}\text{S}$ nötron yakalama için rezonans parametreleri	68
5.2	$^{33}\text{S}(n, \alpha)$ 'da gözlenmiş rezonans parametreleri.....	70
5.3	$^{33}\text{S}+n$ nötron rezonans parametreleri.....	74

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
c	Giriş kanalı
c'	Çıkış kanalı
α	Reaksiyona giren parçacık
$m(M)$	Parçacık kütlesi
$z(Z)$	Yük
$i(I)$	Spin
Q	Momentum sisteminde negatif eşik enerji
l	Yörüngesel açısal momentum
$\pi = (-1)^l$	Parite
s	Kanal spini
J	Toplam açısal momentum
$U_{cc'}$	Saçılma matrisi
$\sigma_{cc'}$	İntegrali alınmış tesir kesiti
k_α	α dalga sayısı
K_α	Kütle merkezi sisteminde momentum
h	Planck sabiti
\hbar	$h/2\pi$
g_{J_α}	İstatistiksel spin faktörü
w_c	Coulomb faz kayması
k	Boltzmann sabiti
Γ_α	α parçacık genişliği
Y_i	Veri kümesi matrisi
P	Durum sayısı
T	Format tipi
I	Tam sayı
F	Reel sayı

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
n	Nötron
α	Alfa
γ	Gama
E	Kinetik enerji
C	Bileşik çekirdek
B_n	Bağlanma enerjisi
Γ	Genişlik
τ	Ortalama ömür
σ	Toplam tesir kesiti
$1 - \sigma\Delta$	Geçirgenlik
$x_j + \alpha_j$	Standart hatalar
μ	Konum parametresi
p	Poisson dağılımı
$z(x)$	Hiper vektör
ζ	Parametre vektörü
$C = \langle \delta\rho\delta\rho \rangle$	Kovaryans matrisi
λ	Gerçek sayım hızı
t	Zaman
η	Veri vektörü
$B = \langle \delta\eta\delta\eta^+ \rangle$	Kovaryans matrisi
χ^2	Fit kalitesi
ϵ_j	Tanımlanmayan hata
T_j	Dispersiyon
A^{-1}	Simetrik matris
s'^2	Ağırlıklı örnek ortalaması
b	Geri dönen dalganın (kompleks) genliği

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
u_l	Dalga fonksiyonu
K	Ortalama dalga sayısı
f_l	Nükleer yüzeydeki logaritmik türev
e^{ikz}	Gelen dalga fonksiyonunun genliği
δ	Faz
ϵ_s	Rezonans enerjisi
Γ^s	Ortalama durum genişliği
D	Durumlar arası ortalama uzaklık
S_{\min}	Uyarılma enerjisi
H	Hamiltonyen
$\delta_{cc'}$	Kroniker sembolü
U	Çarpışma matrisi
S	Saçılma matrisi
P	Enerji fonksiyonu
L_{cc}°	Gama kanalı
E_{λ}	Rezonans enerjisi
γ_{λ_c}	Olasılık genliği
$I_c - O_c$	Gelen ve giden radyal dalga fonksiyonu
S_c	Değiştirme faktörü
P_c	Merkezkaç bariyeri
$\Delta_{\lambda\gamma}$	Gerçek durum değişkeni
Y_x	Reaksiyon ürünü
$\bar{T}(E)$	Ortalama gözlenen
t_b	Sonlu hızlandırıcı atış genişliği
t_c	Sonlu zaman kanalı genişliği

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
t_d	Kararsızlık
ΔL	Uçuş yolu
$\Delta\Theta$	Sonlu açısal çözünürlük
T	Etkin sıcaklık
$\Gamma_{göz}$	Gözlenen genişlik
$g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$	Rezonans parametresi
<u>Kısaltmalar</u>	<u>Açıklama</u>
RRR	Çözünmüş rezonans bölgesi
URR	Çözünmemiş rezonans bölgesi
NNDC	Ulusal nükleer veri merkezi
NEABD	NEA Veri bankası, OECD
CJD	Centr po Jadernym Dannym
NDS	Nükleer veri bölümü, IAEA
ENDF	Değerlendirilmiş nükleer veri dosyası
SLBW	Tek durumlu Breit Wigner
TOF	Uçuş zamanı
ORR	Oak Ridge elektron lineer hızlandırıcı
LINAC	Rensselaer Polytechnic Enstitü
UDR	Utah dispute çözünürlük
VKM	Veri kovaryans matris
PUP	Türetilmiş belirsizlik parametresi
GELINA	Geel elektron lineer hızlandırıcı
LASL	Los Alamos Fen laboratuvarı
ORELA	Oak Ridge elektron lineer hızlandırıcı
COV	Kovaryans
PAR	Parametre
IGROUP	Rezonans kuantum grup sayısı.

BÖLÜM 1

GİRİŞ VE AMAÇ

Nükleer veri, tüm nükleer bilimler ve teknolojilerin uygulama ve gelişiminin temelini oluşturur. Bir nükleer veri ister ölçülsün isterse hesaplınsın, uygulamalarda kullanılmaya başlamadan önce, değerlendirme, düzeltme ve analizden oluşan karmaşık bir süreci takip eder.

Rezonans enerji aralığında nötron reaksiyonları için tahmini teoriler bulunmadığından, temel nükleer veri, lineer parçacık hızlandırıcılarında gerçekleştirilen ölçümlerden elde edilmek zorundadır. Ölçülen işlenmemiş veri, daha sonra örnek safsızlıkları, arka plân etkileri ve dedektör verimlilikleri gibi deneysel koşullar için düzeltilir. Ancak bu şekilde elde edilen deneysel veri, uygulama hesapları için uygun değildir. Uygulanabilir verinin tutarlı bir setini üretmek için detaylı bir veri analizi gereklidir.

Veri değerlendirmede farklı metotlar ve yeni teknikler bulunmaktadır. SAMMY, rezonans bölgesinde tesir kesiti verisinin analizini yapan bir programdır. Çözünmüş rezonans bölgesinde R-Matris teori (ve özellikle çok durumlu Breit-Wigner ve Reich Moore) kullanılır ve bu teori teorik modeller cinsinden nötron rezonans veri değerlendirmesi ve analizine özel olarak uygulanır. SAMMY kodunun diğer metotlardan farkı, yakalama (capture) ölçümlerinde öz-korunum ve çoklu saçılma etkilerinin doğru şekilde hesaplamamızı sağlamasıdır. Rezonansın ışınımsal yakalama genişliğinin doğruluğu bu analizle sağlanır.

Bu çalışma altı bölümden oluşmaktadır. İkinci bölümde nükleer reaksiyonlar hakkında temel bilgiler verilmiştir. Tesir kesiti ifadeleri için gerekli olan bazı formüller, saçılma teorileri ve reaksiyon mekanizmaları özetlemiştir. Üçüncü bölümde, nükleer veri değerlendirmelerinin uygulamaları adı altında nükleer veri hazırlama adımlarından bahsedilmiştir. Hazırlık aşamasında ortaya çıkacak bazı sistematik ve istatistiksel hatalardan söz edilmiştir. Dördüncü bölümde SAMMY programında gerekli olan bazı tanımlamalar, teoriler ve önemli yaklaşımlardan bahsedilmektedir. Beşinci bölümde $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ tesir kesitinin önemini gösteren

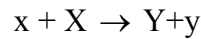
deney karşılaştırmaları yapılmış ve SAMMY programıyla ikiden fazla deneysel verinin eř zamanlı fitinin önemi vurgulanmıştır. Altıncı bölümde sonuçlar özetlenmiştir.

BÖLÜM 2

NÜKLEER REAKSİYONLAR

Nükleer reaksiyon, çekirdek tepkimesi olarak da bilinir. Yüksek enerjili bir parçacıkla bombardıman sonucunda, atom çekirdeğinin niteliğinin ya da özelliklerinin değişmesidir. Bombardıman eden parçacık, alfa parçacığı, gamma ışını fotonu, nötron, proton, döteron ya da ağır bir iyon olabilir. Bu parçacığın, pozitif yüklü çekirdeğe, güçlü çekirdek kuvvetlerinin etki alanına girebilecek kadar yaklaşabilmesi için yeterli enerjiye sahip olması gerekir. Bir çekirdek tepkimesinde genellikle, tepkimeye giren iki parçacık bulunur; bunlardan birisi hedef durumundaki ağır çekirdek, ötekisi de bombalayan hafif parçacıktır. Tepkime sonucundan iki yeni parçacık ortaya çıkar; bunlardan birisi daha ağırlaşmış bir çekirdek; öteki de fırlatılardan daha hafif bir parçacıktır.

Nükleer reaksiyonların çalışmasının önemi; çekirdek hakkındaki birçok bilginin (büyüklük, yük dağılımı ve nükleer kuvvetlerin mahiyeti) bu araştırmalardan elde edilmesinden ileri gelmektedir. Nükleer reaksiyonlar, kimyasal reaksiyonlara benzer şekilde yazılır yani, X hedef çekirdeğine bir x parçacığı çarptığı zaman nükleer reaksiyonun sonucunda bir Y geri tepen çekirdek ve bir y parçacığı meydana gelir. Birçok durumlarda birden fazla türde parçacıklar salınabilir. Nükleer reaksiyonlar radyoaktif elementlerin yayınladığı parçacıkla başlatılabileceği gibi, lineer hızlandırıcılar, siklotronlar nükleer reaktörler ve diğer sistemler tarafından üretilen yüksek enerjili parçacıklar ve γ ışınları ile de başlatılabilir. Bir nükleer reaksiyon,



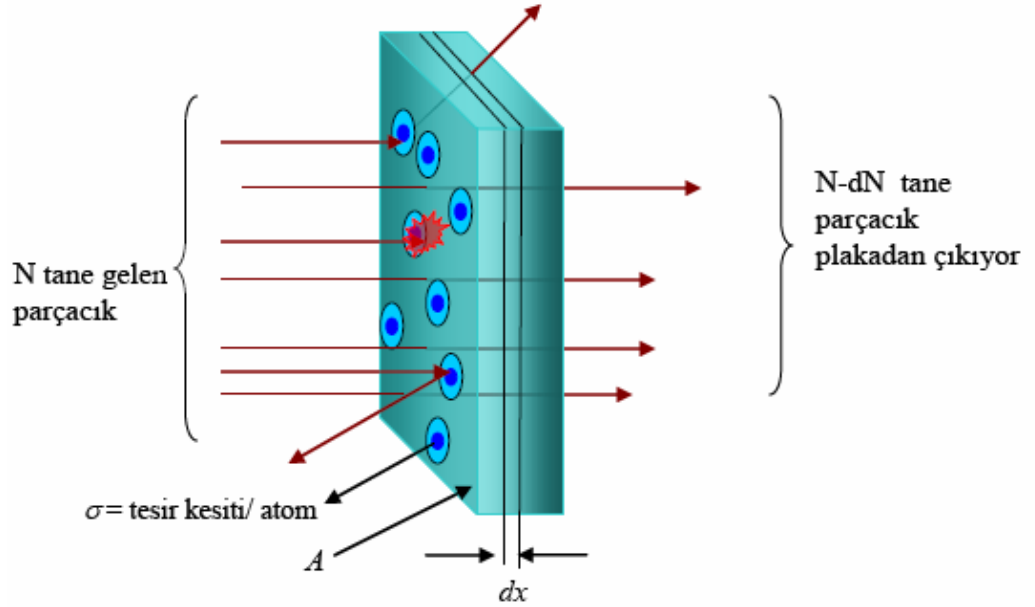
şeklinde yazılır ve $X(x,y)Y$ ile gösterilir. Nükleer reaksiyonların çalışılmasında iki husus önemlidir:

- 1) Farklı reaksiyonların meydana geldiği şartlar: Çoğu kez bir nükleer reaksiyonun sonucunu kestirmek mümkündür. Fakat bir nükleer reaksiyonun başlaması için gerekli şartları almak zorundayız.
- 2) Gelen parçacığın hedef çekirdek tarafından soğurulma olasılığı belirlenirken bir

nükleer reaksiyonlarda tesir kesiti σ , bozunma işlemindeki bozunma sabiti ile aynı öneme sahiptir.

2.1 Tesir Kesiti

Nükleer fizikte yapılan bütün çalışmalar radyasyonun madde ile çalışma esasına dayanır. Gelen bir radyasyonun, bir hedef parçacıkla belli biçimde etkileşme olasılığını ifade etmenin en kullanışlı yolu tesir kesiti kavramıdır. Tesir kesiti, bu etkileşimlerin gerçekleştirme olasılığının bir ölçüsüdür olarak tanımlanır.



Şekil 2.1 Tesir kesiti ve radyasyon demetinin ortamda zayıflaması.

Şekilde görüldüğü gibi, gelen her parçacık hedefte belli bir kesiti görür. Bu kesite yönelen her parçacık hedef madde ile etkileşir. Dolayısıyla gelen parçacık ne kadar büyük bir kesit görürse, etkileşme olasılığı o kadar büyüktür. Bu kesite tesir kesiti denir. Hedef maddenin tesir kesiti, etkileşmenin cinsine ve gelen parçacığın enerjisine bağlı olup, parçacığın geometrik kesitinden büyük, küçük veya eşit olabilir. Bir çekirdeğin belli bir etkileşme için tesir kesiti, belli bir parçacık çekirdeğin üstüne

geldiğinde, etkileşmenin gerçekleşme olasılığını ifade etmenin matematiksel bir yoludur.

Yapıldığı madde belli, yüzey alanı A ve kalınlığı dx olan yassı bir levha düşünelim. Levha birim hacimde n atom içeriyorsa, hacmi Adx olduğundan, levhadaki toplam atom sayısı $nAdx$ 'tir. Her bir çekirdek σ etkileşme tesir kesitine sahipse, levhadaki bütün çekirdeklerin toplam etkileşme tesir kesiti $nA\sigma dx$ olur. Gelen demetteki parçacık sayısı N ise, levhadaki çekirdeklerle etkileşen parçacık sayısı dN ,

$$\frac{dN}{N} = \frac{n\sigma Adx}{A} \quad (2.1)$$

olarak belirlenir.

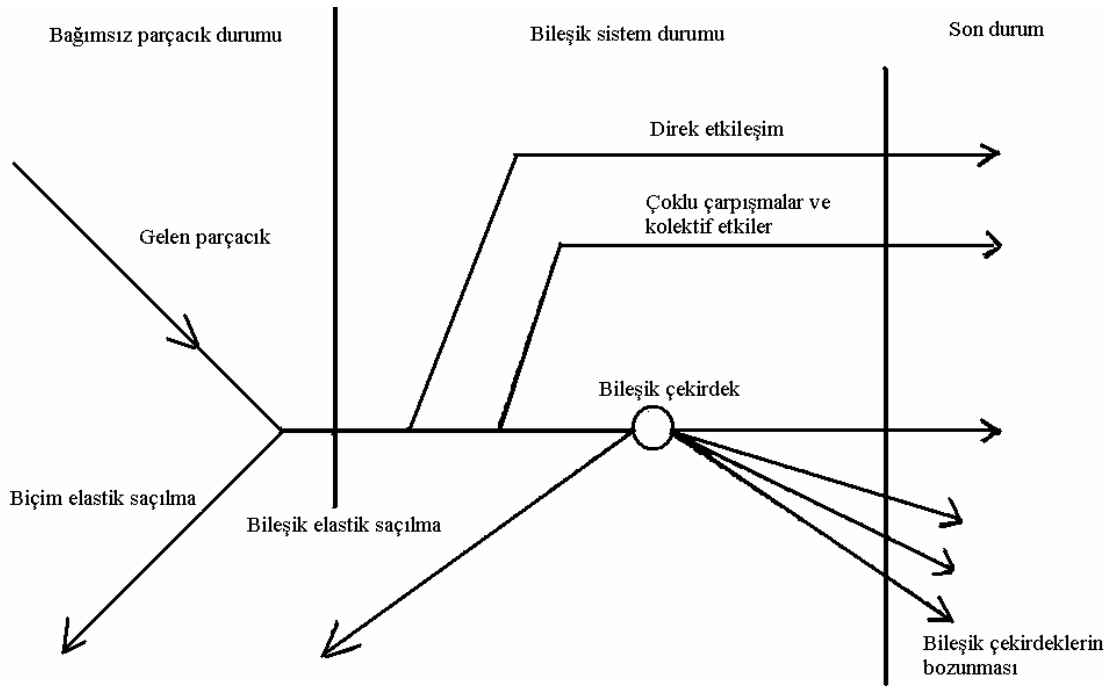
Tesir kesiti σ ile gösterilir ve birimi Barn'dır. $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ dir. Ancak gelen parçacıklar her zaman tüm doğrultularda eş yönlü olarak yayınlanmazlar; θ ve ϕ 'ye bağlı açısal dağılıma sahip olurlar.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\Theta, \phi)}{4\pi TaN} \quad (2.2)$$

Bir kürenin yüzeyi merkezinde 4π steradyanlık bir katı açı meydana getirir. Bu orana diferansiyel tesir kesiti denir. Buradaki $r(\Theta, \phi)$ açısal dağılım fonksiyonu, N birim zamandaki çekirdek sayısı, a gelen parçacık sayısını, $d\Omega$ katı açığı göstermektedir. Diferansiyel tesir kesiti reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımları ile ilgili önemli bilgileri verir.

2.2 Reaksiyon Mekanizmaları

Weisskopf'a göre nükleer reaksiyon süreci şematik olarak şekil 2.3 de gösterilmektedir. Gelen parçacık nükleer potansiyelin kenarına ulaşırsa, ilk etkileşim "biçim elastik saçılma" (shape elastic scattering) olarak bilinen dalga fonksiyonunun kısmi yansıması olacaktır.



Şekil 2.2 Weisskopf'a göre nükleer reaksiyondaki durumlar (Weisskopf, 1957).

Eğer gelen parçacık tek nükleon ise, çekirdekteki tek nükleonla etkileşir ve şekil 2.2 de gösterildiği gibi doldurulmamış durumlara çıkar. Çarpan nükleon çekirdeği terk ederse, “direk reaksiyon” meydana gelir. Muhtemelen bu süreç, daha yüksek enerjilerde olur, çünkü o zaman en az bir nükleon çekirdeği terk etmeğe yetecek kadar enerjiye sahip olacaktır. Eğer çarpan nükleon, çekirdeği terk etmezse, daha karmaşık etkileşimler olabilir. Gelen nükleon (ya da çarpan nükleon), çekirdekteki ikinci bir nükleonla etkileşebilir ve böylece onu uyarılmış durumlara yükseltir. Bu koşullar altında çekirdek, kolektif durumlara uyarabilir ve nükleonlardan biri ayrılabilir. Eğer bu meydana gelmezse, gelen parçacık hedef çekirdek tarafından tutularak bileşik çekirdek oluşur. Bileşik çekirdek reaksiyonu

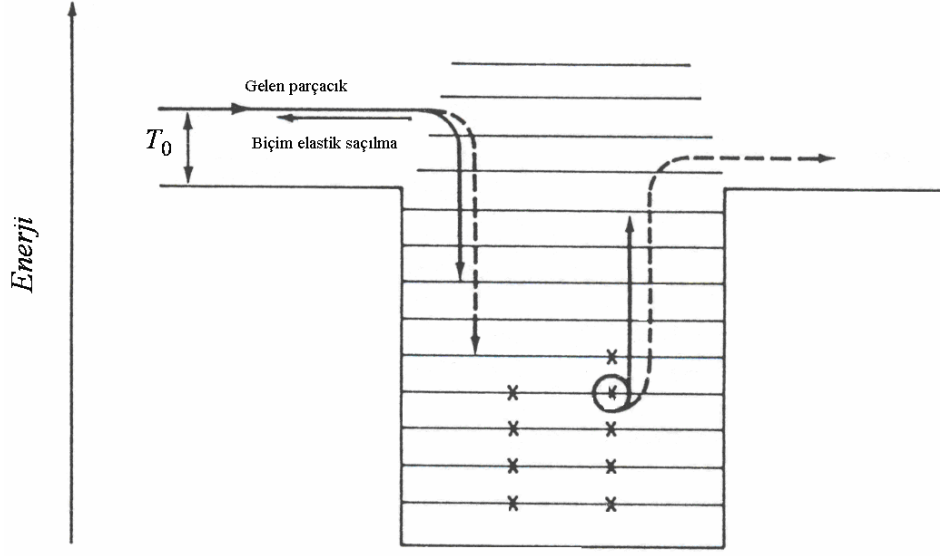


şeklinde gösterilebilir. Burada C bileşik çekirdektir. Bileşik çekirdeğin parçalanması oluşma şekline bağlı olmayıp, sadece enerjisine, açısal momentumuna ve paritesine bağlıdır (Bohr, 1936). Gelen parçacık, aynı enerjiyle bileşik çekirdekle salınır, buna

“bileşik çekirdek saçılması” denir.

C bileşik çekirdek oluşumu, gelen parçacıkla nükleon arasındaki kuvvetli etkileşmedir. Gelen parçacığın enerjisi, bu kuvvetli etkileşmeden dolayı hızla sistemdeki bütün nükleonlar arasında, istatistiksel denge durumuna ulaşana kadar paylaşılır. Gelen parçacığın çekirdeği geçmesi için, gerekli olan zamandan çok daha uzun zaman sonra (bu zaman gelen parçacığın enerjisine bağlıdır ve düşük gelme enerjilerinde geçiş zamanından 10^6 - 10^7 kez daha büyük olabilir; büyük enerjilerde 10-100 kat daha büyüktür), bir nükleon ya da yüzeye yakın nükleonlar grubu kaçmak için yeterli enerjiyi istatistiksel dalgalanmayla toplar. Eğer bileşik çekirdeğin uyarılma enerjisi yeteri kadar büyükse, birçok parçacık ard arda çekirdekten ayrılabilir ve bu süreç, çekirdeğin enerjisi parçacık salınması için gerekli eşik enerjinin altında olana kadar devam eder ve sonra çekirdek γ ışınları yayınlarak taban durumuna ulaşır. Çekirdek birçok yolla parçalanabilir, örneğin ağır bileşik çekirdek fisyonu uğrayabilir. Bileşik çekirdekleri çalışarak, nötron bağlanma enerjisinin hemen üstündeki enerjilerde yavaş nötron yakalamasıyla uyarılan bileşik çekirdek durumlarının özellikleri, γ ışını ile taban duruma bozunumun mekanizmaları, açısal momentumun ve nükleer deformasyonun parçacık yayınlanmasına etkisi, yüksek enerji durumlarının yoğunluğu hakkında birçok bilgi elde edebiliriz.

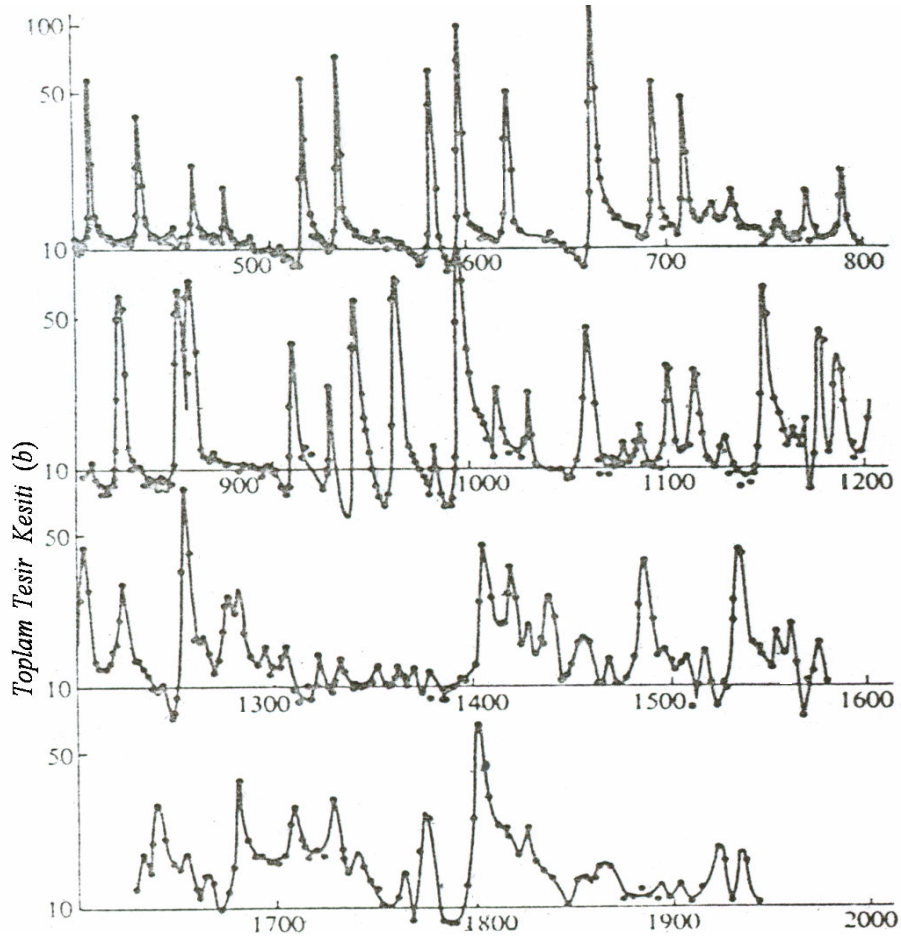
Bazen bir parçacık, ne direkt reaksiyondaki gibi gelen parçacığın hedef çekirdeğin bir tek nükleonu veya nükleon grubu ile etkileşmesinden sonra, ne de bileşik çekirdeğin istatistiksel bozunumundaki gibi uzun zamanda çekirdekten atılır. Gelen parçacık, az sayıda nükleonla enerjisini paylaşabilir ve daha sonra bu az sayıda nükleon diğer nükleonlarla etkileşebilir. Bu süreçte bir parçacık, istatistiksel denge elde edilmeden önce salınabilir. Bu şekilde meydana gelen reaksiyonlara “denge öncesi bozunma reaksiyonları” (pre-equilibrium veya precompound decay) denir. Denge öncesi reaksiyonların çalışılması, çekirdeğin termalizasyon mekanizması, yani istatistiksel dengeye ulaşması hakkında bilgi edinmek açısından oldukça önemlidir.



Şekil 2.3 Feshback reaksiyon teorisine göre nükleer reaksiyondaki ilk adım. Nötronlar ve protonlar bu diyagramda ayırt edilemiyor. (Meyerhof, 1989).

