

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**STOKASTİK YARI KLASİK MODEL İLE ÇEKİRDEK KAYNAŞMA
REAKSİYONLARININ İNCELENMESİ**

Gülşen NARİN

FİZİK ANABİLİM DALI

**ANKARA
2013**

Her hakkı saklıdır

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

STOKASTİK YARI KLASİK MODELLE ÇEKİRDEK KAYNAŞMA REAKSİYONLARININ İNCELENMESİ

Gülşen NARİN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Şengül KURU

Bu çalışmada ağır iyonların kaynaşma reaksiyonları bağlaşımlı kanallar metoduna benzer şekilde düşük frekanslı toplu yüzey titreşimleri hesaba katılarak stokastik yarı klasik modelle incelenmiştir. Bağlaşımlı kanallar metodundan farklı olarak yüzey titreşimlerinin kuantum etkilerinin sıfır nokta salınımları stokastik simülasyon ile hesaplara eklenmiştir. Stokastik yarı klasik modelle Nikel izotoplarının kaynaşma reaksiyonları için tesir kesiti ve ortalama açisal momentum gibi fiziksel niceliklerin hesabı yapılarak deneysel veriler ve bağlaşımlı kanallar metodunun verdiği sonuçlar ile karşılaştırılması yapılmıştır.

.

Ocak 2013, 62 sayfa

Anahtar Kelimeler: Kaynaşma reaksiyonları, stokastik süreçler, sıfır-noktası salınımları, çekirdek yüzey modlarının titreşimleri

ABSTRACT

Master Thesis

ANALYSIS OF NUCLEAR FUSION REACTIONS WITH STOCHASTIC SEMI-CLASSICAL MODEL

Gülşen NARİN

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Şengül KURU

In this work, heavy ion fusion reactions are investigated by using a stochastic semi-classical model including low frequency collective surface vibrations similarly to coupled-channels model. In our calculations, quantum effects of surface vibrations are included by a stochastic simulation of zero-point fluctuations, different from coupled channels method. Physical quantities such as the cross section and angular momentum are computed by our model for the fusion reactions of Ni isotopes and the results are compared with the experimental data and coupled channels calculations.

January 2013, 62 pages

Key Words: Fusion reactions, stochastic processes, zero-point fluctuations, vibrations of nuclear surface modes

TEŞEKKÜR

Tez çalışmamın her aşamasında sabır ve anlayış gösteren, bilgi ve deneyimlerinden faydalandığım kıymetli hocam Sayın Doç. Dr. Bülent YILMAZ' a (Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı) ve Sayın Doç. Dr. Şengül KURU' ya (Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı) teşekkürlerimi sunarım. Her konuda sürekli yanımda olan maddi ve manevi yardımlarını hiç esirgemeyen aileme en içten teşekkürleri bir borç bilirim.

Gülşen NARİN

Ankara, Ocak 2013

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
1. GİRİŞ	1
2. ÇEKİRDEĞİN ÖZELLİKLERİ	3
2.1 Çekirdeğin Yapısı.....	3
2.2 Çekirdeğin Yarıçapı ve Yük Dağılımı	3
2.3 Çekirdeğin Kütlesi ve Bağlanma Enerjisi.....	5
2.4 Nükleer Yüzey ve Yüzey Nükleonları	10
2.5 Spin, Parite ve Çekirdek Deformasyonları.....	11
2.6 Çekirdekte Uyarılmış Durumlar	13
3. ÇEKİRDEK REAKSİYONLARI.....	14
3.1 Doğrudan Reaksiyonlar	16
3.2 Bileşik Çekirdek Reaksiyonları	17
3.3 Nükleer Reaksiyonlarda Enerji ve Korunum Yasaları	18
3.4 Nükleer Tepkime Tesir Kesiti	21
4. NÜKLEER FİSYON VE FÜZYON	24
4.1 Nükleer Fisyon.....	24
4.2 Nükleer Füzyon	26
5. BAĞLAŞIMLI KANALLAR METODU	28
6. ÇEKİRDEK REAKSİYONLARINDA ENERJİ YİTİM MEKANİZMASI	30

6.1 Brown Hareketi	30
6.2 Langevin Denklemleri.....	31
7. STOKASTİK YARI KLASİK YAKLAŞIM	34
7.1 Stokastik Yarı Klasik Model.....	34
7.2 Modelin Füzyon Reaksiyonlarına Uygulanması	41
8. SONUÇ.....	50
KAYNAKLAR	51
EKLER.....	54
EK 1 Saçılma Teorisi	54
EK 2 Wigner Teorisi	58
EK 3 Nükleer Titreşimler	60
EK 4 Stokastik Yarı Klasik Modelin Programı	62
ÖZGEÇMİŞ.....	63

SİMGELER DİZİNİ

$\alpha_{i\lambda}$	Deformasyon parametresi
$\Pi_{i\lambda}$	Momentum
H	Hamiltoniyen fonksiyonu
$D_{i\lambda}$	Eylemsizlik parametresi
$C_{i\lambda}$	Yay sabiti

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Nükleer yük dağılımı	4
Şekil 2.2 Kütle spektroskopu görünümü	6
Şekil 2.3 Nükleon başına bağlanma enerjisi	8
Şekil 2.4 Çeşitli terimlerin yarı ampirik kütle formülüne katkıları.....	9
Şekil 2.5 Bazı çekirdeklerin deforme olmuş şekilleri	12
Şekil 3.1 Zn^* çekirdeği için farklı çıkış kanalları	18
Şekil 3.2 $a+X \rightarrow b+Y$ için temel reaksiyon geometrisi	18
Şekil 3.3 Diferansiyel tepkime kesiti için geometrik gösterim	22
Şekil 4.1 Sıvı damlasıyla fisyon gösterimi.....	26
Şekil 7.1 Çekirdeğin kuadropol titreşimlerinin şematik gösterimi	37
Şekil 7.2 Kafa kafaya çarpışmalarda örnek potansiyel dalgalanması	40
Şekil 7.3 Tesir kesiti hesaplarının bağlaşımlı kanallar metoduyla karşılaştırılması	42
Şekil 7.4 Kaynaşma tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.....	43
Şekil 7.5 Örnek olaylar	44
Şekil 7.6 Farklı enerji ve farklı açısal momentum değerleri için son enerji dağılımı	45
Şekil 7.7 Toplam uyarılma enerjisi ve sistemin son enerjisinin ortalaması	45
Şekil 7.8 Farklı enerji ve açısal momentum değerleri için füzyon zaman dağılımı.....	46
Şekil 7.9 Toplam uyarılma enerjisi	48
Şekil 7.10 Tek parçacık yitimi ile hesaplanan füzyon tesir kesitleri.....	49
Şekil 7.11 $^{58}Ni + ^{58}Ni$ izotopları için tek parçacık yitimi ile hesaplanan füzyon tesir kesitleri.....	49

1. GİRİŞ

Şimdiye kadar Coulomb bariyerinin altındaki enerjilerde füzyon tesir kesitini teorik olarak açıklayabilmek için çeşitli modeller geliştirilmiştir. Tesir kesiti hesabı için kullanılan geleneksel yöntem bağlaşımlı kanallar metodudur. Tamamen kuantumlu bir yaklaşım olan bağlaşımlı kanallar metodu tek parçacık yitme mekanizmasını ve buna karşılık gelen dalgalanmaları içermemektedir. Çekirdek reaksiyonlarında enerjinin bir kısmı yüzeysel salınımlar, dönme ve nükleon alışverişi gibi hareketler için harcanırken bir kısmı da çekirdekleri oluşturan nükleonların uyarılmasına harcanır (tek parçacık yitme mekanizması). Sonuç olarak görelî hareketin enerjisi azalarak enerji yitimi meydana gelir. Çekirdek reaksiyonlarında tek parçacık yitimi oldukça önemli bir etkiye sahiptir. Bu etkiyi dahil edebilmek için yarı klasik yöntemler kullanmak daha uygundur. Coulomb bariyerine yakın enerji değerlerine sahip çekirdek reaksiyonlarında görelî hareketin de Broglie dalga boyu kısa olduğundan, görelî hareketi klasik olarak incelemek iyi bir yaklaşım olup yüzey salınımlarının kuantum etkileri ihmal edilemez. Ancak yarı klasik yaklaşımda yüzey salınımlarının kuantum etkilerini katmak mümkündür. Stokastik yarı klasik model, enerji yitim mekanizmasının ve yüzey modlarının hesaba katılmasına olanak sağladığı için standart yaklaşım modeli olan bağlaşımlı kanallar modeline güçlü bir alternatif oluşturmaktadır.

Bu çalışmada, Esbensen tarafından geliştirilen stokastik yarı klasik model (Esbensen vd. 1978) kullanılarak ağır iyonların çekirdek kaynaşma reaksiyonları incelenmiştir. Esbensen'in yarı klasik modeli, görelî hareketi klasik olarak incelerken çekirdeklerin toplu hareketlerinin kuantum etkilerini stokastik yöntemle dahil eder. Yüzey salınımları veya dönme gibi toplu hareketlerin sıfır nokta salınımları kullanılarak kuantum etkileri hesaba katılır. Böylece Coulomb potansiyeli civarındaki enerjilerde Esbensen'in modeli oldukça iyi bir yaklaşımdır. Bu modelle tesir kesiti ve ortalama açısall momentum gibi fiziksel niceliklerin hesabı yapılarak, deneysel verilerin bağlaşımlı kanallar metodu ile karşılaştırması yapılmıştır.

Bu çalışma aşağıdaki başlıklar altında incelenmiştir. İkinci bölümde çekirdeklerin genel özellikleri, üçüncü bölümde çekirdek reaksiyonları anlatılmıştır. Dördüncü bölümde

nükleer fisyon ve füzyon olaylarından bahsedilmiştir. Sonuçlarımızı karşılaştırdığımız metod olan bağlaşımlı kanallar metodu beşinci bölümde anlatılmıştır. Çekirdek reaksiyonlarında meydana gelen enerji yitim mekanizması altıncı bölümde ve çalışmamızın temeli olan stokastik yarı klasik model kullanılarak çekirdek kaynaşma reaksiyonlarının incelenmesi de yedinci bölümde anlatılmıştır.

2. ÇEKİRDEĞİN ÖZELLİKLERİ

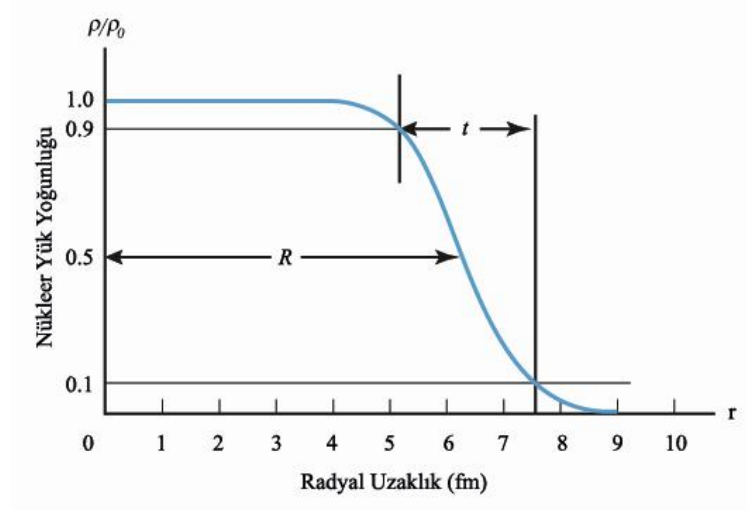
2.1 Çekirdeğin Yapısı

Bir atomun çekirdeği, çekirdek içindeki pozitif yüklerin toplamı ve toplam kütle sayısı ile tanımlanır. Atomun kütlesinin hemen hemen tamamı çekirdekten meydana gelir. Çekirdekteki pozitif yüklü temel parçacık protondur ve proton en basit atom olan Hidrojen atomunun çekirdeğidir. Elektrikçe nötr olan bir atomda elektrik yükleri eşit sayıda olduğundan düşünülürse proton sayısı kadar da elektron olacaktır. Elektronların kütlesi protonların kütlesine oranla oldukça küçüktür. Bu oran yaklaşık olarak $m_p/m_e = 2000$ civarındadır. Çekirdeğin tanımlanmasında kullanılan bir diğer terim ise A ile gösterilen kütle sayısıdır. Kütle sayısı, nükleer kütle ile atomik kütle birimi arası orana yakın bir tamsayıdır. Çünkü proton yaklaşık olarak bir birim kütleyle sahiptir. Hemen hemen bütün çekirdeklerde kütle sayısı atom numarasından iki veya daha fazla kez kadar büyüktür. Bu durum bize çekirdek içinde protondan başka ağır kütlelerin varlığını gösterir (Boztosun 2005). Chadwick'in 1932 yılında nötronu keşfetmesiyle çekirdek içindeki proton haricindeki parçacığın nötron olduğu anlaşılmıştır. Nötron elektrik bakımından yüksüz ve kütlesi protonun kütlesinden çok az bir fark kadar büyük olduğundan proton ve nötronun kütlesi birbirine yaklaşık olarak eşit alınır. Proton ve nötron ortak bir isimlendirme ile nükleon olarak adlandırılır. Bu nedenle kütle sayısı olarak kullandığımız A aynı zamanda nükleon sayısını da verir.

2.2 Çekirdeğin Yarıçapı ve Yük Dağılımı

Atomun yarıçapı gibi çekirdeğin yarıçapı da kesin olarak tanımlanmış bir nicelik değildir. Uzayda ne atomların ne de çekirdeklerin keskin sınırları vardır. Hem atomu bağlayan Coulomb potansiyeli hem de elektron yük dağılımı her ne kadar atomun yarıçapının ($10^{-10} m$) ötesinde ihmal edilebilecek kadar küçük olsa da sonsuza kadar uzanır. Nükleon yoğunluğu ve nükleer potansiyel benzer bir uzay dağılımına sahiptir. Nükleon yoğunluğu ve nükleer potansiyel kısa bir mesafe boyunca oldukça sabittir, bu mesafenin ötesinde ise hızla sıfır olur. Bu nedenle, çekirdeğin biçimi iki parametreyle

belirlenir. Bunlar, merkezi yoğunluğun yarıya düştüğü ortalama yarıçap ve maksimum civarındaki değerinden minimum civarındaki değere düştüğü kalınlık olan yüzey kalınlığıdır (Krane 1987). Bazı deneylerle nükleer yük dağılımı belirlenebilir. Örneğin yüksek enerjili elektronların saçılması, müonik X ışınları, optik ve X ışını izotop kaymaları ve ayna çekirdeklerin enerji farkları gibi bir yüklü parçacığın çekirdek ile yaptığı Coulomb etkileşmesi ölçülebilir. Rutherford saçılması, α bozunumu ve pionik X ışınları gibi diğer deneylerde nükleer parçacıkların kuvvetli nükleer etkileşmeleri ölçülerek nükleer madde dağılımı adı verilen nükleon dağılımı belirlenebilir. Bir cismin şeklini ve büyüklüğünü belirlemede kullanılan yaygın yöntem, cisimden saçılan radyasyonu incelemektir. Bir cismi ve onun ayrıntılarını görmek için radyasyonun dalga boyunun cismin boyutlarından daha küçük olması gerekir, aksi takdirde kırınım etkileri görüntüyü kısmen veya tamamen örtecektir.



Şekil 2.1 Nükleer yük dağılımı

Çekirdeğin büyüklük, madde yoğunluğu ve yük dağılımı özelliklerini belirlemede kullanılan deneysel yöntemlerden olan elektron saçılma deneyi sonucu elde edilen nükleer yük yoğunluğu dağılımı şekil 2.1'de gösterilmiştir. Yük yoğunluğu iki parametrelili fermi dağılım fonksiyonu kullanılarak formülize edilebilir.

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (2.1)$$

$$\rho(R) = \frac{\rho_0}{2} \quad (2.2)$$

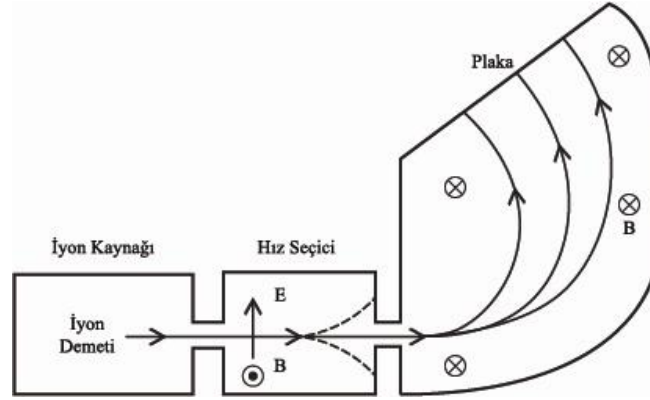
Burada, a kabuğun deri kalınlığını belirler ve R çekirdeğin yarı yoğunluğa sahip olduğu yarıçapıdır. Merkezdeki çekirdek yük yoğunluğu, tüm çekirdekler için yaklaşık olarak aynıdır. Nükleonlar merkezden yüzeye doğru oldukça sabit sayılabilecek bir dağılıma sahiptir. Yük yoğunluğu çekirdeğin iç bölgesinde sabittir, yüzey bölgelerine doğru hızla azalır ve sıfıra gider. Yük dağılımının deri kalınlığı çekirdek büyüklüğünden hemen hemen bağımsızdır ve yaklaşık 2,3 fm lik sabit bir değere sahiptir (Krane 1987). Yoğunluk sabit olduğundan A kütle numarası olmak üzere çekirdek yarıçapı

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (2.3)$$

ile verilir ve burada $R_0 = 1,2 \text{ fm}$ dir.

2.3 Çekirdeğin Kütlesi ve Bağlanma Enerjisi

Çekirdeklerin kütlesi, kütle spektrometresi denilen bir düzenele deneysel olarak ölçülür. Çekirdeğin özelliklerini ölçülmeden önce hangi izotopların bulunduğu belirlenip tanımlanmalıdır. Bütün kütle spektroskopları, iyonlaşmış atom veya molekül demeti üreten bir iyon kaynağına sahiptir. İnceleme altındaki materyalin buharı, iyon oluşturmak için elektronlarla bombardıman edilir. Kaynaktan yayılan iyonlar termal bir dağılımda olduğu gibi geniş bir hız dağılım aralığına sahiptir ve doğal olarak birçok farklı kütle içerebilir.



Şekil 2.2 Kütle spektroskopu görünümü (Krane 1987)

Kütle spektroskopunun diğer parçası, birbirine dik manyetik ve elektrik alan içeren hız seçici bölümdür. E alanı iyonlara yukarı doğru qE kuvveti uygular ve B manyetik alanı ise zıt yönde qvB kuvvetini uygular. Eğer bu iki kuvvet birbirine eşit ise iyonlar sapmadan küçük bir delikten geçerler.

$$qE = qvB \rightarrow v = \frac{E}{B} \quad (2.4)$$

Spektrometrenin son bölümü bir momentum seçicidir. Düzgün bir manyetik alan, demeti r yarıçaplı dairesel bir yörünge şeklinde bükerek ve r yarıçapı, momentum ifadesinden bulunur.

$$mv = qBr \rightarrow r = \frac{mv}{qB} = \frac{mE}{qB^2} \quad (2.5)$$

$$m = \frac{qrB^2}{E} \quad (2.6)$$

q , B ve r değerleri ayrı ayrı belirlendiği için her farklı m kütlesi özel bir r değerinde görülür. Tüm kütleleri bağıl olarak belirlenebilir. Kütle numarası büyük olan elementler için birbirine hemen hemen eşit iki kütle arasındaki farkı ölçmek tercih edilir. Birbirine yakın kütleler arasındaki küçük farkları ölçen bu sistem Kütle İkili (mass doublet) yöntemi olarak bilinir (Krane 1987). Çekirdek kütlelerinin, çekirdeği meydana getiren

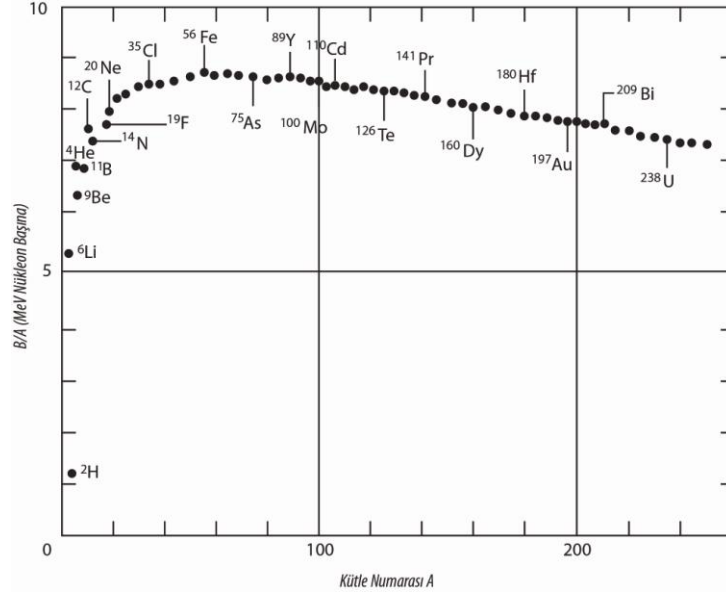
nükleonların kütleleri toplamına eşit olması beklenir. Ancak çekirdeğin deneysel kütlesi, serbest nükleonların toplam kütesinden biraz daha küçüktür. Serbest nükleonlar bir çekirdek meydana getirirken bir miktar kütle kaybolmaktadır. Aradaki fark, kütle kaybı olarak adlandırılır ve $\Delta E = \Delta mc^2$ şeklinde enerji karşılığı vardır. Yani nükleonların bir araya gelmesi sırasında açığa çıkan bu enerji kaybı bağlanma enerjisidir. Bir çekirdeğin B bağlanma enerjisi, X çekirdeği ile bunu oluşturan Z tane proton ve N nötronun kütle enerjileri arasındaki farka eşittir.

$$B = \{Zm_p + Nm_n - m_\chi(X)\}c^2 \quad (2.7)$$

Bu denklemde verilen $m_\chi(x)$ çekirdeğin kütlesidir. Bu denklemi Z tane proton ve elektronun, Z tane yüksüz hidrojen atomu meydana getirecek şekilde $m_a(X)$ atomik kütle olmak üzere aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$B = \{Zm(^1H) + Nm_n - m_a(X)\}c^2 \quad (2.8)$$

Kütleler genellikle atomik kütle birimi $u = 931,50 \text{ Mev}/c^2$ cinsinden verilir. Bağlanma enerjisine benzer şekilde S_n ve S_p sırasıyla nötron ve protonun ayrılma enerjileridir. Yani çekirdekten bir nötron veya bir proton ayırmak için gerekli olan enerjilerdir. Nötron ve proton ayrılma enerjileri, atom fiziğindeki iyonlaşma enerjisine benzer, en dıştaki nükleonların yani değerlik nükleonların bağlanmaları hakkında bilgi verir. Ayrılma enerjileri atomların iyonlaşma enerjileri gibi, çekirdeğin atomun kabuk yapısına benzer kabuk yapısı olduğunu gösteren bir kanıttır. Bağlanma enerjisi, A ile hemen hemen lineer olarak arttığı için B/A nükleon başına ortalama bağlanma enerjisini, A 'nın bir fonksiyonu olarak göstermek genel bir uygulamadır.



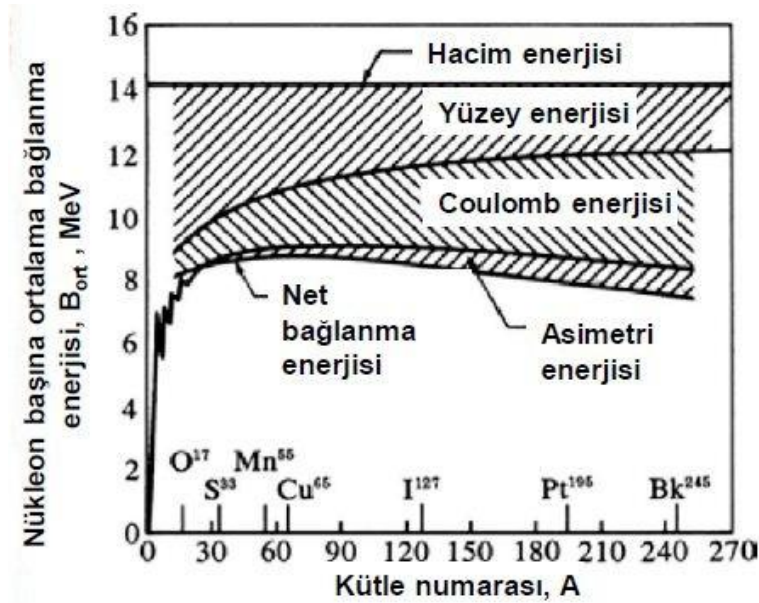
Şekil 2.3 Nükleon başına bağlanma enerjisi

Grafik incelendiğinde bir kaç önemli özellik görülebilir. Eğri çok hafif çekirdekler hariç oldukça sabittir. $A=60$ yakınlarında bir maksimum değere ulaşır, burada çekirdekler çok sıkı bağlıdır. Bu, enerjiyi iki şekilde "kazanabileceğimizi" gösterir; nükleer füzyon $A=60$ 'ın altında, hafif çekirdekleri daha ağır çekirdekler meydana getirmek üzere birleştirerek, nükleer fısyon $A=60$ 'ın üstünde, ağır çekirdekleri daha hafif çekirdeklere ayırarak. Her iki durumda da nükleer enerji açığa çıkar. Bağlanma enerjisini anlamaya çalışmak bizi yarı ampirik kütle formülüne götürür.

$$B = a_h A - a_v A^{2/3} - a_c Z(Z-1)A^{-1/3} - a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta \quad (2.9)$$

Eğer her bir nükleon diğer tüm nükleonlarla etkileşseydi bağlanma enerjisi $A(A-1)$ veya kabaca A^2 ile orantılı olurdu (Krane 1987). B 'nin A ile lineer olarak değişmesi her nükleonun sadece en yakın komşularıyla etkileştiğini gösterir. Bu hacim teriminin bağlanma enerjisine katkısı $B = a_h A$ 'dır. Normalde a_h bir sabit olup 15,6 MeV civarındadır. Elektron saçılma deneylerinden çekirdek yoğunluğunun kabaca sabit olduğunu ve her nükleonun aynı sayıda komşuya sahip olduğunu biliyoruz. Dolayısıyla her nükleonun bağlanma enerjisine katkısı aynıdır. Ancak yüzey nükleonları bu

durumun dışındadırlar. Çekirdek yüzeyinde bulunan nükleonlar daha az sayıda nükleonla komşu olduklarından çekirdeğin merkezine yakın yerlerde bulunan nükleonlara göre daha zayıf bağlı olacaklardır. Bu nükleonların B ye katkısı merkezdekilerden daha azdır. Çekirdeğin yüzeyi R^2 dolayısıyla $A^{2/3}$ ile orantılıdır. Böylece yüzey nükleonlarının bağlanma enerjisine katkısı $-a_y A^{2/3}$ şeklinde bir terim ile ifade edilebilir. Denklem 2.9'daki üçüncü terim protonlar arasındaki Coulomb itmesinden kaynaklanır ve bu itme çekirdeğin daha zayıf bağlı olmasına yol açar. Kararlı ve radyoaktif izotopların dağılımı incelendiğinde kararlı çekirdeklerde $Z = A/2$ olduğunu görülür. Bu etkinin de bağlanma enerjisi tanımlanmasında göz önüne alınması gerekir. Bu terim, $Z = A/2$ olduğundan hafif çekirdekler için çok önemlidir. Ağır çekirdekler için bu terim daha az önemlidir, çünkü Coulomb itme terimindeki hızlı artış nükleer kararlılık için ilave nötronlar gerektirir. Bu terim çekirdeğin proton ve nötronlar bakımından simetrik olmasını sağlamaya çalıştığı için simetri terimi olarak adlandırılır ve $-a_{sim}(A-2Z)^2 / A$ şeklinde yazılır. δ ile gösterilen terim ise çiftlenim enerjisini ifade etmektedir. Çiftlenim enerjisi, çift çift çekirdeklerde bağlanma enerjisini arttırırken, tek tek olanlarda ise bağlanma enerjisini azaltır. Nükleonlar çiftler halinde olduğunda daha sıkı bağlıdır.



Şekil 2.4 Çeşitli terimlerin yarı ampirik kütle formülüne katkıları (Krane 1987)

2.4 Nükleer Yüzey ve Yüzey Nükleonları

Yüzey nükleonları, diğer nükleonlara oranla yüzey etkileşimleri zayıf olduğundan birbirlerine daha az bağlıdır. Küresel yapıyı bozmamak için yüzey gerilimi oluştururlar. Bu yüzey gerilimine rağmen çekirdeğin hacmi değişmez. Ancak yüzeyde nükleon yoğunlaşmaları meydana geldiğinden çekirdek deforme olur. Öyleyse çekirdekdeki deformasyona valans nükleonları neden olmaktadır. Kapalı kabuklara sahip çekirdeklerin küresel yapısı bozulmaz. Küresel çekirdek uyarıldığında yüzey salınımları meydana gelebilir. Deforme çekirdekler uyarıldığında simetri eksenine dik bir eksen etrafında dönme veya taban durumu dışında yüzey salınımları meydana gelebilir. Bu toplu hareketler nükleonların bir yörüngede dönmesi, küresel denge etrafındaki yüzey titreşimleri ve bunların ara durumlarıdır. Bu hareketler belirli bir açısal momentuma sahiptir.

Nükleonlar arası etkileşimlerde, kısa menzilli nükleer kuvvetler birbirine en yakın nükleonları tercih ederler. Aynı orbitalde hareket eden iki nükleonun dalga fonksiyonlarının uzaysal kısımları çakışık olduğundan en fazla bağlanma enerjisini, kısa menzilli nükleer kuvvetlerden kazanırlar. Ancak Pauli dışarlama ilkesi iki nükleonun aynı kuantum durumunda olmasına izin vermez. Bu durum proton ve nötronları ayrı parçacıklar olarak düşünülerek giderilebilir. Tüm bu unsurları göz önünde bulundurarak nötron-proton, proton-proton, nötron-nötron durumlarını inceleyelim. İki nötron arasındaki etkileşme birbirine en yakın iki nötron arasında olduğunda çakışma meydana gelir. Ancak Pauli ilkesi iki nötronun aynı kuantum durumunda olmasına izin vermediğinden dalga fonksiyonlarında çakışma olmaz. Bu yüzden iki nötron aynı orbitalde spinleri birbirine zıt yönlerde, yani zaman dönüşümlü olarak hareket edebilir. Bu durumda toplam açısal momentumlar zıt yönlü olduğu için birbirini yok eder. Dolayısıyla toplam açısal momentum sıfır olur ve sistemin küresel yapısında herhangi bir değişiklik olmaz. Aslında zıt yönlü bu dönmeler nötron çiftleri durumunu oluşturur. Bu çiftlenmiş durumdan ötürü bu etkileşmelere çiftleşme etkileşmesi denir.

Benzer şekilde proton-proton etkileşmesinde de çiftleşme etkileşmeleri meydana gelir. Bu nedenle bu etkileşmede de çiftleşme etkileşmesi önemli rol oynar. Proton-proton ve nötron-nötron etkileşmeleri düşük enerji seviyelerinin hesaplanmasında önemlidir.

Proton-nötron etkileşmesi diğer etkileşmelerden farklı özellikler sergiler. Proton ve nötron farklı parçacıklar olduğu için aynı kuantum durumunda bulunabilir. Proton nötronla birlikte hareket edebilmek için nötronu çeker. Valans nükleonları arasındaki bu ilişki yoğunlukta bir değişime neden olur ve çekirdeğin şeklinde değişme meydana gelir. En temel küreden sapma şekli kuadropol deformasyondur. Yüzey alanının artması çok kutupların artmasına neden olur. Proton dağılımı kuadropol şekline dönüşme eğilimi gösterdiğinde, nötronları da kuadropol formuna dönüştürmek için çeker ve kuadropol-kuadropol etkileşmesi meydana gelir. Bu kuadropol-kuadropol etkileşmesi nötron kuadropol momentini ile proton kuadropol momentinin çarpımına eşittir.

2.5 Spin, Parite ve Çekirdek Deformasyonları

Çekirdeklerin toplam açısal momentumu, yörünge açısal momentumu ile spin açısal momentumlarının toplamıdır ($\vec{I} = \vec{L} + \vec{S}$). Nükleonların spini $1/2$ 'dir Çift N ve çift Z 'ye sahip olan çekirdeklerin spinleri sıfırdır. Ayrıca kütle numarası tek ise çekirdeğin spini buçuklu, çift ise tamsayı değerler aldığı belirlenmiştir. $I \geq 1$ ise çekirdeğin statik elektrik kuadropol momentini (Q) vardır. Elektrik kuadropol moment çekirdeğin küresellikten ne kadar saptığını yani şeklini belirler.

$$eQ = \int \rho(3z^2 - r^2)dv \quad (2.10)$$

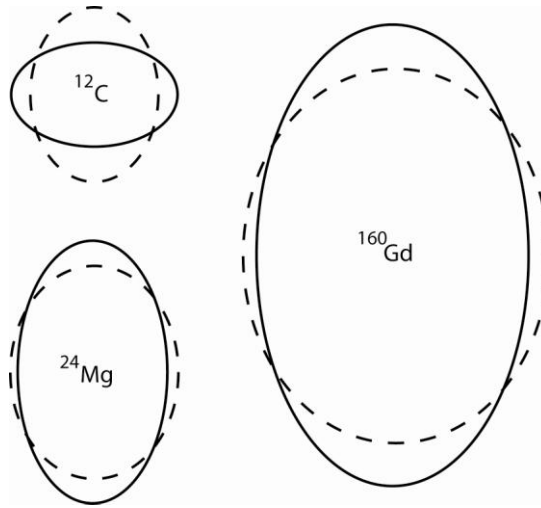
Eğer statik elektrik kuadropol moment $Q > 0$ ise çekirdek simetri eksenini boyunca yandan basıktır yani prolat yapıdadır ve deformasyon parametresi $\beta > 0$ dir. Eğer $Q < 0$ ise çekirdek simetri eksenini boyunca üstten basıktır ve bu çekirdek oblat yapıdadır.