Bütün bu reaksiyonlar enerjinin, momentumun, parite, spin, izospin ve baryon sayısının korunum yasalarına uyar. Bir reaksiyona yukarıda ifade edilen bütün reaksiyon mekanizmaları katkı sağlayabilir ve bir deney ile bunlardan biri ya da diğeri çalışılabilir. Bunu göstermek için, bir çekirdek tarafından bir proton ya da nötronun elastik saçıldığını düşünelim. Düşük enerjilerde nötronlar ve protonlar çok farklı etkileşirler. Protonlar çekirdeğin elektostatik alanıyla itilir ve elastik olarak saçılır. Bu bir direk reaksiyondur. Düşük enerjili nötronlar, nükleer alanla saçılabilir (bu potansiyel saçılma ya da bıçım elastik saçılmadır) ya da bileşik çekirdeği oluşturmak üzere yakalanabilir ve sonra aynı enerjiyle yayınlanır. Bu bileşik elastik saçılmadır. Bileşik elastik saçılma, bileşik çekirdeğin yapısından oldukça etkilenir. Bir nötron yakalama, çekirdeğe bir uyarılma enerjisi verir, E kanal enerjisi ile onun B_n bağlanma enerjisinin toplamına eşit bir uyarılma enerjisi verir. B_n bağlanma enerjisi bir çok çekirdek için yaklaşık 8 MeV'dir. Yaklaşık 8 MeV uyarılma enerjisinde, çoğu çekirdek yüksek durum yoğunluğuna sahip olmasına rağmen, yavaş nötronların enerjileri, birkaç eV kadar düşük miktarlarda değişebilir, böylece bu durumlar bir bir uyarılır. Nötron enerjisi bileşik çekirdeğin bir uyarılmış durumunun enerjisinden geçerken bir rezonans oluşur. Böylece saçılma ve reaksiyon tesir kesitlerinde bu

enerjilerde maksimumlar gözlenir. Maksimum tesir kesitindeki enerji bu uyarılmış duruma karşılık gelir ve genişliği Γ durumun $\tau = \hbar/\Gamma$ ortalama ömrünü verir. Örnek olarak şekil 2.4 de $n+^{238}\text{U}$ saçılma tesir kesitinde rezonans yapısı görülmektedir.



Şekil 2.4 Nötronların ^{238}U 'dan saçılmasında toplam tesir kesiti, rezonans yapısını gösterir (Firk, et al., 1960).

2.3 Saçılma Teorisi

Saçılma teorisi görünüşte R-Matris teorisi ile ilgilidir. Burada teorinin önemli kurallarına değinilecektir.

R-Matris teorisi, deneyde görülen şeylerin (yani ölçülen tesir kesiti gibi) matematiksel tanımlanmasıdır. Bu teori çekirdek nötron etkileşim modeli değildir, etkileşimin fiziği hakkında bir varsayımda bulunmaz. Bunun yerine R-Matris teorisi, etkileşme yarıçapı, sınır koşulları, rezonans enerjileri, genişlikler ve kuantum sayıları gibi nicelikler cinsinden ölçümleri parametrize eder; bu parametrelerin değerleri, teorik hesapların gözlenen veriye fit edilmesiyle belirlenebilir. Bu teori matematiksel olarak doğrudur, yani analitiktir, üniterdir, bununla birlikte pratik uygulamalarda yaklaşımlarda bulunur.

R-Matris teorisi, aşağıdaki varsayımlara dayanmaktadır:

1. Relativistik olmayan kuantum mekaniğin uygulanabilirliği,
2. İki'den fazla ürün çekirdeğin oluşma sürecinin tümünün önemsizliği ya da ihmal edilmesi,
3. Yaratma ya da yok etme sürecinin tümünün önemsizliği ya da ihmal edilmesi,
4. Coulomb etkileşmesine önem verilmesine rağmen, hiçbir nükleer etkileşimin meydana gelmediği sonlu radyal uzaklığın varlığı (bu dört varsayımlardan ikisi pratik uygulamalarda bir dereceye kadar ihlal edilebilir. 1. Bu teori, relativistik nötron enerjilerinde kullanılabilir ve relativistik etkiler düzeltilebilir; ancak relativistik olmayan kuantum mekanik kabul edilir. 2. Bir fisyon deneyinde iki son üründen fazlasının oluşması iki adımlı süreç olarak ele alınır.

R-Matris teorisi, kanallar cinsinden ifade edilir. Burada bir kanal, parçacık çifti (gelen ve çıkan parçacık) ve iki parçacık arasındaki etkileşmeye uygun özel bilgi olarak tanımlanır. Bu bölümde, saçılma teorisi için eşitlikler türetilmeden verilmiştir. Saçılma teorisinde, bir kanal $c = (\alpha, \ell, s, J)$ ile tanımlanabilir, burada aşağıdaki tanımlamalar uygulanır:

- Kanalda meydana gelen iki parçacık α ile temsil edilir; α , her iki parçacığın kütlelerini (m ve M), yüklerini (z ve Z), spinlerini (i ve I) ve ilişkili paritelerini ve diğer tüm kuantum sayıları ile Q değerlerini (momentum sisteminde negatif eşik enerjisine eşittir) içerir.
- ℓ , çiftin yörüngesel açısal momentumudur, paritesi $(-1)^\ell$ ile verilir.
- s kanal spinini gösterir (pariteyle birlikte); yani çifti oluşturan parçacıkların

spinlerinin vektörel toplamıdır: $\vec{s} = \vec{i} + \vec{I}$.

- J , toplam açısal momentumdur (pariteyle birlikte); yani s ve ℓ 'nin vektörel toplamıdır: $\vec{J} = \vec{s} + \vec{\ell}$.

Belirli bir etkileşimde sadece J ve π parite korunur. Diğer kuantum sayıları, spin ve paritelerin toplama kurallarına uyulduğu sürece, kanaldan kanala farklı olabilir. Bu çalışmada ve SAMMY kodunda aynı J spinli ve π pariteli tüm kanalların kümesine “spin grubu” adını vereceğiz.

Aşağıda verilen ifadelerde, spin kuantum sayılarının (örneğin, J) pariteyi de içerdiği farz edilmektedir.

J toplam açısal momentumlu, c giriş kanalından c' çıkış kanalına açısal integrali alınmış tesir kesitlerini (angle-integrated cross sections) $\sigma_{cc'}$ ile temsil edelim. Bu tesir kesiti $U_{cc'}$ saçılma matrisi cinsinden verilir:

$$\sigma_{cc'} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} g_{J\alpha} \left| e^{2iw_c} \delta_{cc'} - U_{cc'} \right|^2 \delta_{JJ'}, \quad (2.3)$$

buradaki k_α , gelen parçacık çiftinin α dalga sayısıdır (ve $K_\alpha = \hbar k_\alpha =$ kütle merkezi sisteminde momentum), $g_{J\alpha}$ istatistiksel spin faktörüdür, w_c Coulomb faz kayması farkıdır. Burada w_c , Coulomb etkileşmesiz kanallar için sıfırdır. İstatistiksel spin faktörü

$$g_{J\alpha} = \frac{2J+1}{(2i+1)(2I+1)}, \quad (2.4)$$

ile verilir ve kütle merkezi sisteminde momentum

$$K_\alpha = (\hbar k_\alpha)^2 = \frac{2mM^2}{(m+M)^2} E \quad (2.5)$$

olur. Burada E , gelen parçacığın laboratuvar kinetik enerjisidir. Saçılma matrisi U , W matrisi cinsinden yazılabilir:

$$U_{cc'} = \Omega_e W_{cc'} \Omega_{c'}, \quad (2.6)$$

burada Ω

$$\Omega = e^{i(w_c - \phi_c)}, \quad (2.7)$$

ile verilir. W matrisi R-Matrisle ilgilidir.

Özel tesir kesitlerini aşağıdaki denklemlerle özetleyebiliriz. Toplam tesir kesiti, tüm mümkün çıkış kanalları ve tüm spin grupları üzerinden toplam alınarak

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{toplam}} &= \sum_c \sum_{\substack{\text{gelen} \\ \text{kanallar}}} \sum_{\substack{\text{tüm} \\ \text{kanallar} \\ c'}} \sum_J \frac{\pi}{k_\alpha^2} g_\alpha |\delta_{cc'} - U_{cc'}|^2 \\ &= \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_J g_J \sum_c \sum_{\substack{\text{gelen} \\ \text{kanallar} \\ c'}} \sum_{\substack{\text{tüm} \\ \text{kanallar} \\ c'}} (\delta_{cc'} - U_{cc'} \delta_{cc'} - U_{cc'}^* \delta_{cc'} + |U_{cc'}|^2) \\ &= \frac{2\pi}{k_\alpha^2} \sum_J g_J \sum_c \sum_{\substack{\text{gelen} \\ \text{kanallar} \\ c'}} (1 - \text{Re}(U_{cc})), \end{aligned} \quad (2.8)$$

ile verilir. Gelen parçacıkların yüksüz olması durumu için, elastik (ya da saçılma) tesir kesiti,

$$\sigma_{\alpha\alpha} = \frac{2\pi}{k_\alpha^2} \sum_J g_J \sum_c \sum_{\substack{\text{gelen} \\ \text{kanal} \\ c}} \left(1 - 2 \text{Re}(U_{cc}) + \sum_{\substack{c'=\text{gelen} \\ \text{kanal}}} |U_{cc'}|^2 \right), \quad (2.9)$$

ile verilir. Benzer şekilde, elastik olmayan reaksiyonlar için tesir kesiti

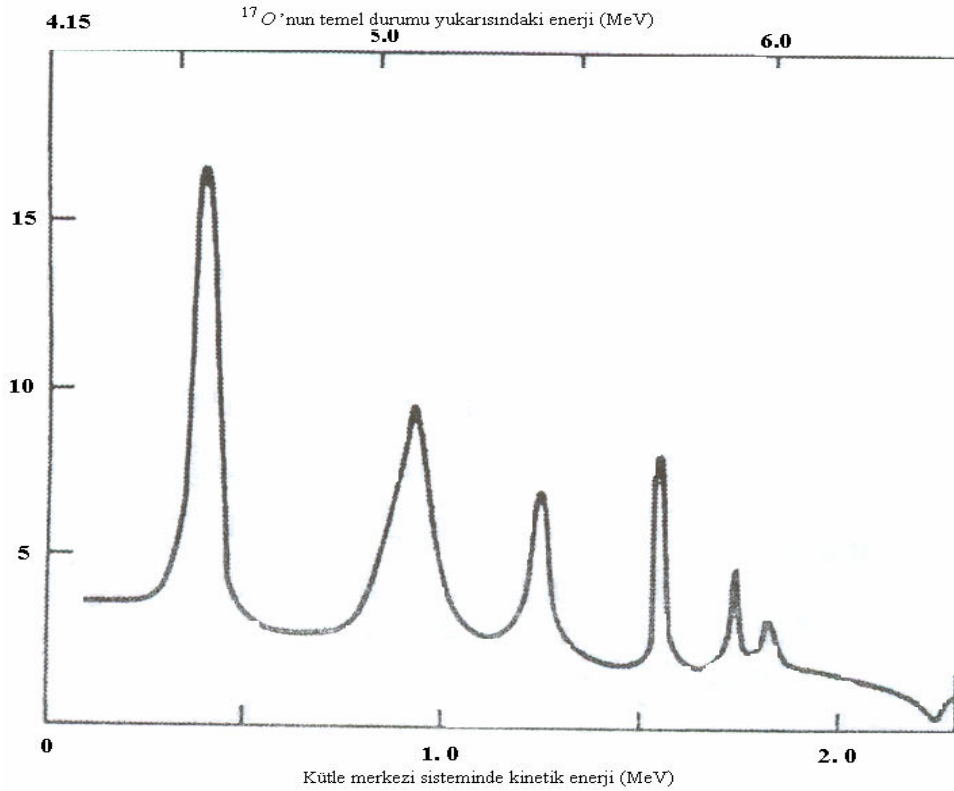
$$\sigma_\alpha^{\text{reaksiyon}} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_J g_J \sum_{\substack{c=\text{gelen} \\ \text{kanal}}} \sum_{\substack{c'=\text{reaksiyon} \\ \text{kanal}}} |U_{cc'}|^2, \quad (2.10)$$

şeklinde yazılabilir. Özellikle de yakalama tesir kesiti, toplam ve tüm diğer tesir kesitleri arasındaki fark olarak yazılabilir:

$$\sigma_{yakalama} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_J g_J \sum_{\substack{\text{gelen} \\ \text{kanal} \\ c}} \left(1 - \sum_{\substack{c'=\text{yakalama} \\ \text{tüm} \\ \text{kanallar}}} |U_{cc'}|^2 \right). \quad (2.11)$$

2.4 Breit-Wigner Formülü

Tesir kesiti kavramı, çekirdek tepkimesinin anlaşılması ve sınıflandırılması için önemlidir. Şekil 2.5 de $^{16}_8O$ çekirdeğiyle etkileşen nötronlar için toplam tesir kesiti $E = 2.3$ MeV değerine kadar (kütle merkezi sisteminde) E kinetik enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmektedir. Tesir kesitlerinin ilkesel özellikleri, yavaşça değişen bir ortalama alanda üst üste gelen yüksek fakat dar rezonans zirveleridir. Bu zirveler, rezonans enerjilerinde ^{17}O 'nun uyarılmış durumlarının nötron ve ^{16}O 'dan oluşmasından kaynaklanır. Gelen nötronların enerjisi Γ genişliği içinde sistemin toplam enerjisinin ^{17}O 'nun uyarılma enerjisinden biriyle eşleşmesine yetecek kadar olduğunda, bu nötron hedef çekirdek tarafından kolayca kabul edilir. Bileşik çekirdek diye adlandırılan bu çekirdekte taban durumdaki nötronun bağlanma enerjisinin uyarılma enerjisi olarak elverişli hale getireceğini belirtmeliyiz. ^{17}O örneğinde, ^{17}O 'nun uyarılma enerjileri taban durumdan itibaren ölçülürse, 4.15 MeV kadar nötron bağlanma enerjisi, rezonans enerjilerine eklenmek zorundadır. Şekil 2.5 de ayrıca yer değiştirmiş enerji ölçeğinde verilmiştir. Böylece verilerde sadece 4.15 MeV'nin üstündeki uyarılmış durumlar gözükmemektedir.



Şekil 2.5 ^{16}O ile etkileşen nötronlar için kütle merkezi enerjisinin fonksiyonu olarak toplam tesir kesiti. Şekilde ^{17}O 'nun uyarılmış durumlarının oluşumuna karşılık gelen rezonanslar gösterilmiştir. (Veriler, "Garber, D.I. and Kinsey, R.R., 1976), *Neutron Cross Sections*, C.II, Upton, NY: Brookhaven National Laboratory" den alınmıştır).

Şekil 2.5 de gözüken alt zirve, enerji durumlarının en üst düzeyine karşılık gelmektedir.

E_0 rezonans enerjisi civarında toplam tesir kesiti şu şekilde katkı yaptığı gözlenmiştir:

$$\sigma_{top}(E) = \frac{\pi}{k^2} \frac{\rho \Gamma_i \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.11)$$

Bu ifadede $k = |k|$ ve k , kütle merkezi çerçevesinde gelen nötron dalga vektörüdür. Γ_i , $^{16}\text{O} + n$ gelen kanalına bozunum için kısmi genişlik, g 'de

istatistiksel çarpandır (bu durum için j uyarılmış durumun spini olmak üzere $g = (2j + 1)/2$ 'dir). Bu ifadeye “*Breit-Wigner formülü*” denir. $\Gamma \ll E_0$ için tesir kesiti $E = E_0$ olduğunda bir maksimumdadır ve $E = E_0 \pm \Gamma/2$ 'de maksimum değer yarısına düşer. Böylece Γ , zirvenin “yarı maksimumdaki tam genişliği” dir. Deneysel olarak görülen bu zirve, ayrıca, gelen nötron demetinin enerji dağılımına (hiçbir parçacık demeti tam enerjili değildir.), hedefteki çekirdeğin ısısal hareketine ve dedektörün temel hareketine de bağlıdır.

Şekil 2.5 de $E = 0.41$ MeV değerindeki zirveyi düşünün. Bu zirvenin tahmini genişliği $\Gamma \approx 0.04$ MeV olup $\approx 1.6 \times 10^{-20}$ s gibi ortalama ömre sahiptir. Bu ömür γ salınımı durumundaki ortalama ömürlere göre kısadır, fakat $\approx 10^{-22}$ s ortalama ömre sahip olan oksijen çekirdeğinin çekirdek zaman ölçeğinde hayli uzun bir süredir. Böylesine uzun ortalama ömür, birçok nükleonun katıldığı bir çekirdek durumu olan uyarılmış durumun doğasından kaynaklanıyor gibi anlaşılabilir. Çekirdeğe giren nötron, diğer nötronla çarpışarak enerjisini yitirir ve 0.041 MeV'den daha fazla enerji yitirirse artık kurtulması imkânsızdır. Bu durumda çekirdek, tek bir nükleonun kurtulması için tekrar enerji kazandığı ana kadar uyarılmış durumda kalır veya (daha düşük bir olasılıkla) çekirdek elektromagnetik olarak bozunur. Bu son olayda bozunum, taban durumda yada nötron ayrılma enerjisinin altındaki herhangi bir durumda ise nötron yakalanmış olur; bu süreç “ışınımsal yakalama” diye bilinir.

Rezonans zirvelerinin arasındaki bölgelerde, tesir kesitinin çözümlenmesi yapılırsa çekirdeğin gelen nötronun içeri girmesine direnç gösterdiği bulunur. Nötronun rezonans dışındaki enerjilerde ^{16}O yüzeyinden itildiği görülür.

Rezonans zirveleri $A \gg 4$ olan çekirdeklerden nötron saçılması ve birkaç MeV'e kadar olan nötron enerjileri için tüm tesir kesitlerinin bir özelliğidir. Uyarılma enerjisi için elverişli olan “son nötronun bağlanma enerjisi” (veya ayrılma enerjisi) çoğunlukla 5-15 MeV aralığına yer alır. Sabit enerjide uyarılmış durumların yoğunluğu A ile birlikte artar. Ayrıca A artıkça, durumların genişliği gittikçe daralır. Bileşik çekirdekte gelen nötronun enerjisini paylaşacak daha çok sayıda nükleon olduğundan durumlar daha da kararlı hale gelir ve bu nükleonlardan herhangi birinin yeterli kaçma enerjisini kazanma olasılığı azalır.

BÖLÜM 3

NÜKLEER VERİ DEĞERLENDİRMELERİNİN UYGULAMALARI

Tarihte modern anlamda veri değerlendirmeleri, Dunnington (1939), Du Mond, Cohen (1953) ve arkadaşlarının çabalarıyla temel fiziksel sabitlerin değerlerinin (ışık hızı, Planck ince yapı sabiti vb.) ve belirsizliklerinin küçük kareler yöntemiyle deneysel verilere fiti ile tespit edilmesiyle başlamıştır. Ölçümler, deneysel hatalar, yanlış standartlar, sonlu sayma istatistiği ve diğer belirsizliklerden etkilendiğinden, veri değerlendirmesi olasılık teorisini içerir.

Bu bölümde, başta en küçük kareler fit yöntemi ve sistematik hatalara karşı istatistik hatalar olmak üzere veri değerlendirmelerin pratik yöntemlerini inceleyeceğiz. Büyüyen nükleer endüstri daha hatasız nükleer veri, özellikle de nötron ve proton tesir kesitleri ihtiyacını doğurdu. Öncelikle 25,3 meV civarında “termal enerji” aralığındaki nötronlarla yapılan reaksiyon verilerinin değerlendirmeleri yapılmıştır. Daha sonra veri değerlendirmeleri diğer enerji aralıklarına doğru kaymıştır. Günümüzde modern nötron veri dosyaları, 10 μ eV ile 20 MeV enerji aralığında yüzlerce izotop için milyonlarca tesir kesiti değerlerini kapsar.

3.1 Rezonans Tesir Kesiti Verisinin Pratik Analizi

Deneysel veriden tesir kesitlerinin belirlenmesi en iyi şekilde rezonans parametrelerinin bulunması ile olur. Gerçekte, reaktör hesapları ve benzer uygulamalarda kullanılan tüm çözülmüş rezonans tesir kesitleri, rezonans parametrelerinden türetilmiştir. En iyi ölçülmüş yüksek çözünürlüklü tesir kesitlerinin doğrudan kullanılıp kullanılamayacağı sorulabilir ve böylece rezonans parametrelerinin çıkartılmasının gerekli olmayacağı düşünülebilir. Eğer rezonans reaksiyonlarının doğru şekilde tanımlanması ve tahmin edilmesi isteniyorsa, rezonans parametrelerinin belirlenmesinin kaçınılmaz olmasının birçok nedeni ortaya çıkar:

- (1) Rezonans parametreleri ile birlikte rezonans teorisinin kullanılması, parametreleri, tesir kesiti yapısının detaylarını birkaç rakamla temsil

edebilmemizi sağlar.

- (2) Rezonansların keyfi sıcaklıklar için Doppler genişlemesi, sadece rezonans parametreleriyle güvenli şekilde hesaplanabilir; veri tabanlarından bu hesaplanamaz.
- (3) Rezonans parametreleri ve R-matris formülü, fiziksel sınırlamalar için tutarlılığı garanti eder.
- (4) En iyi ölçülen rezonans verileri bile, çözünürlük ve Doppler genişlemesi ile (iletim verisi hariç) self-shielding ve çoklu saçılmadan etkilenir. Bu etkileri düzeltmenin tek güvenilir yolu, veriler ile rezonans teorisinin eğrilerini tam ölçek üzerinden parametrelendirerek fit edilir.
- (5) Durum istatistiksel (Hauser-Feshbach) tesir kesiti hesapları ile ölçümü yapılmamış ya da çözünmemiş rezonans bölgelere yapılan ekstrapolasyon, durum yoğunlukları ve kuvvet fonksiyonları gibi istatistiksel parametreleri gerektirir. Bunlar çözülmüş rezonans parametrelerinden elde edilebilir.

Rezonans fitindeki pratik problemleri anlamak için, fit algoritmalarıyla modellenmesi gereken deneysel rezonans verilerinin başlıca çeşitlerini biraz detaylı gözden geçirelim.

3.1.1 Gözlenenler

Bölüm 3.1 de ifade edildiği gibi, en basit deney σ toplam tesir kesiti ölçümüdür. Bir örneğin belirli n yüzeysel kalınlığından (çekirdek/b) etkileşmeden geçen, belirli enerjili parçacıkların (ışın) kesri ölçülür:

$$T = e^{-n\sigma} . \quad (3.1)$$

Toplam tesir kesiti gözlenenin logaritmasıyla orantılıdır. (n, x) reaksiyon ürünü $Y_x(x = f, \gamma, n', p, \alpha, \dots)$, yani örnekte (n, x) reaksiyonuna neden olan parçacıkların kesri, tüm saçılma çarpışmalarının (aşağıda 0,1,2,... ile gösterilen) katkılarının toplamıdır:

$$Y_x = Y_{x0} + Y_{x1} + Y_{x2} + \dots, \quad (3.2)$$

burada

$$Y_{x0} = (1-T) \frac{\sigma_x}{\sigma}$$

$$Y_{x1} = (1-T) \frac{\sigma_n}{\sigma} \left\langle (1-T_1) \frac{\sigma_{x1}}{\sigma_1} \right\rangle_1 \quad (3.3)$$

$$Y_{x2} = (1-T) \frac{\sigma_n}{\sigma} \left\langle (1-T_1) \frac{\sigma_{x1}}{\sigma_1} \left\langle (1-T_2) \frac{\sigma_{x2}}{\sigma_2} \right\rangle_2 \right\rangle_1.$$

Alt indislerle gösterilen nümerik rakamlar, önceki çarpışmaların sayısını göstermektedir, örneğin $1-T_1$, ilk çarpışmadan sonra saçılan nötronun numunesinin herhangi bir yerinde tekrar etkileşime girme olasılığını verir. $\langle \rangle_1, \langle \rangle_2, \dots$, braketleri tüm olası $1, 2, \dots$, çarpışmalar üzerinden uzaysal ve açısal ortalamaları göstermektedir. Hedef parçacık başlangıçta durgunsa, gelen parçacığın enerjisi elastik çarpışmanın her birinde E 'den E' ne dönüşür:

$$E' = E \frac{A^2 + 2A\mu_c + 1}{(A+1)^2}. \quad (3.4)$$

Burada μ_c , kütle merkezi saçılma açısının kosinüsüdür ve A gelen parçacık kütlelerinin hedef kütleyle oranıdır. Rezonans bölgesindeki küçük enerji değişiklikleri, tesir kesitinde büyük değişikliklere sebep olabilir. Çoklu çarpışma ürünleri Y_{x1}, Y_{x2}, \dots , bu yüzden σ_x, σ_n ve σ tesir kesitlerinin karmaşık fonksiyonlarıdır. Eğer inelastik saçılma enerji bakımından mümkünse braketler $\langle \rangle_1$ vb., olası tüm saçılma modları (rezidual reaksiyonlar) üzerinden ortalamaları içerir. İnce numune yaklaşımı,

$$Y_x = n\sigma_x, \quad n\sigma \ll 1 \text{ ise}, \quad (3.5)$$

fisyon ürünleri için genellikle yeterli doğruluktadır, çünkü fisyon numuneleri son derece

ince olmalıdır. Öte yandan yakalama veri analizlerinde, genellikle çoklu çarpışma katkıları ve korunum (self-shielding) faktörleri $(1-T)/(n\sigma)$ içermelidir, çünkü (n, γ) olaylarını sinyal veren fotonların zayıf soğurulması, deneyciye kalın numuneler kullanarak sayım oranlarını artırma olanağı sağlar.

Numune kalınlıklarının etkileri, yani koruma ve çoklu saçılmalar, saçılma ölçümlerinde de önemlidir. (4.31) denklemine benzer olarak

$$dY_n = dY_{n1} + dY_{n2} + \dots,$$

burada

$$dY_{n1} = \frac{1-T}{\sigma} \frac{d\sigma_n}{d\Omega} \langle T_1 \rangle_1 d\Omega, \quad (3.6)$$

$$dY_{n2} = \frac{1-T}{\sigma} \sigma_n \left\langle \frac{1-T_1}{\sigma_1} \frac{d\sigma_{n1}}{d\Omega_1} \langle T_2 \rangle_2 \right\rangle_1 d\Omega$$

$$dY_{n3} = \frac{1-T}{\sigma} \sigma_n \left\langle \frac{1-T_1}{\sigma_1} \sigma_{n1} \left\langle \frac{1-T_2}{\sigma_2} \frac{d\sigma_{n2}}{d\Omega_2} \langle T_3 \rangle_3 \right\rangle_2 \right\rangle_1 d\Omega$$

yazılabilir. Buradaki $d\Omega$, katı açı elemanıdır.

Örnekler çok ince olmamak koşuluyla, (n, x) ürünlerinden (n, x) tesir kesitlerinin çıkartılması, reaksiyon ürünlerinden elde ettiğimiz sonuçlara göre toplam tesir kesitini de çıkartabileceğimizi gösterir. Öyleyse, toplam tesir kesiti verileri, iyi bir kısmi tesir kesiti analizi için ön şarttır. Başka bir veri çeşidi, özellikle de çözünmemiş rezonans bölgelerindeki durum-istatistiksel (level-statistical) testleri için önemli bir veri, öz-gösterge (self-indication) ölçümlerinden elde edilir. Işın üzerine iki numune yerleştirilir, biri filtre numunesi (n_1 kalınlıklı) ve diğeri detektör numunesi (n_2 kalınlıklı) ve her ikisi de aynı maddeden yapılmış olmalıdır. Gelen bir parçacığının ikinci numunede bir (n, x) reaksiyonu oluşturma olasılığı:

$$S_x(n_1, n_2) = T(n_1)Y_x(n_2) \quad (3.7)$$

olur. Bu yöntemle, filtre numunesinin iletimi ölçülmektedir.

İdeal bir rezonans parametre analizi, izotopik saf örneklerle ölçülen veriye dayanır ve aşağı yukarı aşağıdaki adımlar izlenir:

(1) İletim verilerinden, temel olarak

$$E_0, \Gamma_n, \Gamma, g \quad \ell = 0 \quad \text{ise}$$

$$E_0, g\Gamma_n, \quad \ell \geq 0 \quad \text{ise}$$

belirlenir.