Bir sistemin veya çekirdeğin dalga fonksiyonu ya çift (simetrik) ya da tek (antisimetrik) bir fonksiyondur. Dalga fonksiyonu çift ise yani bütün koordinatların işareti değiştirildiğinde dalga fonksiyonu değişmiyorsa başka bir deyişle $\Psi(x, y, z) = \Psi(-x, -y, -z)$ ise durumun paritesi çifttir veya +1'dir denir. Dalga fonksiyonu tek ise yani bütün koordinatların işaretleri değiştirildiğinde dalga fonksiyonu işaret değiştiriyorsa $\Psi(x, y, z) = -\Psi(-x, -y, -z)$ paritesi -1'dir.

Bir çekirdeğin statik deformasyona sahip olduğu göz önüne alınarak, bu çekirdek şeklinin genellikle elipsoidal bir deformasyona sahip olduğu kabul edilir. Bir eksen etrafında simetrik olarak sabitlenmiş olan çekirdek için β deformasyon parametresi

$$\beta = \frac{\Delta R}{R_0} \quad (2.11)$$

ifadesiyle verilir. Burada R_0 ortalama nükleer yarıçapı ve ΔR de elipsin yatay dikey eksenleri arasındaki farkı simgelemektedir. Deformasyon parametresi çekirdeklerin küresel simetriden ayrılımlarının bir ölçüsü olarak kabul edilir.



Şekil 2.5 Bazı çekirdeklerin deforme olmuş şekilleri

2.6 Çekirdekte Uyarılmış Durumlar

Atomların uyarılmış durumları incelenemediği gibi çekirdeklerin de uyarılmış durumları incelenemez. Çekirdekte uyarılmış durumlar tek tek nükleonların yörüngeleri hakkında bilgi verir. Nükleer reaksiyonlar esnasında hedef ve demet çekirdeğin karmaşık yapıda olduğu varsayılırsa, gelen parçacığın enerjisine bağlı olarak, hedef veya demet veya her ikisi de uyarılabilir (Boztosun 2005). Uyarılma öncelikle yüzeydeki değerlik nükleonlarından başlar ve enerjiye bağlı olarak içerdeki nükleonlarda uyarılabilir. Nükleonlar bu uyarılmış durumlarda uzun süre kalamazlar ve kararlı olabilecekleri taban durumuna geri dönerler. Uyarılmış durumlar, çiftlenmiş nükleonların oluşturduğu çekirdeğe enerji verilerek de elde edilebilir. Bu enerji tüm çekirdeğin dönme ve titreşim enerjisi şeklinde olabilir. Çekirdeğin bir üst uyarılmış seviyeden taban durumuna geçerken veya taban durumundan bir üst uyarılmış seviyelere çıkarken verdiği veya aldığı dönme kinetik enerjisi

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2I} [I(I+1) - I_0(I_0+1)] \quad (2.12)$$

şeklinde verilir. Burada I , uyarılmış seviyelerin spini ve $E(I)$ uyarılma enerjisidir. I_0 ise $E(I_0) = 0$ 'da taban durumundaki spindir. Çekirdeklerin dönme kinetik enerjilerinin dışında titreşim enerjileri de vardır. Bu titreşim enerjisi nükleonların yaklaşık olarak küresel harmonik titreşim yapmasından kaynaklanır.

3. ÇEKİRDEK REAKSİYONLARI

Bir reaktörden veya bir hızlandırıcıdan ya da bir radyoaktif kaynaktan yayınlanan, enerji taşıyan parçacıklar, bir hedef üzerine düşürülürlerse, bu hedef içerisindeki elementlerin atomları ile demet çekirdekleri arasında nükleer tepkimeler oluşabilir. İlk nükleer reaksiyonlar Rutherford tarafından, radyoaktif bir kaynaktan çıkan α parçacıkları kullanılarak yapılmaktadır. Rutherford tarafından yapılan bu deneyde bazı α parçacıkları hedef çekirdekten Coulomb etkileşmesiyle elastik olarak saçılmaktaydı. Bu olay Rutherford saçılması olarak bilinir ve atom çekirdeğinin varlığı ile ilgili ilk kanıttır. Eğer iki çekirdek arası mesafe, çekirdeklerin yarıçaplarının toplamından daha büyük ise her biri diğerinin nükleer kuvvetin menzili dışında olacaktır. Dolayısıyla iki çekirdek arasında sadece Coulomb kuvveti olacaktır. Bu durum Rutherford saçılması ile ilişkilidir. Ancak gelen α parçacığının enerjisi arttıkça çekirdekler arasındaki Coulomb kuvveti aşılar ve nükleer kuvvetlerin etkili olabilecekleri kadar çekirdekler birbirine yaklaşır. Bu durumda Rutherford formülü geçerli olmayacaktır.

Nükleer tepkimeler, demet çekirdeklerin kütle numaralarına ve enerjilerine göre üç ayrı grupta toplanabilir. Kütle numarası $A \leq 4$ ve nükleon başına enerjisi 10 MeV ya da daha az olan demet parçacıkları için klasik düşük enerjili nükleer tepkime kuralları geçerlidir ve nükleer fizik kapsamında genellikle bu tepkimeler incelenir. $A \leq 40$ olan bombardıman parçacıkları ile oluşturulan nükleer tepkimeler, ağır iyon tepkimeleri olarak adlandırılır. Nükleon başına kinetik enerjisi 100 MeV–1 GeV olan demet çekirdekleri orta enerjili tepkimeler sınıfındadır ve bu tepkimelerde proton ve nötronlar birbirlerine dönüşebilirken, mezon oluşumu gözlenir. 1 GeV üzerinde enerjiye sahip parçacıklar için, nükleonları oluşturan kuarklar yeniden yapılanabilir ve tüm egzotik parçacıklar oluşturulabilir. Bu tür tepkimeler, yüksek enerjili tepkimeler grubundadır (Krane 1987).

Bir nükleer reaksiyon genel gösterimle, a hızlandırılan demet parçacığını, A hedef çekirdeği ve B ile b reaksiyon ürünlerini gösterecek şekilde,

$$A(a,b)B \quad (3.1)$$

şeklinde yazılabilir. Genel olarak a ve b nükleon veya hafif çekirdekler olabilir. b 'nin bir γ ışını olduğu reaksiyonlara ısımalı yakalama reaksiyonları denir. Eğer a bir γ ışını ise bu olaya nükleer fotoelektrik olay denilir. Bu reaksiyonu göstermenin bir diğer yolu

$$a + A \rightarrow B + b + Q \quad (3.2)$$

şeklindedir (Satchler 1990). Burada Q reaksiyon sonucu açığa çıkan enerjidir. Eğer ürün çekirdekler b ve B temel seviyelerinde iseler bu değer Q_0 şeklinde gösterilir. Q değeri sıfırdan farklı ise tüm reaksiyondaki toplam enerji korunacağından, Q iç uyarılma enerjisine veya ürünlerin kinetik enerjisine aktarılır. Reaksiyonun Q değeri

$$Q = (m_A + m_a - m_B - m_b)c^2 \quad (3.3)$$

ve kinetik enerjisinden dolayı

$$Q = E_f - E_i \quad (3.4)$$

şeklinde yazılır. E_f son durumda parçacıkların toplam kinetik enerjisini, E_i ise parçacıkların başlangıçtaki kinetik enerjisini ifade eder. Böyle bir reaksiyonda $Q > 0$ ise bu reaksiyon ekzotermiktir. Bu durumda nükleer kütle veya bağlanma enerjisi ürün parçacıkların kinetik enerjisi olarak aktarılır. $Q < 0$ ise reaksiyon endotermiktir ve ilk kinetik enerji nükleer kütle veya bağlanma enerjisine dönüşür (Krane 1987). Reaksiyonlar iki ana sınıfa ayrılabilir. Bunlar doğrudan reaksiyonlar ve bileşik çekirdek reaksiyonlarıdır.

3.1 Doğrudan Reaksiyonlar

Bu reaksiyonda gelen bombardıman parçacığının enerjisi arttıkça, parçacığın dalga boyu çekirdek içi nükleonla etkileşecek kadar azalır. Bu durumda gelen bombardıman parçacığı öncelikli olarak çekirdeğin yüzeyindeki nükleonlarla etkileşir. Bu tepkime doğrudan reaksiyonları oluşturur.

Bu reaksiyonla, bir kabuk durumuna bir nükleon eklenip ve koparıldığı için çekirdeğin kabuk yapısının incelenmesine katkıda bulunulur. Aynı zamanda ürün çekirdeğin birçok uyarılmış durumuna bu reaksiyonla ulaşılır. Doğrudan reaksiyonların hedef çekirdeğin yüzeyi civarındaki bir veya bir kaç değerlik nükleonu ile gerçekleşme olasılığı fazladır. Bir grup doğrudan reaksiyonda, kütle değişimi ve yük alışverişi olmaksızın hedefin uyarılması söz konusudur. Bununla birlikte büyük bir grup doğrudan reaksiyon, tek bir nükleon ya da nükleon gruplarının çekirdekten yayınlanmasına ya da çekirdeğe nükleon eklenmesine neden olur. Bu reaksiyonları koparma (knock-out) ve transfer reaksiyonları olarak ikiye ayırmak mümkündür. Transfer reaksiyonlarında, bir veya daha fazla nükleon, demet ve hedef çekirdek arasında transfer edilirken, koparma reaksiyonlarında demet çekirdek, nükleon ya da nükleon gruplarını hedef çekirdekten dışarı çıkartır ve çok parçacıklı son durumu meydana getirir.

Transfer reaksiyonları da sıyırma (stripping) ve pick up olmak üzere ikiye ayrılır. Sıyırma reaksiyonunda gelen mermi parçacığının x tane nükleonu, A hedef çekirdeğine aktarılır (mermi çekirdeği soyulur) ve x kadar fazla sayıda nükleona sahip olan artık $B(A+x)$ çekirdeği oluşur. Pick up reaksiyonunda bu x nükleon, mermi çekirdek tarafından hedef çekirdekten koparılır (picked-up) ve A hedef çekirdeği $B(A-x)$ çekirdeğine dönüşür. Sonuç olarak knock-out ve pick-up reaksiyonları hedef çekirdeğin temel seviyesinde boşluklar (hole) oluştururken sıyırma reaksiyonu parçacık eklenmesiyle oluşacak etki hakkında bilgi verir.

Doğrudan reaksiyonları, bileşik reaksiyonlardan ayıran temel farklardan biri doğrudan reaksiyonların 10^{-22} sn mertebesi kadar kısa bir zamanda meydana gelmesidir.

Reaksiyonun bileşik çekirdek reaksiyonu mu yoksa doğrudan reaksiyon mu olacağı demet parçacığının enerjisine bağlıdır. 1MeV enerji ile gelen nükleonun dalga boyu 4fm 'dir ve bu nedenle tek nükleonları göremez. Bu durumda bileşik çekirdek meydana gelmesi daha olasıdır. 20MeV 'lik bir nükleonun dalga boyu 1 fm civarında olup doğrudan reaksiyonların meydana gelme olasılığı daha fazladır (Boztosun 2005). Doğrudan reaksiyonların diğer iki çeşidi ise elastik saçılma ve inelastik saçılmalarıdır.

Elastik Saçılma: Bu tür reaksiyonlarda giriş kanalı $(a + A)$ çıkış kanalına $(b + B)$ eşittir. Yani $A = B$ ve $a = b$ ve $Q = 0$ 'dır. Başka bir deyişle çekirdeklerin iç dinamiklerinde bir değişme olmamıştır.

İnelastik Saçılma: Eğer gelen demet çekirdeğin enerjisi Coulomb bariyerini aşabilecek kadar güçlü ise A hedef çekirdeği veya hem A hem de a uyarılabilir. Yani $A(a, a^*)A^*$ veya $A(a, a)A^*$ şeklinde olabilir. İnelastik saçılma durumunda Q değeri sıfırdan farklıdır. $Q = -E_x$ yani uyarılma durumunun enerjisine eşittir. Yani gelen demet çekirdeğin enerjisinin bir bölümü hedef çekirdeğin uyarılmış durumları için aktarılmıştır.

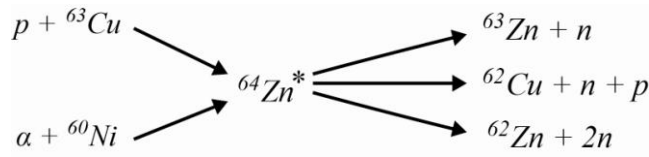
3.2 Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Demet çekirdek, çekirdek yarıçapına göre küçük bir çarpma parametresi ile hedef çekirdeğe çarptığında, gelen nükleonun hedef çekirdek nükleonlarıyla ardışık olarak etkileşim yapma ihtimali vardır. Birkaç ardışık etkileşmeden sonra demet çekirdeğin enerjisi, 'demet çekirdek + hedef çekirdek' bileşik sistemin nükleonları arasında paylaştırılır. Bu etkileşimlerin sonucunda nükleonlar arası enerjilerdeki istatistiksel dağılımla çekirdekten bir nükleonun atılma olasılığı artar. Demet çekirdeğin soğurulması ve çıkan parçacığın yayınlanmasından önceki bu süreç, bir ara durumu oluşturur ve bu duruma Bileşik Çekirdek denir.

Bileşik çekirdeğe yol açan süreç, demet çekirdeğin, çekirdek yüzeyinde ya da nükleer hacimdeki nükleonlarla hiç bir çarpışma yapmaksızın, çekirdek potansiyeli tarafından saçıldığı elastik saçılmanın dışında kalan tepkileşim süreçlerinden biridir. Bileşik çekirdeğin oluşumu ve bozunumu sembolik olarak

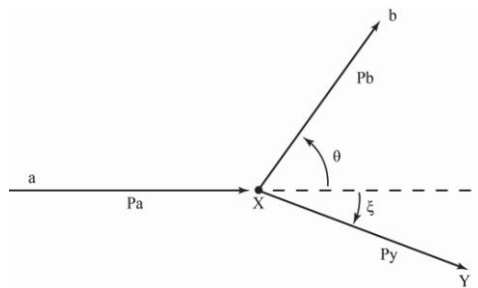


şeklinde gösterilir. Burada C^* bileşik çekirdeği ifade eder. Bileşik çekirdeğin bozunma olasılığı bileşik çekirdeğin oluşum sürecinden bağımsızdır. Bileşik çekirdek bir kez oluştuğunda, oluşum sürecini unutarak farklı çıkış kanallarına belirli olasılıkla bozunabilir. Bu durum Zn^* bileşik çekirdeği için şekil 3.1’de örnek olarak gösterilmiştir. Bileşik çekirdeğin bozunmasının oluşum sürecinden bağımsız oluşu ve oluşum sürecini unutarak farklı çıkış kanallarına bozunması, bileşik çekirdek reaksiyonları ile doğrudan reaksiyonları ayıran en önemli farktır.



Şekil 3.1 Zn^* çekirdeği için farklı çıkış kanalları

3.3 Nükleer Reaksiyonlarda Enerji ve Korunum Yasaları



Şekil 3.2 $a+X \rightarrow b+Y$ için temel reaksiyon geometrisi

$X(a,b)Y$ şeklinde nükleer bir reaksiyon düşünelim. Elektronların bağlanma enerjileri ihmal edildiğinde, durgun bir hedef için reaksiyonda toplam görelî enerjinin korunumu

$$m_a c^2 + T_a + m_x c^2 + T_x = m_b c^2 + T_b + m_Y c^2 + T_Y \quad (3.6)$$

şeklindedir. Burada T kinetik enerji ve m durgun küttedir. Bu reaksiyon için Q değeri, reaksiyon öncesi ve sonrası arasındaki durgun kütle enerjisi farkı olarak tanımlanır.

$$Q = [m_a + m_x - m_b - m_Y] c^2 = T_{son} - T_{ilk} \quad (3.7)$$

$$Q = T_Y + T_b - T_x - T_a \quad (3.8)$$

Q değerinin negatif veya pozitif olabileceğinden bahsetmiştik. Reaksiyon düzlemini, gelen demet doğrultusu ve giden parçacıklardan birinin doğrultusu ile tanımlarsak, bu düzleme dik momentum bileşeninin korunumu, giden ikinci parçacığın hareketinin de aynı düzlemde olmasını gerektirir.

Momentumun korunumundan

$$m_a v_a = m_b v_b \cos \theta + m_Y v_Y \cos \xi \quad (3.9)$$

$$0 = m_b v_b \sin \theta - m_Y v_Y \sin \xi \quad (3.10)$$

Momentum için $p = mv = (2mT)^{1/2}$ bağıntısını kullanırsak

$$(2m_a T_a)^{1/2} = (2m_b T_b)^{1/2} \cos \theta = (2m_Y T_Y)^{1/2} \cos \xi \quad (3.11)$$

$$(m_b T_b)^{1/2} \sin \theta = (m_Y T_Y)^{1/2} \sin \xi \quad (3.12)$$

Bu iki denklemin karelerini alıp toplarsak

$$m_a T_a - 2(m_a T_a m_b T_b)^{1/2} \cos \theta + m_b T_b = m_Y T_Y \quad (3.13)$$

T_Y için bulduğumuz değeri, Q denkleminde yerine koyarsak

$$T_Y = \frac{m_a T_a - 2(m_a T_a m_b T_b)^{1/2} \cos \theta + m_b T_b}{m_Y} \quad (3.14)$$

$$Q = T_b + \frac{m_a T_a - 2(m_a T_a m_b T_b)^{1/2} \cos \theta + m_b T_b}{m_Y} - T_a \quad (3.15)$$

$$Q = T_b \left(1 + \frac{m_b}{m_Y} \right) - T_a \left(1 + \frac{m_a}{m_Y} \right) - \frac{2(m_a T_a m_b T_b)^{1/2} \cos \theta}{m_Y} \quad (3.16)$$

denklemini elde ederiz. Genellikle Y parçacığını gözlemleyemediğimizden, T_b ile θ arasındaki bağıntıyı bulmak için bu denklemlerden ξ ve T 'yi yok edebiliriz.

$$T_b^{1/2} = \frac{(m_a T_a m_a)^{1/2} \cos \theta \pm \left\{ m_a T_a m_a \cos^2 \theta + (m_Y + m_b)[m_Y Q + (m_Y - m_a)T_a] \right\}^{1/2}}{m_Y + m_b} \quad (3.17)$$

T_a 'nın altında reaksiyon mümkün olmadığından böyle bir reaksiyon için eşik enerjisi

$$T_a \geq -Q \left(\frac{m_a + m_x}{m_x} \right) \quad (3.18)$$

şeklindedir. Bir nükleer etkileşimde toplam enerji ve lineer momentum korunur. Bu nicelik ile bir nükleer reaksiyonun Q değeri, oluşan b çekirdeğinin enerjisi ve ürün çekirdeğin uyarılmış enerji durumları hesaplanabilir. Açısal momentum korunumludur

ve gelen paracığın spini ve açısal dağılımıyla, çıkan paracığın yörüngesel açısal momentumu arasında bir ilişki kurar. Böylece nükleer durumların spinleri belirlenebilir. Parite korunur. Eğer giden paracığın yörüngesel açısal momentumu bilinirse, uyarılmış durumların bilinmeyen paritelerinin bulunması kolaylaşır. Nükleer kuvvetin yükten bağımsız ve yük simetrisine bağlı olmasından dolayı, izospin tüm nükleer reaksiyonlarda korunmalıdır. Ayrıca nükleer bir reaksiyonda proton ve nötron sayıları, yük korunur.

3.4 Nükleer Tepkime Tesir Kesiti

Herhangi bir reaksiyonda gelen demetteki paracıklar, hedef çekirdeğe çarptığında neler olabileceği tesir kesiti niceliği ile verilir. $A(a,b)B$ şeklinde gösterilen bir reaksiyonda, N tane çekirdek sayısına sahip A hedef çekirdeği üzerine birim zamanda gelen paracıkların akısı I_a olan demet paracıkları gönderdiğimizde, tepkime sonucu oluşan paracıkların birim zamandaki sayısı R_b, I_a ve N ile orantılı olacaktır. Bu orantı sabiti tepkime kesiti olarak tanımlanır ve alan boyutundadır. Tepkime kesiti bir nükleer reaksiyonun bağıl oluşma olasılığını verir. Bu durumda nükleer tepkime kesiti,

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N} \quad (3.19)$$

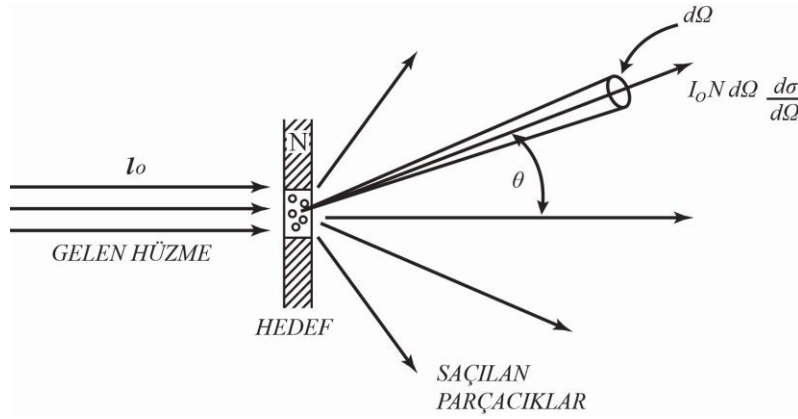
şeklinde yazılır. Birimi barn dır ve b ile gösterilir ($1 \text{ barn} = 10^{-28} m^2$). Bir hedef çekirdeğe (θ, φ) doğrultusunda sadece $d\Omega$ katı açısına sahip olan bir dedektör yerleştirilirse, bu dedektör tepkimede yayınlanan tüm b paracıklarını algılayamaz. Dedektör tarafından gözlenen, b paracıklarının yalnızca küçük bir kesri, dR_b olacaktır. Dolayısıyla, dedektör tarafından ölçülen nicelik tepkime kesitinin küçük bir kesri olan $d\sigma$ 'dır. Yayınlanan b paracıkları, (θ, φ) doğrultularında yayınlanırsa bu yayınlanmanın açısal dağılımı $r(\theta, \varphi)$ fonksiyonu ile temsil edilir. $d\Omega$ katı açısı içine yayınlanan dR_b kesri

$$d\sigma = dR_b / I_a N \quad (3.20)$$

ve buradan da

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \varphi)}{4\pi I_a N} \quad (3.21)$$

şeklinde yazılır. Burada $d\sigma/d\Omega$ niceliği diferansiyel tepkime kesiti olarak verilir.



Şekil 3.3 Diferansiyel tepkime kesiti için geometrik gösterim

Nükleer reaksiyon ürünlerinin açısal dağılımı hakkında bilgi edinmek istendiğinde, diferansiyel tesir kesiti hesabı yapılır. Bir küre merkezinden bakıldığında, küre yüzeyi üzerinde görülen katı açı 4π steradyandır. Diferansiyel tepkime kesitinin birimi barn /steradyan olarak verilir. Tepkime kesiti $\sigma, d\sigma/d\Omega$ niceliğinin tüm açılar üzerinden integral alınması ile bulunabilir. $\sigma(\theta, \varphi) = d\sigma/d\Omega$ olduğundan toplam tesir kesiti

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.22)$$

$$d\Omega = \frac{\text{alan}}{\text{mesafe}^2} = \frac{dA}{r^2} = \frac{(rd\theta)(r \sin \theta d\varphi)}{r^2} \quad (3.23)$$

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi \quad (3.24)$$

bulunur. Son ifadenin integrali alınırsa $\Omega=4\pi$ bulunur. Diferansiyel tesir kesiti ölçümünün faydası, sadece enerjiye bağımlı olmayıp, aynı zamanda tesir kesitinin yöne bağımlılığının nükleer reaksiyonun cinsine göre olduğu gerçeğinin bulunmasında da vardır. Bir nükleer kuvvet tipi kabullenerek, farklı nükleer reaksiyonların açısal dağılımını ifade etmek mümkündür. Teoriyle deney arasındaki uygunluk, farz edilen nükleer kuvvet şeklinin doğruluk derecesini verecektir.

Bunun yanında tesir kesiti gelen demet parçacığının kinetik enerjisine göre de değişir. Nükleer reaksiyonu başlatmak için demet parçacığının sahip olması gereken en düşük enerjiye, eşik enerjisi denir. Bu eşik enerjisi altında gelen parçacıklar reaksiyonu başlatmazlar. Diferansiyel tesir kesitinin ölçümü, sadece enerjiye bağımlılığı değil, aynı zamanda tesir kesitinin nükleer reaksiyonun tipi ile ilgili olduğunu göstermesi açısından önemlidir.

4. NÜKLEER FİSYON VE FÜZYON

Bütün çekirdekler, nötron ve proton olarak adlandırılan iki çeşit parçacıktan oluşur. Bu durumun tek istisnası Hidrojen çekirdeğidir; tek bir protondan oluşur. Çekirdeklerde nötron ve protonlar sıkı şekilde bir arada bulunmaktadırlar. Aynı cins yükler, özellikle kısa mesafelerde birbirleri üzerine çok büyük itici elektrostatik kuvvetler uygularlar. Bu kuvvetler yüzünden çekirdeğin dağılması beklenir. Buna rağmen çekirdek dağılmaz. Bunun nedeni, çekirdek kuvveti olarak adlandırılan başka bir kuvvetin var oluşudur. Bu kuvvet kısa menzillidir. Çekici bir kuvvettir. Çekirdekteki tüm parçacıklara etki eder. Çekirdek kuvveti vasıtasıyla protonlar birbirlerini çekerler. Aynı zamanda Coulomb kuvveti nedeniyle de birbirlerini iterler. Çekirdek kuvveti, ayrıca nötronlar arasında ve nötronlarla protonlar arasında da etkilidir. Yaklaşık olarak 400 adet kararlı çekirdek ve yüzlerce de kararsız çekirdek vardır. Kararsız çekirdekler dışarıdan müdahale ile ani şekilde başka bir forma dönüşebilir. Dönüşüm sonunda kütle azalacaktır. Bu azalan kütle ise ışıınım enerjisi ve elde kalan kütlelerin kinetik enerjisi olarak açığa çıkacaktır. Çıkacaktır. Bu enerji "nükleer enerji" olarak isimlendirilir. Kütle kaybına bağlı olarak enerji E , kütle kaybı Δm ve ışık hızı c olmak üzere Einstein tarafından $E = \Delta mc^2$ şeklinde açıklanmıştır. Çekirdek reaksiyonlarından enerji kazandıran farklı iki yol bulunmaktadır. Bunlardan birincisi kararsız yapıya sahip ağır çekirdeklerin nötron bombardımanı ile farklı kütlelerde iki yeni çekirdeğe ayrılması esasına dayanan fisyon reaksiyonudur. İkinci yol ise fisyonda kullanılan ağır çekirdeklere oranla daha hafif ağırlığa sahip iki çekirdeğin yeni bir çekirdek meydana getirecek şekilde yüksek sıcaklığa sahip bir ortamda birleşmesi esasına dayanan füzyon reaksiyonudur.

4.1 Nükleer Fisyon

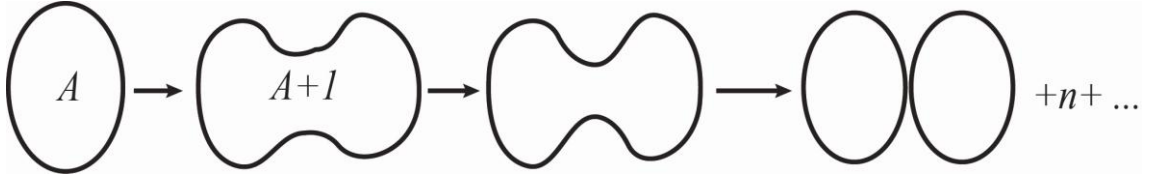
Chadwick'in 1932'de nötronu keşfetmesinden sonraki süreçte, nötronlarla bombardıman edilen çeşitli çekirdekler üzerinde nötronun etkileri araştırılmıştır. İtalya'da Enrico Fermi ve çalışma arkadaşları, birçok çekirdeğin nötron yakalaması ile β yayımlayarak bozunuma uğradığını, bu yolla nötronun protona dönüştüğünü ve çekirdeğin nötron fazlalığının dengelendiğini ortaya çıkardılar. Daha sonraki süreçte amaçları, Transuranyum elementleri elde etmek için bu tekniği kullanarak atom

numarasını artırmaktı. Transuranyum elementler tabiatta doğal olarak bulunan ve ağır bir element olan uranyumun ötesindeki elementlerdir. Gerçekten nötronlarla ışınlanan uranyum, β aktifliği gösterdi, bu aktiflik yeni uranyum ötesi elementlerin varlığının ilk göstergesiydi, ancak bu elementleri kimyasal olarak ayırma ve özelliklerini belirleme çalışmaları, şaşırtıcı ve yanıltıcı sonuçlar üretti. Özellikle etkileşme sonucunda ortaya çıkan aktiflik baryuma benzer kimyasal bir davranış gösteriyordu. Bu nedenle başlangıçta bunun Radium olabileceği düşünüldü. Radium periyodik tabloda baryumun tam altında bulunduğu için atomik yapısı ve kimyasal özellikleri baryumunkine çok benzerdir. Hahn ve Strassman 1939'da elde edilen aktifliğin baryumun kendisinden kaynaklandığını ve kimyasal bir benzerinden kaynaklanmadığını gösterdiler. Çalışmaların ilerlemesiyle uranyumun nötron bombardımanından, baryumdan başka daha birçok orta-ağırlıklı çekirdeğin üretildiği görüldü. İyonlaşma odaları ile yapılan deneysel çalışmalarla nötron yakalama sonucu ortaya çıkan enerjinin 10MeV mertebesinde olduğu ve bu enerjinin daha önce gözlenen alfa bozunma enerjisinden çok büyük olduğu gözlemlendi. 1939'da Meitner ve Frisch, uranyumun nötron yakalaması ile oldukça kararsız hale geldiğini ve yakın büyüklükte iki parçaya bölündüğünü veya fisyonla uğradığını (fisyon terimi biyologlardan alınmıştır ve hücre bölünmesini tanımlar) ileri sürdüler (Krane 1987).

Fisyon, kendiliğinden veya nötron ve foton gibi düşük enerjili bir parçacığın soğurulması sonucunda engeli aşacak veya engeli geçmeye yetecek kadar yüksek enerjili uyarılmış durumlar veya bileşik çekirdek durumları oluşturarak meydana gelebilir. Her ne kadar uyarılma enerjisi sağlandığında her çekirdek bölünebilirse de bu durum yalnız ağır çekirdekler (toryum ve ötesi) için önemlidir. Fisyonda açığa çıkan yüksek enerjinin kullanılabilmesi, fisyonun keşfinden hemen sonra fark edildi. Fisyonun bir diğer özelliği, nötron ile oluşan her bölünmede, iki ağır fisyon ürününe ek olarak birkaç nötronun açığa çıkması ve bu nötronların yeni bölünmelere neden olması ve olayın kendiliğinden zincirleme olarak devam etmesidir.

Nükleer fisyon olayı çekirdeğin sıvı damlası modeli ile açıklanabilir. Bu modelde çekirdek küresel kabul edilir. Gelen bir nötronun etkisiyle yüzey dalgaları oluşur ve sıvı damlasının şeklinde değişime yol açar. Bu etkiyle sıvı damlası uzayabilir. Oluşan

pertürbasyon yeterince büyükse, damlanın uzayan iki parçası arasındaki Coulomb itmesi iki yapı oluşturabilir ve iki yapı birbirinden daha da uzaklaşarak tamamen ayrılırlar.



Şekil 4.1 Sıvı damlasıyla fisyon gösterimi (Bozkurt 2001)

Eğer oluşan pertürbasyon yeterince büyük değilse, deforme olan sıvı damlası bir bileşik çekirdeğin uyarılmış durumunu oluşturabilirler. Bu durumda daha sonra daha düşük seviyeli bir enerji durumuna bozunur. Bu olaya radyatif (yayıcı) yakalama adı verilir (Bozkurt 2001).

4.2 Nükleer Füzyon

Çekirdekten enerji elde etmenin fisyonun başka bir yolu da füzyondur. Fisyonda olduğu gibi çok ağır çekirdekler yerine çok hafif çekirdeklerden başlayarak daha kararlı çekirdeklere doğru gidildikçe bağlanma enerjisinin arttığı görülür. Yani, iki hafif çekirdeği $A=56$ 'dan daha küçük bir çekirdek meydana getirecek şekilde birleştirirsek enerji açığa çıkar. Bu işlem, iki hafif çekirdek daha ağır bir çekirdek oluşturacak biçimde birleştirildiği için nükleer füzyon olarak adlandırılır. Füzyon sonrasında da enerji açığa çıkar. Ancak hafif çekirdekler daha az sayıda nükleon içerdiklerinden, füzyon başına açığa çıkan enerji fisyonla oranla azdır. Ancak doğada ağır çekirdeklerden çok hafif çekirdekler bulunduğundan füzyon alternatif güç kaynağı olarak daha caziptir. Güneşin içinde ve yıldızlarda üretilen enerjinin kaynağı da füzyondur. Füzyon, iki hafif çekirdek birbirlerine yeterince yaklaşp iç içe girerek kaynaştıklarında oluşabilir. Böylece açığa enerji çıkar. Ancak bu olayın gerçekleşebilmesi için her iki çekirdek arasındaki Coulomb engelini aşılması gerekir. Enerji kaynağı olarak füzyonun fisyonla göre birkaç avantajı vardır. Bunlardan birincisi, hafif çekirdeklerin bol miktarda bulunmaları ve kolay elde edilebilmeleri, diğeri ise füzyon ürünlerinin genellikle hafif

çekirdekler olmaları ve radyoaktif ağır çekirdeklerden daha kararlı olmalarıdır. Füzyonun dikkate değer bir tek dezavantajı, hafif çekirdeklerin birleşmeden önce Coulomb engelini aşmak zorunda olmalarıdır. Nötronlar Coulomb engeliyle karşılaşmadıkları için fisyonunda, çok düşük enerjili gelen parçacıklar kullanılabilir. Gerçekten de nötron enerjisi azaldıkça tesir kesiti artar. Diğer taraftan yüklü parçacıklar tarafından başlatılan reaksiyonların tesir kesitleri, azalan enerjiyle azalma eğilimindedir. Füzyon yaptırabilmek için çekirdeklere bir kaç MeV değerinde kinetik enerji vererek onları çarpıştırmak gerekir. Ancak böyle bir işlemde çekirdeklerin çoğu esnek çarpışma yaparlar ve sonuçta füzyon tetikleme için çarpıştırma verimli bir yol olmaz. Alternatif yol, çekirdekleri yüksek sıcaklıklara kadar ısıtarak onlara Coulomb duvarını aşacak kadar kinetik enerji sağlamaktır.