(2) İletim sonuçları, (n, x) ürün verileri için numune-kalınlık düzeltme hesaplanmalarına izin verir. Buradan

$$E_0, \Gamma_x \quad \Gamma_n \text{ ve } g \quad \text{biliniyorsa}$$

$$E_0, g\Gamma_x, \quad \text{sadece } g\Gamma_n \quad \text{biliniyorsa,}$$

elde edilir.

(3) İletim sonuçları mevcut değilse, (p-, d-, ... durumları iletim ölçümlerinde kolayca görülmez),

$$E_0, g\Gamma_n \Gamma_x / \Gamma \quad g\Gamma_n \text{ bilinmiyorsa,}$$

elde edilebilir.

İdeal olmayan durumlarda, örnek safzıslıkları komplikasyonlara neden olur. Diğer kaçınılmaz deneysel komplikasyonlar bir sonraki konuda kısaca anlatılmaktadır.

3.1.2 Deneysel komplikasyonlar (Engeller)

Arkaplanlar (backgrounds), rezonans analizlerindeki belirsizliklerin temel kaynağıdır. TOF metodu ölçümlerinde, arkaplanın iki çeşidi vardır: sabit ve zamana bağlı. Sabit arkaplanlar ve çevresinin, numunenin radyoaktivitesi ya da kozmik radyasyondan kaynaklanabilir. Zamana bağlı arkaplanlar, hızlandırıcı pulsları ya da numune etkileriyle oluşabilir. Örneğin, nötron iletim ve yakalama TOF ölçümlerinde rezonans-saçılan nötronlar arkaplana neden olurlar. Bu saçılma tesir kesitinin rezonans yapısını yansıtır, dolayısıyla TOF ile kuvvetli dalgalanmalar (fluctuations) olur.

Çözünürlük genişlemesi, komplikasyonların bir başka kaynağıdır. Tüm deneysel veriler çözünme genişlemesine (resolution broadened) maruz kalır. Gerçek gözlenenler:

$$\bar{T}(E) = \int dE' r(E', E) T(E) \quad (3.8)$$

$$\bar{Y}_x(E) = \int dE' r(E', E) Y_x(E)$$

ile verilir. Burada $dE'_r(E', E)$, E enerjisinde gözlenen olayın olasılığıdır (ya da buna karşılık gelen uçuş zamanında). Ama aslında dE' 'de E' enerjili bir ışın parçacığından kaynaklanır. TOF verisinde $E - E'$ sapmasının temel sebepleri

- sonlu hızlandırıcı atış genişliği (t_b)
- sonlu zaman kanalı genişliği (t_c)
- elektronik sürüklenme, kararsızlık (jitter) (t_d)
- uçuş yolunun başlama noktasındaki (yani moderatördeki levhası ya da fırlatıcıdaki) ve son noktadaki (yani örnekte ya da Li cam detektördeki) belirsizlik (ΔL)
- sonlu açısal çözünürlük ($\Delta\Theta$)

şeklinde sıralanabilir.

Çözünürlük fonksiyonu $r(E', E)$, genellikle Gaussian olarak alınır:

$$r(E', E) = \frac{1}{W\sqrt{\pi}} e^{-(E'-E)^2/W^2}, \quad (3.9)$$

örneğin (Fröhner and Haddad, 1965)

$$W = 2E \left[2 \left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2 + \frac{E}{3mL^2} (t_b^2 + t_c^2 + t_d^2) \right]^{1/2} = E \sqrt{c_1 + c_2 E}. \quad (3.10)$$

c_1 ve c_2 'nin düzeltmeleri fiti iyileştirilebilir fakat doğru çözünürlük fonksiyonları kuyruğa sahiptir ve bu Gaussian fonksiyonları, χ^2 fonksiyonları ya da kuyruklu Gaussian gibi asimetric çözünürlük fonksiyonlarıyla yer değiştirmelidir (Fröhner, 1978).

Detektör verimliliği ve akı, kısmi tesir kesitleri ölçümlerindeki belirsizliklerin üçüncü önemli kaynağıdır. Akı ve verimliliğinin mutlak belirlenmesi zordur ve bu yüzden mümkünse bundan kaçınılır.

Self-shielding ve çoklu saçılma, çoğunlukla nötron yakalama ve saçılma verilerini etkiler. Analitik bir işlem, saçılma ve yakalama tesir kesitlerindeki şiddetli dalgalanmalar nedeniyle çözülmüş rezonans bölgesinde mümkün değildir. Tek güvenli yöntem, çoklu nötron çarpışmalarının Monte Carlo simülasyonlarıdır.

3.2 Nükleer Veri Uygulamalarının Hazırlama Adımları

Teknolojik uygulamalardaki nükleer (ve diğer bilimsel) veri, uzmanlar tarafından birkaç adımda hazırlanır. Bu adımları açıklamak için nötron tesir kesiti verilerini ele alalım.

A. Ölçüm

Deneyciler, veriyi tipik olarak durgun durumda ya da pulslandırılmış hızlandırıcılardan alırlar. Puslandırılmış hızlandırıcılar TOF (time of flight) metodunun kullanılmasına izin verir. Bu metot, bir deney sırasında ve dolayısıyla aynı koşullar altında, yüksek çözünürlüklü geniş enerji aralığını tarayan çok sayıda veri noktaları üretir. Ölçümlerin en basiti σ toplam tesir kesitidir. Bunun için n kalınlığındaki (atom/barn) bir örnekten, etkileşmeden geçen belirli enerjideki ışınların (parçacık) oranı ölçülür. Bu oran, geçirgenlik, çok ince materyal için $1 - \sigma\Delta$ dir. Örneğin tamamı için,

$$T = \lim_{\Delta n \rightarrow 0} (1 - \sigma\Delta n)^{n/\Delta n} = e^{-n\sigma} \quad (3.11)$$

olur. Uygulamada geçirgenlik “örneğe giren” ve “örnekten çıkan” birim zamandaki ışın (parçacık) miktarının oranı olarak bulunur. Gelen akı ve dedektör verimliliği birbirini götürür. Bu yüzden burada kalibrasyon belirsizliği yoktur. Ancak “zemin gürültüsü” nün düzeltilmesi gerekir. Tesir kesiti rezonans yapısına sahipse, rezonans piklerinde ve rezonanslar arasındaki bölgelerde tesir kesitlerinin hatasız ölçülebilmesi için hem ince

hem kalın örnekler kullanılır.

B. Ham verinin işlenmesi

Sabit ve zamana bağlı olan arkaplanlar çıkarılır, örnek safsızlıkları düzeltilir ve kısmi tesir kesiti verisi için, akı ve dedektör verimliliği ayrılır. Eğer rezonans teorisi gerekliyse, çoklu saçılmalar ve aletsel çözünürlükler için gerekli düzeltmeler, genellikle sonraki adıma bırakılır. Tesir kesitleri ve gözlenenler arasındaki karmaşık ilişki yüzünden, ince örnek ölçümleri hariç, tesir kesitlerine bu aşamada hala ulaşılamaz.

C. Temiz verinin analizi

Mümkün olduğu durumlarda ölçülen tesir kesitleri, nükleer reaksiyon teorisi yardımıyla parametrelere ayrılır. Bu parametreler, kısmi ve toplam tesir kesitleri arasındaki tutarlılığı sağlar, verinin ölçülmediği bölgelerde interpolasyon ve ekstrapolasyona izin verir ve önerilmiş bulunan fiziksel olmayan değerleri önler. Artan enerjiye göre aşağıdaki teori ve modeller kullanılır:

- Termal ve çözünür rezonans bölgelerinde R-Matris teorisi (parametreler: durum enerjileri, durum spinleri, kısmi genişlikler),
- Çözünmemiş rezonans bölgesinde durum istatistiksel (Hauser Feshbach) teorisi (parametreler: durum yoğunluğu, kuvvet fonksiyonları ve ortalama kısmi genişlikler veya eşdeğer kanal geçirgenlik katsayıları),
- Daha yüksek enerjilerde optik model, bu enerjilerde durumlar üst üste biner fakat bileşik reaksiyonlar hala baskındır (parametreler: yarıçap, derinlik, nüfuz etme (diffuseness), gerçek ya da hayali potansiyel kuyularının deformasyonları),
- Yine yüksek enerji bölgesinde bileşik çekirdek öncesi direk ve çoklu adım (multistep) teorileri, bu enerjilerde direk ve denge öncesi süreç önemlidir.

Bu teori ve modeller, foton reaksiyonları için büyük dipol rezonans modeli ile fisyon reaktörleri için fisyon bariyer modeliyle tamamlanır. Bu aşamada parametre kestirme teknikleri (eğri fiti), yaygın olarak kullanılır. Kestirilen parametrelerden, tesir kesitleri

ve belirsizlikler türetilir. Bu tesir kesitleri ve belirsizlikleri, değerlendirilmiş nükleer veri dosyalarında bulundurulur. Uygun modellerin olmadığı yerlerde, değerlendirilmiş veri noktaları arasında interpolasyon yapmak için polinom ya da benzer fitler kullanılır. Verinin olmadığı bölgeler model hesaplarıyla ya da sistematik yollarla doldurulur.

D. Grup sabitlerinin üretilmesi

Mümkün olan tüm reaksiyon kanalları ve çeşitli sıcaklıklar için Doppler genişlemiş nokta tesir kesitleri artık hesaplanabilir ve sonlu enerji aralıkları üzerinden ortalamaları alınabilir. Sonuçta grup sabitlerinin bir kümesi elde edilir, bunlar genellikle grup üzerinden ortalamaları alınmış oda sıcaklığındaki tesir kesitlerini içerirler. Bu grup sabitleri genellikle belirli uygulamalar için hazırlanmış özel amaçlı dosyalardır. Bu grup sabit kümelerinin güvenilirliklerini artırmak için bunlar deney verilerine küçük kareler metodu ile sık sık fit edilir.

Bütün bu adımların gerçekleşmesi ve böylece teknoloji ve bilimsel uygulamalarda kullanılmaya başlaması uzun yıllar alır. Bu, uluslararası işbirliği içindeki tüm çalışmaları motive eder.

Ölçülen veri, farklı veri merkezlerinde toplanır:

NNDC	(National Nuclear Data Center) Brookhaven, USA,
NEABD	(NEA Data Bank, OECD) Saclay, Fransa,
CJD	(Centr po Jadernym Dannym) Obninsk, Rusya
NDS	(Nuclear Data Section, IAEA), Vienna, Avustralya.

Düzenli veri değişimi, özellikle verilerin bu dört merkezde de aynı olmasını sağlar. Değerlendirilen veri, ayrıca ENDF (USA), JEF (NEADB üye ülkeler), JENDL (Japonya) ve BROND (Sosyalist ülkeler) dosyalarında toplanır. Kapsamlı rezonans parametre tablolarını ve NNDC'nin oluşturduğu tesir kesiti grafiklerini içeren dosya "barn book" (Mughabghab, 1984) olarak bilinir. ENDF dosyası, değerlendirilmiş nükleer yapı ve bozunma verilerini kapsar.

3.3 İteratif Küçük Kareler Metodu ile Fit

Küçük kareler metodu, örnek olarak, elimizde olan herhangi bir doğruyu formül şekline sokmamızı sağlamaktadır. Bu işleme “doğruya uyan fonksiyonu bulmak” veya genel olarak “herhangi eğriye uyan fonksiyonu bulmak” adı verilir. Yapılan işlem doğrudan doğruya “gözlemsel değerleri kullanarak ve gözlemsel değerler ile tahmini değerler arasındaki farkı minimum yaparak gözlemsel değerlere uyacak fonksiyonu elde etmektir.”

Küçük kareler yöntemi, deneysel verilerin değerlendirmeleri ve düzeltmeleri için çok önemlidir. Örneğin μ niceliğinin farklı deneysel koşullar altında n kez ölçüldüğünü düşünelim, bu bize $x_j + \alpha_j$ sonucunu verecektir. x_j ve α_j standart hataları gösteren vektörlerdir. Bu sayılar, gerçek değeri bilinmeyen olasılık dağılımındaki standart hatalardır. Gaussian olsun ya da olmasın, bu hatalar $-\infty$ ve $+\infty$ aralığında ise maksimum entropi prensibi bize Gaussian’ın tüm temel çıkarımını açıklar. Olasılık fonksiyonu, Gaussian hata dağılımlarının bir sonucudur ve μ konum parametresi için maksimum olasılık yaklaşımını verir ve böylece bir sonraki yaklaşım da

$$p(\mu/\{x_j, \alpha_j\})d\mu \propto \exp\left[-\frac{1}{2}\sum\left(\frac{x_j - \mu}{\alpha_j}\right)^2\right]d\mu, \quad (3.12)$$

Gaussian olur.

Küçük kareler prensibinin en genel ifadesi,

$$(\zeta - z(x))^+ C^{-1} (\zeta - z(x)) = \min \quad (3.13)$$

dir. Bu ifade, ortak $C \equiv \langle \delta\zeta \delta\zeta^+ \rangle$ kovaryans matrisi ile tanımlanmaktadır. Buradaki $z(x)$ hiper vektör, hesaplanan ve gözlenen değerleri verir, parametrelerin düzeltmelerini ve belirsizlikleri veren parametre vektörü ζ ile tanımlanmaktadır. Denklem (3.15) de Gaussian dağılımı olarak verilmesi ile Bayesian parametre hesabının en genel ifadesi elde edilmiş olur.

$$p(x/\zeta, C)d(x) \propto \exp\left[-\frac{1}{2}(\zeta - z(x))^+ C^{-1}(\zeta - z(x))\right]d(x) \quad (3.14)$$

Bayesian yaklaşımıyla fizikçiler, belirsizliklerden etkilenen gözlenen değerlerin tesir kesitini ya da tesir kesiti parametrelerini çıkarttıklarından bu yaklaşım fizikçiler için en uygun olanıdır. Bayesian yaklaşımı, en küçük kareler yönteminde rezonans analizinde SAMMY programı (Larson and Perey, 1980) ve Hauser Feshback FITACS programı (Fröhner, 1982) kullanılmaktadır. Bu program, çözünmemiş rezonans bölgesinde ortalama nötron tesir kesiti rezonans analizinde kullanılmaktadır. Bu kod, Gaussian aracılığıyla önceki bilginin ilave edilmesinin avantajlarını göstermiştir ve kovaryans, kodların ilk “basit” küçük kareler versiyonlarıyla geliştirilmiştir.

Kovaryans, ilk düzeltme hata dağılımına dayanır, böylece küçük kareler yaklaşımında veri düzeltmeleri ve fit modelleri, genelleştirmeden sadece lineer modeller için doğrudur. Farklı hesaplar, bunların değerlendirmesinde ister ham veri değeri kullanılsın ister sadece kovaryans bilgiyle indirgenmiş veriye bağlı olsun doğrusal olmayan küçük kareler verinin birleştirilmesiyle sonuçlanabilir.

3.4 İstatistiksel Hatalar: Poisson İstatistiği

Genellikle deneyçiler, bütün nükleer veri ölçümlerinde belirli tipteki parçacıkları (filyon ürünleri veya γ ışınları gibi) sayarlar. Bunların sayım hızları, parçacıkların oluşma olasılıklarının bir ölçüsüdür. Sayım zamanının sonsuz limitinde ve diğer hataların olmaması durumunda, olasılıklar doğrudan ölçülür, fakat sayım zamanının sonlu olması nedeniyle, sayım hızında (ya da tesir kesitinde) bazı istatistik belirsizlikler vardır. t anı boyunca n tane olay kaydedilirse, λ gerçek sayım hızı ve özellikle de onun belirsizliği hakkında ne söyleyebiliriz? Belirli bir λ sabit hızı ile t zaman aralığı içinde n tane sayımın olması olasılığı,

$$p(n/\lambda, t)d\lambda = e^{-\lambda t} \frac{(\lambda t)^n}{n!} \quad n = 0,1,2,\dots \quad (3.15)$$

Poisson dağılımını verir. Relatif belirsizlik, bilinen $1/\sqrt{n}$ kuralı ile tanımlanır, bu kural genellikle Monte Carlo çalışmalarında ve istatistikte çeşitli durumlarda kullanılır.

3.5 Sistemik Hatalar: Belirsizlikler ve Belirsizliklerin Yayılması

Sistemik hata, herhangi hata etkisidir. Çevre, uygulanan metotlar ya da deneylerde kullanılan araçlar hataya sebep olurlar ve deney sonuçlarını değiştirebilirler. Burada sistemik hata çeşitlerini ve sistemik hatalar ile hata tahminleri arasındaki ilişkiler açıklanmaktadır.

Nükleer veri ölçümlerinde gözlenen değerleri y vektörü ile deneysel hatalardan etkilenen η veri vektörü ve belirsizlikleri $B = \langle \delta\eta \delta\eta^+ \rangle$ kovaryans matrisiyle tanımlanmaktadır. Verinin bilinmeyen hatalarının $\delta\eta_i = \eta_i - y_i$ ile gösterildiğini farz edelim. Eğer hatalar istatistik yapıya sahip olsalardı, hatalar birbirinden bağımsız olurdu. B kovaryans matrisinin elemanları

$$\langle \delta\eta_j \delta\eta_k \rangle = \delta_{jk} \quad \eta_j \equiv \delta_{jk} (\Delta\eta_j)^2, \quad (3.16)$$

şeklinde yazılır, yani B matrisi diagonal olurdu. Birçok “basit” küçük kareler programlarında bu matris diagonal kabul edilir. Ancak istatistiksel hataların yanısıra, akıyı belirleme, detektör kalibrasyonu gibi deneysel hatalar her zaman vardır. İstatistiksel hataların aksine, sistemik hatalar verilerde yaygın olarak bulunur. Genel olarak, veriler arasındaki korelasyonlar yaygın hatalardan kaynaklanır. Toplam hatayı aşağıdaki gibi yazarız:

$$\delta\eta_j = \delta\eta'_j + \delta\eta'', \quad (3.17)$$

burada $\delta\eta'_j$ istatistiksel, $\delta\eta''$ sistemik hatalardır. Sistemik hatalar bütün veri için aynıdır, bu yüzden alt simge kullanılmamıştır. B kovaryans matris elemanları

$$\langle \delta\eta_j \delta\eta_k \rangle = \langle (\delta_j)^2 \rangle \delta_{jk} + \langle (\delta\eta')^2 \rangle \quad (3.18)$$

şeklinde yazılır. Farklı veri noktalarının istatistiksel hataları birbirinden bağımsız olduğundan, $\langle \delta\eta'_j \rangle = 0$ 'dır ve istatistik ve sistematik hatalar, $\langle \delta\eta'_j \delta\eta'_j \rangle = 0$, arasında hiçbir ilişki yoktur. Sistematik hatalar, deneysel verinin elemanları arasında her zaman korelasyonun olduğu sonucu çıkmaktadır.

En yaygın sistematik hatalar, gözlenen değerleri değiştiren (arkaplan hataları gibi) ve onların değerini artıran (detektör kalibrasyonu ya da akı normalizasyonunda yapılan hatalar gibi) hatalardır.

İstatistiksel ve sistematik hataların, toplam hatalar olarak birleştirilmesinin yanlış olduğu düşünülür. Ancak ortalama kare toplam hatası, hem istatistik hem de sistematik hataların ortalama kare hatalarının (variances) toplamı olarak hesaplanabilir. Bu iki hata tipini şöyle ayırabiliriz: Örneğin, bir kişinin istatistiksel hatası başka bir kişinin sistematik hatası olabilir. Ortalama kare hatalarının toplamı ile ilgili tek problem, istatistiksel ve sistematik hataların toplam hata içinde ne kadar olduklarının bilinmemesidir, yani burada ne kadar korelasyon olduğu bilinmez. Bu sorun ancak tüm hata bileşenlerinin standart hataları ve fiziksel anlamları bilinirse giderilebilir.

3.6 En İyi Fit

Küçük kareler fitinin kalite ve tutarlılığını

$$\chi^2 = (\xi - z)^+ C^{-1} (\xi - z), \quad (3.19)$$

değeri gösterir. Daha küçük $|\xi_j - z_j|$ değerleri, daha iyi bir fit ve daha küçük χ^2 değeri demektir. Fazla olarak tahmin edilen hatalar, χ^2 değerini çok küçük yaparken, yanlış teorik model (gözden kaçırılan bir rezonans) ya da dikkate alınmayan hatalar, χ^2 değerini artırır. χ^2 değişkeninde çok büyük ya da çok küçük ifadelerinin ne anlama geldiğini görmek için, χ^2 değişkenin olasılık dağılımı incelenir.

3.7 Tutarsız Veri

Veri değerlendirmedeki problemlerden biri de tutarsız verilerdir. Örneğin aynı fiziksel niceliğin, μ , birbirinden tamamen bağımsız n farklı deney sonucunda $x_j \pm \sigma_j$ ($j = 1, 2, \dots, n$) şeklinde elde edildiğini düşünelim. Eğer herhangi iki değer arasındaki farkı, $|x_j - x_k|$, onlara karşılık gelen belirsizlikler toplamından $\sigma_j + \sigma_k$ küçük veya en azından çok büyük değilse, verinin “hata aralıkları içinde” olduğu kabul edilir ya da tutarlı olduğu söylenir. Eğer bir kısım ya da tüm farklar daha büyükse, veri belirtilen belirsizliklerle uyumlu değildir. Tutarsızlıklar, örneğin arkaplanlar, elektronik sayımların ölü zamanı, aletsel rezolasyon, örnek saflığını bozan şeyler, kalibrasyon hataları gibi tanımlanmamış yada iyi düzeltilmemiş deneysel etkilerden kaynaklanırlar. Bu tutarsızlık, χ^2 beklenen değere sahip olana kadar, giriş hatalarının ortak bir çarpanla artırılmasıyla hızlı bir şekilde düzeltilebilir. Bayesian yaklaşımıyla bu tür veriler fit edilebilir.

BÖLÜM 4

SAMMY PROGRAMI

SAMMY, Larson et al. tarafından yazılan bir FORTRAN programı olup, nükleer reaksiyonlar için diferansiyel ve toplam tesir kesitlerini Lane ve Thomas'ın R-matris formülüyle hesaplar. Bu program birçok reaksiyon kanalı ve nükleer durumların tesir kesitlerine katkılarını dâhil eder. Bu, özellikle tesir kesitlerinin rezonans analizlerinde gereklidir.

Bu bölümde önce rezonans teorisinde kullanılan bazı temel kavramlardan bahsettikten sonra rezonans teorisi ve R-matris teorisi anlatılacaktır. R-matris teorisinde kullanılan yaklaşımlara değinilecektir.

4.1 Bileşik Çekirdek, Durum Genişlikleri

Bileşik çekirdek sadece özel enerji durumlarında meydana gelir. Bileşik çekirdek oluştuğundan sonra, uzun yarı ömürlü olmasının temel sebebi açıklanacaktır. $E > S_{\min}$, olsa bile, bileşik durumun belirli özellikleri, özellikle de çekirdek yüzeyindeki güçlü potansiyel sıçrama, uzun zaman içinde bileşik çekirdeği terk eden a parçacığını tutar. Taban durumunun uyarılmasıyla birlikte, bir çekirdeğin bütün durumları, düşük durumlara ışınımsal geçiş olasılığı yüzünden sonlu bir yarı ömre sahip olur. $E > S_{\min}$ durumlarının yarı ömrü, parçacıkların enjekte olasılığı biraz daha kısıtlandırılmıştır. s durumunun τ_s yarı ömrü, bir ışınının ya da bir parçacığın birim zamandaki salınım olasılığıdır. Enerji birimlerini \hbar çarpanıyla ifade edebiliriz:

$$\Gamma^s = \frac{\hbar}{\tau_s} \quad (4.1)$$

Γ_γ^s , $\Delta t \Delta E \cong \hbar$ zaman ve enerji arasındaki Heisenberg belirsizlik ilkesi nedeniyle s durumunun “genişliği” olarak adlandırılır. Sadece sınırlandırılmış zaman içindeki s

durumu olması enerjideki belirsizliğe Γ^s , genişliğe neden olur.

Sonlu yarı ömür, salınımın farklı olasılıkları yüzündense, Γ^s , toplam salınım olasılığı, kısmi olasılıkların toplamıdır:

$$\Gamma^s = \sum_{\alpha} \Gamma_{\alpha}^s + \Gamma_{\gamma}^s \quad (4.2)$$

Γ_{γ}^s birim zamanda salınan γ kuantumu olasılığıdır, Γ_{α}^s , α parçacığının büyüklüğüdür, Γ_{γ}^s , “ışınımsal genişlik” adı verilir ve Γ_{α}^s , α salınımıyla ilgili “kısmi genişlik” denir. Γ_{α}^s ’ye “parçacık genişliği” olarak ifade edilmektedir. $E < S_{min}$, durumların genişliği, sadece ışıınımsal genişliği içerir. Bu koşulları takip eden yarı ömürde tek bir koşul vardır: S_{min} ’dan daha büyük uyarılma enerjisi ile durumların kesikli spektrumlarını elde etmek için Γ^s genişliğini komşu durumların D^s aralığından daha küçük yapmak için yarı ömür uzun olmalıdır.

$$\Gamma^s < D_s \quad (4.3)$$

C çekirdeği, yeterli bir E_s uyarılma enerjisiyle farklı durumlarda geride kalan çekirdek ile ilgili a parçacıkları farklı enerjilerle salınabilir. Toplam Γ^s genişliği, birbirinden farklı rezonanslar nedeniyle uyarılma enerjisinin artmasıyla artar: birincisi daha fazla parçacık, daha yüksek seviyeye salınabilir; ikincisi geride kalan çekirdeğin daha farklı durumları meydana gelebilir. Bu iki rezonans nedeniyle, açık kanalların sayısı uyarılma enerjisiyle hızla artar. Böylece S_{min} üzerindeki E uyarılma enerjisinde Γ^s ortalama durum genişliği, D ortalama durum aralığından daha büyük olmaya başlar. Sadece o zaman çekirdeğin spektrumu sürekli olmaya başlar.

4.2 Rezonans Teorisi

Nükleer tesir kesitlerindeki gözlenen rezonans olaylarını açıklamak için rezonans teorisi kullanılır. Gelen parçacığın düşük enerjili olmasının temel

sonuçlardan biri tesir kesitlerinde rezonansların gözlenmesidir (Weisskopf and Blatt, 1957).

Rezonansı nitel olarak anlamak için, yakalanan parçacığın nükleer potansiyelini bir kare kuyu ile temsil ederiz. Nükleer sınırın içindeki $r < R$, u_ℓ dalga fonksiyonu, hem gelen dalgayı hem de dışarıya doğru yönelen bir dalgayı temsil eden fonksiyonları içermek zorundadır. Bu dalga fonksiyonu

$$u_\ell \approx e^{(-iKr_\alpha)} + be^{(+iKr_\alpha)} \quad (r < R) \quad (4.4)$$

şeklinde yazılır. Buradaki b , geri dönen dalganın (kompleks) genliğidir ve bileşik çekirdeğin özelliklerine bağlıdır. Yüksek enerjili gelen parçacıklar için b sifıra yakın beklenir. b 'nin mutlak değeri birden daha büyük olamaz, çünkü içeriye girmiş bulunan parçacıklardan daha fazla parçacık, α kanalının içinden geçerek $r_\alpha = R$ 'ye ulaşamaz.

Denklem (4.4)'deki ifade, çekirdek içindeki u_ℓ dalga fonksiyonunun tam bir temsili değildir. $r < R$ için gelen parçacıkların hareketini tanımlayan dalga fonksiyonu, diğer tüm nükleonların değişkenlerine bağlıdır; $u_\ell(r_\alpha)$ tek parçacık dalga fonksiyonu ile tanımlanamaz. Denklem (4.4) ifadesi, sadece r_α nükleer yüzey yakınında gerçek dalga fonksiyonlarının özelliklerini tanımlamak için kullanılan yaklaşık bir ifadedir. Bu ifade, gelen parçacıkların K ortalama dalga sayısına ve giriş kanalına dönmesinin sonlu bir şansa sahip olduğunu açıklar. Denklem (4.4) ifadesi, sadece nükleer yüzeyde f_ℓ logaritmik türevini belirlemek için kullanılır.

Şimdi yukarıdakinin tam tersini düşünelim. Burada gelen parçacıkların enerjisi öyle düşüktür ki giriş kanalı dışında diğer kanalların hiçbiri açık değildir. Yani bileşik çekirdek, gelen parçacığı aynı enerjiyle salarak bozunur. Örneğin, böyle bir reaksiyonda gelen parçacıklar, hedef çekirdeğin en düşük uyarılma enerjisinden daha küçük ve herhangi bir nükleer reaksiyonun eşik enerjisinden daha küçük, ϵ enerjili nötronlardan oluşur (Genel olarak ışınlayıcı (radiative) yakalama ve fisyonun olasılıkları ihmal edilirse, $\epsilon < 100$ keV enerjisi bu koşulları sağlayacaktır). O zaman nötron, tekrar ϵ enerjisiyle bileşik çekirdeği bırakacaktır.

İçerideki dalga fonksiyonu için aşağıdaki gibi yaklaşım yapılabilir:

$$u_\ell \approx e^{(-iKr_\alpha)} + e^{(i[Kr_\alpha + 2\xi])}. \quad (4.5)$$

Burada $|b| = 1$ ve giden dalga, 2ξ ($\xi = reel$) faz değişimine sahiptir. Dalga fonksiyonu üzerinde $r_\alpha = R$ sınır koşulu

$$f_\ell = R \left(\frac{du_\ell/dr}{u_\ell} \right)_{r=R} = -KR \tan[KR + \xi(\epsilon)] \quad (4.6)$$

yazılabilir.

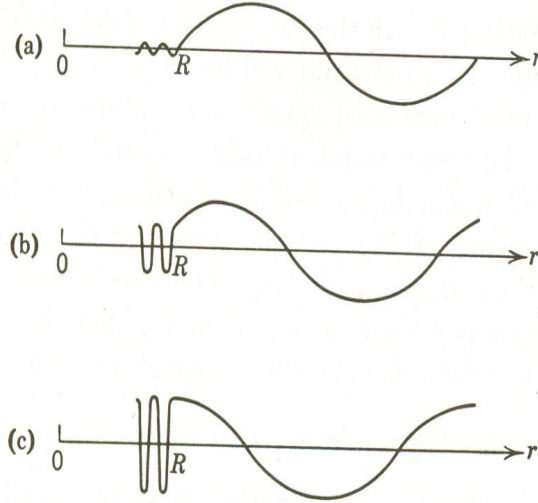
Bu parçacıkların yeniden ortaya çıkması, bileşik sistemlerde rezonansların meydana gelmesine sebep olur. Denklem (4.2) ifadesi nükleer yüzey içindeki dalga fonksiyonunun aşağıdaki gibi yazılabileceğini gösterir:

$$u \approx C \cos[Kr + \xi(\epsilon)], \quad (r < R) \quad (4.7)$$

burada C bir sabittir. Bu fonksiyon, çekirdek dışındaki dalga fonksiyonu ile düzgün olarak birleştirilmelidir. “Düzgün birleştirme” ifadesi, iki fonksiyonun $r = R$ ’de eşit türeve ve eşit değere sahip olması anlamına gelir. Gelen parçacıkları, sıfır açısız momentumlu nötronlar olarak düşünelim. O zaman dışarıdaki dalga fonksiyonu k dalga sayısı olmak üzere $A \sin(kr + \delta)$ periyodik bir fonksiyon olur. Burada A sabittir ve e^{ikz} gelen dalga fonksiyonunun genliği ile uyumlu olacak şekilde düzeltilir. Bu faz δ , $A \sin(kr + \delta)$ fonksiyonu birleştirilecek şekilde Denklem (4.4) deki fonksiyona düzgünce seçilir. k , K ’dan çok küçük, yani $k \ll K$ olan çekirdek dışındaki nötronun dalga sayısıdır. Ancak ξ değeri öyle ki, u dalga fonksiyonu $r = R$, $R(u'/u)_{r=R} \cong 0$ ’da bir maksimuma veya maksimumuna yakın bir değere sahip olduğunda, şekil 4.1b ve 4.1c de gösterildiği gibi iki dalga fonksiyonu birbirine eşit ya da neredeyse eşit genlikli olacak şekilde birleştirilebilir. Buradan gelen parçacığın dalga fonksiyonunun genelde çekirdek içine çok az nüfuz ettiğini çıkarabiliriz. Dalga fonksiyonu u_ℓ ’nin tanjantını

$r = R$ 'de yatay yapan öyle $\xi(\epsilon_s)$ değeri vardır ki, bu enerji değerlerine ϵ_s “rezonans” enerjileri denir. Bu enerjilerin civarında dalga, çekirdek içine girer. Böylece ϵ enerjisi “rezonans” enerjisi ϵ_s 'ye eşit veya neredeyse eşitse, parçacık çekirdeğe girer ve parçacık bir “bileşik çekirdek” oluşturur (Weisskopf and Blatt, 1957).

Daha fazla sonuç, saçılma tesir kesiti ile ilgili şekilden çıkartılabilir. Kuyu içindeki ve dışındaki dalga fonksiyonları, nükleon nükleon saçılmasındaki gibi uyumlu olduğunu birkaç örnekle göstermektedir. Çekirdek içindeki dalga fonksiyonun fazına bağlı olarak, uyum, önemli değişimler meydana getirebilir. (a) halinde, gelen parçacığın çekirdek içine nüfuz etmeye bağlı durum meydana getirmesi ihtimali oldukça düşüktür; (b) hali rezonans durumudur; (c) halinde ise çok yüksek nüfuz etme olasılığı vardır. Gelen parçacığın enerjisini değiştirdiğimizde, iç ve dış dalga fonksiyonlarının bağıl fazları değişir; uyum noktasının yeri ve bağıl genliği buna göre değişir. Rezonanstan uzak enerjiler için C/A 'nın küçük olması, dışarıdaki dalganın $r = R$ 'de çok küçük değere sahip olduğunu gösterir.



Şekil 4.1 Nükleer yüzeyde nötron dalga fonksiyonlarının şematik gösterimi. Dalga fonksiyonları çekirdeğin merkezinden r uzaklık fonksiyonu olarak gösterilir. $r = R$, nükleer yarıçaptır. (a) Rezonanslar arasındaki nötron enerji bölgesine karşılık gelir. Rezonanstan uzak, dış ve iç dalga fonksiyonlarının uyumu kötüdür ve çekirdeğe girme ihtimali küçüktür. (b) Rezonans yakınında, uyum artıkça çekirdeğe girme ihtimali artar. (c) Rezonans durumunda, genlikler

tam olarak uyumludur. Gelen parçacık tam olarak çekirdeğe girer ve tesir kesiti maksimuma yükselir. Rezonans, toplam tesir kesitinin bir maksimuma sahip olduğu yerde oluşur (Weisskopf and Blatt,1957).

O halde dalga fonksiyonu, $r = R$ 'de sifıra giden $A \sin k(r - R)$ şeklinde yazılabilir. Bu çözüm $r = R$ 'de yok olan dalga fonksiyonunu kuvvetlendiren R yarıçaplı nüfuz edilemeyen küreden saçılmaların çözümü olacaktır. Bu yüzden rezonanstaki uzak olan saçılmaların, R yarıçaplı nüfuz edilmeyen küre saçılmalarıyla benzer olması gerekir (Weisskopf and Blatt, 1957).

Eğer gelen parçacıkların enerjisi düşükse, yani sadece tek bir kanal ya da birkaç kanal açıksa, bileşik çekirdeğin oluşma σ_C tesir kesiti artık enerjinin monotonik fonksiyonu olmaz. σ_C gelen parçacıkların ϵ_s kesikli enerji değerleri için rezonansları gösterir ve bu kesikli ϵ_s enerji değerleriyle çakışmayan tüm ϵ enerji değerleri için çok küçüktür.

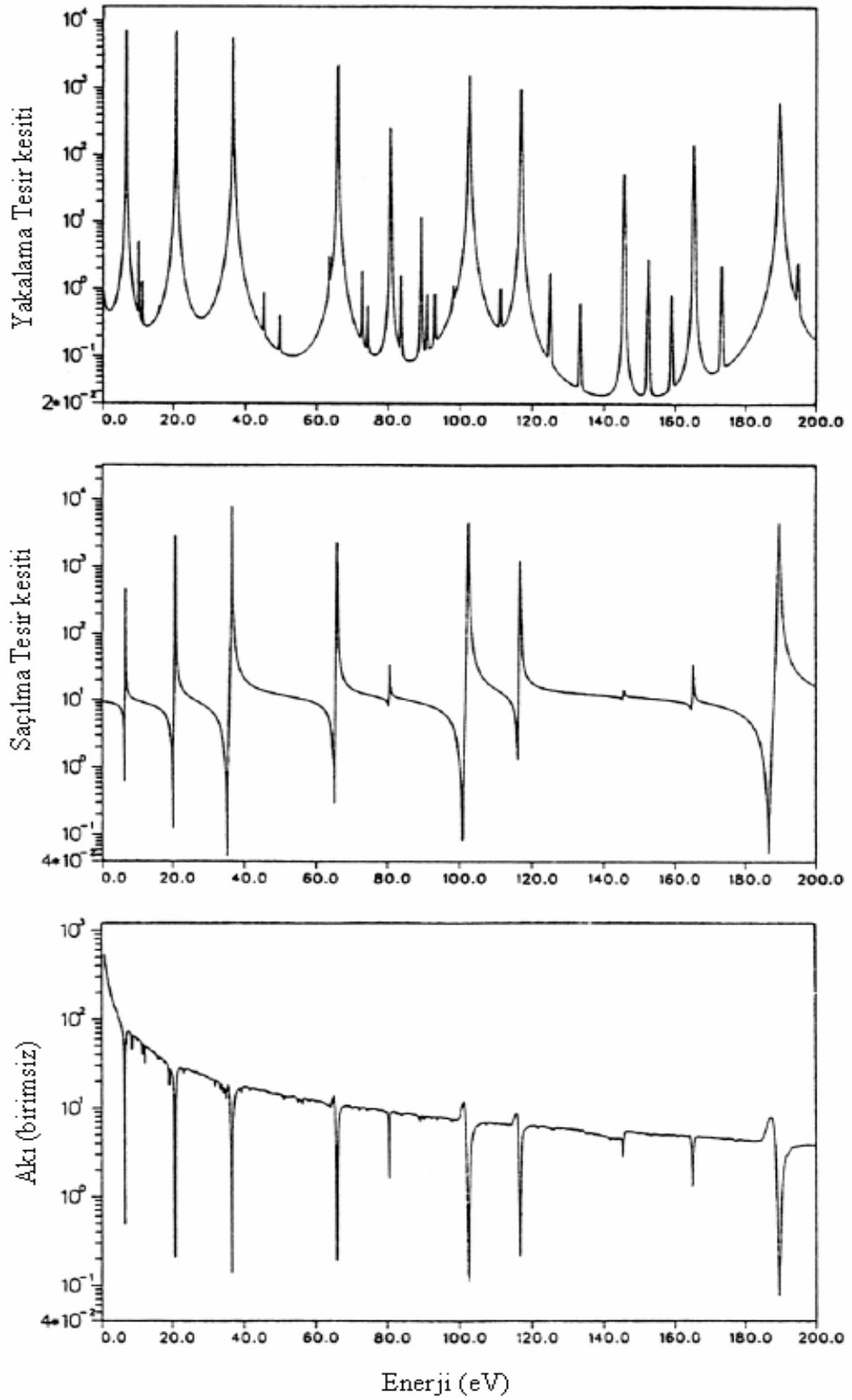
Böylece bileşik çekirdek, sadece belirli kesikli enerji durumlarında oluşur. Bu durumlar durgun (stationary) değildir, çünkü kısa zaman sonra, bileşik çekirdeği oluşturan parçacığı tekrardan salarak ya da başka bir parçacığı salarak bozunur. Bu durumlara “bozunan durumlar” denir.

4.3 Çözünmüş Bölge Rezonans Teorisi

^{235}U gibi bir çekirdek, nötronlarla bombardıman edilirse, elastik saçılma, ışınlı yakalama ya da fisyon gibi nükleer reaksiyonlar gözlenir. Bu (n,n) , (n,γ) ya da (n,f) reaksiyonlarının olasılıkları, genellikle barn ($1\text{b}=10^{-24}$) biriminde tesir kesitleri olarak ifade edilir, gelen nötron enerjilerine bağlıdır. Örneğin, saçılma tesir kesiti, genellikle çekirdeğin geometrik tesir kesitine (birkaç barnlık) yakındır, fakat belirli enerjilerde aniden çok yüksek değere sahip olur. Aynı enerjilerde benzer rezonans davranışları, yakalama ve fisyon tesir kesitlerinde de gözlenir. Şekil 4.1 (üstte ve ortada), ^{238}U çekirdeği için bu davranışı gösterir. Elastik saçılma ve ışımsal yakalama, mümkün olan iki düşük enerjili (fisyon ihmal edilecek kadar küçüktür) nötron reaksiyonlarıdır. ^{235}U için, bu enerji aralığında, fisyon da bu rezonanslar görülebilir. Bir nötronla

hedef çekirdeğin etkileşmesiyle geçici olarak oluşan bileşik çekirdeğin nispeten uzun ömürlü durumunun (quasi-stationary) uyarılması nedeniyle her bir rezonans oluşur. Farklı yapıdaki pikleri inceleyelim: Yakalama tesir kesitindeki rezonanslar simetrik iken, saçılma tesir kesitindeki rezonanslar asimetric olup, belirgin minimumlar ve rezonanslar arasında oldukça büyük “potansiyel” saçılmadan kaynaklanır.

Bir güç reaktöründe rezonansların üzerindeki nötron spektrumu etkisi şekil 4.2 de gösterilmektedir. Nötron akısında göze çarpan inişler, tesir kesitlerindeki rezonans pikleri ile uyumludur. Bunun açıklaması basittir: Nötronlar, ^{238}U 'nun yüksek tesir kesitine sahip olduğu enerjilerde uzun süre kalmaz, çünkü burada, nötronlar yakalanır (tamamen uzaklaştırılır) ya da saçılırlar. Sonuç olarak, akı ^{238}U rezonanslarında azalır.



Şekil 4.2 Üstte: ^{238}U , 200 eV altında nötron yakalama tesir kesiti, $300 \text{ } ^\circ\text{K}$ 'de Doppler

genişlemesi. Ortada: ^{238}U nötron saçılma tesir kesiti, $300 \text{ }^{\circ}\text{K}$ 'e genişleme. Altta: geliştirilmiş basınçlı su reaktöründe nötron spektrumu (C. Broeders, FZK). Burada, logaritmik koordinat ölçekleri vardır. Enerjiler laboratuvar sisteminde verilmiştir (Fröhner, 2000).

Daha düşük enerjilerde rezonanslar, daha iyi ayrılmışlardır (resolved), fakat enerji arttıkça, durumlar arası uzaklıklar azalır, durumların genişlikleri artar. Sonunda, rezonanslar üst üste binerler ve bileşik rezonans yapısı ortalama şekle sahip olur. Gözlenen çok güçlü (giant) dipol rezonansları sadece çok daha geniş yapılar, örneğin, optik modelle belirlenen büyük (size) rezonanslar (ya da tek-parçacık) yada foto nükleer reaksiyonlarda ayakta kalır. Kural olarak, sadece nispeten düşük enerjilerdeki rezonanslar, doğrudan gözlenebilir. Biraz daha yüksek enerjilerde aletsel çözünürlüğün sınırlı olması nedeniyle rezonanslar tam olarak çözünmemiştir. Çok daha yüksek enerjilerde, durumların üst üste binmesi nedeniyle bileşik rezonans yapısı ortadan kalkar. Böylece, çözünmüş rezonans bölgesini çözünmemiş (ya da kısmen çözünmüş) rezonans bölgesinden ayırt edebiliriz.

Daha fazla nükleon, bileşik sistemin üyesi olursa daha iyi rezonans yapısı oluşur. Tipik olarak nötron reaksiyonlarında gözlenen durumlar arası uzaklıklar, hafif çekirdekler için MeV, orta ağırlıklı çekirdekler keV, ağır çekirdekler için eV mertebesindedir.

Çift nükleon sayılı hedef çekirdeklerin durumlar arasındaki uzaklıkları genellikle tek nükleon sayılı çekirdeklerinden daha büyüktür. Sihirli ya da sihirli sayıya yakın çekirdekler daha büyük durum aralıklarına sahiptir. Ağır çift sihirli çekirdek ^{208}Pb , örneğin hafif çekirdeklerinkine benzeyen durum aralıklarına sahiptir.

Hedef çekirdeklerin termal hareketi, laboratuvar sisteminde gözlenen rezonans piklerinin Doppler genişlemesine sebep olur: hedefin sıcaklığı arttıkça, piklerin alanları hemen hemen sabit kalırken pikler genişlemeye başlar. Bu, ortalama, yakalama, fisyon saçılma ve fisyon reaktörlerinde bütün nötron dengesini değiştirir.

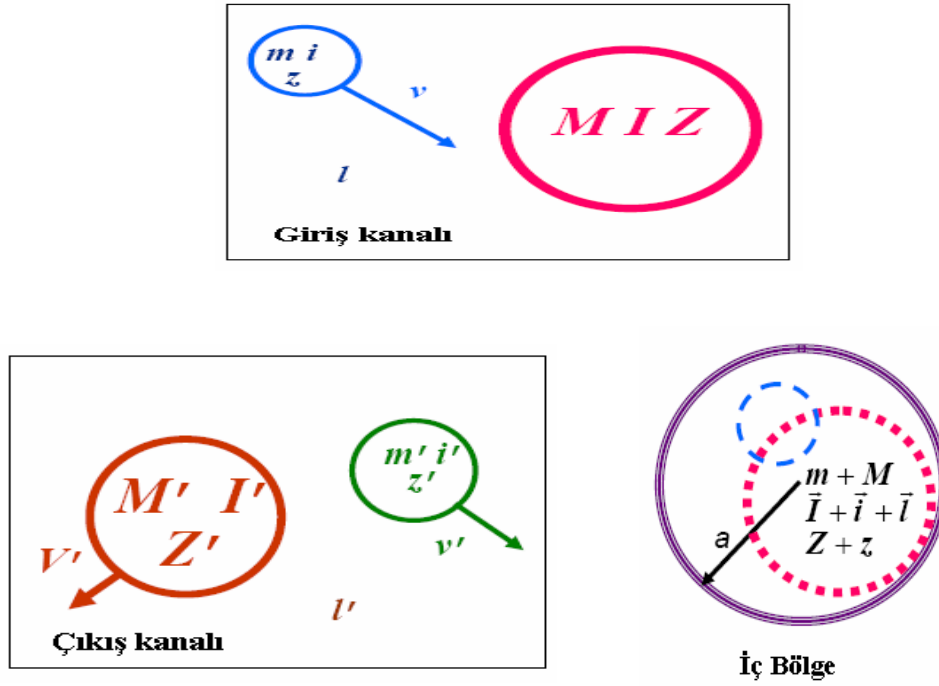
4.4 R-Matris Teorisi

R-Matris teorisi, deneyde görülen şeylerin (yani ölçülen tesir kesiti gibi)

matematiksel olarak fenomenolojik tanımlanmasıdır. Bu teori nötron çekirdek etkileşim modeli değildir, altta yatan etkileşimin fiziği hakkında varsayım yapmaz. Bunun yerine, R-Matris teorisi, örneğin etkileşim yarıçapı, sınır koşulları, rezonans enerjileri, genişlikler ve kuantum sayıları gibi nicelikler cinsinden ölçümleri parametrize eder; bu parametrelerin değerleri, teorik hesapların gözlenen veri ile fit edilmesiyle belirlenebilir. Bu teori matematiksel olarak doğrudur, yani analitiktir, birim matristir, ama pratik uygulamalarda teoride her zaman yaklaşımlar kullanılır.

R-matris teorisi dört temel varsayıma dayanır: (i) Relativistik olmayan kuantum mekaniğinin uygulanabilirliği; $H\psi = E\psi$ relativistik olmayan Schrödinger denkleminde, relativistik etkiler ihmal edilmiş kabul edilir. Çekirdek yakınındaki nükleonların kinetik enerjileri, durgun enerji yüzdesinden daha az olduğundan uygundur. (ii) iki reaksiyon ürününün oluşması dışında diğer tüm reaksiyonlar ihmal edilir ya da önemsiz olması; bu, protonların elastik ve inelastik saçılma durumudur. Teorinin bu formülasyonunda, parçacıkların hiçbirinin üretilmediği farz edilmiştir; bu karşılaştırmada, fotonlar reaksiyon sırasında düşünülmemiştir. Bu teoriye fotonlar da dahil edilip genişletilebilir, fakat bu durum gerekli olmayacaktır. (iii) yaratma ya da yok olma işlemlerinin tümünün ihmal edilir ya da önemsiz olması, (iv) Coulomb etkileşimleri için özel işlem uygulanmasına rağmen, hiçbir nükleer etkileşimin meydana gelmediği sonlu bir yarıçapsal ayrılmanın varlığı (pratik uygulamalarda, dört varsayımdan ikisi ihlal edilebilir: (1) bu teori, relativistik nötron enerjileri için kullanılabilir ve relativistik etkiler için düzeltilir, bununla birlikte, relativistik olmayan kuantum mekaniği varsayılır. (2) Nötron çekirdek etkileşiminin hemen sonunda, iki çıkış ürünü varsayılır. Bunlardan en azından biri gözlenmeden önce bozunur.

R-matris teorisi kanallar cinsinden ifade edilir, burada bir kanal (gelen ve giden) parçacıklar çifti ile ve iki parçacık arasındaki etkileşimle tanımlanır. Giriş ve çıkış kanalları şekil 4.3 de gösterilmektedir. Giriş kanalları, aynı zamanda çıkış kanalları olarak da meydana gelebilir, fakat bazı çıkış kanalları (örneğin fisyon kanalları), giriş kanalları olarak meydana gelemez. Etkileşen iki parçacık, “iç bölge” olarak isimlendirilen bölgede gösterilmektedir, burada parçacıklar a etkileşim yarıçapından daha az mesafe ile ayrılmıştır.



Şekil 4.3 Saçılma teorisinde kullanılan giriş ve çıkış kanallarının şeması: iç bölge için ($r < a$ ayrılma uzaklığı) etkileşmenin doğası hakkında hiçbir varsayım yapılmamıştır. Şekilde m, i, z , sırasıyla gelen parçacığın kütle, spin ve yükü iken, M, I, Z hedef parçacığa karşılık gelmektedir. Yörüngesel açısal momentum ℓ ve hızları v ile gösterilmiştir. Üs işareti, çarpışma sonrası nicelikler için kullanılmıştır (Larson, 2003).

R-matris teorisinin kanal-spin temsili bileşik (compound) nükleer reaksiyonlar için kullanılır. Bu temsilde, \vec{I}_1 ve \vec{I}_2 , sırasıyla gelen parçacık ve hedef çekirdek spinleri olmak üzere eşleşerek $\vec{s} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2$ kanal spinini oluşturur. O halde, kanal spinini $|\vec{I}_1 + \vec{I}_2|$ ve $|\vec{I}_1 - \vec{I}_2|$ arasında değerler alır. \vec{l} , çiftin yörünge açısal momentumu olup, parite $(-1)^l$ ile verilir.

Fırlatılan parçacık ve hedef çekirdek birlikte “giriş çifti” olarak adlandırılır ve bu çift “giriş kanalı” boyunca bileşik çekirdek oluşturur ve “çıkış kanalı” boyunca bozunarak iki bozunma ürünü meydana gelir, buna “çıkış çifti” denir. Yörünge açısal momentumu \vec{l} , kanal spinini \vec{s} ile eşleşerek bileşik çekirdeğin toplam açısal momentumunu yani spinini oluşturur, $\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$.

Bu tanımlamalardan sonra açısız integrale edilmiş tesir kesiti ifadesini daha basitleştirerek yazalım:

$$\sigma_{cc'} = \pi \lambda_c^2 g_c |\delta_{cc'} - U_{cc'}|^2 \quad (4.8)$$

$c \neq c'$ için kısmi tesir kesiti, c kanalından c' kanalına geçişin $|U_{cc'}|^2$ kuantum mekaniksel olasılığı ve çarpışma çiftlerinin spinlerinden J doğru açısız momentumunun elde edilmesinin g_c olasılığı ile orantılıdır. $\delta_{cc'}$ kroniker sembolü, eğer $c = c'$ ise gelen ve giden parçacıklar ayırt edilmediğinden dolayı ortaya çıkmaktadır. $\pi \lambda_c^2$ kinematik faktörü olasılık ve tesir kesiti ile ilişkilidir. U çarpışma matrisi, buna sık sık “ S matrisi” ya da “saçılma matrisi” de denir, simetriktir, çünkü nükleer (ve Coulomb) etkileşimlerinin zamanın tersine dönmesi altında değişmez kaldığını düşünüyoruz. Ayrıca U çarpışma matrisi, çeşitli kanallara olan olasılıklarının toplamı bire tamamlandığından birim matristir, yani $\sum_{c'} |U_{cc'}|^2 = 1$ 'dir. U 'nun birim matris olmasından ve denklem (4.5) den, c giriş kanalı için toplam tesir kesiti, U_{cc} 'nin lineer bir fonksiyonudur:

$$\sigma_c \equiv \sum_{c'} \sigma_{cc'} = 2\pi \lambda_c^2 g_c (1 - \text{Re} U_{cc}). \quad (4.9)$$

Elde edilen bu ifadeler, toplam tesir kesiti için çok basit, elastik saçılmalarda çok karmaşıktır (Kroniker sembolünden dolayı). Bu nedenle σ_{cc} 'yi σ_c ile diğer kısmi tesir kesitlerin arasındaki farkı alarak hesaplamak denklem (4.5) ile bulmaktan daha uygun olacaktır. Bir $c \rightarrow c'$ reaksiyonu ve $c' \rightarrow c$ ters reaksiyonunun tesir kesitleri arasındaki karşılıklı ilişki,

$$\frac{\sigma_{c'c}}{g_{c'} \lambda_{c'}^2} = \frac{\sigma_{cc'}}{g_c \lambda_c^2}, \quad (4.10)$$

U 'nun simetrisinden gelir.