Bariyerin altındaki enerji değerlerinde tesir kesiti hesabı yapmak zordur. Bunun için kullanılan en genel yöntem bağımlı kanallar metodudur. Bu metod niteleyici açıklamaların yanı sıra nicel olarak da toplu modların tesir kesiti ifadesini içerir.

5. BAĞLAŞIMLI KANALLAR METODU

Bağlaşımli kanallar metodu düşük enerjilerde tesir kesiti hesabı için kullanılan geleneksel bir yöntemdir. Bağlaşımli kanallar denklemlerinde görelî hareketin çekirdeklerin toplu hareketleri ile bağlaşımı hesaba katılır. Reaksiyonu basitlik açısından tek boyutta inceleyecek olursak bu sistemin Hamiltonyeni

$$H(x, \xi) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V_0(x) + H_0(\xi) + V_{bağ}(x, \xi) \quad (5.1)$$

şeklindedir. Burada x iki çekirdeğin kütle merkezleri arasındaki mesafe, μ görelî harekete karşılık gelen kütle, $V_0(x)$ çiftlenim yokluğunda potansiyel, $H_0(\xi)$ ise çekirdeklerin yüzey titreşimleri veya dönme gibi toplu hareketlerinden kaynaklanan Hamiltonyen, $V_{bağ}(x, \xi)$ ise aralarındaki çiftlenimdir. H_0 Hamiltonyenin özdeğer ve öz fonksiyonlarını bildiğimizi varsayalım.

$$H_0(\xi)\varphi_m(\xi) = \varepsilon_m\varphi_m(\xi) \quad (5.2)$$

Bu durumda toplam dalga fonksiyonunu $\varphi_m(\xi)$ dalga fonksiyonlarının süper pozisyonu olarak yazılabilir.

$$\Psi(x, \xi) = \sum U_m(x)\varphi_m(\xi) \quad (5.3)$$

Açılım katsayıları da görelî hareketin dalga fonksiyonlarıdır. Böylece toplam sistemin Schrödinger denklemi

$$H(x, \xi)\Psi(x, \xi) = E\Psi(x, \xi) \quad (5.4)$$

şeklindedir. Bu denklemde de dalga fonksiyonu yerine yazılırsa ve soldan $\int \varphi_n^*(\xi)d\xi$ ile çarpılırsa bağlaşımli kanallar denklemleri

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V_0(x) + \varepsilon_m - E \right) U_n(x) + \sum V_{n,m}(x) U_m(x) = 0 \quad (5.5)$$

Elde edilir. Burada bağlaşım terimi her iki indise bağı ve

$$V_{n,m}(x) = \int d\xi \varphi_n^* V_{bağ}(x, \xi) \varphi_m(\xi) \quad (5.6)$$

şeklindedir. Bu denklemler $U_n(r)$ 'ler için sınır şartları yerlerine yazılarak çözülür

$$U_n(x) = \begin{cases} e^{ik_0x} + R_n e^{ik_nx} & , \quad x \rightarrow \infty \\ T_n e^{-ik_nx} & , \quad x \rightarrow -\infty \end{cases} \quad (5.7)$$

ve $k_n = \sqrt{2\mu(E - \varepsilon_n) / \hbar^2}$ şeklindedir. Soğurulma olasılığı geçen akının gelen akıya oranına eşittir ve

$$P(E) = \frac{j_{geçen}}{j_{gelen}} = \sum_n \frac{k_n |T_n|^2}{k_0} \quad (5.8)$$

ifadesi ile verilir.

6. ÇEKİRDEK REAKSİYONLARINDA ENERJİ YİTİM MEKANİZMASI

Çekirdek reaksiyonlarında enerjinin bir kısmı yüzeysel salınımlar, dönme ve nükleon alışverişi gibi hareketler için harcanırken bir kısmı da çekirdekleri oluşturan nükleonların uyarılmasına harcanır. Sonuç olarak görelî hareketin enerjisi azalarak enerji yitimi meydana gelir. Dalgalanma yitim teoremi, yitimin olduğu yerde dalgalanma da olacağını belirtir. Doğada dalgalanma ve yitimin görüldüğü ilk olay Brown hareketidir. Brown hareketi hava veya su gibi ısı banyosu olarak düşünülen bir ortam içine konulmuş bir parçacığın hareketinde görülen düzensiz davranıştır. Brown hareketinin görülebilmesi için Brown parçacığının kütlesinin μg mertebesinde olması gerekmektedir. Ağır parçacıklarda Brown hareketi gözlenmez. Isı banyosunu oluşturan parçacıklarla Brown parçacığı arasındaki kütle farkı azaldıkça dalgalanmalar daha şiddetli olmaktadır. Çekirdek reaksiyonlarını Brown hareketine benzetebiliriz. Bu durumda temas halindeki iki çekirdeği oluşturan nükleonları ısı banyosunu oluşturan moleküller, çekirdeklerin görelî hareketini de Brown parçacığının hareketi olarak düşünebiliriz. Görelî harekete karşılık gelen kütle çekirdeklerin kütlesi mertebesinde. Bu kütle ile nükleon kütlesi arasındaki fark küçük olduğundan çekirdeklerin görelî hareketinde nükleonların sebep olduğu dalgalanma çok şiddetli olacaktır.

6.1 Brown Hareketi

1827 yılında botanist Brown mikroskop altında incelediği suda yüzen polen partiküllerinin düzensiz bir şekilde hareket ettiğini keşfetmiştir. Aynı zamanda mineral partiküllerinin de benzer şekilde sürekli düzensiz hareketlerini incelemiştir. 19. yüzyılın ikinci yarısında bu atom kavramı henüz tam anlamıyla anlaşılmamışken Brown hareketi düşüncesi büyük merak uyandırdı. Yıllar önce Brown hareketinin incelendiğinden habersiz olan Einstein bu hareketin atom kavramını doğruladığını söyledi. Einstein ısıнын moleküler bir hareket olduğuna insanları ikna etti. Einstein difüzyon katsayısı D olan Brown parçacığının mobilitesi ile ilişkili olduğunu göstermiştir. Bu bağıntı Einstein bağıntısı olarak bilinmekte ve Brown hareketinin moleküllerin termal hareketi ile ilişkili olduğunu göstermektedir.

$$D = \mu kT \quad (6.1)$$

Wiener süreci olarak da adlandırılan stokastik süreç teorisi Brown hareketinin matematiksel modeli olarak N. Wiener tarafından ifade edildi. Brown hareketi daha sonraları P. Langevin, M. Smoluchowski, G.E. Uhlenbeck, L.S. Ornstein ve diğer birkaç kişi tarafından geliştirildi. Stokastik süreçleri kavrayabilmek için Brown hareketi çok iyi bir örnektir (Kubo vd. 1978).

6.2 Langevin Denklemleri

Brown hareketi teorisi dengede olmayan sistemlerin dinamik davranışlarını incelemek için en basit yaklaşımdır. Temel denklem olan Langevin denklemi hem sürtünme kuvvetlerini hem de stokastik kuvvetleri içermektedir. Tek boyutta konumu x , kütlesi m , hızı v , yarıçapı a olan küresel bir parçacığın sıvı ortamda hareketini klasik olarak inceleyecek olursak

$$m \frac{dv}{dt} = F_{top}(t) \quad (6.2)$$

Buradaki $F_{top}(t)$ bir t anında parçacığın üzerine etki eden kuvvettir. Ayrıca parçacığın etrafı ile yaptığı etkileşmeden kaynaklanan sürtünme kuvveti etkili olacağından

$$m \frac{dv}{dt} = -\beta v \quad (6.3)$$

haline gelir. Burada $-\beta v$ sürtünme kuvveti ve β ise sürtünme katsayısıdır ve Stokes kanunundan dolayı $\beta = 6\pi\eta a$ ile verilir. Genel olarak sisteme etki eden bir dış kuvvet ve Brown parçacığının çevresiyle etkileşmesinden kaynaklanan stokastik kuvvet $R(t)$ vardır.

$$\frac{dq}{dt} = \frac{p}{m} \quad (6.4)$$

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial x} - \beta p + R(t) \quad (6.5)$$

Denk.6.5'in sağ tarafındaki terimler sırasıyla dış kuvveti, indirgenmiş sürtünme katsayısı ile verilen Stokes kanunu sürtünme kuvvetini ve gözlenirlerin dalgalanmalarından kaynaklanan stokastik kuvveti temsil etmektedir. Yavaşça değişen sürtünme terimi $(-\beta p)$ ısı rezervuarının toplu modlar üzerindeki etkisini belirlemektedir. Stokastik kuvvet, Brown parçacıklarının ısı rezervuarıyla ani çarpışmalar nedeniyle artar ve toplu değişkenleri gözlemlene zamanı, çarpışma zamanından daha büyük olduğu için zamana açık bir bağıllık göstermez.

Brown hareketi için stokastik kuvvetin özellikleri Langevin denkleminin dış potansiyel olmadığına çözümü

$$p(t) = p(0)e^{-\beta t} + \int_0^t e^{-\beta(t-t')} R(t') dt' \quad (6.6)$$

şeklinde belirlenir. Burada ilk terim başlangıç momentumunun $p(0)$, $(1/\beta)$ karakteristik zamanı üzerinden azalmasını göstermektedir (Yılmaz 2007). Ne kadar fazla sürtünme varsa o kadar hızlı azalır. Bu nedenle Brown parçacığının enerjisi daha hızlı bir şekilde ısı rezervuarına transfer olur. Klasik olarak sistemde dalgalanmalar olmazsa termal dengede momentum sıfır olmalı $\langle p(t \rightarrow \infty) \rangle = 0$ ve ikinci terimdeki stokastik kuvvet ortalaması da sıfır olmalıdır.

$$\langle R(t) \rangle = 0 \quad (6.7)$$

Brown parçacığının hızının zamanla birlikte sifıra gitmesi beklenir ancak bu beklenti tam olarak doğru değildir çünkü termal dengede parçacığın hızının kare ortalaması sıfırdan farklıdır ve $\langle v^2 \rangle = \frac{kT}{m}$ şeklindedir.

$$\langle p^2(t) \rangle = p(0)e^{-2\beta t} + \int_0^t e^{-\beta(t-t')} dt' \int_0^{t'} e^{-\beta(t-t'')} \langle R(t')R(t'') \rangle dt'' \quad (6.8)$$

$$\frac{\langle p^2(t \rightarrow \infty) \rangle}{2m} = \frac{1}{2} k_B T \quad (6.9)$$

$$\langle R(t)R(t') \rangle = 2D\delta(t-t') \quad (6.10)$$

Burada D difüzyon katsayısı, $\delta(t)$ ise Dirac delta fonksiyonudur. Denklem 6.10'a dalgalanma yitim teoremi (fluctuation dissipation theorem) denir. Bu teorem dalgalanmanın yitimle ilişkili olduğunu gösterir.

7. STOKASTİK YARI KLASİK YAKLAŞIM

Bağlaşımlı kanallar metodu tek parçacık enerji yitim mekanizmasını hesaplarına dahil edemez. Fakat Esbensen tarafından geliştirilen stokastik yarı klasik model (Esbensen vd.1978) ile nükleonların oluşturduğu ısı banyosunun etkileri yani tek parçacık enerji yitim mekanizması dahil edilebilir. Coulomb bariyeri civarındaki enerjilerde görelî hareketin de Broglie dalga boyu kısa olduğundan görelî hareketin kuantum etkileri ihmal edilebilir. Fakat çekirdeklerin yüzey titreşimi, dönme gibi toplu hareketlerinin kuantum etkileri ihmal edilemez. Esbensen'in yarı klasik modeli görelî hareketi klasik olarak incelerken çekirdeklerin toplu hareketlerinin kuantum etkilerini stokastik yöntem kullanılarak problemin çözümüne dahil edilir. Böylece Coulomb potansiyeli civarındaki enerjilerde Esbensen'in modeli oldukça iyi bir yaklaşımdır.

7.1 Stokastik Yarı Klasik Model

Stokastik yarı klasik modelde kaynaşma reaksiyonunu ifade eden Hamiltonyen aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$H = \frac{P^2}{2\mu} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu R^2} + V_c(R) + V_N(R, \Omega_i, \alpha_{i\lambda}) + \sum_{i=1}^2 \sum_{\lambda=0}^{N-1} \left[\frac{\Pi_{i\lambda}^2}{2D_{i\lambda}} + \frac{1}{2} C_{i\lambda} \alpha_{i\lambda}^2 \right] \quad (7.1)$$

Burada R iki çekirdeğin kütle merkezleri arasındaki uzaklık ve P görelî momentumdur. Bu denklemde ilk iki terim sırasıyla radyal kinetik enerjiyi ve l yörünge açısal momentumu olmak üzere dönme kinetik enerjisini ifade etmektedir. $V_c(R)$ ve $V_N(R, \Omega, \alpha_{i\lambda})$ sırasıyla Coulomb potansiyelini ve nükleer potansiyeli temsil etmektedir. Nükleer potansiyeldeki $\Omega = (\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3)$ çekirdeğin titreşim yönünü temsil eden eksenlerin verilen bir koordinat sistemine göre dönme açılarını vermektedir (Bakınız şekil 7.1). Denklemdaki son ifade ise harmonik salıncı olarak düşünülen yüzey titreşim modlarından kaynaklanmaktadır. Denklemin son terimindeki $\alpha_{i\lambda}$ deformasyon parametresi, $\Pi_{i\lambda}$ deformasyon parametresine karşılık gelen momentum, $D_{i\lambda}$ kütle

parametresi ve $C_{i\lambda}$ ise yay sabitidir. Yay sabiti ve kütle parametresi, deformasyon parametresi ve uyarılma enerjisi cinsinden yazılabilir.

$$D_{i\lambda} = \frac{\hbar^2}{2E_{i\lambda}^* \beta_{i\lambda}^2} \quad (7.2)$$

$$C_{i\lambda} = \frac{E_{i\lambda}^*}{2\beta_{i\lambda}^2} \quad (7.3)$$

Klasik hareket denklemleri

$$\frac{dR}{dt} = \frac{P}{\mu} \quad (7.4)$$

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{dV_c(R)}{dR} - \frac{\partial V_N(R, \Omega, \alpha_{i\lambda})}{\partial R} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{\mu R^3} \quad (7.5)$$

$$\frac{d\alpha_{i\lambda}}{dt} = \frac{\Pi_{i\lambda}}{D_{i\lambda}} \quad (7.6)$$

$$\frac{d\Pi_{i\lambda}}{dt} = -\frac{\partial V_N(R, \Omega, \alpha_{i\lambda})}{\partial \alpha_{i\lambda}} - C_{i\lambda} \alpha_{i\lambda} \quad (7.7)$$

ile verilir. Bu denklemleri verilen başlangıç koşulları için nümerik olarak çözerek istenilen fiziksel nicelikler hesaplanır.

De Broglie dalga boyunun kısa olması sayesinde, bariyer yakınındaki enerjiler için tünelleme olayı yüzey uyarılmalarına oranla çok küçüktür ve klasik yaklaşım bu durumda iyi çalışır. Çarpışma sürecinde fonon uyarılmaları nedeniyle yüzey titreşimleri klasik limitten uzaktır ve kuantum çerçevesinde davranmaktadır. Kuantum etkilerini hesaba katmak için harmonik salıncının taban durumu için faz uzayı dağılımı kullanılabilir.

Harmonik salınıcı taban durumu dalga fonksiyonu

$$\Psi_0(\alpha) = \left(\frac{1}{2\pi\sigma_\alpha^2} \right)^{1/4} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{4\sigma_\alpha^2} \right) \quad (7.8)$$

şeklinde ifade edilir. Burada titreşim parametrelerinin varyansı ve karşılık gelen momentumların varyansı

$$\sigma_\alpha = \beta_{i\lambda}, \quad \sigma_\Pi = \frac{\hbar}{2\beta_{i\lambda}} \quad (7.9)$$

ile verilir. Taban durumundaki harmonik salınıcı dalga fonksiyonunun Wigner dönüşümü alınarak faz uzay dağılım fonksiyonu

$$F(\alpha, \Pi) = \frac{1}{2\pi\sigma_\alpha\sigma_\Pi} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma_\alpha^2} - \frac{\Pi^2}{2\sigma_\Pi^2} \right) \quad (7.10)$$

bulunur (Bakınız Ek 2). Burada $\alpha = \alpha_{i\lambda}$ ve $\Pi = \Pi_{i\lambda}$ olmak üzere her titreşim modu için koordinattaki değişim ve momentum dağılımını ifade etmektedir. Görüldüğü gibi titreşim parametresi ile momentum birbirinden bağımsız olarak Gauss dağılımına sahiptir. Bu dağılım pozitif tanımlı olduğu için olasılık dağılımı olarak tanımlanabilir. $\alpha_{i\lambda}$ ve $\Pi_{i\lambda}$ değerleri için başlangıç değerleri yukarıdaki dağılımı verecek şekilde stokastik olarak seçilir ve her başlangıç değerleri için denklemler belirli bir zaman değerine kadar nümerik olarak çözülür. Böylece oluşturulan olaylar topluluğu üzerinden ortalama alınarak çekirdeklerin toplu hareketlerinin kuantum etkileri hesaplamalara dahil edilmiş olur. Bir başka deyişle bu yaklaşım çekirdeklerin toplu hareketlerinin kuantumsal sıfır nokta salınımlarının simülasyonunu yaparak kuantum etkilerini oluşturur. Bu düşünce ilk olarak Esbensen tarafından ortaya atılmıştır (Esbensen vd. 1978)

Modelde kullanılan Coulomb potansiyeli

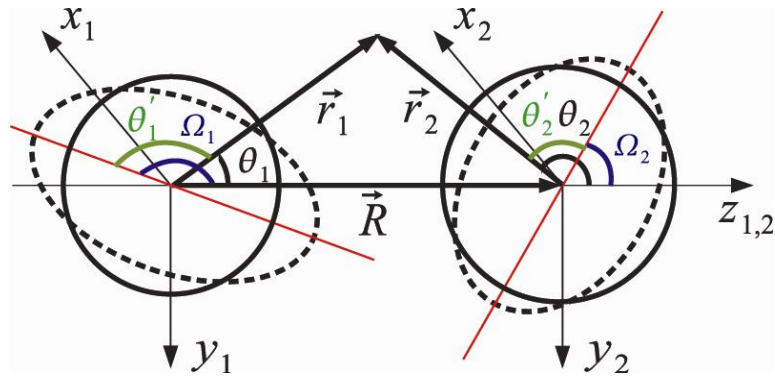
$$V_c(R) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}, & R > R_c \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_c} \left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2} \frac{R^2}{R_c^2} \right), & R < R_c \end{cases} \quad (7.11)$$

Şeklindedir. $R_c = R_1 + R_2$ dir.

Reaksiyonun nükleer kısmı çift katlı potansiyel ile

$$V_N(R, N, \alpha_{i\lambda}) = \int \rho_1(\vec{r}_1, \Omega_1, \alpha_{1\lambda}) \rho_2(\vec{r}_2, \Omega_2, \alpha_{2\lambda}) \times V_{NN}(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) d^3r_1 d^3r_2 \quad (7.12)$$

verilir.



Şekil 7.1 Çekirdeğin kuadropol titreşimlerinin şematik gösterimi (Yılmaz vd. 2010)

Şekil 7.1’de x_1, y_1, z_1 ve x_2, y_2, z_2 koordinatları ile temsil edilen koordinat sistemlerinin orijinleri, çekirdeklerin kütle merkezinde sabittir. Şekildeki kırmızı çizgiler titreşim yönlerini göstermektedir, θ_1 ve θ_2 açıları konum vektörlerinin $(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$, $z_{1,2}$ eksenleri ile

yaptığı açıları göstermektedir. θ'_1 ve θ'_2 konum vektörlerinin titreşim yönleri ile yaptığı açıyı göstermektedir.

Nükleer çift katlı potansiyeli, konum R ve $\alpha_{i\lambda}$ titreşim değişkenleri ile beraber $\Omega = (\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3)$ açılarına da bağlıdır. Ω_1 ve Ω_2 açıları, z_1 ve z_2 eksenini ile titreşim yönünü gösteren açıdır. Bu iki açı aynı düzlemde olabilecek olası tüm yönelimleri ifade etmektedir. Tüm yönelimleri dahil edebilmek için düzlemin dışındaki yönelimlerin de göz önünde bulundurulması gerekir. Bunun için birinci çekirdeğin y eksenini etrafındaki dönmeleri Ω_3 ile belirtilmiştir. Şekilde Ω_3 gösterilmemiştir.

Nükleer yoğunluk dağılımı Fermi fonksiyonları kullanılarak yazılabilir

$$\rho_i(\vec{r}_i, \Omega_i, \alpha_{i\lambda}) = \rho_i(r_i, \theta'_i, \alpha_{i\lambda}) = \frac{\rho_{0i}}{1 + \exp\left\{\frac{[r_i - R_i(\theta'_i, \alpha_{i\lambda})]}{a_i}\right\}} \quad (7.13)$$

burada ρ_{0i} normalizasyon sabiti, a_i deri kalınlığı parametresi ve $R_i(\theta'_i, \alpha_{i\lambda})$ ise her bir deforme çekirdeğin yarıçapıdır.

Küçük titreşim değerleri için bu niceliği küresel harmonikler cinsinden açabiliriz.

$$R_i(\theta'_i, \alpha_{i\lambda}) = R_{0i} \left[1 + \sum_{\lambda} \alpha_{i\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta'_i) \right] = R_{0i} \left(1 + \sum_{\lambda} \alpha_{i\lambda} \sqrt{\frac{2\lambda+1}{\pi}} P_{\lambda}(\cos \theta'_i) \right) \quad (7.14)$$

Şekildeki geometri yardımıyla açılar arasındaki ilişki

$$\cos \theta'_1 = \cos \Omega_1 \cos \theta_1 - \sin \Omega_1 \sin \theta_1 \sin \phi_1 \quad (7.15)$$

$$\cos \theta'_2 = \cos \Omega_2 (\cos \Omega_3 \cos \theta_2 - \sin \Omega_3 \sin \theta_2 \cos \phi_2) - \sin \Omega_2 \sin \theta_2 \sin \phi_2 \quad (7.16)$$

şeklindedir. A , i . çekirdeğin kütle numarası olmak üzere Denk.7.13'deki normalizasyon sabiti ρ_{0i}

$$\int \rho_i(\vec{r}_i, \Omega_i, \alpha_{i\lambda}) d^3r_i = A \quad (7.17)$$

denkleminde elde edilir. Küresel çekirdeklerin yarıçaplarını eşit ve $R_{0i} = 1,31 A_i^{1/3} - 0,84 \text{ fm}$ olarak aldık.

Sıfır menzilli nükleon-nükleon etkileşmesini göz önünde bulundurarak, çekirdek-çekirdek potansiyeli

$$V_{NN}(\vec{r}) = V_0 \delta(\vec{r}) \quad (7.18)$$

şeklinde yazılabilir (Gasque vd. 2004).

Denklem 7.12'deki nükleer potansiyel

$$V_N(R, \Omega, \alpha_{i\lambda}) = V_0 \int \rho_1(r_1, \theta_1', \alpha_{1\lambda}) \rho_2(r_2, \theta_2', \alpha_{2\lambda}) r_1^2 dr_1 f(\cos \theta_1) d\theta_1 \quad (7.19)$$

haline gelir. θ_1' ve θ_2' açıları denklem 7.15 ve denklem 7.16 da verilmiştir ve

$$\cos \theta_2 = \frac{(r_1 \cos \theta_1 - R)}{r_2} \quad (7.20)$$

$$r_2 = \sqrt{r_1^2 + R^2 - 2r_1 R \cos \theta_1} \quad (7.21)$$

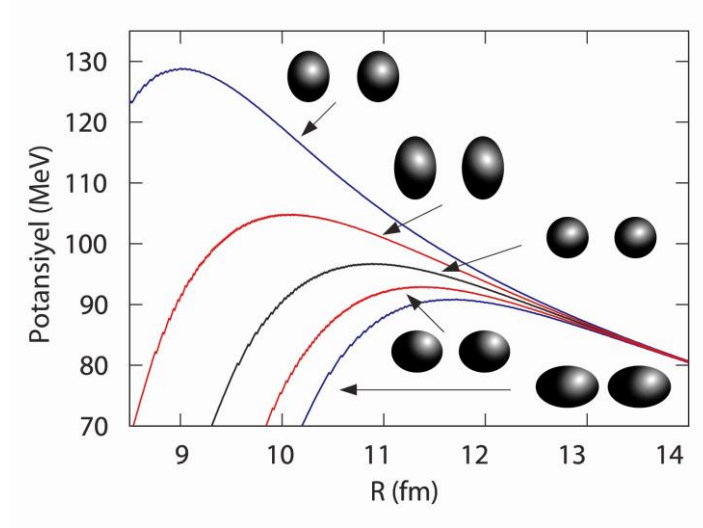
$$\phi_2 = \phi_1 \quad (7.22)$$

dir. Küçük değerlerdeki titreşimler için nümerik hesabı kolaylaştırmak bakımından nükleer yoğunluğun ve potansiyelin birinci dereceden $\alpha_{i\lambda}=0$ civarında Taylor açılımını yapacak olursak

$$\rho_i(\vec{r}_i, \Omega_i, \alpha_{i\lambda}) \approx \rho_i(\vec{r}_i, \Omega_i, 0) + \sum_{\lambda} \alpha_{i\lambda} \left[\frac{\partial}{\partial \alpha_{i\lambda}} \rho_i(\vec{r}_i, \Omega_i, \alpha_{i\lambda}) \right] \quad (7.23)$$

$$V_N(R, \Omega, \alpha_{i\lambda}) \approx V_N(R, \Omega, 0) + \sum_{i,\lambda} \alpha_{i\lambda} \left[\frac{\partial}{\partial \alpha_{i\lambda}} V_N(R, \Omega, \alpha_{i\lambda}) \right] \quad (7.24)$$

ifadeleri bulunur.



Şekil 7.2 Kafa kafaya çarpışmalarda örnek potansiyel dalgalanması

Şekil 7.2’de iki ^{64}Ni çekirdeğinin kafa kafaya çarpışmasındaki farklı yönelim ve deformasyonlarının potansiyel enerjileri uzaklığın fonksiyonu olarak verilmiştir(Yılmaz vd. 2010).

Şekilde her iki çekirdeğin kuadropol titreşimlerinin iki farklı yönelimi gösterilmiştir. Mavi eğriler titreşimlerin görelî hareket boyunca olduğu durumdaki potansiyeli göstermektedir. Bu yönelimi ZZ ile temsil edelim. Kırmızı eğriler ise titreşimlerin

görelî harekete dik olduğu durumdaki potansiyeli göstermektedir. Bu yönelimi de YY ile adlandırılır.

Şekilden görüldüğü gibi ZZ gösteriminde oblat ve prolata deformasyonların potansiyel bariyerleri arasındaki fark YY gösterimindeki farktan daha büyüktür. Bu iki gösterim arasında olabilecek herhangi bir yönelim, bariyer yüksekliğinde bir farka neden olur ve bu fark ZZ gösteriminden küçük, YY gösteriminden büyük olur.

Yani ZZ ve YY gösterimleri yüzey titreşimleri nedeniyle bariyerde meydana gelen dalgalanmaları temsil etmektedir. $\Omega_3 \neq 0$ olduğunda titreşimlerin görelî harekete ve birbirine dik olduğu yerde bariyer dalgalanmalarındaki fark minimum olur. Nükleer yüzey titreşimlerinin farklı yönelimlerinin füzyon bariyer dalgalanmaları üzerinde önemli etkileri vardır. Bu nedenle herhangi bir gözlenebilir titreşimlerinin olası bütün görelî yönelimleri üzerinden ortalamasının alınmasına gerek duyulmuştur.

7.2 Modelin Füzyon Reaksiyonlarına Uygulanması

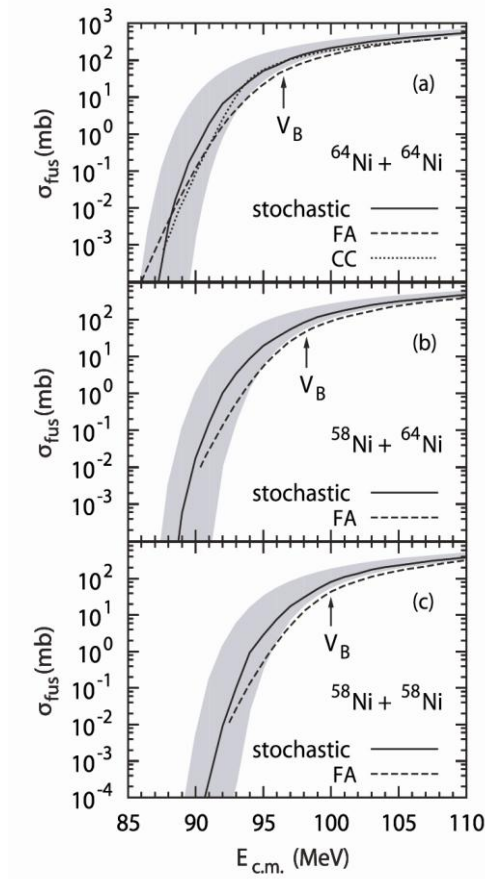
Stokastik yarı klasik model Nikel izotoplarının kaynaşma reaksiyonlarına uygulanmıştır. Bağlaşımlı kanallar metodu ile yapılan hesaplamalar Ni izotopları için sadece düşük enerjili $(2^+, 3^-)$ yüzey modlarının bariyerin altındaki tesir kesitlerine büyük katkı sağladığı gösterilmiştir (Esbensen vd. 2008). Sadece bu iki mod için Ni izotoplarının füzyon süreçleri stokastik yaklaşımla incelenmiştir. Sonuçlarımız Nobre vd. (2007) deki bağlaşımlı kanallar modeli sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Bağlaşımlı kanallar modelindeki parametreler kullanılmıştır. ^{64}Ni için kuadropol ($\lambda = 2$) ve oktipol ($\lambda = 3$) deformasyon parametreleri $\beta_2 = 0,215$ ve $\beta_3 = 0,263$ ve ^{58}Ni için $\beta_2 = 0,205$ ve $\beta_3 = 0,235$ alınmıştır.

^{64}Ni için uyarılma enerjileri $E_2^* = 1,35\text{MeV}$ ve $E_3^* = 3,56\text{MeV}$, ^{58}Ni için uyarılma enerjileri $E_2^* = 1,45\text{MeV}$ ve $E_3^* = 4,48\text{MeV}$ olarak seçilmiştir. Sıfır menzile

potansiyelinin büyüklüğü $V_0 = -456 \text{ MeV fm}^3$ ve deri kalınlığı parametresi $a = 0,56 \text{ fm}$ alınmıştır. Basitlik açısından her bir çekirdeğin kuadropol ve oktipol titreşimlerinin aynı yönde olduğunu varsayılmıştır. Standart füzyon tesir kesiti ifadesi

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{l=0}^{l_{\max}} (2l+1) P_l(E) \quad (7.25)$$

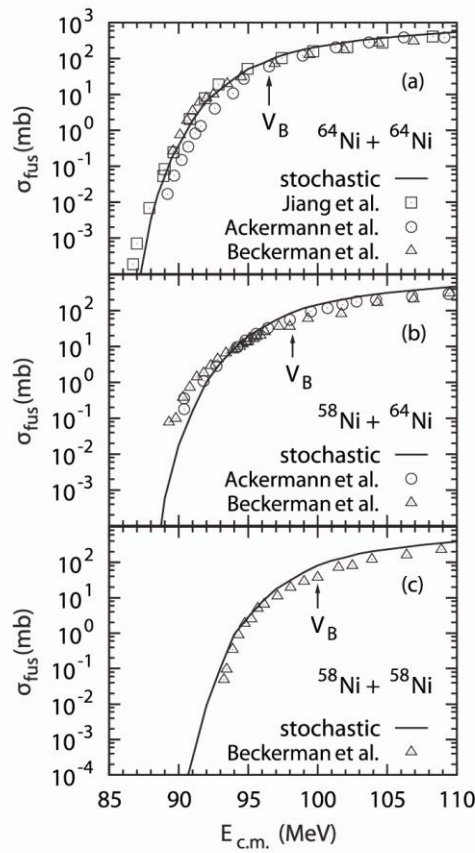
olmak üzere burada E olayın kütle merkezi enerjisi, $P_l(E)$ ise l açısai momentumundaki potansiyeli geçme olasılığını ifade etmektedir (Ek.1).