Bu denklemler oldukça geneldir. Rezonansları tanıtmak için, U 'yu kanal matrisi R cinsinden yazmamızı sağlayan R -matris teorisine başvururuz (Lane and Thomas, 1958; Lyne, 1968).

$$\begin{aligned} U_{cc'} &= e^{-i(\varphi_c + \varphi_{c'})} P_c^{1/2} \left\{ [1 - R(L - B)]^{-1} [1 - R(L^* - B)] \right\}_{cc'} P_{c'}^{-1/2} \\ &= e^{-i(\varphi_c + \varphi_{c'})} \left\{ \delta_{cc'} + 2iP_c^{1/2} [(1 - RL^0)^{-1} R]_{cc'} P_{c'}^{-1/2} \right\}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

buradaki $L = (S - B) + iP$, P , nüfuz etme faktörü, S , kayma faktörü ve B , a_c kanal yarıçapındaki keyfi sınır sabitidir. P ve S , enerji E 'nin fonksiyonlarıdır.

Eğer λ , belirli bir rezonansı (ya da durumu) temsil ederse, o zaman R -matrisin genel formülü,

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E}, \quad (4.12)$$

burada E_{λ} rezonans enerjisini gösterir ve γ indirgenmiş genişleme büyüklüğü, Γ kısmi genişlikle ilişkilidir. $R_{cc'}$ toplamı, durumların sonsuz sayısını içerir. Bütün bu kanallar, parçacıklardan biri foton olan "gama kanalı" kapsayarak, kanal indisleriyle temsil edilmektedirler.

$$L_{cc'}^{\circ} \equiv L_{cc'} - B_{cc'} = (L_c - B_c) \delta_{cc'} \equiv (S_c + iP_c - B_c) \delta_{cc'}. \quad (4.13)$$

Alternatif olarak, çarpışma matrisini A durum matrisi cinsinden ifade edebiliriz:

$$U_{cc'} = e^{-i(\varphi_c + \varphi_{c'})} \left(\delta_{cc'} + i \sum_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c}^{1/2} A_{\lambda \mu} \Gamma_{\mu c'}^{1/2} \right), \quad (4.14)$$

$$\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \equiv \gamma_{\lambda c} \sqrt{2P_c}. \quad (4.15)$$

R-matrisi, saçılma matrisinin parametrelendirilmesinde tek seçenek değildir. R-matris formülasyonunda, denklemler kanal-kanal etkileşmeleri cinsinden yazılır. Saçılma teorisini, durum-durum etkileşmeleri cinsinden de yazmak mümkündür, bu formülasyonda A matrisi kullanılır:

$$(A^{-1})_{\lambda\mu} = (E_\lambda - E)\delta_{\lambda\mu} - \sum_c \gamma_{\lambda c} L_c^\circ \gamma_{\mu c}. \quad (4.16)$$

Not: Roma alt indisleri reaksiyon kanallarına, Yunan alt indisleri, bileşik durumlara karşılık gelir ve $\mathbf{1}$ birim matristir. Üç fiziksel nicelik grubu, bu denklemde ortaya çıkmaktadır:

İlk olarak burada rezonans parametreleri vardır, yani E_λ durum enerjileri ve çıkış kanalları c (ya da giriş kanalları) yoluyla λ bileşik durumlarının bozunması (ya da oluşumu) için $\gamma_{\lambda c}$ olasılık genliklerinin tümü R-matris denkleminde bulunmaktadır. $\gamma_{\lambda c}$ 'nin işaretleri, taban durumu yakınındakiler hariç, negatif ya da pozitif olabilir. Tesir kesiti formülleri, bozunma genliklerinden ziyade $\Gamma_{\lambda c}$ kısmi genişlikler ve toplam genişlikler $\Gamma_\lambda \equiv \sum_c \Gamma_{\lambda c}$ cinsinden yazılır.

İkinci grup, katı küre fazları φ_c ve logaritmik türevler L_c , yalnızca a_c kanal yarıçapında I_c ve O_c gelen ve giden radyal dalga fonksiyonlarına bağlıdır.

$$\varphi_c \equiv \arg O_c(a_c) = \arctan \frac{\text{Im} O_c(a_c)}{\text{Re} O_c(a_c)}, \quad (4.17)$$

$$L_c \equiv a_c \frac{O'_c(a_c)}{O_c(a_c)} = \left[r_c \frac{\partial \ln O_c}{\partial r_c} \right]_{r_c=a_c}.$$

$S_c \equiv \text{Re} L_c$, değiştirme faktörleridir. $P_c \equiv \text{Im} L_c$, merkezkaç bariyer geçirgenliğidir. B_c ve a_c nicelikleri üçüncü grubu oluşturur. Bunlar E_λ özdeğer, özdeğer problemlerini tanımlar. B_c , a_c kanal yarıçaplarında radyal öz fonksiyonların logaritmik türevleridir. Bu yarıçaplar, iç ve dış bölge arasındaki sınırı tanımlar. Bu

yarıçaplar büyük seçilmez ki çarpışma eşleri arasındaki r_c mesafesi büyük ise, nükleer etkileşim ihmal edilebilir, aksi takdirde, bu yarıçaplar keyfi alınabilir. Nötron kanalları için en uygun seçim $a_c = (1,23A^{1/3} + 0,80)$ fm olur, burada A, hedef çekirdekteki nükleon sayısıdır. Bütün enerjiler, rezonans belirsizlikleri vb. Mughabghab et al. (1981,1984)'ın rezonans parametre kaynaklarında laboratuvar sisteminde verilir.

Başlıca rezonans parametreleri $E_\lambda, \gamma_{\lambda c}$ bilinmeyen nükleer etkileşime bağlıdır. Bu parametreler ilk prensipten hesaplanamaz (kare kuyu potansiyeli gibi basit modeller dışında). R-matris teorisinin uygulamalarında bunlar fit parametreleridir, yani deneysel verilere ayarlanırlar. B_c seçimine bağlı olarak, rezonans parametreleri ya reel ve sabit ya da kompleks ve enerjiye bağlı olabilir.

4.5 Önemli Yaklaşımlar

R-matris teorisinin önemli versiyonları için uygun başlama noktası, ters durum matrisidir. Aşağıdaki yaklaşımları ve temsilleri inceleyelim:

Wigner-Eisenbud Temsili: B_c , reel ve sabittir,

$$(A^{-1})_{\lambda\mu} = (E_\lambda - E)\delta_{\lambda\mu} - \sum_c \gamma_{\lambda c} L_c^0 \gamma_{\lambda c} \quad (4.18)$$

(E_λ özdeğerleri ve $\gamma_{\lambda c}$ bozunma genlikleri reel ve sabit, L_c^0 'nin enerjiye bağlılığı biliniyor.)

Kapur-Peierls Temsili: $B_c = L_c$,

$$(A^{-1})_{\lambda\mu} = (\varepsilon_\lambda - E)\delta_{\lambda\mu} \quad (4.19)$$

(ε_λ özdeğerleri ve $g_{\lambda c}$ bozunma genlikleri kompleks, dolaylı olarak enerjiye bağlıdır.)

Tek Durumlu Breit Wigner Yaklaşımı (SLBW): Tek durum ile sınırlıdır, diğerlerinin tümü ihmal edilir,

$$(A^{-1})_{\lambda\mu} \rightarrow E_0 - E - \sum_c L_c^0 \gamma_c^2 \equiv E_0 + \Delta - E - i\Gamma/2 \quad (4.20)$$

(Δ durum sapması, $\Gamma = \sum_c \Gamma_c$ toplam genişlik reel, enerjiye bağlı olduğu açıktır.)

Çok Durumlu Breit Wigner Yaklaşımı (MLBW): A^{-1} 'in diagonal olmayan elemanları ihmal edilir:

$$(A^{-1})_{\lambda\mu} = (E_\lambda - E - \sum_c L_c^0 \gamma_{\lambda c}^2) \delta_{\lambda\mu} \equiv (E_\lambda + \Delta_\lambda - E - i\Gamma_\lambda/2) \delta_{\lambda\mu} \quad (4.21)$$

(Δ_λ durum sapması, $\Gamma_\lambda = \sum_c \Gamma_{\lambda c}$ toplam genişlik, enerjiye bağlı olduğu açıktır.)

Adler-Adler Yaklaşımı: L_c^0 'nin enerjiye bağıllığı ihmal edilir:

$$(A^{-1})_{\lambda\mu} = (E_\lambda - E) \delta_{\lambda\mu} - \sum_c \gamma_{\lambda c} \sqrt{L_c^0(E_\lambda) L_c^0(E_\mu)} \gamma_{\mu c} \quad (4.23)$$

Bu yaklaşımlardan Reich-Moore yaklaşımı en çok, SLBW yaklaşımı ise en az doğru olanıdır.

4.6 Reich-Moore Tesir Kesiti İfadeleri

Genellikle birçok foton kanalları, A^{-1} ters durum matrisindeki, $\sum_c \gamma_{\lambda c} L_c^0 \gamma_{\mu c}$ toplama katkı sağlarlar. Bu katkılar, diagonal elemanlarda aynı işaretle toplanırken, diagonal olmayan elemanlarda birbirini götürür. Çünkü bozunma genlikleri birbirine yakın büyüklüklerde gelişigüzel işaretlere sahiptir. Eğer diagonal olmayan elemanlara tüm foton kanalların katkıları ihmal edilirse, hata oldukça küçük olmaktadır. Bu, Thomas (1955), Reich ve Moore (1958) tarafından birbirinden bağımsız olarak öne sürülmüştür. Ters durum matrisi, E_λ yerine $E_\lambda - i\Gamma_{\lambda\gamma}/2$ olan bir öz değer problemine dönüşür. Buradan “indirgenmiş” R-matrisi:

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda\gamma}/2} \quad (c, c' \notin \gamma) \quad (4.24)$$

elde edilir. “İndirgenmiş” R-matrisi, sadece fotonik olmayan kanalların alt uzayında tanımlanmaktadır. Bu sadece atılan foton kanallarının izi, paydada $\Gamma_{\lambda\gamma}$ toplam radyasyon genişliklerdir.

İndirgenmiş R-matrisinden, indirgenmiş çarpışma matrisi ve buradan da tüm sınırlandırılmış fotonik olmayan kanalların tesir kesitleri elde edilir. İndirgenmiş R-matrisi düşük ranklıdır, dolayısıyla $\mathbf{1-RL}^0$ 'nın tersi basittir. Aslında, şimdiye kadar olan nötron rezonans analizlerinin en yüksek rankı 3'tür (1 elastik, 2 fisyon kanalları). 2 ranklı durumlar, 1 elastik artı 1 fisyon ya da 1 inelastik kanal içermektedir. Nötron rezonans verilerinin çoğu için enerji bakımından mümkün olan sadece elastik saçılma ve ışınımsal yakalamalardır, bunun için 1-kanallı Reich Moore ifadesi (R-matrisleri yerine R fonksiyonları) yeterlidir. Yakalama tesir kesiti (Reich and Moore, 1958)

$$\sigma_{c\gamma} = 4\pi\lambda_c^2 g_c \sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda\gamma} \left| \sum_{c' \notin \gamma} \frac{P_c^{1/2} [(1-RL^0)^{-1}]_{cc'} P_{c'}^{-1/2} \Gamma_{\lambda c'}^{1/2}}{E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda\gamma}/2} \right|^2. \quad (4.25)$$

ifadesinden bulunabilir. Bu yaklaşım radyasyon genişliklerinin yok olması limitinde tamdır ve Wigner-Eisenbud formülüne indirgenir. Ayrıca bu tek durum limitinde de tamdır, çünkü bu durumda Reich-Moore A durum matrisine indirgenir. Aksi takdirde, indirgenmiş çarpışma matrisi birim matris olmamasına rağmen (atılmış kanallara olan geçişler yüzünden) çarpışma matrisinin yine de birim matris olarak ele alınabilirliği konusunda bu yaklaşım tamdır (exact). Öyle ki, yakalama tesir kesiti alternatif olarak

$$\sigma_{c\gamma} = \sigma_c - \sum_{c' \notin \gamma} \sigma_{cc'}. \quad (4.26)$$

farklı olarak da elde edilebilir. Burada σ_c indirgenmiş U_{cc} çarpışma matris elemanından hesaplanır. Tecrübeler, bu yaklaşımla tüm rezonans tesir kesiti verisinin detaylı olarak tanımlandığını göstermektedir. Bu yaklaşım, hafif, orta kütleli,

bölünebilir veya bölünemeyen ağır çekirdekler için aynı şekilde çalışır. Genellikle, Reich-Moore yaklaşımının sadece bölünebilir çekirdekler için uygulanabileceğine inanılmaktadır, fakat gerçekte, tutulan (retained) kanallar, her çeşitte olabilir, yani elastik, inelastik, fisyon, hatta bireysel foton kanalları örneğin taban duruma ya da kararsız durumlara geçişler gibi olabilir.

4.7 Deneysel Koşulların Düzeltilmesi

Genelde R-matris teorisiyle (ya da herhangi diğer teoriler ile), deneylerden çıkartılan tesir kesitlerini doğrudan kıyaslamak mümkün değildir. Çünkü “mükemmel” deneysel koşullar yoktur: (1) Numune içindeki tek tek çekirdekler durgun değildir; (2) sonlu zaman aralıkları hem dedekte edilen aygıtlar, hem de nötron parçacıkları için gereklidir; (3) bir nötron tarafından aşılınan uçuş yolu mesafesi, nötron üreten hedef içindeki orjin noktasına, örnek içindeki etkileşme noktasına ve dedekte edilen konuma bağlıdır; (4) örneğin sonlu büyüklüğü, tek tek çekirdekler için tesir kesitiyle tanımlananların ötesinde etkileşimlere sebep olur. Bu sıralamaya eklenmeyen diğer etkiler de vardır.

Deneysel teoriyle kıyaslamak için, ya teori bu etkileri içermeli ya da deneysel veriye düzeltmeler uygulanmalıdır. İlki, daima daha kolaydır, ikincisi imkânsızdır. Bu nedenle SAMMY bu etkilerin çoğunu simule etme seçenekleri içerir ve teorik hesaplamaları uygun bir şekilde motive eder.

Doppler ya da çözünürlük genişlemesini simule etmek için, ilk olarak genişlemenin matematiksel tanımı gereklidir (genellikle, genişlememiş tesir kesiti çarpı genişlemiş fonksiyonun integrali olarak) ve sonra mümkünse analitik nümerik ya da gerekliyse nümerik olarak değerlendirilmelidir.

Denklem (4.7.1) de nümerik integrallerin çoğu için SAMMY’de kullanılan şema detaylı tanımlanmıştır.

4.7.1 Nümerik genişleme

SAMMY’de Doppler ve Çözünürlük genişlemesinde gerekli olan integralleri değerlendirmek için kullanılan metod birçok işlemi gerektirir. Bu işlemlerin özeti aşağıda verilmektedir:

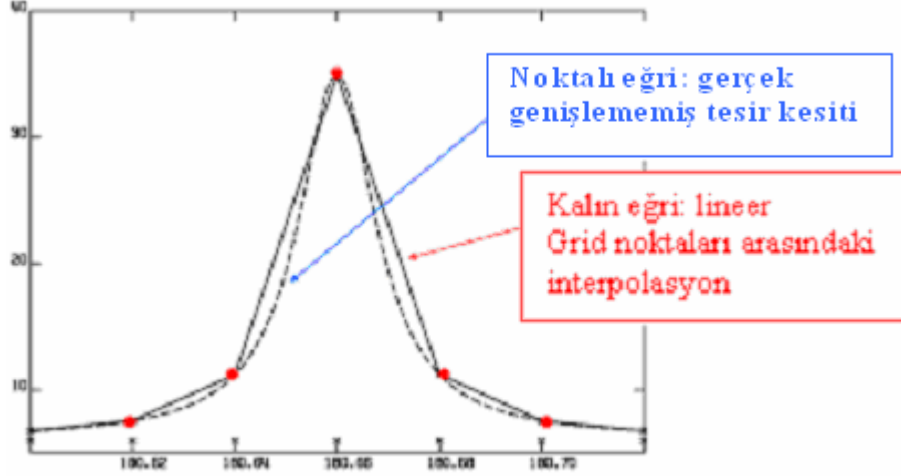
1. İntegralleri değerlendirmede uygun bir “yardımcı enerji aralıkları” seçilir. Bu aralıklar (a) orijinal enerji aralığını (yani, deneysel veride verilen enerjiler), (b) deneysel verinin minimum enerjisi altındaki ve maksimum enerjisi üstündeki noktalar (c) “dar” rezonans yapısını belirlemek için yeterli ilave noktalardan oluşur.
2. “Yardımcı enerji aralıkları” nın seçiminde dikkatsizlik yapıldığında, hata artabilir.
3. Yardımcı aralıklardaki her bir enerji için teorik tesir kesitleri ve türevleri değerlendirilir.
4. Mümkün olan her yerde Doppler genişlemiş tesir kesiti ve türevleri belirlenir (yani, en düşük ve en yüksek enerjiler hariç her yerde) Doppler sıcaklığına göre türevleri alınır.
5. Gerekli olduğunda tesir kesit iletme dönüştülür, bu dönüşüm türevlere de uygulanır.
6. Hem tesir kesiti hem de türevlerine gerekli olduğunda self-shielding ve çoklu saçılma düzeltmeleri uygulanır.
7. Orijinal (deneysel) aralıktaki her bir enerji için çözünürlük genişletilmiş tesir kesiti (ya da iletim) ve türevler belirlenir.
8. Gerekirse, iletim tekrar tesir kesitine dönüştürülür.
9. Gerekli olduğunda normalizasyon ile çarpılır ve arkaplanlar eklenir. Normalizasyon ve arkaplana göre türevleri oluşturulur.

Yardımcı enerji aralıkları için analistin görevleri:

SAMMY’de kullanıcı/analist nümerik integrasyonun doğru uygulanmasından sorumludur. Yani yardımcı aralıklar, nümerik integrasyonun doğru sonuçları vermesi için yeterli derecede yoğun olmalıdır.

Genişlememiş tesir kesitleri, seyrek aralıklarda iyi tanımlı değildir. Yardımcı aralıklar niçin yoğun olmazsa integrasyonlar doğru olmayacaktır (Şekil (4.3)’de gösterilmektedir). İlk şekilde, kırmızı noktalar, genişlememiş tesir kesitlerin hesaplanabileceği, varsayılan (default) aralık noktalarını göstermektedir. Kalın eğri, aralık noktaları arasındaki interpolasyon ile bulunan yaklaşık tesir kesitlerini

gösterirken, çizgili eğri gerçek genişlememiş tesir kesitlerini gösterir. Seyrek aralıklarla, iki eğri arasındaki uygun zayıftır.



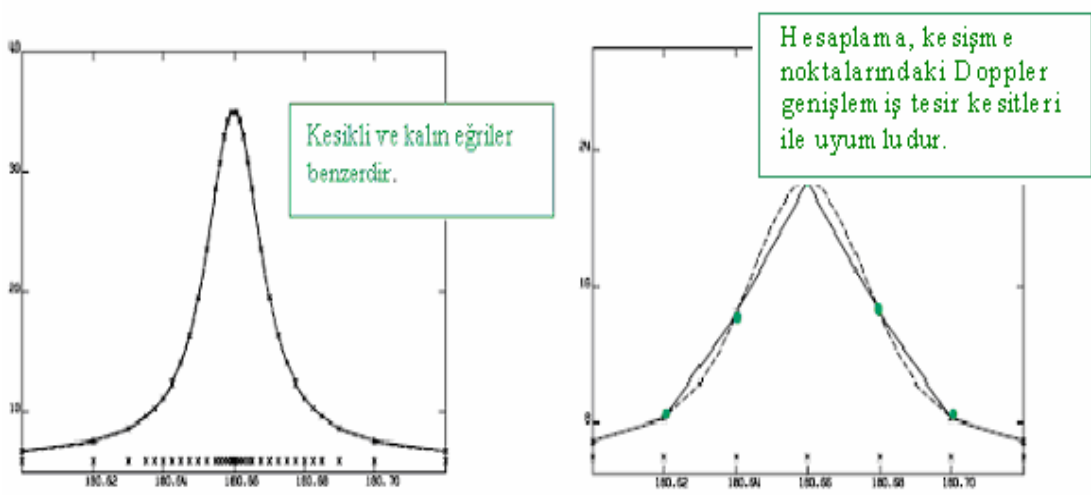
Şekil 4.4 Çok az yardımcı aralık noktalarının kullanılmasıyla hesaplanan genişlememiş tesir kesiti (Larson, 2003).

Şekil 4.5 nümerik integrasyonu gerçekleştirmek için şekil 4.4 yardımcı aralıkların kullanılmasıyla sonuçlanan Doppler genişlemiş tesir kesitini (kalın eğri) göstermektedir. Hesaplanan Doppler genişlemiş tesir kesiti, gerçek Doppler genişlemiş tesir kesitinden önemli ölçüde daha büyüktür.



Şekil 4.5 Çok az aralık noktalarıyla hesaplanan doğru olmayan Doppler genişlemiş tesir kesiti(Larson, 2003).

Şekil 4.6 ise yoğun yardımcı aralığı göstermektedir; bununla genişlememiş tesir kesiti iyi tanımlanır. Bununla hesaplanan Doppler genişlememiş tesir kesiti, şekil 4.6 gösterilmiştir. Bu şekilde gerçek ve hesaplanan Doppler genişlemiş tesir kesitleri ayırt edilemez (burada “deneysel” aralıklar Şekil 4.5 de ve 4.6 de aynıdır).



Şekil 4.6 Yeterli sayıda aralık noktaları kullanılarak hesaplanan genişlememiş tesir kesiti. Yardımcı aralıkta yeterli sayıda aralık noktaları kullanılarak hesaplanan Doppler genişlememiş tesir kesiti (Larson, 2003).

Yardımcı aralıkların yeterli olup olmadığını SAMMY otomatik olarak kontrol etmemektedir. Bunun nedeni bu kontroller için oldukça uzun hesaplama zamanı gerekmektedir. SAMMY ile, ne zaman yeni rezonans parametreleri kullanılırsa o zaman Doppler genişlemiş tesir kesiti tekrar hesaplanır. SAMMY kullanıcısı, analizin başında hızdan kazanmak isteyebilir (Bu nedenle doğruluktan (accuracy) uzaklaşabilir); analizin daha ileriki aşamalarında ise doğruluğun yeterli olup olmadığı test edilebilir.

4.7.2. Doppler Genişleme

Pratik uygulamalarda rezonans tesir kesitlerinin çoğunlukla Doppler genişlemiş

haline ihtiyaç duyulur. Doppler genişlemenin hafif çekirdekler için ihmal edilebileceği iddia edilir. Bu, geniş s-dalga durumları için doğru olabilir fakat, kesinlikle dar p-,d-,... dalga durumları için doğru değildir.

Rezonans zirvelerinin Doppler genişlemesinde, hedefe düşen demet içindeki nötronlar hedefe göre tek enerjili değildirler. Çünkü bireysel çekirdekler rastgele ısısal hareket içindedir. Breit Wigner formülünde gözüken enerji, nötron ve hedef çekirdeğin kütle merkezi çevresindeki enerjisidir. Nötronların hızı v_1 ve çekirdek hızı v_2 ise, kütle merkezi enerjisi,

$$E = \frac{1}{2} m(v_1 - v_2)^2 = E_1 + \frac{m}{M} E_2 - 2\sqrt{\frac{m}{M}} E_1 E_2 \cos \Theta \quad (4.28)$$

olur. Burada M , çekirdeğin kütlesi, $m = m_n M / (m_n + M)$ indirgenmiş kütle, E_1 ısı enerjisinin önemsenmediği durumdaki kütle merkezi enerjisi, E_2 çekirdeğin ısı enerjisi, Θ ise v_1 ve v_2 arasındaki açıdır.

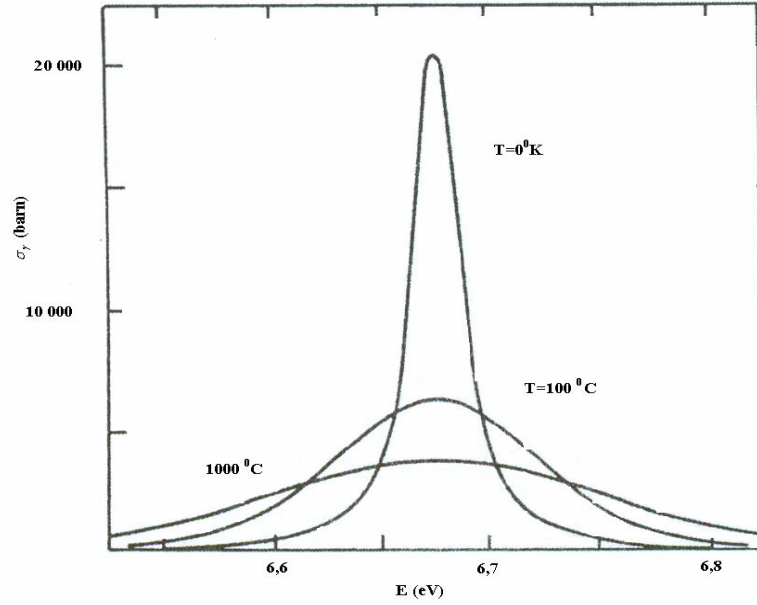
$(m/M)E_2$ terimi, nötron enerjisi ısı enerjisinden çok büyük ise veya hedef çekirdek ağırsa ihmal edilir. E_2 çekirdeğin ısı enerjisi, k_B Boltzman sabiti ve T hedefin sıcaklığı olmak üzere büyüklükçe $k_B T$ basamağındadır. $\cos \Theta$, -1,+1 arasında değiştiğinden, birçok çekirdek üzerinden ortalamaları alındığında E 'nin büyüklükçe E_1 civarında dağılıma sahip olduğu görülür:

$$\Delta E \cong 2\sqrt{\frac{m}{M}} E_1 k_B T \quad (4.29)$$

Böylece laboratuarda tesir kesiti E_1 'in bir fonksiyonu olarak ölçülürse, E_0 enerjisindeki bir rezonansın komşuluğunda Breit-Weigner şekli değişikliğe uğrar ve rezonans zirvesinin genişliği doğal genişlikten

$$\Delta \Gamma \cong 2\sqrt{\frac{m}{m}} E_0 k_B T \quad (4.30)$$

miktarı kadar büyük olur. Bu Doppler genişlemesidir. Daha ayrıntılı bir inceleme, rezonans zirvesi altındaki toplam alanın sıcaklıktan bağımsız olduğunu gösterir, öyle ki genişlik arttıkça zirvenin yüksekliği azalır. Bu durum ^{238}U 'daki rezonans için şekil 4.7 de gösterilmiştir.



Şekil 4.7 Nötronun ^{238}U tarafından ışınımsal yakalaması için Breit-Wigner tesir kesiti olan σ_γ 'nın Doppler genişlemesi. Rezonans 6,67 eV'dedir ve doğal genişliği 0,026 eV'tur (Larson, 2003).

SAMMY'de Doppler genişlemesi için dört seçenek sunulur. Üç tanesi serbest gaz modeline dayanır ve dördüncüsü katı-durum modelidir.

SAMMY'deki serbest gaz modeli 4.7.1'de tanımlanmıştır. Bu model önceki versiyonların hatalarını ortadan kaldırmak için kullanılmaktadır. Ayrıca bu model SAMMY'de varsayılan (default) modeldir.

Dördüncü seçenek, FGM'nin yetersiz olduğu durumlarda kullanılması için mevcuttur.