Şekil 7.3 Tesir kesiti hesaplarının bağlaşımlı kanallar metoduyla karşılaştırılması (Yılmaz vd. 2010)

Şekil 7.3'te stokastik hesapların sonuçlarının bağlaşımlı kanallar metodu ile karşılaştırılması gösterilmektedir. Şekil 7.3'teki sürekli olan siyah çizgi tüm yönelimler

üzerinden alınan ortalama tesir kesitine karşılık gelmektedir. Şekildeki gölgeli (taralı) alan farklı titreşim yönelimlerinden kaynaklanan tesir kesitinin dalgalanmalarını göstermektedir. Taralı alanın üst (alt) sınırı, titreşimlerin görelî hareket yönü boyunca (harekete dik) olduğu zaman en büyük (en küçük) bariyer dalgalanmaları nedeniyle tesir kesitindeki maksimum (minimum)'a karşılık gelmektedir. Bariyerin altındaki enerjilerde yüzey titreşimleri füzyon tesir kesitini artırırken, bariyerin üstündeki enerjilerde tesir kesitini azaltır. Çok düşük kütle merkezi

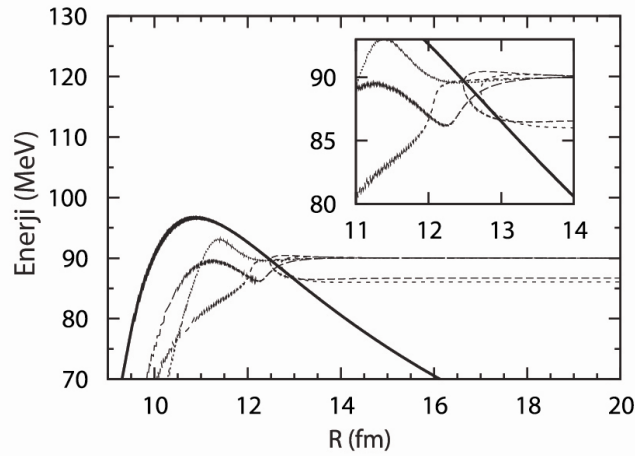


Şekil 7.4 Kaynaşma tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması (Yılmaz vd. 2010)

enerjilerinde stokastik füzyon kesiti, bariyer dalgalanmaları bu durumda daha büyük olduğu için, ZZ gösterimindeki gibi davranma eğilimindedir. Ancak bariyerin üzerindeki enerjilerde ZZ gösteriminde görüldüğü gibi bariyer yüksek olduğundan transfer azalmıştır ve füzyon tesir XY gösterimindeki gibi davranma eğilimindedir. Şekilde bağlaşımlı kanallar metodu ve FA metodu (bağlaşımlı kanallar metodunun bir

yaklaşımıdır) ile stokastik yaklaşımın karşılaştırılması yapılmıştır. Stokastik yaklaşımda çekirdeğin titreşim yönelimlerinin etkisi hesaplamalara katılmıştır. Ancak stokastik yaklaşım kuantum tünelleme etkisini içermemektedir. Stokastik yaklaşım, bariyerin yakınlarındaki enerji değerlerinde, yüzey titreşimlerinden kaynaklanan bariyer dalgalanmalarının transfer olma olasılığına büyük katkı sağladığı için iyi bir yaklaşımdır.

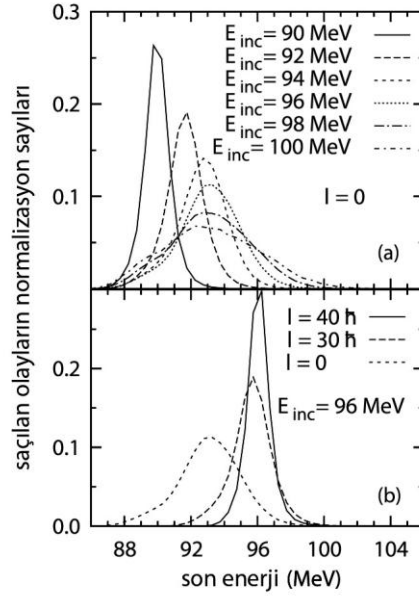
Şekil 7.4'te (Yılmaz vd. 2010) füzyon uyarılma fonksiyonları stokastik yarı klasik modelle elde edilmiş ve üç farklı deneysel veri ile karşılaştırılmıştır. Bariyer yakınında ve bariyerin altında sonuçlarımız deneysel sonuçlarla uyum göstermiştir. Stokastik yarı klasik model sadece füzyon tesir kesitleri için değil aynı zamanda füzyon için zaman dağılımı ve füzyona uğramayan durumların kinetik enerji dağılımları gibi gözlenebilirleri değerlendirmede de yardımcı olmuştur. Burada çalışma ^{64}Ni çarpışmaları ile sınırlandırılmıştır. Deneysel sonuçlar (Beckerman 1985, Ackermann vd. 1996, Jiang vd. 2004)'ten alınmıştır.



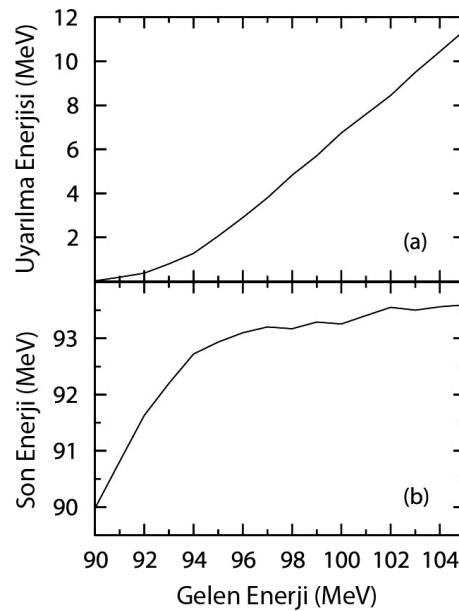
Şekil 7.5 Örnek olaylar (Yılmaz vd. 2010)

Şekil 7.5'te 90 MeV de kafa kafaya çarpışan ^{64}Ni iyonları için beş örnek olay gösterilmiştir. Şekilde gösterilen kalın çizgi yalın potansiyeli göstermektedir. Kütle merkezi enerjisi bariyerin altında olmasına rağmen bariyer dalgalanmaları sonucu beş

olayın üçü füzyonla sonlanırken, iki olay inelastik çarpışmadan sonra yeniden ayrılır. İnelastik çarpışma sırasında enerjinin bir kısmı yüzey titreşimleri nedeniyle yitilir.



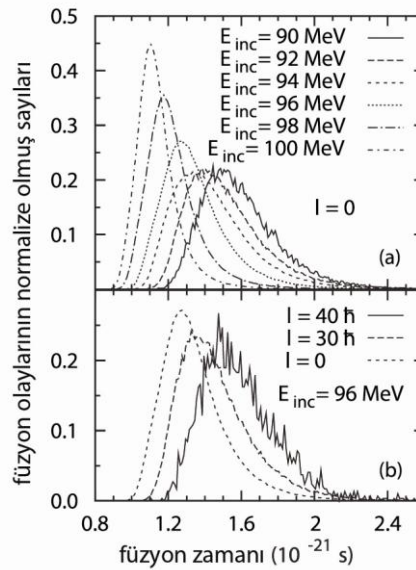
Şekil 7.6 Farklı enerji ve farklı açisal momentum değerleri için son enerji dağılımı (Yılmaz vd. 2010)



Şekil 7.7 Toplam uyarılma enerjisi ve sistemin son enerjisinin ortalaması (Yılmaz vd. 2010)

Şekil 7.6.a $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ çarpışmalarında saçılan olayların farklı geliş enerjileri için son durumun kinetik enerji dağılımı verilirken, şekil 7.6.b ise farklı momentum değerleri için son durumun kinetik enerji dağılımı verilmiştir.

Şekil 7.7’de saçılma olayların görelî hareketlerinin ortalama son durum enerjileri verilmiştir. Düşük kütle merkezi enerjilerinde yüzey uyarılmalarına hemen hemen enerji aktarılmamaktadır. Enerji arttıkça yüzey modları için yitirilen enerji artar. Enerji, füzyon bariyer yüksekliği olan $V_B = 96,5\text{MeV}$ ’i aşınca ortalama son enerji neredeyse sabittir ve toplam uyarılma enerjisi E^* ise gelen enerji ile hemen hemen lineer olarak artar. Hesaplarımızda başlangıç uzaklığını $R = 20\text{fm}$ aldık. $R = 5\text{fm}$ ye kadar gerçekleşen olayları füzyon olarak adlandırabiliriz.



Şekil 7.8 Farklı enerji ve açısal momentum değerleri için füzyon zaman dağılımı (Yılmaz vd. 2010)

Şekil 7.8.a’da Ni iyonlarının farklı geliş enerjileri için füzyon zamanının dağılımı gösterilmiştir, şekil 7.6.b kısmında ise $E_i = 96\text{MeV}$ için farklı üç açısal momentum

değerleri için füzyon zamanının dağılımı gösterilmiştir. Ortalama füzyon zamanı, artan açıl momentum ve azalan E_i değerleriyle artar.

Çekirdeklerin hareketi esnasında tek parçacık yitiminden dolayı enerji yitimi gerçekleşeceğinden bu etkiyi göz önüne alarak klasik hareket denklemleri

$$\frac{dR}{dt} = \frac{P}{\mu} \quad (7.26)$$

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{dV_c(R)}{dR} - \frac{\partial V_N(R, \Omega, \alpha_{i\lambda})}{\partial R} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{\mu R^3} - \beta(R)p + F(t) \quad (7.27)$$

$$\frac{d\alpha_{i\lambda}}{dt} = \frac{\Pi_{i\lambda}}{D_{i\lambda}} \quad (7.28)$$

$$\frac{d\Pi_{i\lambda}}{dt} = -\frac{\partial V_N(R, \Omega, \alpha_{i\lambda})}{\partial \alpha_{i\lambda}} - C_{i\lambda}\alpha_{i\lambda} \quad (7.29)$$

haline gelir. Denklem 7.27 nin sağ tarafındaki son iki terim enerji yitimi ile ilişkilidir.

$-\beta(R)p$ yitimi, $F(t)$ ise dalgalanmayı temsil etmektedir. Dalgalanmadan kaynaklanan $F(t)$ Gaussiyen bir dağılım verir ve

$$\langle F(t) \rangle = 0 \quad (7.30)$$

$$\langle F(t)F(t') \rangle = 2\mu\beta kT \delta(t-t') \quad (7.31)$$

özelliklerine sahiptir. Burada μ , k ve T sırasıyla indirgenmiş kütle, Boltzman sabiti ve nükleer sıcaklıktır. Nükleer sıcaklık toplam uyarılma enerjisi aracılığıyla belirlenir. Sıcaklığı bulmak için 7.26-7.29 denklemleri $F(t)=0$ yazılarak çözülür. Sıcaklık bulunduktan sonra $F(t)$ değeriyle birlikte 7.26-7.25 denklemleri tekrar çözülerek

sonuçlar elde edilir. Toplam enerjideki yitim sürtünme kuvveti $-\beta(R)p$ ile tanımlanır.

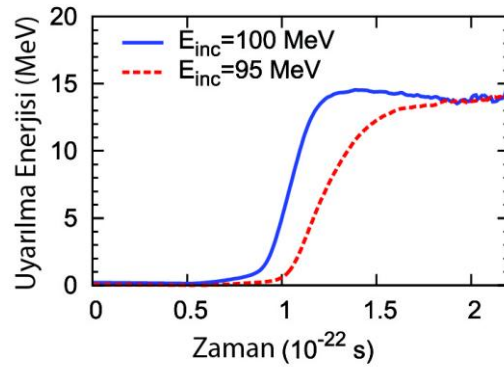
Toplam uyarılma enerjisi

$$E_{non-coll}^* = E_{inc} - H \quad (7.32)$$

ile belirlenir. Burada H toplam Hamiltonyen denklem 7.1 ile verilen ifadedir. Sıcaklık

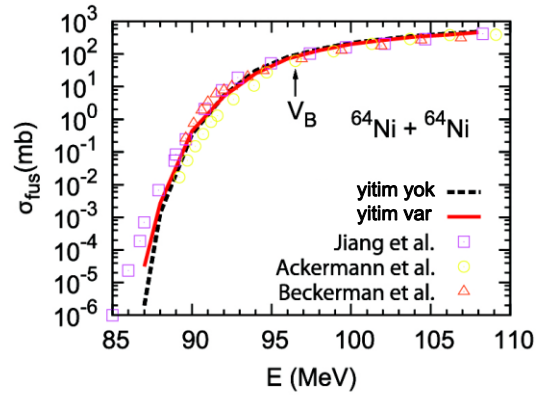
$$T = \sqrt{E_{non-coll}^* / a} \quad (7.33)$$

ile bulunur. A toplam kütle numarası olmak üzere, $a = A/10$ seviye yoğunluk parametresidir. Füzyon tesir kesitini hesaplamak için denklem 7.25 kullanılmıştır.



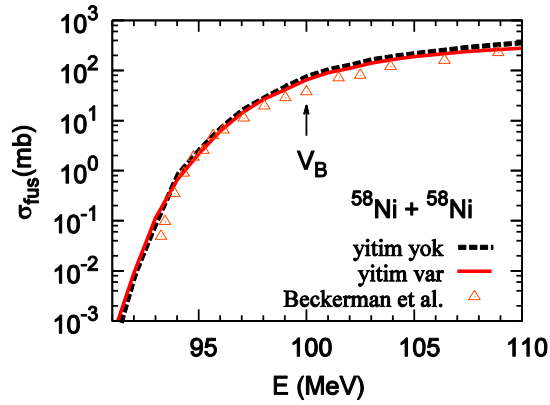
Şekil 7.9 Toplam uyarılma enerjisi (Yılmaz vd. 2011)

Şekil 7.9'da $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ için farklı kütle merkezi enerjileri için uyarılma enerjileri zamanın fonksiyonu olarak gösterilmiştir.



Şekil 7.10 Tek parçacık yitimi ile hesaplanan füzyon tesir kesitleri (Yılmaz vd. 2011)

$^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ sistemi için füzyon tesir kesitleri sonuçları ile deneysel sonuçların karşılaştırılması Şekil 7.10'da gösterilmektedir. Bariyer civarında, dalgalanmaların baskın olduğu yerde hesaplarımız deneysel sonuçlar ile uyum içerisindedir. Şekil 7.11'den görüldüğü gibi tek parçacık yitimi dahil edildiğinde elde edilen sonuçlar deneysel sonuçlarla daha iyi bir uyuma sahiptir.



Şekil 7.11 $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ izotopları için tek parçacık yitimi ile hesaplanan füzyon tesir kesitleri

8. SONUÇ

Çekirdek reaksiyonlarında enerjinin bir kısmı yüzeysel salınımlar, dönme ve nükleon alışverişi gibi hareketler için harcanırken enerjinin bir kısmı da çekirdekleri oluşturan nükleonların uyarılmasına harcanır. Bu durumda görelî hareketin enerjisi azalır ve enerji yitimi meydana gelir. Çekirdek reaksiyonlarında tek parçacık yitimi oldukça önemli bir etkiye sahiptir. Tamamen kuantumlu bir yaklaşım olan bağlaşımlı kanallar metodu tek parçacık yitme mekanizmasını ve buna karşılık gelen dalgalanmaları içermemektedir. Bu etkiyi dahil edebilmek için yarı klasik yöntemler kullanmak daha uygundur.

Bu çalışmada, Esbensen tarafından geliştirilen stokastik yarı klasik model ile ağır iyonların çekirdek kaynaşma reaksiyonları incelenmiştir. Esbensen'in yarı klasik modeli, görelî hareketi klasik olarak incelerken çekirdeklerin toplu hareketlerinin kuantum etkilerini stokastik yöntemle dahil eder. Çalışmamızda stokastik yarı klasik model ile düşük enerjilerdeki Ni izotoplarının kaynaşma reaksiyonları incelenmiştir. Yüzey salınımları veya dönme gibi toplu hareketlerin sıfır nokta salınımları kullanılarak kuantum etkileri hesaba katılmıştır. Çalışmamızda hedef ve demet Ni iyonlarının sadece kuadropol ve oktopol titreşimleri göz önüne alınmıştır. Bu modelle tesir kesiti ve ortalama açısai momentum gibi fiziksel niceliklerin hesabı yapılarak hem deneysel veriler hem de bağlaşımlı kanallar metodu sonuçlarıyla karşılaştırması yapılmıştır. Sonuçlarımızın deneysel veriler ile uyumlu olduğu gözlenmiştir. Stokastik yarı klasik model sadece füzyon tesir kesitleri için değil aynı zamanda füzyon zaman dağılımı ve saçılan olayların kinetik enerji dağılımları gibi kuantum çerçevesinde zor erişilebilen gözlenebilirleri incelemede kolaylık sağlamıştır. Stokastik yarı klasik model enerji yitim mekanizmasının ve yüzey modlarının hesaba katılmasına olanak sağladığı için standart yaklaşım modeli olan bağlaşımlı kanallar modeline güçlü bir alternatif oluşturmaktadır.

KAYNAKLAR

Ackermann, D., Bednarczyk, P., Corradi, L., Napoli, D. R., Petrache, C. M., Spolaore, P., Stefanni, A. M., Varier, K. M., Zhang, H. and Scarlassara, F. 1996. Nuclear Physics. A609, 91.