4.7.3 Doppler genişlemenin serbest gaz modeli

Nükleer reaksiyonlarda Doppler genişlemesi, hedef çekirdeğin termal hareketiyle meydana gelir. Laboratuvar hızı v olan aynı enerjili parçacıkların (ışınların) hedef çekirdeklerle paralel olarak çarpıştığını düşünelim. Hedef çekirdeklerin hızı u ve u civarındaki üç boyutlu d^3u bölgesindeki $p(u)d^3u$ olur. Eğer ρ_1 ve ρ_2 ışınların ve hedef parçacıkların sırasıyla yoğunlukları ise, birim zamanda ve birim hacimde meydana gelen reaksiyonların sayısı

$$\rho_1 \rho_2 \int d^3u p(u) |v-u| \sigma(|v-u|) \equiv \rho_1 \rho_2 v \bar{\sigma}(v), \quad (4.31)$$

olur; burada $\sigma(|v-u|)$, çarpışan çiftler arasındaki bağıl hız $|v-u|$ için genişlememiş tesir kesiti ve v hızı ile gelen parçacıklar için etkin ya da Doppler genişlemiş tesir kesitidir. $1/v$ tesir kesiti, Doppler genişlemesinden etkilenmemiştir. Hedef çekirdeklerin, ideal gazlardaki atomlarla aynı hız dağılımına sahip olduğunu varsayalım, yani Maxwell-Boltzman dağılımı,

$$p(u)d^3u = \frac{1}{\pi^{3/2}} \exp\left(-\frac{u^2}{u_T^2}\right) \frac{d^3u}{u_T^3} \quad \left(\frac{\mu u_T^2}{2} \equiv kT\right), \quad (4.32)$$

buradaki M , hedef çekirdeğin kütlesidir ve kT enerji biriminde gaz sıcaklığıdır. Tüm olası bağıl hızlar $\omega \equiv v-u$ üzerinden integral alarak, ve ışına paralel polar eksenini polar koordinatlarla çalışarak $d^3u = d^3\omega = \omega^2 d\mu d\varphi$ (burada $\mu = \cos\theta$), Doppler genişlemiş tesir kesiti için serbest gaz ifadesi tam olarak kolayca bulunur (Solbrig, 1961):

$$\bar{\sigma}(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{d\omega}{u_T} \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\omega-v}{u_T}\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{\omega+v}{u_T}\right)^2\right] \right\} \frac{\omega^2}{v^2} \sigma(\omega)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-u_T}^{\infty} \frac{d\omega}{u_T} \exp\left[-\left(\frac{\omega - v}{u_T}\right)^2\right] \frac{\omega|\omega|}{v^2} \sigma(|\omega|). \quad (4.33)$$

Bu ifade genişleme genişliği u_T olan ve $-\infty$ ile $+\infty$ hız aralığında, $v|v|\sigma(|v|)$ tek fonksiyonun Gaussian genişlemesi anlamına gelir. Laboratuvar enerjileri cinsinden $E = mv^2/2$,

$$\bar{\sigma}_E = \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dE' \left\{ \exp\left[-\left(\frac{E - \sqrt{EE'}}{\Delta/2}\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{E + \sqrt{EE'}}{\Delta/2}\right)^2\right] \right\} \sqrt{\frac{E'}{E}} \sigma(E'), \quad (4.34)$$

elde edilir, buradaki $\Delta \equiv \sqrt{4mEkT/M}$, Doppler genişliği olarak bilinir. m nötron kütleini, M hedef kütle, k Boltzman sabitini ve T etkin sıcaklığı gösterir.

4.7.4 Rezolasyon Genişleme

Doppler genişlemenin aksine, rezolasyon genişlemesi için her yerde uygun olan standart ya da çok iyi bir tanımlama mevcut değildir. Farklı rezolasyon fonksiyonları, dedektör özelliklerini, şekil ve yarımla belirsizliğini ve zaman-kanal konfigürasyonlarını belirlemek için gereklidir. SAMMY, rezolasyon genişlemesi için çeşitli seçenekler sunar.

En basit ve en hızlı çalışan rezolasyon fonksiyonu, Gaussian artı eksponansiyel fonksiyonudur (bu fonksiyon RSL'de gösterilir). Analizin ilk aşamasında, bu versiyon tamamen doğru olamamasına rağmen yeterli olabilir.

Daha basit karmaşık rezolasyon fonksiyonlarının bileşenleri ayrı ayrı modelleyerek oluşturulur. Böyle “realistik” rezolasyon fonksiyonlar SAMMY’de kullanılır: Oak Ridge rezolasyon fonksiyonu (ORR, Oak Ridge Elektron Liner hızlandırıcılardaki verilerle gelişti) ve RPI rezolasyon fonksiyonu (LINAC, Rensselaer Polytechnic Institus LINAC’daki verilerden elde edildi).

Ayrıca SAMMY’de kullanıcının belirlediği rezolasyon fonksiyonu (UDR), enerji ve zamanın nümerik fonksiyonudur. UDR başarılı şekilde kullanılırken, büyük bir

dikkat de gereklidir: temelde birkaç nümerik fonksiyonun tanımlanması mümkündür. Rezolasyon fonksiyonun çeşitli kombinasyonları ORR, RPI yada UDR'nin toplamı DEX +RSL'dir.

4.8 Fit Prosedürü

Teorik değerlerin deneysel ölçümlere “en iyi fiti”ni veren parametre değerlerini belirlemek için, bir fit prosedürüne ihtiyaç duyulur. Bu prosedür ölçülen verideki hem istatistiksel hem de sistematik belirsizlikleri uygun şekilde birleştirmeli ve sonuçta bulunan parametre değerleri için uygun belirsizlik ve korelasyonları sağlamalıdır. Fit prosedürü, lineer olmayan sistemlerin üstesinden gelebilmelidir.

SAMMY, deneysel veri ile hesaplanmış tesir kesitlerinin en iyi fitini veren parametre değerlerini bulmak için Bayes denklemlerinin iteratif şeklini kullanır. Bazen bu metot “genelleştirilmiş küçük kareler ” şeklinde de ifade edilir. Deneysel verideki belirsizlikler ve korelasyonlar, son zamanlarda koda eklenen teknikler vasıtasıyla ve minimal bilgisayar hafızasıyla doğru şekilde işlenir.

Gerçekte fit edilen parametre, girişte her zaman değişken olmamasına rağmen, çoğu giriş parametreleri SAMMY programında fit edilebilir. Örneğin, rezonans enerji değerleri PARAMetre dosyasında verilmesine rağmen, fit prosedüründe kullanılan değişken, rezonans enerjisinin kareköküdür.

Veri kovaryans matrisi (VKM), Bayes denklemlerinde önemlidir. SAMMY diagonal olmayan VKM'yi okuyabilme, depo edebilme ve tersine çevirme özelliğine sahiptir; fakat deneysel belirsizlikler için yetersiz bir yöntemdir. Bunun yerine VKM'nin bileşenleri SAMMY dışında türetildiğinde bu bileşeler input olarak programa girilir. Bu parametrelerin belirsizlikleri için Yayılmış Belirsizlik Parametresi (Propagated Uncertainty Parameter) seçeneği mevcuttur.

4.9 Bayes teoremi

Bilimsel deneyler, istatistiksel bir modelle genellikle tanımlanabilirler. Burada istatistiksel elemanlar, kontrol edilemeyen gelişigüzel (random) enstrümantal etkilerle, bilinmeyen hatalar ve sık sık teorinin kendisiyle (istatistiksel mekanik ya da kuantum

teorisi ya da bileşik nükleer reaksiyonların durum istatistiksel teorisi ile) tanıtılır. İstatistik model, fiziksel nicelikler ve modelin istatistik parametreleri verilmesi durumunda, gözlenen veri (“numune”) kümelerinin bazılarının olasılıklarını “doğrudan” hesaplamayı sağlar. Deneyde bu durum genellikle tersinedir: deneysel veri verilir ve modelin istatistiksel parametreleri ve fiziksel niceliklerinin çeşitli mümkün değerleri için “ters” olasılıkları bulunur. Doğrudan olasılıklar (nedenlerden etkiler) ve ters olasılıklar (etkilerden nedenler) Bayes teoremi ile ilişkilendirilir. En basit formülü

$$P(A | BC) = \frac{P(B | AC)P(A | C)}{P(B | C)}. \quad (4.35)$$

Bu tipik durum, bilinmeyen fiziksel nicelik A ve diğer koşullar olan C’ye bağlı olan B verisine sahip olmamızdandır. Bilinmeyen niceliğin A olmasına ve ilk olasılık P(A|C)’ye sahip olmamıza rağmen, C şartları altında B verisinin gözlem olasılığını veren olasılık (likelihood) fonksiyonu P(B|AC) ile temsil edilen bir istatistik modelle sahipsek, o zaman güncellenmiş olasılık P(A|BC), P(B|AC), P(A|C) çarpımıyla orantılı olur. İlk olasılık, veri mevcut değilken A hakkında bildiklerimizi özetler: olasılık fonksiyonu verinin etkisini taşıırken, güncellenmiş olasılık, daha fazla tahmin için mevcut olan tam bilgiyi içerir. Laplace, A_j’nin bir çok alternatiflerini kapsayacak genelleştirme vermiştir:

$$P(A_j | BC) = \frac{P(B | A_j C)P(A_j | C)}{\sum_j P(B | A_j C)P(A_j | C)} \quad j = 1, 2, \dots, n. \quad (4.36)$$

A ve B’nin sürekli alternatifleri için sonlu farklı olasılıkları P(A|C), P(B|AC) vb. sonsuz küçük olasılıklarla p(A|C)dA, p(B|AC)dB vb. ve alternatifler üzerinden toplamı integralle yer değiştiririz. p(A|C) ve p(B|AC) olasılık yoğunluklarıdır:

$$p(A | BC)dA = \frac{p(B | AC)p(A | C)dA}{\int p(B | AC)p(A | C)dA}, \quad A_{\min} \leq A \leq A_{\max}. \quad (4.37)$$

Bayes teoreminin bu formülleri, veri değerlendirmenin ve düzeltmenin temeli olarak düşünülebilir. Bunlar önceki bilginin yeni veri ile nasıl güncellendiğini gösterir. Bütün bu formüllerdeki payda, bir normalizasyon sabitidir, dolayısıyla gözlemlerimizden öğrendiğimiz kuralı, kısaca

$$\text{Veri alındıktan sonra (posterior)} \propto \text{olasılık (likelihood)} \times \text{veri alınmadan önce (prior)}$$

olarak ifade edebiliriz.

4.10 Veri Kümeleri ile Eş Zamanlı Fit

M ve W veri kümelerinin tanımlanmasında kullanılan bir matristir ve M+W, Bayes' denklemlerini çözmeye yararlanan yöntemlerden biridir. M+W metodu, bu matrislerin değişken değiştirmesini gerektirir. Bu değişimin büyüklüğü değişken parametrelerin sayısıdır. Bu durumda, matris simetriktir. M+W yöntemi, çözünmüş rezonans bölgesinde bir çok bağımsız veri kümelerini doğru şekilde eş zamanlı fit etmek için kullanılabilir ve geride kalan kovaryans matrisini türetmede M+W yöntemi kullanılmaktadır.

Herhangi veri kümesinin herhangi çeşidi (yakalama, fisyon, ayırma, iletim vb.) burada dahil edilebilir. Bu prosedür, ayrı ayrı SAMMY programını çalıştırmayı gerektirir. Böylece her bir veri için ayrı ayrı bilgi üretir ve sonra tüm sistem için bir kez Bayes' denklemleri çözülür. Bu prosedür şu şekilde takip eder:

Adım 1: Sadece R-matris parametrelerini içeren ve hiçbir deneye özgü bilgi içermeyen tek bir parametre dosyası hazırlanır.

Adım 2: Birbirinden bağımsız her bir veri kümesi için, bir input dosyası hazırlanır. Deneye ilgili tüm bilgiler ve gerektiğinde PUP parametreleri bu input dosyasına konulur. Input dosyasında ayrıca

GENERATE Y AND W MATRICES *ya da* YW

komutu eklenir. Input dosyası, birinci adımdaki parametre dosyası ve uygun veri dosyasıyla (DATA file) SAMMY çalıştırılır, bununla SAMMY, Y_i ve W_i alt matrislerini

üretecektir. Bu matrisler, bu veri kümelerinin Bayes' denklemlerinde gerekli olan Y ve W matrislerine olan katkılarıdır. Y_i ve W_i ,

$$Y_i = G_i' V_i^{-1} (D - T_i) \quad \text{ve} \quad W_i = G_i' V_i^{-1} G_i \quad (4.38)$$

olarak tanımlanır, buradaki i alt indisi, özel bir veri kümesini gösterir. Bu değerler SAMMY.YWY dosyasında biriktirilir. Kullanıcı bu dosyaya tekrar isim vermeli ve adım 4'te kullanmak üzere saklamalıdır.

Adım 3: Adım 2 gerektiği kadar, yani her bir veri kümesi için birkez tekrarlanır.

Adım 4: Y_i ve W_i , her bir deneysel veri kümesi için bilindiği zaman, Y_i ve W_i , veri kümeleri üzerinden toplanır:

$$Y = \sum_i Y_i \quad \text{ve} \quad W = \sum_i W_i \quad (4.39)$$

Bu matrisler, güncellenen (updated) parametre değerlerini ve kovaryans matrislerini çözmek için Bayes' denklemlerinde kullanılır. Bu adım, INPut dosyasına

READ Y and W MATRICES *ya da* WY

komutu eklenerek SAMMY programının tekrar çalıştırılmasıyla tamamlanır. Burada birinci adımdaki PARametre dosyası kullanılır ve veri kümesine geçici bir ad verilir. Y_i ve W_i alt matrisleri içeren dosya isimleri her satırda bir tane olacak şekilde belirtilir. Bunlar, INPut dosyasındaki geçici veri isminden hemen sonra gelir.

SAMMY'nin çalıştırılmasıyla, SAMMY.PAR ve SAMMY.COV dosyaları üretilir. Bu dosyaları sonraki adımlarda kullanmak için yeniden isimlendirmek gereklidir. Eğer doğrusal olmayanlar için (nonlinearities) tekrarlamaya kullanılacaksa, ilave bir komut, dördüncü adımdaki input dosyasına eklenmelidir:

REMEMBER ORIGINAL PARameter values

Bu komut, REMORI.PAR isimli bir dosyanın oluşmasına sebep olur, bu dosya $P^{(0)}$ ve M^l için değerleri içerir. Bunlar M+W için Bayes' denklemlerinin iteratif şeklinde ihtiyaç duyulur.

Adım 5: Doğrusal olmayanlar için SAMMY'yi çalıştırmadan önce her bir veri kümesi için ikinci adımda oluşturulan INPut dosyasıyla aynı olan ikinci bir INPut dosyası oluşturulur; fakat bu dosya ilave bir komut içerir:

USE REMEMBERED ORIGINAL PARAMETER VALUES

Bu komut, orijinal parametre değeriyle teorik tesir kesitlerini hesaplamadan bahsetmez, bunun yerine $P^{(0)}$ kullanarak (REMORI.PAR dosyasında belirtilen) Bayes' denklemlerinin iteratif şekli kullanılarak Y 'nin üretilmesini sağlar. Bu dosyaya bu SAMMY programının çalıştırıldığı alt dizinde ulaşılmak zorundadır.

Bu INPut dosyası, uygun veri dosyası, PARAmetre dosyası ve KOVaryans matrisiyle SAMMY çalıştırılır. Bu, ikinci adımda belirlenen parametre değerlerini kullanarak yeni Y_i ve W_i matrisleri üretir.

Adım 6: Adım 5 gerektiği kadar, yani her bir veri kümesi için tekrar edilir.

Adım 7: M+W ve aşağıdaki komutlar kullanılarak veri kümeleri fit edilir:

USE REMEMBERED ORIGInal parameters values
READ Y AND W MATRICES, *ya da* WY

“Use remembered” komutu, REMORI.PAR'dan $P^{(0)}$ ve M^l kullanılarak SAMMY'nin çalışmasını sağlar.

Adım 8: Adım 5, 6 ve 7 istenildiği kadar ya da konverjans (convergence) olana kadar tekrarlanır (yani her bir veri kümesi için χ^2 değerlerinde değişiklik olmayana kadar).

Adım 9: Deneysel veri ile final fitlerinin grafik dosyalarını elde etmek için, her bir veri kümesi için SAMMY'nin yeniden çalıştırılması gerekir. Bu çalıştırmalarda INPut dosyaları

GENERATE PLOT FILE Automatically

komutunu içermelidir.

BÖLÜM 5

$^{33}\text{S}(n,\alpha)$ TESİR KESİTLERİN ÖNEMİ

^{34}S 'ün yüksek uyarılmış durumları için $\Gamma_\alpha/\Gamma_\gamma$ oranı, güneş sistemindeki nükleosentez çalışmaları için oldukça önemlidir (Auchampaugh, et al., 1978). Birçok deney, $^{33}\text{S}+n$ için nötron rezonans parametrelerini belirlemek için yapılmıştır. Wagemans et al., GELINA (Geel Electron Linear Accelerator)'da, 9,3 m ve 30 m uçuş yollarında termal enerjilerden 1 MeV enerjiye kadar $^{33}\text{S}(n,\alpha)$ tesir kesitlerini ölçmüştür. Bu (n,γ) verilerinden anlamlı ^{33}S rezonans parametrelerinin elde edilebilmesi için, toplam ya da elastik saçılma tesir kesiti verileri, J^π ve rezonansların nötron genişliğini belirlemek için gereklidir; bu bağlamda ^{33}S iletim ölçümleri ise Coddens et al. tarafından yapılmıştır. Aşağıda bahsedilen bu üç deney ayrı ayrı ele alınmıştır.

5.1 G.F. Auchampaugh et al. Tarafından Yapılan Deney (Auchampaugh et al., 1975)

Kilovolt nötron enerji bölgesindeki $^{33}\text{S}(n,\alpha)$ tesir kesiti ölçümü Los Alamos Van de Graff hızlandırıcısında, $^{33}\text{S}(n,\gamma)$ tesir kesiti ölçümü ise Oak Ridge Elektron Lineer hızlandırıcısında yapılmıştır.

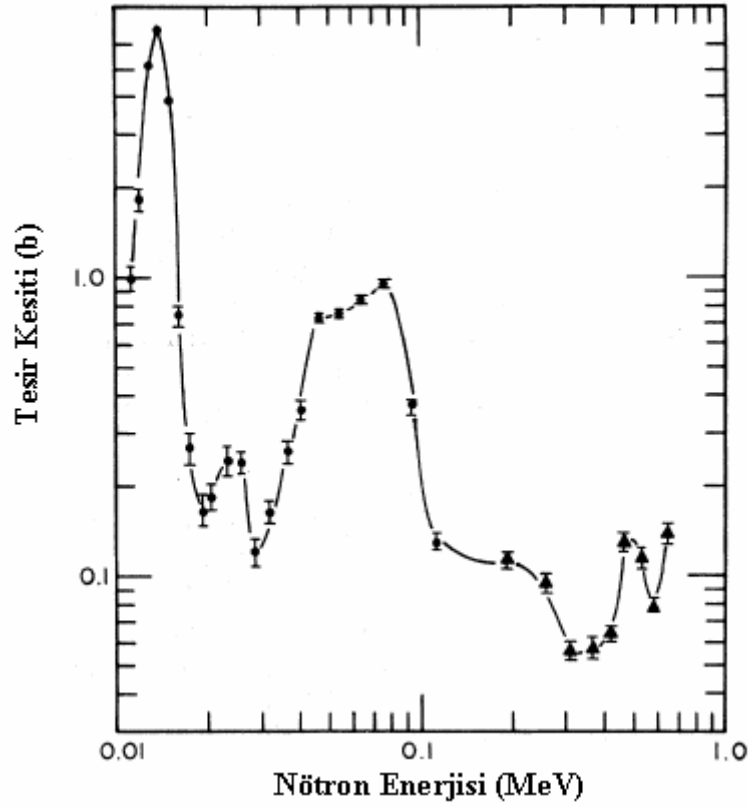
A. $^{33}\text{S}(n,\alpha)$ deneyi:

$^{33}\text{S}(n,\alpha_0)$ ve $^{33}\text{S}(n,\gamma)$ tesir kesitleri 10-700 keV aralığında ölçülmüştür. Rezonans parametreleri 39 rezonans için bulunmuştur. $^{33}\text{S}(n,\alpha)$ tesir kesiti, ^{235}U tesir kesitine göre (rölatif olarak) ölçülmüştür. α parçacıkları ve fisyon ürünleri, silikon yüzey bariyer detektörleriyle dedekte edilmiştir. Los Alamos Scientific Laboratuvarı (LASL) Van de Graff hızlandırıcısı $\text{Li}(p,n)$ reaksiyonu ile (n,α) ölçümleri için nötron kaynaklarını üretmekte kullanılmıştır.

İnce hedef, 200–700 keV nötron enerji bölgesi için aynı enerjili nötron ışınlarını, kalın hedef ise 10–100 keV enerji bölgesi için sürekli nötron spektrumları üretmekte kullanılmıştır.

Deneyde kullanılan 6 cm^2 silikon yüzey bariyer detektörleri $3,5 \text{ cm}$ yarıçaplı çember üzerine yerleştirilmiştir. Bütün detektörler, $1,02 \text{ mm}$ kalınlığındaki kubbe şeklindeki duvarlı, yarı küresel alüminyum vakum çemberi ile çevrilmiştir.

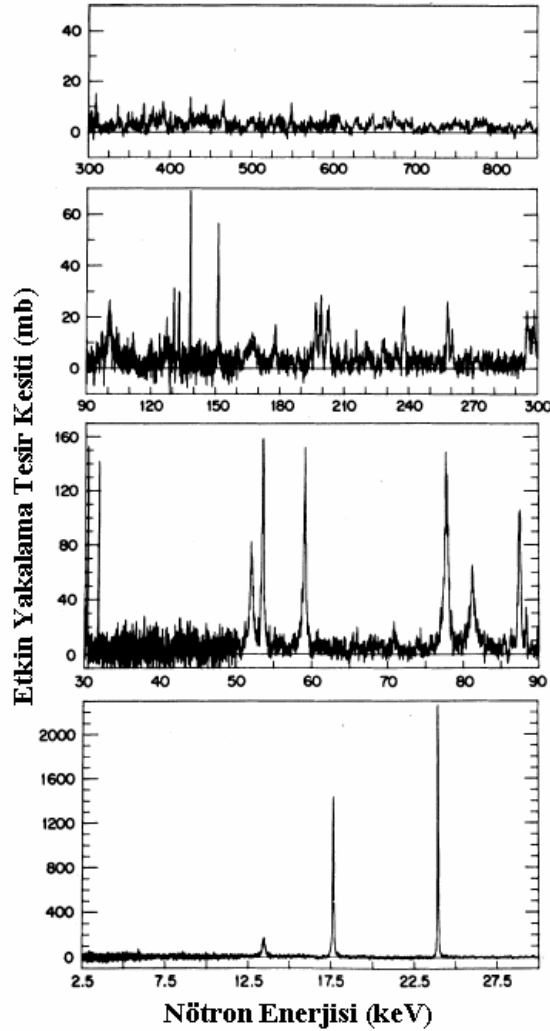
İnce ve kalın hedef ölçümleri, şekil 5.1 de sırasıyla (●) ve (▲) sembolleriyle gösterilmiştir. Tesir kesitinin 14 keV ve 25 keV enerjilerinde ortaya çıkan maksimumlar, izole edilmiş rezonanslara karşılık gelir. Bu zayıf çözünürlükten kaynaklanmaktadır. Merkezi 65 keV olan geniş maksimum yaklaşık yedi rezonansın bileşimini içerir.



Şekil 5.1 10 keV'den 650 keV $^{33}\text{S}(n, \alpha_0)^{30}\text{Si}$ enerji aralığındaki tesir kesiti (Auchampaugh et al., 1975).

B. ^{33}S (n, γ) deneyi:

Nötron ışınımsal yakalama deneyi için ORELA'daki 40 m yakalama sistemi kullanılmıştır. LINAC saniyede 1000 puls tekrarlamada hızında, 5 ns pulslar için 17 kW güç ile çalışmıştır. Her biri 10 cm çapında, 4 cm kalınlığında olan fluoro sıvı karbon (fluoracarbon) sintilatörler (Ne-226), 12,7 cm foto çoğaltıcılar yerleştirildi ve ışın için yakalama numune normalliği incelenmiştir. Veride ölü zaman, zamandan bağımsızlık ve rezonant olmayan zamana bağlı arkaplan düzeltilmiştir.



Şekil 5.2 2.3 keV'den 850 keV enerji aralığında $^{33}\text{S}(n, \gamma)^{34}\text{S}$ 'nin etkin nötron yakalama tesir kesiti (Auchampaugh et al., 1975).

Çözünmüş rezonansların rezonans parametreleri otomatik bir Gaussian bilgisayar fit etme programı ile çıkartılmıştır. Bu kod ile elde edilen çıkış ürünü, rezonans enerjilerini, genişlikleri ve yakalama alanlarını ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ tesir kesitine göre hesaplamakta kullanılmıştır. ${}^{33}\text{S}$ 'de izole edilmiş rezonansların çoğu için $\Gamma_{göz}$ gözlenen genişlik, deneysel çözünürlükten daha büyüktür ve bu nedenle $g\Gamma_\gamma$ değeri için doğrudan bir tahmin elde etmek mümkündür. Bu durumlar için $\Gamma_n \approx \Gamma = \Gamma_{göz}$ kabul ederek ve ince numune yaklaşımını kullanarak $g\Gamma_\gamma \cong A_\gamma / 2\pi^2 \lambda^2$ elde edilmiştir. Γ_n ve Γ_γ değerleri kullanılarak, self shielding ve çoklu saçılma düzeltmeleri hesaplanmıştır ve yakalama alanlarına uygulanmıştır. Bu düzeltmeler, en düşük enerjili üç rezonans dışında (bunlar için düzeltmeler %20 ile %30 arasındadır) %10'dan daha azdır. $\Gamma_{göz}$, deneysel çözünürlükle kıyaslanabilir ya da ondan daha küçükse, alan analizinden yalnızca $g\Gamma_n \Gamma_\gamma / \Gamma$ elde edilmiştir. Γ_n ve Γ_γ 'yı ayrı ayrı değerlendirmek için veri yetersiz olduğundan, yakalama alanlarına bu durumda yaklaşık düzeltmeler yapılmıştır. Tablo (5.1) de şekil 5.2 nin açıklaması verilmiştir.

Tablo 5.1 $^{33}\text{S}(n,\gamma)^{34}\text{S}$ nötron yakalama için rezonans parametreleri

Enerji (keV)	$g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ (eV)	Γ_{top} (eV)	Yorum
13,45	$0,087 \pm 0,006$	107 ± 20	$\ell = 0, J = 2^+$ $\Gamma_\alpha/\Gamma_\gamma \approx 370$
17,62	$0,556 \pm 0,032$	$48,7 \pm 9,7$	
23,93	$1,03 \pm 0,055$	$46,1 \pm 9,2$	$\Gamma_\alpha/\Gamma_\gamma \approx 4$
31,79	$0,063 \pm 0,004$	$<15\text{eV}^b$	
52,00	$0,314 \pm 0,020$	330 ± 70	$\ell = 0, J = 2^+$
53,51	$0,551 \pm 0,033$	240 ± 50	
59,07	$0,674 \pm 0,041$	340 ± 70	
77,74	$1,33 \pm 0,08$	480 ± 100	
81,19	$0,59 \pm 0,04$	580 ± 120	$\ell = 0, J = 2^+$
87,45	$0,77 \pm 0,05$	240 ± 50	
88,32	$0,139 \pm 0,01$	260 ± 50	
100,7	$0,94 \pm 0,08$	1580 ± 300	
127,5	$0,30 \pm 0,04$	850 ± 170	
130,6	$0,34 \pm 0,04$	200 ± 40	
133,1	$0,42 \pm 0,03$	230 ± 40	
138,2	$0,92 \pm 0,07$	150 ± 30	
151,2	$0,86 \pm 0,07$	340 ± 70	
167,0	$1,67 \pm 0,16$	3300 ± 400	
177,6	$0,55 \pm 0,07$	760 ± 150	
196,6	$1,18 \pm 0,10$	710 ± 140	
199,1	$1,09 \pm 0,11$	700 ± 140	
202,4	$1,92 \pm 0,15$	1130 ± 200	$\ell = 0, J = 2^+$
210,8	$0,30 \pm 0,05$	310 ± 60	
215,6	$0,32 \pm 0,05$	$<120\text{eV}^b$	
221,2	$0,73 \pm 0,11$	1570 ± 300	$\ell = 0, J = 2^+$
228,2	$0,57 \pm 0,08$	630 ± 130	
237,5	$1,60 \pm 0,14$	610 ± 120	
258,0	$1,50 \pm 0,12$	400 ± 80	$\ell = 0, J = 2^+$
260,2	$0,81 \pm 0,09$	550 ± 110	
295,4	$2,05 \pm 0,16$	610 ± 120	
298,2	$1,92 \pm 0,16$	790 ± 160	
308,7	$1,20 \pm 0,22$	670 ± 140	

335,9	$0,70 \pm 0,13$	280 ± 60
367,4	$1,26 \pm 0,18$	400 ± 80
377,9	$2,77 \pm 0,47$	1400 ± 250
391,3	$3,06 \pm 0,38$	1300 ± 250
425,3	$1,43 \pm 0,22$	1700 ± 300
465,4	$3,18 \pm 0,33$	3300 ± 500

5.2 C. Wagemans et al. Tarafından Yapılan Deney (Wagemans et al.,1986)

$^{33}\text{S}(n, \alpha)$ tesir kesiti, 1 MeV'e kadar olan nötron enerjileri için ölçülmüştür. Nötron akısı, $^6\text{Li}(n, \alpha)$ ve $^{235}\text{U}(n, f)$ reaksiyonlarıyla belirlenmiştir. Rezonans analizi, 400 keV nötron enerjisine kadar gerçekleştirilmiştir. Bu analiz 16 çözünmüş rezonans için α genişliklerini ya da $g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ değerlerini vermiştir.

Bir sülfür numunesi, bir vakum çemberinin merkezine yerleştirilmiştir ve 100 μm kalınlıklı ve 2000 mm^2 'li yüzey bariyer detektörüyle neredeyse 2π geometrik alanda incelenmiştir. Bu çember, pulslandırılmış nötron kaynağı olarak kullanılan Geel lineer hızlandırıcısının (GELINA) bir uçuş yoluna (flight path) yerleştirilmiştir. Şekil 5.3 , bu deneyden elde edilmiş $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ tesir kesitini göstermektedir.

Rezonans parametre analizinin amacı, (n, α) tesir kesiti deneyinde gözlenen rezonansların Γ_α yani α genişliklerini belirlemektir. Genel olarak Γ_α , tesir kesiti eğrisindeki bir rezonansın altında kalan alandan elde edilebilir, bu

$$A_\alpha = 2\pi^2 \lambda^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_\alpha}{\Gamma} \quad (5.1)$$

ile verilir. Γ_n nötron genişliği, toplam tesir kesiti analizinden bilinmektedir (Coddens et al.,1987) ve ayrıca rezonans J spini ve istatistiksel faktör,

$$g = \frac{2J+1}{2(2I+1)} \quad (5.2)$$

bilinmektedir.

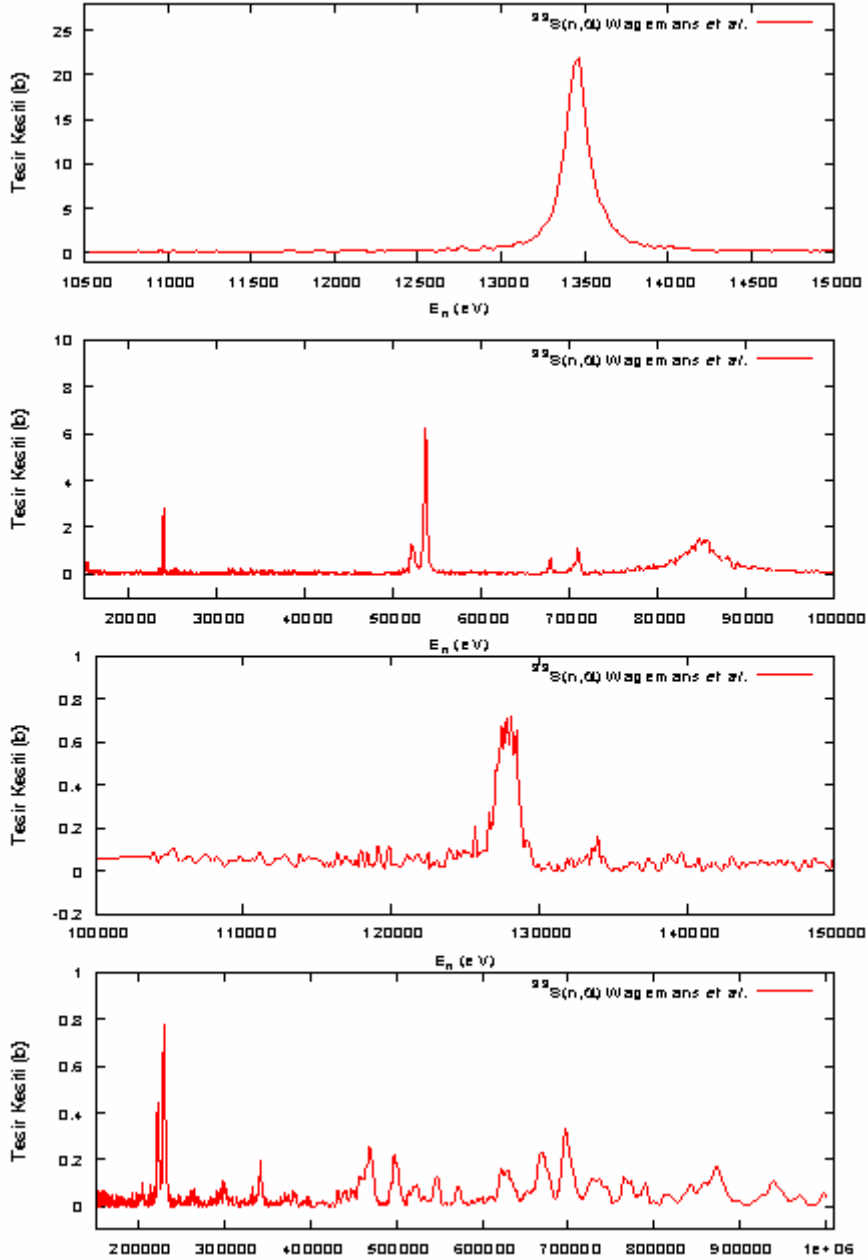
Ancak, Γ toplam genişlik, gözlenen rezonansların çoğu için deneysel çözünürlükle kıyaslanılabilir ya da ondan daha büyüktür ve bu nedenle şekil analizi (shape analysis), rezonans parametreleri ve spin belirlemelerini kontrol etmek için yapılmıştır. Şekil analizi Reich-Moore (Reich and Moore, 1958) yaklaşımının kullanıldığı R-matris formülüne dayanan MULTI (Auchampaugh,1974) programı kullanılarak yapılmıştır.

Tablo 5.2 $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ da gözlenmiş rezonans parametreleri

Enerji (keV)	J^π	$g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ (eV)	Γ_n (eV)	Γ_α (eV)
13.45	2^+	16.4 ± 1.1	75 ± 1	41 ± 5
23.95	3^-	1.86 ± 0.16	16.0 ± 0.9	2.5 ± 0.3
52.12	2^+	10.5 ± 1.2	349 ± 6	18 ± 2
63.61	3^-	32.6 ± 2.0	68 ± 3	83 ± 13
70.86	1^-	15.1 ± 1.9	65 ± 10	107 ± 63
81.39	2^+	(2.5 ± 1.2)	705 ± 19	4 ± 2
84.61	1^-	(374 ± 24)	1330 ± 80	3970 ± 600
87.64	1^-	(3.6 ± 1.8)	280 ± 20	10 ± 5
127.66	1^-	58 ± 6	360 ± 40	272 ± 60
203.32	3^-	12 ± 4	2090 ± 80	14 ± 5
221.50	2^+	(32 ± 14)	690 ± 70	55 ± 20
223.33	0^+	(93 ± 25)	4400 ± 800	900 ± 300
228.73	3^-	140 ± 14	760 ± 50	203 ± 27
296.2		42 ± 10		
340.3	(3^-)	52 ± 10		

Tablo (5.2) rezonans parametre analizinin sonuçlarını göstermektedir. Analizlerde kullanılan Γ_n nötron genişlikleri (Tablo (5.2)'de sütun 4) iletim ölçümlerinden alınmıştır (Coddens, et al.,1987). Sütun 5 deki Γ_α α genişliklerinin

çoğu, alan analizinden elde edilmiştir. Bu alan analizi 3. sütundaki $g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ 'yi vermektedir.



Şekil 5.3 10 keV-1 MeV nötron enerji aralığında $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ tesisir kesiti (Wagemans et al., 1986).

Birçok rezonans için Γ_α genişlikleri iletim verisinin şekil analizinden çıkartılmıştır (Coddens, et al., 1987). Karakterde önemli sistematik farklılıklar vardır. Çok belirsiz parametrelere sahip olan 221,5 keV enerjili rezonansı dışında, Wagemans et al. tarafından bulunan değerler $g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ niceliği cinsinden ifade edilen iletim veri analizinden bulunanlardan ortalama %22 daha düşüktür. Özellikle daha kötü bir durum 13,45 keV enerjili rezonansında görülür ki, bu rezonans için rezonans alanları birbirinden %50 farklıdır. Ayrıca, Tablo (5.2) de bu rezonansın Γ_α genişliği, Coddens et al.'da verilen değeri kullanılarak alan analizinden elde edilmiştir, fakat daha büyük bir toplam genişlik, Coddens, et al.,1987 makalesindeki kadar büyük olmamasına rağmen, $\Gamma_n = 105$ eV ve $\Gamma_\alpha = 36$ eV şekil analizi elde edilmiştir. Bu uyumsuzluk anlaşılabilir değildir. Özellikle (n, α) ölçümlerinde analizi daha kolay olan düşük enerjili rezonans için daha kötü sonuç elde edilmesi kolaylıkla anlaşılabilir değildir. Bu durum iletim ölçümlerinde doğru değildir; çünkü plastik sintilatör detektörlerin çalışma bölgesi limiti bu düşük enerjidedir. Toplam genişliğe ^{30}Si 'nin ilk uyarılmış durumuna α bozunumundan ya da proton bozunumundan gelen katkı araştırılmıştır. Bu geçişler için hiçbir kanıt bulunamamıştır; çünkü bu geçişlere karşılık gelen genişlikler 2 eV'dan daha azdır.

5.3 G.P. Coddens et al. Tarafından Yapılan Deney (Coddens et al., 1986)

^{33}S toplam nötron tesir kesiti, TOF (time of flight) iletim ölçümleriyle Oak Ridge Elektron Lineer Hızlandırıcıda 10 keV'den 2 MeV'e kadar enerji aralığında belirlenmiştir. Geel Elektron Lineer Hızlandırıcıda elde edilen (GELINA) (n, α) veri sonuçları birleştirilerek, rezonans parametresi (E_λ, J^π ve Γ_n) 270 keV de belirlenmiştir.

TOF (time of flight) iletim ölçümleri ORELA'daki $80,026 \pm 0,006$ m uçuş yolunda 800 Hz tekrarlama hızı ve 6,8 ns elektron fırlatma genişliği ile yapılmıştır. Enerji çözünürlüğü, (ΔE , standart sapma), $(\Delta E/E)^2 = (0,23 + 0,98E) \times 10^{-6}$ (E, MeV cinsinden) ile verilir. Nötronlar, arkaplan etkisini azaltmak ve spektrumlardaki puls sonrası olaylardan kaçınmak için seçilen sinyal alıcı (gate) sistemi kullanılarak NE-110 sintilatör ile detekte edilmiştir.

Veri, Reich-Moore yaklaşımında (Reich and Moore, 1958) R-matris formülüne dayanan (Lane and Thomas, 1958) SAMMY bilgisayar programı kullanılarak analiz edilmiştir. SAMMY programı, ilk tahminlerden yola çıkarak fit parametreleri için en iyi değerleri elde etmede Bayes' teoremini kullanır. SAMMY, belirsizlik ve kovaryans bilgisini takip eder ve birçok veri setinin eşzamanlı analizine hatta veriler farklı deneylerden elde edilse de, olanak sağlar.

Spin ve paritelerin belirlenmesinde yeterli bilginin olmaması durumunda analiz üç aşamada yapılmıştır. İlk olarak, ORELA toplam tesir kesiti verisi, ilk yapılan Geel (n, α) tesir kesiti verisi grafiğinden yararlanılıp SAMMY bilgisayar programı kullanılarak analiz edilmiştir. ORELA'dan alınan bilgiyle, (n, α) verisi Geel'de analiz edilmiştir. Son olarak, toplam tesir kesiti verisi ORELA'da tekrar analiz edilmiştir. Bu analizde $\Gamma_\alpha \ll \Gamma_n$ olduğu durumlarda, 23.95, 52.11, 81.36, 87.63, 203.17 ve 223.17 keV rezonansları için, Geel analizinden bulunan Γ_α değerleri ve bunların belirsizlikleri SAMMY programında başlangıç değerleri olarak kullanılmıştır. Γ_α 'nın sıfır ya da $\geq \Gamma_n$ olduğu diğer rezonanslar için parametreler tamamıyla ORELA verisinden bulunmuştur.

$\Gamma_\alpha \geq \Gamma_n$ şartına sahip rezonanslar için Γ_α , $g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ değerleri ile Γ_n ve Γ_α arasındaki (Γ_n 'e ilave olarak) korelasyon katsayısı, iletim verisinden belirlenebilir. Coddens et al., verisi ile Geel verisi, arasındaki uyum (Tablo (5.3), sütun 5, 6, 7, 8) 13.45, 127.76 ve 221.38 keV rezonansları dışında tatmin edicidir. Coddens et al, 13.45 keV rezonansı için Γ_α 'yı Geel verisinden iki kat fazla, $g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ için ise Geel'den daha fazla değer bulmuştur. Bunun nedeni açısal dağılım etkileri olamaz, çünkü 2^+ s dalga rezonansı olduğundan, bu rezonans izotropik bir açısal dağılıma sahiptir. Bu farklılık araştırılmış ve olası nedenler şu şekilde açıklanmıştır: i) Arkaplan tespitinin uygun belirlenmemesi (arkaplanlar, büyük etkiye neden olabilecek kadar çok küçük olduğunda); ii) d-dalga karışımı (bu (n, α) verisinde anizotropi ortaya çıkarabilir); iii) izotropik bileşeminin ya da numune kalınlığının homojen olmaması (bu diğer rezonansları da etkilemiş olabilir); iv) (n, α) verisindeki normalizasyon hatası (bunun olasılığı çok düşüktür). Bu uyumsuzluğun kaynağı hala bilinmemektedir. Diğer iki rezonans için, hem iletim hem de (n, α) ölçümlerinden gelen parametrelerde belirsizlikler büyüktür.

Tablo 5.3 $^{33}\text{S}+n$ nötron rezonans parametreleri

E_λ (eV)	J^π	Γ_n (eV)	Korelasyon katsayısı		Γ_α			$g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$	
			Γ_n, Γ_α	ORNL	Geel	ORNL	Geel	ORNL	Geel
13.45	2^+	75 ± 1	0.33	83 ± 3	41 ± 5		24 ± 0.5	16.4 ± 1.1	
17.63	2^-	39.1 ± 0.8							
23.95	3^-	16.0 ± 0.9			2.5 ± 0.3			1.86 ± 0.16	
52.11	2^+	349 ± 6			18 ± 2			10.5 ± 1.2	
53.58	3^-	68 ± 3	0.53	120 ± 11	83 ± 13	38 ± 2		32.6 ± 2.0	
59.15	2^-	275 ± 5							
70.88	1^-	65 ± 10	0.60	170 ± 50	107 ± 63	18 ± 3		15.1 ± 1.9	
77.83	2^-	507 ± 13							
81.36	2^+	705 ± 19			4 ± 2			(2.5 ± 1.2)	
84.88	1^-	1330 ± 80	0.65	3900 ± 300	3970 ± 600	370 ± 20		(374 ± 24)	
87.63	1^-	280 ± 20			10 ± 5			(3.6 ± 1.8)	
101.1	2^-	1260 ± 25							
151.7	>1	67 ± 40						58 ± 6	
162.34	0^-	76 ± 9							
168.51	2^-	3420 ± 80							
178.29	2^-	760 ± 40							
197.36	3^-	610 ± 30							
203.17	3^-	2090 ± 80			14 ± 5			12 ± 4	
221.38	2^+	690 ± 70	0.40	280 ± 100	55 ± 20	120 ± 30		(32 ± 14)	
223.17	(0^+)	4400 ± 900			900 ± 300			(93 ± 25)	
228.60	3^-	760 ± 50	0.30	230 ± 60	203 ± 27	150 ± 30		140 ± 14	
238.29	3^+	460 ± 30							
259.51	2^-	670 ± 60							
260.92	1^+	300 ± 70	0.33		41 ± 5				

5.4 G.F. Auchampaugh et al., C. Wagemans et al. ve G.P. Coddens et al.

Tarafından Yapılan Deneyleerin Karşılaştırılması

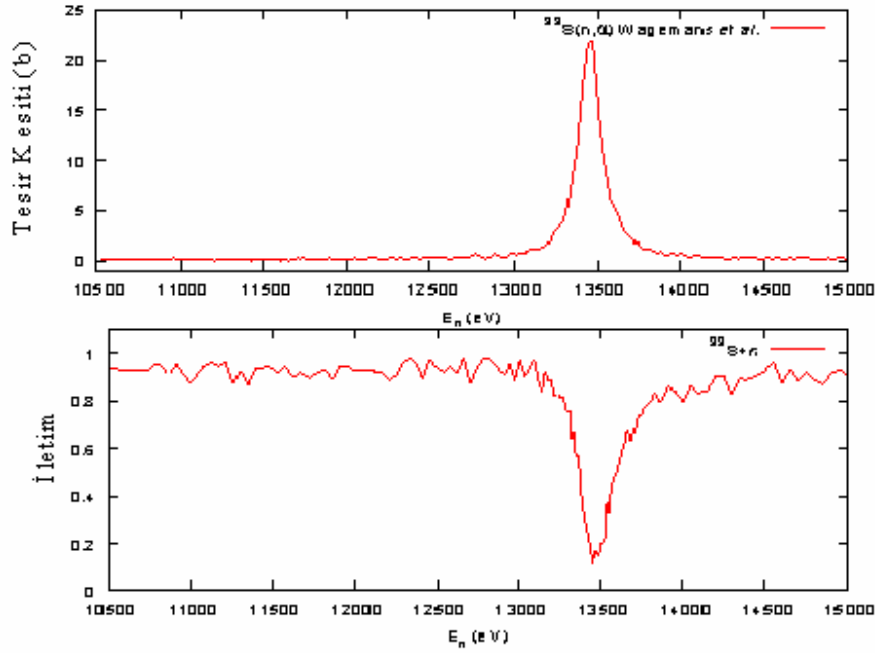
Bölüm 5'in başında ifade edildiği gibi ^{34}S elementinin yüksek uyarılmış durumları için $\Gamma_\alpha/\Gamma_\gamma$ oranı, güneş sistemimizdeki nükleosentez çalışmaları için önemlidir (Auchampaugh et al., 1978). Auchampaugh ^{34}S bileşik çekirdeği için rezonans parametrelerini $^{33}\text{S}(n,\gamma)$ deneyi ile elde ederken, Wageman aynı parametreleri $^{33}\text{S}(n,\alpha)$ reaksiyonuyla elde etmiştir. Bu farklı iki deney kıyaslandığında bazı nötron yakalama rezonans parametrelerinde uyumsuzluk olduğu görülmektedir. Tablo (5.1) ve (5.2) incelenirse, özellikle 13.45 keV enerjideki rezonansda $g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ niceliği cinsinden ifade edilen parametre değeri Auchampaugh tarafından 0.087 ± 0.006 eV verilirken (Auchampaugh et al., 1978) Wageman aynı parametreyi 16.4 ± 1.1 eV olarak bulmuştur (Wageman et al., 1986). ORELA verisi ile Geel verisi arasında benzer farklılık 52.12, 53.61, 81.39, 87.64, 127.66 keV (Wageman et al., 1986) enerjilerindeki rezonanslarda da görülmektedir. Bu uyumsuzlukların nedeni tam olarak bilinmemektedir.

Diğer taraftan, G.P. Coddens et al.'ın ölçümleri daha kapsamlı yapılmış olup ^{33}S için nötron toplam tesir kesiti ve iletim verileri elde edilmiş ve rezonans analizi ile ^{34}S için rezonans parametreleri bulunmuştur. Deneysel verinin yetersiz olduğu durumlarda Wageman'ın (n,α) tesir kesiti verisinden yararlanılmıştır. Benzer şekilde Tablo (5.1) ve (5.3)'deki Wageman ve Coddens tarafından elde edilen rezonans parametrelerine bakacak olursak aynı uyumsuzluk, 13.45, 127.76, 221.38 keV enerjilerindeki rezonanslarda görülmüştür. Bunun dışındaki rezonanslar daha memnun edicidir. Özellikle 13.45 keV rezonansı için Γ_α parametresinde iki kat fark, $g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ parametresinde ise %33'lük bir fark bulunmaktadır (Coddens et al., 1986). Bu uyumsuzluğun olası nedenleri arasında arkaplan tespitinin iyi yapılmaması, d-dalga karışımı olabileceği, numune kalınlığının homojen olmaması ve normalizasyon hatasının olabileceği Coddens tarafından öne sürülmüştür.

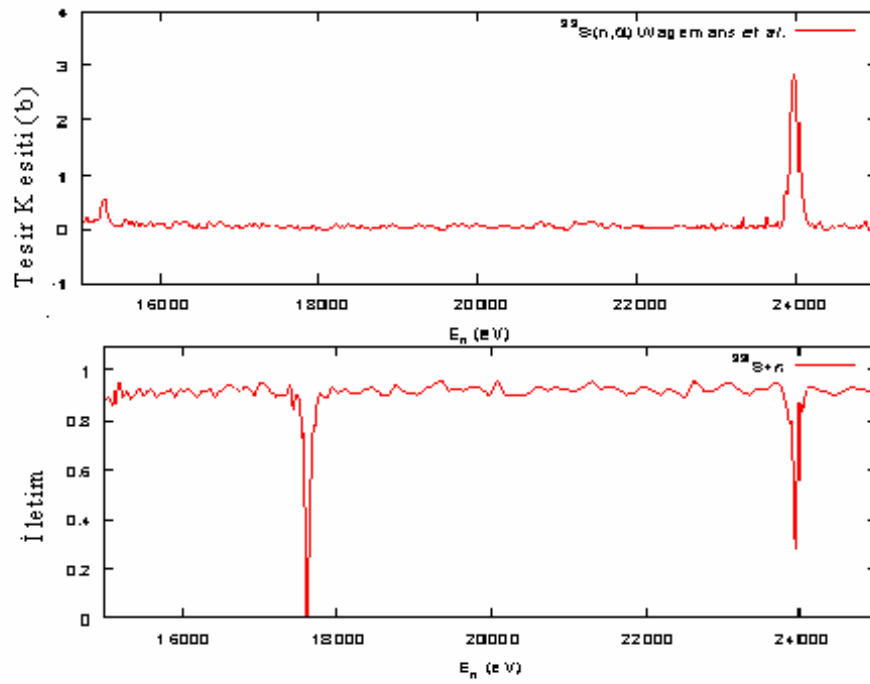
Şekil 5.4, 5.5 ve 5.6 da Wageman et al. ve Coddens et al. (Wageman et al., 1986; Coddens et al., 1986) tarafından elde edilen tesir kesiti verisi ile iletim verisi farklı enerji bölgeleri için çizilmiştir. Bu grafiklerden 13.45 keV enerjili rezonansın en

kuvvetli olduğunu görüyoruz; fakat bu veriler SAMMY ile fit edilmeden bu uyumsuzluk için kesin bir yorum yapamayız.

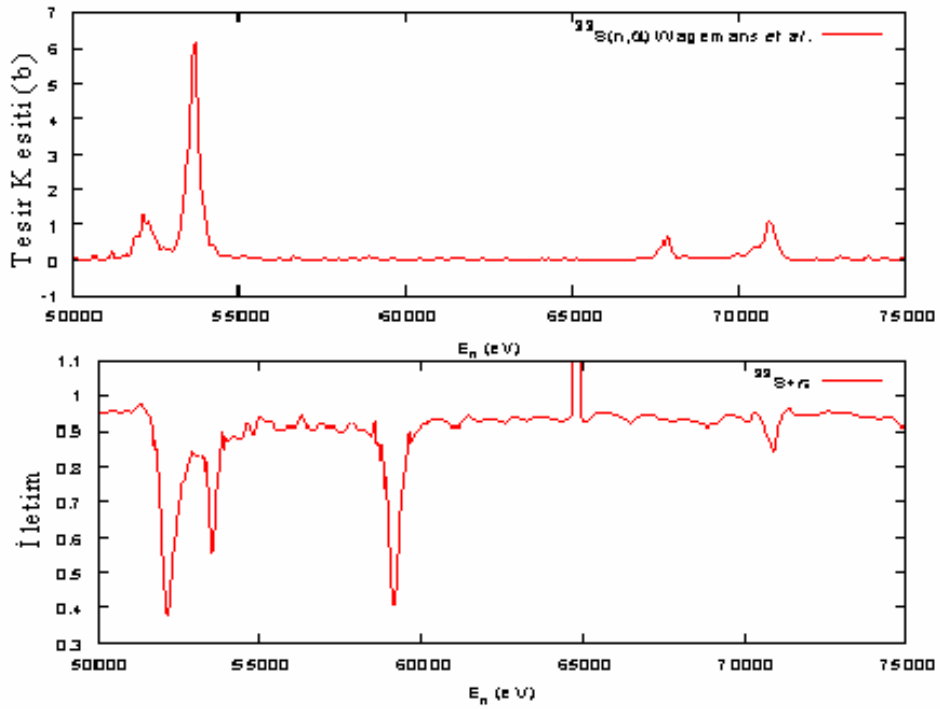
Auchampaugh, Wageman ve Coddens'ın yaptıkları üç farklı deneyde bazı rezonansların ve özellikle de 13.45 keV enerjili rezonansın rezonans parametrelerinde gözlenen uyumsuzluk üç verinin aynı anda SAMMY ile fit edilmesiyle giderilebilir. İki'den fazla verinin aynı anda fit edilebilmesi özelliği SAMMY'yi diğer tesir kesiti analiz programlarından üstün kılmaktadır. SAMMY ile eş zamanlı fit ile üç veriyi de fit edebilen rezonans parametreleri elde edilir. Bununla birlikte aynı anda yalnızca iki veriyi SAMMY ile fit ederek te, yani önce Coddens ile Auchampaugh ve sonra Coddens ile Wageman verileri ayrı ayrı, rezonans parametreleri belirlenebilir. Ancak, hata kaynaklarını en aza indirebilmek için eş zamanlı SAMMY fiti daha uygun olacaktır.