Beckerman, M. vd. 1985. , Physical Review, p129, 145.

Bozkurt, A., 2001. Nükleer Fizik 2 Ders Notları. Harran Üniversitesi, Şanlıurfa.

Boztosun, İ., 2005. Nükleer Fizik Ders Notları. Erciyes Üniversitesi, Kayseri.

Denisov, V Yu., 1987. Eur. Phys. J. A7, 87.

Esbensen, H., Winther, A., Broglia, R. A. and Dasso, C. H. 1978. Phys. Rev. Let. 41, 296.

Esbensen, H., 2008. Physical Review C77, 054608.

Gasque, G. R., Chamon, L. C., Pereira, D., Alvarez, M. A. and Carlson. B. V. 2004. Physical Review C69, 034603.

Jiang, C. L., Rehm, K. E. and Jonssens, R. V. F. 2004. Influence of Nuclear Structure on Sub-Barrier Hindrance in Ni + Ni Fusion. Phys. Rev. Let. 93, 012701.

Krane, S. K. 1987. Introductory Nuclear Physics. Oregon State University.

Kubo, R., Toda M. And Hashitsume, N. 1978. Nonequilibrium Statical Mechanics. Springer-Verlag

Nobre, G. P. A. vd. 2007. Nuclear Physics. A786, 90.

Satchler, G. R. 1990. Introduction to Nuclear Reactions. Oak Ridge National Laboratory, Tennessee.

Yilmaz, B., Ayik, S. and Lacroix, D. 2010. Stochastic Semi-Classical Description of Fusion at Near-Barrier Energies. Physical Review C81, 034605.

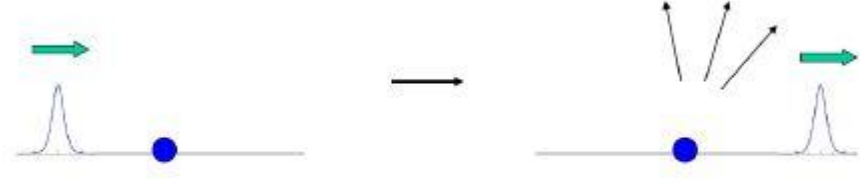
Yilmaz, B., Ayik, S. and Lacroix, D. 2011. Stochastic Semi-Classical Description of Sub-Barrier Fusion Reactions EPJ Web of Conferences 17, 04004.

EKLER

EK 1 Saçılma Teorisi.....	54
EK 2 Wigner Teorisi.....	58
EK 3 Nükleer Titreşimler.....	60
Ek 4 Stokastik Yarı Klasik Modelin Programı.....	62

EKLER

EK 1 Saçılma Teorisi



Şekil 1 Sonsuzdan gelen dalganın gösterimi

Sonsuzdan gelen parçacıklar saçıldıktan sonra yine sonsuza doğru uzaklaşırlar. Saçıcı potansiyel sonsuzda sıfır olduğundan her iki durumda da parçacıklar serbest parçacık olarak davranırlar. Schrödinger denklemi

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi = E\Psi = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

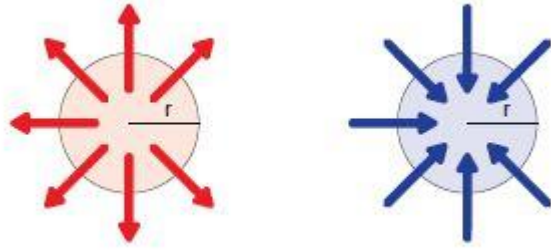
şeklindedir. Küresel dalga

$$\Psi(r) = e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum (2l+1)i^l j_l(kr)P_l(\cos\theta)$$

denklemi ile verilir. Bessel fonksiyonlarını gelen ve giden akı cinsinden yazarsak dalga fonksiyonu için

$$\Psi(r) = \frac{1}{2ikr} \sum (2l+1)i^l \left[e^{i(kr - \frac{l\pi}{2})} - e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})} \right] P_l(\cos\theta), \quad r \rightarrow \infty$$

denklemleri elde edilir.



Şekil 2 Gelen ve giden akının gösterimi

$$j_{iç} = \frac{\hbar}{2mi} (\Psi^* \vec{\nabla} \Psi - \Psi \vec{\nabla} \Psi^*) = \frac{\hbar k}{m} \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1)$$

$$j_{dış} = \frac{\hbar k}{m} \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1)$$

$$j_{iç} - j_{dış} = 0$$

Yani serbest parçacık durumunda akı kaybı yoktur. Potansiyel varlığında giden dalganın genliğinde değişim meydana gelir.

$$\Psi(r) = \frac{1}{2ikr} \sum (2l+1) i^l \left[e^{i(kr - \frac{l\pi}{2})} - S_1 e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})} \right] P_l(\cos \theta)$$

$S_1 \rightarrow$ giden dalga genliği

$$j_{iç} = \frac{\hbar k}{m} \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1)$$

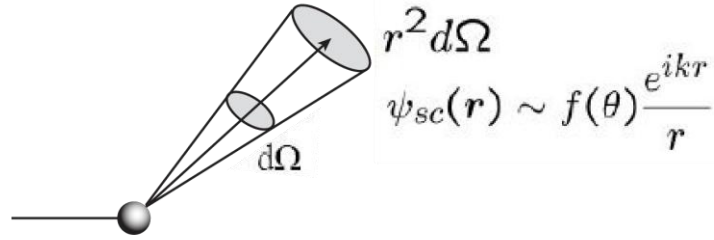
$$j_{dış} = \frac{\hbar k}{m} \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1) |S_1|^2$$

$$j_{iç} - j_{dış} = \frac{\hbar k}{m} \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1)(1-|S_l|^2) \quad |S_l|=1 \text{ ise esnek saçılma}$$

$$\Psi(r) = e^{i\vec{k}\vec{r}} + \left[\sum (2l+1) i^l \frac{S_l - 1}{2ik} P_l(\cos \theta) \right] \frac{e^{ikr}}{r}$$

$$\sum (2l+1) i^l \frac{S_l - 1}{2ik} P_l(\cos \theta) = f(\theta)$$

Burada $f(\theta)$ saçılmanın genliğidir. Serbest parçacık için $f(\theta) = 0$ dır. Potansiyel varlığında $f(\theta) \neq 0$ dır.



Şekil 3 Tesir kesiti gösterimi

$$j_s = \frac{\hbar k}{m} \frac{|f(\theta)|^2}{r^2} e_r, \quad j_i = \frac{\hbar k}{m}$$

olmak üzere diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{r^2 j_s}{j_i} = |f(\theta)|^2$$

şeklindedir.

$$f_1(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum (2l+1) S_l P_l(\cos \theta), \quad f_2(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum (2l+1) e^{i\pi l} P_l(\cos \theta)$$

dersek dalga denkleminizi aşağıdaki gibi yazabiliriz

$$\Psi = f_1(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} - f_2(\theta) \frac{e^{-ikr}}{r}$$

$$j_s = \frac{\hbar}{2mi} \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial r} \right) \quad \text{ve} \quad j_i = \frac{\hbar k}{m}$$

olmak üzere bu ifadeleri diferansiyel tesir kesitinde yerine yazarsak

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |f_2(\theta)|^2 - |f_1(\theta)|^2$$

$$\sigma_{re} = 2\pi \left\{ \int |f_2(\theta)|^2 \sin \theta d\theta - \int |f_1(\theta)|^2 \sin \theta d\theta \right\}$$

$$\sigma_{re} = 2\pi \left\{ \frac{1}{2k^2} \sum (2l+1) - \frac{1}{2k^2} \sum (2l+1) |S_l|^2 \right\}$$

$$\sigma_{ine} = \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1) (1 - |S_l|^2) \quad S_l = 1 \text{ ise } \sigma_{ine} = 0 \rightarrow \text{elastik saçılma olur.}$$

$$\sigma_{ine} = \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1) P_l$$

$$P_l \rightarrow \text{soğrulma olasılığı}$$

EK 2 Wigner Teorisi

Klasik parçacık belirli bir konum ve momentuma sahiptir ve bu nedenle faz uzayında bir nokta ile temsil edilir. Herhangi bir parçacık topluluğunun faz uzayında belli bir noktada bulunması olasılık yoğunluğu, Liouville teoremi ile verilir. Ancak kuantum parçacığı için başarısızdır (Belirsizlik ilkesi nedeniyle). Bunun yerine Wigner fonksiyonları kullanılır.

$$P(x, p) = \frac{1}{\pi\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^*(x+y) \Psi(x-y) \exp\left(\frac{2ipy}{\hbar}\right) dy$$

şeklindedir. Burada Ψ dalga fonksiyonu, x konum ve p ise momentumdur Harmonik salınıcı taban durumu dalga fonksiyonu

$$\Psi_0(\alpha) = \left(\frac{1}{2\pi\sigma_\alpha^2}\right)^{1/4} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{4\sigma_\alpha^2}\right)$$

şeklinde ifade edilir. Burada titreşim parametrelerinin varyansı ve karşılık gelen momentumların varyansı

$$\sigma_\alpha = \beta_{i\lambda}, \quad \sigma_\Pi = \frac{\hbar}{2\beta_{i\lambda}}$$

ile verilir. Taban durumundaki harmonik salınıcı dalga fonksiyonunun Wigner dönüşümü alınarak faz uzay dağılım fonksiyonu

$$P(\alpha, \Pi) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0^*\left(\alpha + \frac{q}{2}\right) \Psi_0\left(\alpha - \frac{q}{2}\right) e^{i\pi q} dq$$

şeklindedir.

Taban durumundaki harmonik salıncı dalga fonksiyonunu yukarıdaki denklemde yazarsak

$$P(\alpha, \Pi) = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{2\Pi\sigma_{\alpha}^2} \right)^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{(\alpha+q/2)^2}{4\sigma_{\alpha}^2}} \left(\frac{1}{2\Pi\sigma_{\alpha}^2} \right)^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{(\alpha-q/2)^2}{4\sigma_{\alpha}^2}}$$

$$P(\alpha, \Pi) = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{4\pi^2\sigma_{\alpha}^4} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\left(\alpha^2 + \frac{q^2}{4} + 2\alpha q\right)}{4\sigma_{\alpha}^4}} e^{-\frac{\left(\alpha^2 + \frac{q^2}{4} - 2\alpha q\right)}{4\sigma_{\alpha}^4}}$$

$$P(\alpha, \Pi) = \frac{1}{2\pi\sigma_{\alpha}\sigma_{\Pi}} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma_{\alpha}^2} - \frac{\Pi^2}{2\sigma_{\Pi}^2}\right)$$

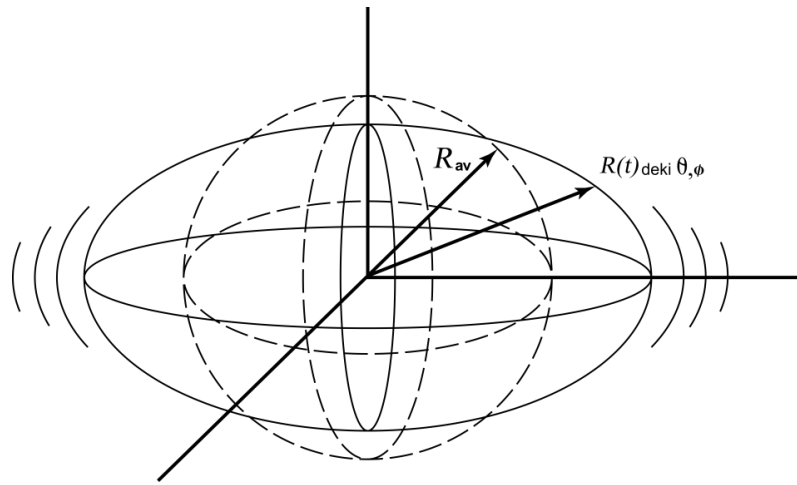
faz uzay dağılım fonksiyonu yukarıdaki şekilde bulunur.

EK 3 Nükleer Titreşimler

Yüksek frekansta titreşen bir sıvı damlasını göz önünde bulundurarak, nükleer titreşimlerin fiziği hakkında iyi bir fikir edinebiliriz. Ortalama şekil küresel olmakla birlikte herhangi bir andaki şekil küresel değildir. Aşağıdaki şekilde gösterildiği gibi nükleer yüzey üzerindeki bir (θ, ϕ) noktasının $R(t)$ koordinatını $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ küresel harmonikler cinsinden belirtmek kolaylık sağlar. Her küresel harmonik bileşeni $\alpha_{\lambda\mu}(t)$ genliğine sahiptir.

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

$\alpha_{\lambda\mu}$ 'ler tamamen keyfi değildir, yansıma simetrisi $\alpha_{\lambda\mu} = \alpha_{\lambda-\mu}$ eşitliğinin sağlanmasını gerektirir. Ayrıca nükleer akışkanın sıkıştırılmaz olduğunu varsayarsak başka sınırlandırmalarda uygulanır. Sabit ($\lambda = 0$) terim, R_{ort} , ortalama yarıçaptır ve $R_0 A^{1/3}$ 'e eşittir. Tipik bir $\lambda = 1$ titreşimi, dipol titreşimi olarak bilinir ve şekilde gösterilmiştir. Bu titreşimde kütle merkezi yer değiştirdiği için bunun nükleer kuvvetlerin etkisiyle oluşmayacağına dikkat ediniz (Krane 1987). Bu nedenle bundan sonraki en düşük titreşim modu olan $\lambda = 2$ (kuadropol) titreşimini ele alırız.



Şekil 1 Küresel denge biçimli titreşen bir çekirdek

Elektromanyetizmanın kuantum teorisine benzer olarak, yani elektromanyetik enerjinin bir birimine foton dendiği gibi titreşim enerjisinin bir kuantumuna da fonon denir. Mekanik titreşimler ürettiğimiz zaman, eşdeğer olarak titreşim fononları ürettiğimizi söyleyebiliriz. Bir $\lambda = 2$ nükleer titreşiminin birimi bir kuadropol fonondur.

Bir çift-çift çekirdeğin 0^+ taban durumuna bir birim titreşim enerjisi (bir kuadropol fonon) eklendiğinde meydana gelecek etkileri incelenirse. $\lambda = 2$ fononu 2 birim açısal momentum (nükleer dalga fonksiyonu bir $Y_{2\mu}$ bağımlılığı ekler, tıpkı $l = 2$ için bir Y_{lm} gibi) ve Y_{lm} 'nin paritesi $(-1)^l$ olduğu için çift parite taşır. Bir 0^+ durumuna iki birim açısal momentum eklemek yalnız bir 2^+ durumu verir.

EK 4 Stokastik Yarı Klasik Modelin Programı

Stokastik yarı klasik modelle çekirdek kaynaşma reaksiyonları, C programlama dili kullanılarak Doç. Dr. Bülent YILMAZ tarafından yazılan program ile incelenmiştir. Nikel izotoplarının kaynaşma reaksiyonları için tesir kesiti ve ortalama açısal momentum gibi fiziksel niceliklerin hesabının yapılması amaçlanmıştır. Hesaplarımızda başlangıç uzaklığını $R=15\text{fm}$ aldık ve $R=5\text{ fm}$ ye kadar gerçekleşen olayları füzyon olarak adlandırdık. Önce programı deneme amaçlı olarak yitim olmadan çekirdeklerin farklı yönelimleri ve farklı olay sayıları için çalıştırdık. Programda $\alpha_{i\lambda}$ ve $\Pi_{i\lambda}$ değerleri için başlangıç değerleri stokastik olarak verilir ve her başlangıç değerleri için denklemler belirli bir zaman değerine kadar nümerik olarak çözülür. Olaylar topluluğu üzerinden ortalama alınarak çekirdeklerin toplu hareketlerinin kuantum etkileri dahil edildiği için olay sayısı ne kadar fazla olursa ortalama değer için o kadar iyi bir yaklaşıklık elde ederiz. Daha sonra yitimin olduğu program farklı enerji değerlerinde farklı yönelim ve farklı olay sayıları için çalıştırıldı. Stokastik olarak verilen her başlangıç değeri için denklemler çözüldüğünden olay sayısının ve özellikle yönelimin fazla olduğu durumlarda programın çalışması uzun sürmüştür. Yitim varlığında çalıştırılan programdan elde edilen veriler (tesir kesitleri) ile deneysel veriler karşılaştırarak farklı yönelim ve farklı olay sayıları arasından en iyi yaklaşıklık seçilmiştir. Farklı enerji değerleri için seçilen farklı yönelim ve olay sayıları uyarılma excitation programında çalıştırılmıştır. Excitation programının çıktı parametreleri excitation2 programının girdi parametrelerini oluştururacak şekilde program çalıştırılıp elde edilen veriler ile deneysel veriler ve bağlaşımlı kanallar metodunun verdiği sonuçlar ile karşılaştırılması yapılmıştır.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Gülşen NARİN

Doğum Yeri : VAN

Doğum Tarihi : 21.03.1985

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Vali Haydar Bey Lisesi (2003)

Lisans : Ankara Üniversitesi Fizik Bölümü (2010)

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı
(Eylül 2010-Ocak 2013)