Şekil 5.4 $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ reaksiyonunda 1350 eV enerjili rezonans için nötron yakalama tesir kesiti ve verileri (Wageman et al., 1986; Coddens et al., 1986).



Şekil 5.5 $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ reaksiyonunda 23950 eV enerjili rezonans için nötron yakalama tesir kesiti ve verileri (Wagemans et al., 1986; Coddens et al., 1986) .



Şekil 5.6 5000 eV'dan 75000 eV enerji aralığında $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ nötron yakalama tesir kesiti ve iletmi verileri (Wageman et al., 1986; Coddens et al., 1986) .

C. Wagemans et al. tarafından yapılan $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ tesir kesiti ile iletim verisini karşılaştırdığımızda, bu verilerden genişlik gibi rezonans parametreleri çıkartılmıştır. Fakat bu parametreler birbirleri ile uyuşmamaktadır. Elde edilen sonuçlara göre özellikle 13 keV enerji aralığındaki rezonansların iki veri kümesinde de uyuşmadığı görülmüştür. Ancak G.P. Coddens et al. tarafından yapılan iletim ölçümleri deneyindeki verinin daha doğru olduğu ortaya çıkmıştır.

Bu sonuçlara göre Γ_n ve Γ_α arasındaki korelasyon katsayısı, iletim verisinden belirlenmiştir. Coddens et al., verisi ile Geel verisi, arasındaki uyum 13.45, 127.76 ve 221.38 keV rezonansları dışında tatmin edicidir (Coddens et al.,1986). Coddens et al, 13.45 keV rezonansı için Γ_α 'yı Geel verisinden iki kat fazla, $g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$ için ise Geel'den daha fazla değer bulmuştur (Wageman et al.,1986). Bunun nedeni açısal dağılım etkileri olmadığı için 2^+ s dalga rezonansı olduğundan, bu rezonans izotropik bir açısal dağılıma sahiptir. Bu farklılık araştırılmış ve olası nedenler şu şekilde açıklanmıştır: i) Arka plan tespitinin uygun belirlenmemesi (arka planlar, büyük etkiye neden olabilecek kadar çok küçük olduğunda); ii) d-dalga karışımı (bu (n, α) verisinde anizotropi ortaya çıkarabilir); iii) izotropik bileşeminin ya da numune kalınlığının homojen olmaması (bu diğer rezonansları da etkilemiş olabilir); iv) (n, α) verisindeki normalizasyon hatası (bunun olasılığı çok düşüktür (Coddens et al.,1986)). Bu uyumsuzluğun kaynağı hala bilinmemektedir. Diğer iki rezonans için, hem iletim hem de (n, α) ölçümlerinden gelen parametrelerde belirsizlikler büyüktür.

BÖLÜM 6

SONUÇ VE TARTIŞMA

Nükleer veri, temel bilimlerin gelişimini sağlaması açısından oldukça önemlidir. Bir nükleer veri, deney tesislerindeki ölçümlerden elde edilmek zorundadır. Deneylerde ölçülen işlenmemiş veri, örnek safsızlıkları, arkaplan etkileri ve deneysel koşullar için düzeltilmektedir. Elde edilen deneysel veri, hesaplar için uygulanabilir olmadığından, tutarlı bir veri üretmek için veri analizlerine gerek duyulur. Bu çalışmada, nükleer reaksiyonlar, nükleer veri uygulamaları, bu uygulamalarda ortaya çıkabilecek sistematik ve istatistik hatalarla ilgili temel bilgiler verilmiştir.

Günümüzde nükleer veri değerlendirmelerinde farklı metotlar ve teknikler kullanılmaktadır. Bu tekniklerden biri olan SAMMY programı, rezonans bölgesindeki tesir kesiti verilerinin analizini en iyi şekilde yapan bir programlardan biridir. SAMMY ile veri analizi R-Matris teorisi ve Reich-Moore yaklaşımıyla yapılır. Bu program, ayrıca Bayesian metodunu kullanarak deneysel verinin eş zamanlı analizinin yapılmasını sağlaması açısından da önemlidir.

SAMMY kodunun diğer kodlardan en önemli farklarından biri yakalama ölçümlerinde öz-korunum ve çoklu saçılma etkilerinin doğru şekilde hesaplanmasıdır. Dolayısıyla SAMMY'nin bu özelliği sayesinde deneyler arasındaki uyumsuzluklar kolaylıkla giderilebilmektedir.

Bu çalışmada, SAMMY programıyla ilgili çalışma prensipleri hakkında temel bilgiler verilmiştir. SAMMY, farklı deneylerle elde edilmiş ikiden fazla nükleer verinin analizini de eş-zamanlı fit seçeneğiyle mümkün kılmaktadır. Bu tezde üç farklı deney ile elde edilen ^{34}S bileşik çekirdeğin rezonans parametreleri karşılaştırılmıştır. Bu deneyler sırasıyla G.F. Auchampaugh et al. tarafından 1975 yılında yapılan $^{33}\text{S}(n, \alpha_0)$ ve $^{33}\text{S}(n, \gamma)$ tesir kesitleri analizi, C.Wagemans et al. tarafından 1987 yılında yapılan $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ tesir kesitinin rezonans analizi ve G.P. Coddens et al. tarafından 1987 yılında yapılan $^{33}\text{S}+n$ iletim (transmission) verisinin analizleridir. G.F. Auchampaugh ve C. Wageman'nın tarafından bulunan bazı rezonans parametreleri arasında uyumsuzluk görülmüştür. Bu uyumsuzluk özellikle de 13.45 keV enerjili

rezonansta gözlenmiştir. Bunun yanında Wageman ile Coddens tarafından bulunan bazı rezonans parametrelerinde de uyumsuzluklar bulunmaktadır. Bu nedenle astrofizik açısından önemli bir çekirdek olan ^{34}S çekirdeğinin rezonans parametrelerinin doğruluğu hakkında şüphe bulunmaktadır. Bu parametrelerin doğru olarak elde edilebilmesi, bu üç verinin SAMMY ile eş zamanlı fiti ile mümkündür. Böylece üç veriyi aynı anda fit edebilen rezonans parametreleri elde edilir. Diğer bir çözüm olarak, aynı anda yalnızca iki veriyi SAMMY ile fit ederek de, yani önce Coddens ile Auchampaugh ve sonra Coddens ile Wagemans verileri ayrı ayrı fit edilerek, rezonans parametreleri belirlenebilir. Ancak, hata kaynaklarını en aza indirebilmek için eş zamanlı SAMMY fiti daha uygun olacaktır.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- Auchampaugh, G.F., Halperin, J., Macklin, R.L. and Howard, W. M., 1975, Kilovolt $^{33}\text{S}(n, \alpha_0)$ and $^{33}\text{S}(n, \gamma)$ cross section: importance in the nucleosynthesis of the rare nucleus $^{36}\text{S}^*$, Phys. Lett. C, 12, 1126-1133.
- Beal, W.C., 2004, Ahigh resolution study of prton resonances in , P.N., ^{51}M , Ph.D. Thesis, North Carolina State University, North Carolina, 45p.
- Blatt, J.M. and Weeisskopf, V.F., 1952, John Wiley and Sons, 311p, 340p, 379p.
- Breit, G. And Wigner, E., 1936, Capture of slow neutrons, Phys. Rev., 49, 519p.
- Cansoy, Ç., 1978, Teorik fizik dersleri, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Yayınları, 159p, 163p.
- Coddens, G.F., Salah, M., Harvey, J.A., Hill, N.W. and Larson, N.M., 1987, Resonance sturcture of $^{33}\text{S}+n$ from transmission measurements, Nuc. Phys. A, 469, 480-496.
- Cottingham, W.N. and Greenwood, D.A., 1986, An introduction to nuclear physics Cambridge University Pres, United Kingdom, 103p, 113p.
- Fröhner, F.H., 2000, Evaluation and analysis of nuclear resonance data, JEFF 18, NEA/OECD, Germany, 23p-80p.
- Krane, K.S., 1987, Nükleer Fizik, Palme Yayıncılık, 90s.
- Lane, A.M. and Thomas, R.G., 1958, R-matrix theory of nuclear reactions, Rev. Mod. Phys., 30, 257-353.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Larson, N.M., 2003, Updated users' guide, for SAMMY, Oak Ridge National Labrotory, ORNL/TH, 9179/R6.
- Larson, N.M., 2006, Updated users' guide for SAMMY: Multilevel R-matrix fit to neutron data using Bayes' equations, Oak Ridge National Labrotory, 29p, 107p, 127p, 211p.
- Larson, N.M., 2008, Upgrades to the R-matrix code SAMMY, Oak Ridge National Labrotory, Oak Ridge, USA, 37831-6171p.
- Lilly, J.S., 2001, Nuclear physics, John Wiley and Sons, England, 24p, 93p.
- Reich C.W. and Moore, M.S., 1958, Phys. Rev., 111, 929p.
- Satchler, G.R., 1990, Introduction to nuclear reactions, Oxford University Pres, New York, 30p, 223p, 129p.
- Wageman S.C., Weigmann, H. And Barthelemy, R., 1987, Measurement and resonance analysis of the $^{33}\text{S}(n, \alpha_0)$ cross section, Nuc. Phys. A, 469, 497-506.

EKLER

EK 1. SAMMY programında kullanılan giriş dosyalarının hazırlanması

Input Dosyası: SAMMY programında kullanılan input doyaları üç ya da daha fazla dosyadan oluşmaktadır ve esas olarak üç çeşit bilgi içermektedir. Birincisi programın çalıştırma konumunda tanımlanan komut ifadeleridir. İkincisi spin grupları ve kanal açıklamalarını içerir ve üçüncüsü çeşitli şekilde diğer bilgileri içermektedir.

İnput dosyalarındaki bilgi “card sets” şeklinde bölümlere ayrılır. Tablodaki birinci card set, çıkış dosyalarında başlığı içermektedir. İkinci card set, numune kütlesi, enerji aralığı, Bayes’ denklemlerindeki iterasyonların değişimi gibi çeşitli bilgileri içermektedir. Burada verilen bilgilerden bazıları input dosyasının başka bir yerinde olabilir. Üçüncü card set, komut ifadelerini içermektedir. Dördüncü card set, parçacık çifti tanımlamalarını ve kanaldaki iki parçacık için sağlanan bilginin alternatif metodlarını (kütle, spin, yük, fırlatma değerleri) kapsamaktadır. Beşinci ve altıncı card set’ler Doppler ve rezolasyon-genişleme fonksiyonları input dosyasını tanımlanır. Card set 7, R-matris formülü için yarıçap, numune kalınlığı diğer parametrelerin karşılaştırmalarını verir. Card set 8, analiz edilmiş veri çeşitlerini özelleştirir (örneğin yakalama tesir kesiti, iletim vb.). Card set 9, numunedeki çekirdeğin spin ve paritesini orijinal olarak özelleştirmede kullanılır. Card set 10, çeşitli spin grupları için kuantum sayılarını tanımlamada kullanılmaktadır. Card 11, sadece self-shielding ve çoklu saçılma tesir kesitleri kullanılan yakalama tesir kesitlerini analiz etmede kullanılmaktadır. Son olarak normalde PARametre dosyalarında verilen parametre çeşitlerinin çoğu INPut dosyasının yerine verilebilir. Bu uygundur, örneğin aynı rezonans parametreleri fakat farklı ölçümler- özel parametreler her bir veri kümesinde ihtiyaç duyulduğundan, bir değerlendirme farklı deneylerdeki verileri içermektedir. Çünkü INPut dosyalarında özelleştirilen parametreler değiştirilemez. Bu bölümler aşağıdaki tabloda verilmektedir:

Komut 1: İlk kolondaki rakamlar (C:L) kard küme numarasını vermektedir.

EKLER (devam)

Komut 2: İkinci kolondaki rakamlar (P,T) pozisyon numarasını gösterir. Format tipi: tam sayı fomatu (I), reel format (F)'dır.

Tablo 1 INPut dosya formatı

C:L	P,T	Değişken Adı	Anlamı (birimler)	Notlar
1:1	1-80,A	BAŞLIK		
2:1	1-10,A	ELEMENT		
	11-20,F	AW (Atom Ağırlığı)		
	21-30,F		Minimum ve maksimum enerji (eV)	Etkin input verilirse, Emin ve Emax değerleri ihmal edilecek
	31-40,F	EMIN (min enerji) EMAX (max enerji)		
	41-45,I		1.Enerji aralığı (hata=10001) 2. birim zamanda analiz edilen max nokta sayısı	1. Enerji aralığı 2. Her bir bölgeyi kapsayan veri noktalarıdır.
		NEPNTS		
	46-50,I	ITMAX	Tekrarlama sayısı	

$^{33}\text{S}(n, \alpha)$ ^{30}Si deneyindeki INPut veri dosyası aşağıda verilmektedir:

```

33S(n,alpha)30Si reaction by C. Wagemans
S33      32.9714588    13000.    14000.        2
#INPUT IS ENDF/b FILE MAT=1628
#use energy range from endf/b file 2
csisrs
ignore input binarycovariance file
GENERATE ODF FILE AUTOMATICALLY
SHIFT RPI RESOLUTION function to center
do not solve Bayes equation
key-word particle-pair definitions are given

Name=n+33S
  Pa=n      Pb=33S    Zb=16    Sb=1.5    Mb=32.9714588
Name=a+30Si
  Pa=alpha Pb=30Si  Zb=14    Mb=29.973770  Q=3493334.
Name=a+30Siex
  Pa=alpha Pb=30Si  Zb=14    Mb=29.973770  Q=1258014.

309.      30.3250    0.03    0.0    0.0
3.850000 0.0000239

```

EKLER (devam)

```

REACTION CROSS SECTION
1      1      0  -0.0  1.000
  1  n+33S      1  1.0

2      3      3  -1.0  1.000
  1  n+33S      1  1.0
  2  n+33S      1  2.0
  3  n+33S      3  2.0
  4  a+30Siex   1  0.0
  5  a+30Siex   1  2.0
  6  a+30siex   3  2.0
3      4      2  -2.0  1.000
  1  n+33S      3  1.0
  2  n+33S      2  1.0
  3  n+33S      1  2.0
  4  n+33S      3  2.0
  5  a+30Siex   1  2.0
  6  a+30Siex   3  2.0
4      4      1  -3.0  1.000
  1  n+33S      1  2.0
  2  n+33S      3  2.0
  3  n+33S      5  2.0
  4  n+33S      3  0.0
  5  a+30Siex   3  0.0
5      3      0   1.0  1.000
  1  n+33S      2  2.0
  2  n+33S      0  1.0
  3  n+33S      2  1.0
6      4      1   2.0  1.000
  1  n+33S      0  2.0
  2  n+33S      2  2.2
  3  n+33S      4  2.2
  4  n+33S      2  1.0
  5  a+30Siex   0  2.0

```

SAMMY input dosyası çalıştırılmadan önce rezolasyon fonksiyonu eklenmelidir.

Parametre Dosyası (.Par): Parametre dosyaları, değiştirilen, sabit tutulabilen ya da sayıca artan belirsizlik parametrelerinin tümü için başlangıç değerlerini içermektedir. Ayrıca bu dosya, önceki belirsizlikleri ve parametrelerin kovaryanslarını ya da değiştirilmiş parametreleri içerir.

Çeşitli veriler, parametre dosyalarında bulunabilir. Bunlar bir ya da daha fazla bilgiyi card set'leri şeklinde düzenlemektedir.

Card set 1: Rezonans parametrelerini içerir.

EKLER (devam)

Card set 2: “FUDGE” olarak bilinen tek bir sayı içermektedir. “fudge factor” parametrenin başlangıç belirsizliğini veren çarpılmış bir parametredir.

Card set 3: Dış fonksiyonun parametre değerini verir.

Card set 4: Genişlemiş parametre değerini verir.

Card set 5: “Kullanılmış” parametre değerini verir.

Card set 6: Normalizasyon ve arka plan parametre değerini verir.

Card set 7: İki kanal çapındaki değerleri verir (potansiyel saçılma, girilebilirlik ve shift faktörü).

Card set 8: İsimleri, indirgenmiş veri parametre değerlerini verir.

Farklı işlevlerde 16 card set'i bulunmaktadır ve rezonansın ve diğer parametrelerin başlangıç değerleri ve belirsizlik bilgileri değiştirilmektedir.

Komut 1: Birinci kolondaki birinci sayı card set sayısını, ikincisi satır sayısını vermektedir.

Komut 2: İkinci kolondaki P, satırdaki durum sayısını, T format tipini: tam sayı formatı (I, sayının ondalıksız olan kısmı), reel format (F, ondalıklı sayıyı) ya da alanümerik (A, sayı ya da sembollerdir).

Tablo 2 PARametre dosya formatı

C:L	P,T	Değişken Adı	Anlam (birimler)	Notlar
1:1	1-11,F	E_λ	Rezonans Enerjisi (eV)	
	12-22,F	Γ_γ	Yakalama genişliği (eV)	
	23-33,F	Γ_{C_1}	1. kanal parçacık genişliği μ eV	Γ parçacık genişliği negatif ise SAMMY'de $ \Gamma $
	34-44,F	Γ_{C_2}	2. kanal parçacık genişliği μ eV	kullanılır ve γ genliği negatiftir. SAMMY'de
	45-55,F	Γ_{C_3}		$\gamma = -\sqrt{ \Gamma }$ kullanılır

3. kanal parçacık genişliği μeV			
56-57,I	IS_E	E_λ değişimi?	0=hayır, 1=evet, 3=PUP
58-59,I	IS_γ	Γ_γ değişimi?	0=hayır, 1=evet, 3=PUP
60-61,I	IS_{C_1}	Γ_{C_1} değişimi?	0=hayır, 1=evet, 3=PUP
66-67,I	IGROUP	Rezonans kuantum sayısı, IGROUP grup sayısıdır.	GROUP, negatif ya da 50'den büyükse, bu rezonans, hesaptan çıkarılacaktır.

DATA Dosyası (.dat): Data dosyasının orijinal formatında, enerjii, tesir kesitlerinin değerleri ve belirsizliğini her satırda gösteren üç veri noktaları vardır. Enerjiler yüksekten düşüğe ya da düşükten yükseğe sıralanabilir, fakat sıralama monotomik olmalıdır. Bu veri dosyası, bu çalışma için özelleştirilmiş [EMIN, EMAX] enerji aralığında olmayan noktaları içermektedir; bu gibi noktalar önemsenmez.

DATA dosyasında üç sütun vardır; birinci sütun enerjii (gelen nötronların eV cinsinden değeri), ikinci sütun ölçülen tesir kesitlerini, üçüncü sütun tesir kesitlerindeki belirsizlikleri içermektedir.

Enerji aralıklarında çok küçük değişimler var ise buna “yüksek çözünürlüklü” (high resolution), enerji aralıklarında çok fazla değişim varsa “düşük çözünürlük” (low resolution) denir. Maksimum olduğu noktadaki en büyük tesir kesit değeri yaklaşık 10 eV'tur.

Output Dosyası: SAMMY'deki output, INPut dosyasındaki kontrol parametrelerine bağlı iki ya da daha fazla dosya hazırlanır. SAMMY'deki output dosyalarının bazıları aşağıdaki tabloda özetlenmiştir:

Tablo 3 SAMMY Output dosyaları

(kayıt dosya) 6	İnteraktif moddaki ekranda gözüken sistem bilgisidir.
SAMMY.LPT	Tanımlayıcı output, analist tarafından dikkatli incelenmesi amacıyla kullanılmaktadır.
SAMMY.IO	Değişken parametrelerin başlangıç ve son değerlerini vermektedir.
SAMMY.PAR	PARAmetre output dostası, değiştirilmiş parametrelerin güncellenmiş olan başlangıç PARAmetre dosyasındaki gibi aynı formattadır.
SAMMY.COV	Güncellenmiş parametrelerin güncellenmiş KOVaryans matrisi.

LPT Dosyası (.lpt): Output dosyalarının tamamını INPut dosyalarında kullanıcı tarafından özelleştirilmiş dosyaları içermektedir; INPut dosya isimleri, çalışma başlığı, sabit ya da değişken parametre değerleri, χ^2 değerleri, varsa hata mesajları LPT dosyalarında bulunabilir. Eğer output parametre değerleri ya da χ^2 değerleri karıştığı zaman ya da çalışma normal olmayan bir durumla karşılaşıldığı zaman LPT dosyalarına bakılmalıdır. Bu tür problemler daima kullanıcı INPut hatalarının sonuçlarıdır. Bu hatalar, LPT dosyalarında listelenen değerler ile amaçlanan input değerleri kıyaslanarak bulunabilir. Ayrıca LPT dosyaları saptanan input hatalarını kullanıcıya rehber olması için hata mesajları verir. Bu hata mesajları genel input dosyalarını durdurmayı sağlar. *.lpt* dosyası geriye hazırladığımız tüm dosyalara bakmamızı sağlar.

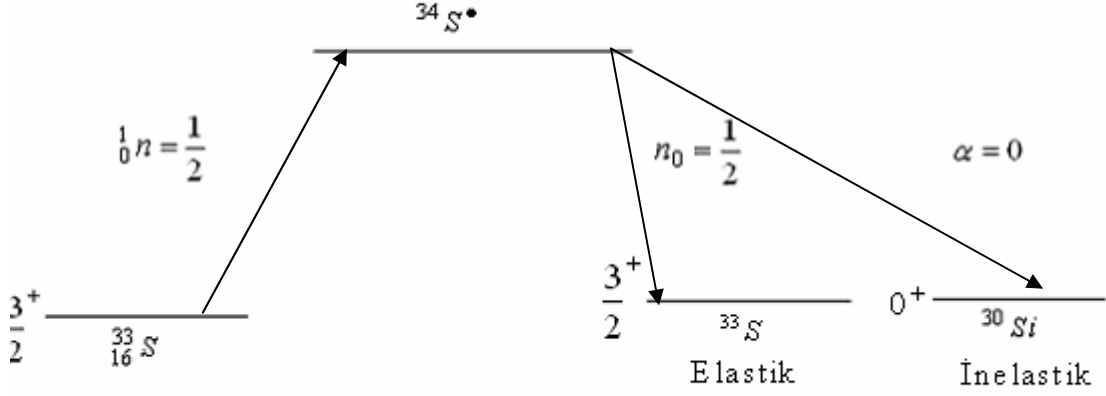
DO NOT SUPRESS ANY INTERmediate printout

Güncellenmiş parametre değerleri her Bayes' denkleminin tekrarından sonra ayrıntılı olarak gösterir (her enerji bölgesinde iki kez). Güncellenmiş kovaryans matris elemanları değerlendirir ve enerji bölgesinin sonunda yazdırılır.

EK 2. Kanal spini ve hesaplamaları

${}_{16}^{33}\text{S} + {}_1^0\text{n} \rightarrow {}_{16}^{34}\text{S}^* \rightarrow {}_{14}^{30}\text{Si} + {}_2^4\alpha$ reaksiyonunun kanal spin ve hesaplamaları:

Taban durumunda $I = \frac{3^+}{2}$



$$\left. \begin{array}{l} I_\alpha = 0 \\ I_n = \frac{1}{2} \end{array} \right\} \quad {}^{33}_{16}\text{S} + {}^0_1n \rightarrow {}^{34}_{16}\text{S}^* \rightarrow {}^{30}_{14}\text{Si} + \frac{4}{2}\alpha$$

$$\vec{J} = (\vec{I} \oplus \vec{I}_n) \oplus \vec{l}$$

$$\vec{J} = \left(\frac{3^+}{2} \oplus \frac{1^+}{2} \right) \oplus \vec{l} \quad \bar{s} = 2, 1$$

$$\left. \begin{array}{l} \vec{J} = 2 \oplus \vec{l} \\ \vec{J} = 1 \oplus \vec{l} \end{array} \right\} \quad \begin{array}{ll} \vec{l} = 0 & \pi = + \quad J^\pi = 1^+, 2^+ \\ \vec{l} = 1 & \pi = - \quad J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^- \end{array}$$

$$\vec{J} = (\vec{I}' \oplus \vec{I}'_n) \oplus \vec{l}'$$

$l = 0$ için

$$\text{İNELASTİK} \quad J^\pi = 2^+ \rightarrow 0^+ \quad \vec{s}' = \vec{I}'_\alpha \oplus \vec{I}'_{Si}$$

$$\vec{s}' = \vec{0} \oplus \vec{0}$$

$$s' = 0$$

$$\vec{J}^\pi = \vec{l}' \oplus \vec{s}'$$

$$2 = \vec{l}' \oplus 0$$

$$l' = 2$$

$$J^\pi = 2^+, s' = 0, l' = 2$$

ELASTİK $J^\pi = 2^+ \rightarrow \frac{3^+}{2}$ $\vec{s}' = \vec{I}_n + \vec{I}_s$

$$\vec{s}' = \frac{1}{2} \oplus \frac{3}{2}$$

$$s' = 2, s' = 1$$

$s' = 2$ için $\vec{j} = \vec{s}' + \vec{l}'$

$$2 = 2 \oplus \vec{l}'$$

$$0 \leq l' \leq 4, l' = 0, 2, 4$$

$$J^\pi = 2^+, s' = 2, l' = 0, 2, 4$$

$s' = 1$ için $\vec{j} = \vec{s}' \oplus \vec{l}'$

$$2 = 1 \oplus \vec{l}'$$

$$1 \leq l' \leq 3, l' = 2$$

$$J^\pi = 2^+, s' = 1, l' = 2$$

$l = 0$ için

İNELASTİK $J^\pi = 1^+ \vec{s}' = \vec{I}_\alpha \oplus \vec{I}_{S_i}$

$$s' = \vec{0} \oplus \vec{0}$$

$$s' = 0, l' = 1 \text{ mümkün değil.}$$

ELASTİK

$$\vec{s}' = \vec{I}_n + \vec{I}_s$$

$$s' = \frac{1}{2} \oplus \frac{3}{2}$$

$$s' = 2, 1$$

$s' = 2$ için $\vec{j} = \vec{s}' \oplus \vec{l}'$

$$2 = 1 \oplus l', 1 \leq l' \leq 3, l' = 2$$

$$J^\pi = 1^+, \quad s' = 2, \quad l' = 2$$

$$s' = 1 \quad \vec{j} = \vec{s}' \oplus \vec{l}'$$

$$1 = 1 \oplus \vec{l}', \quad 0 \leq l' \leq 2, \quad l' = 0, 2$$

$$J^\pi = 1^+, \quad s' = 1 \quad l' = 0, 2$$

$l = 1$ için hesaplamalar benzer şekilde yapılmaktadır.

J^π	Kanal	Kanal spini s'	l'
0^-	α	1	1
1^-	n_0	1	1
		2	1,3
	α	0	1
2^-	n_0	1	1,3
		2	1,3
3^-	n_0	1	3
		2	1,3,5
	α	0	3
1^+	n_0	1	0,2
		2	2
2^+	n_0	1	2
		2	0,2,4
	α	0	2