



T.C.

SELÇUK ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

AĞIR ATOMİK ÇEKİRDEKLERİNİN FARKLI UYARILMA ENERJİLERİNDEKİ PARÇALANMA ÖZELLİKLERİ

Habibe DURMUŞOĞLU

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Aralık-2015
KONYA
Her Hakkı Saklıdır

TEZ BİLDİRİMİ

Bu tezdeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edildiğini ve tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

DECLARATION PAGE

I hereby declare that all information in this document has been obtained and presented in accordance with academic rules and ethical conduct. I also declare that, as required by these rules and conduct, I have fully cited and referenced all material and results that are not original to this work.

Habibe DURMUŞOĞLU
Tarih:11/12/2015

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

AĞIR ATOMİK ÇEKİRDEKLERİNİN FARKLI UYARILMA ENERJİLERİNDEKİ PARÇALANMA ÖZELLİKLERİ

Habibe DURMUŞOĞLU

Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Rıza OĞUL

2015, 58

Jüri
Prof. Dr. Rıza OĞUL
Doç. Dr. Mehmet ERDOĞAN
Yrd. Doç. Dr. Ersin BOZKURT

Sıcak çekirdeğin parçalanması sonucu açığa çıkan ürünler çekirdeğin iç yapısı ile ilgili ilgili birçok bilgi elde edilebilmektedir. Uyarılmış atomik çekirdeklerin parçalanma mekanizmasını ve parçalanma ürünlerini çalışmak için birçok reaksiyon modeli vardır. Bu modellerden birisi de istatistik çok katlı parçalanma (SMM) modelidir. Bu çalışmada istatistik fizik kavramları ve İstatiksel Çok Katlı Parçalanma modeli baz alınarak ^{197}Au ve ^{124}La çekirdekleri ele alınmış ve bu ağır iyonlar için kütle dağılımı, yük dağılımı, kalorik eğri, entropi ve bu özelliklerin uyarılma enerjisine göre değişimi incelenmiştir. Hesaplamalarda nükleon başına uyarılma enerjisi değerleri olarak Ex=1,2,3,4,5,6,7,8,9,10 MeV/n değerlerini alındı. Bu çalışmada O ve C çekirdeklerinin izotop dağılımlarını çeşitli yüzey gerilim enerjisi katsayısı değerleri için hesaplandı. Yüzey gerilimi parametresi azaldıkça izotop dağılımın genişlediği görülmüştür. Hesaplamalarda yüzey gerilim katsayısı için B0= 17,18,19 MeV değerlerini kullanıldı. Hesaplama sonucunda yüzey gerilim katsayısının oluşan parçacıkların dağılımlarını etkilediği gözlenmiştir. Elde ettiğimiz sonuçları deneysel verilerle karşılaştırdık ve sonuçların uyumlu olduğunu gözlendi.

Anahtar Kelimeler: İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli (SMM), kütle dağılımı, yük dağılımı, kalorik eğri, izotop dağılımı

ABSTRACT

MS THESIS

FRAGMENTATİON PROPERTIES OF HEAVY ATOMIC NUCLEI AT DIFFERENT EXCITATION ENERGIES

Habibe DURMUŞOĞLU

THE GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCE OF SELÇUK UNIVERSITY
THE DEGREE OF MASTER OF SCIENCE
IN PHYSICS

Advisor: Prof. Dr. Rıza OĞUL

2015, 58 Pages

Jury
Prof. Dr. Rıza OĞUL
Doç. Dr. Mehmet ERDOĞAN
Yrd. Doç. Dr. Ersin BOZKURT

With the help of the properties of fragments which are derived from the disintegration of hot nuclei, it is likely to bring information about inside of the nuclei. There are many reaction models to study the mechanisms of fragmentation and decomposition products of excited atomic nuclei. One of these models is Statistical Multifragmentation Model (SMM).In this study.following the consepts of statical physics and Statistical Multifragmentation Model ^{197}Au and ^{124}La nuclei are discussed and mass distribution,charge distribution, caloric curve and entropy parameters were investigasted according to the excication energy. For the excitation energy values we have taken Ex = 1,2,3,4,5,6,7,8,9,10 MeV / n. In this study, we have calculated the isotopic distributions of C and O at surface tension energy values. It is seen that the isotopic curves widen with decreasing values of surface tension parameters. As a result, we observe that surface tension values, B0=17,18,19 MeV, produce significant changes in the product yields for the values of excitation energies Ex = 1,2,3,4,5,6,7,8,9,10 MeV / n. We compared our results with experimental data and it was seen a good agreement.

Keywords: Statistical Multifragmentation Model(SMM), mass distributions, charge distribution, caloric curve, isotope distribution

ÖNSÖZ

Bu çalışma Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsüne Yüksek Lisans tezi olarak sunulmuştur.

Bu tezin hazırlanmasında bilgi ve tecrübeleri ile bu konuda çalışmamı öneren ve teşvik eden danışman hocam Sayın Prof. Dr. Rıza OĞUL'a teşekkür ederim.

Bugüne kadar maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen aileme ve dostum Asiye Zehra ŞEN'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Habibe DURMUŞOĞLU
KONYA-2015

İÇİNDEKİLER

ÖZET ..... **i**

ABSTRACT ..... **ii**

ÖNSÖZ ..... **iii**

İÇİNDEKİLER ..... **iv**

SİMGELER VE KISALTMALAR ..... **v**

1. GİRİŞ **1**

2. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİ **6**

2.1. Modelin Tanımı 6
2.2. Nükleer Reaksiyonlarda İstatiksel Yaklaşım: Denge Durumu 10
2.3. Çok Katlı Bir Sistemin Serbest Enerjisi 13
2.3.1. Çok Katlı Bir Sistemin Bulk Serbest Enerji 14
2.3.2. Çok Katlı Bir Sistemin Yüzey Serbest Enerjisi 15
2.3.3 .Parçalanan Bir Sistemin Coloumb Enerjisi 16
2.4. Çok Katlı Parçacıklarda Öteleme 17
2.5. Ayrışma Olayı 19
2.6. Ayrışma Durumundan Sonra Parçacıkların Yayılmaları ve Yeniden Uyarılmaları 20
2.7. Bozunma Durumları 21
2.7.1. Parçalanma Olayı 23
2.7.2. Parçalanma Dağılımı 24
2.8. İstatiksel Toplulukların Tasvirleri 25

3.FİSYON OLAYI **28**

3.1. İstatiksel Çok Katlı Parçalanma Modeliyle Fisyon Olayının Tasviri 29

4. İSTATİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİNE GÖRE YAPILAN HESAPLAMALAR **30**

4.1. Sıcaklığın Değişiminin Uyarılma Enerjisi Yardımıyla Hesaplanması 30
4.2. İzotopik Dağılımlar 36
4.3. Farklı Uyarılma Enerjilerinde Çekirdeklerin Yük Dağılımları 40

5. İSTATİKSEL TOPLULUKLARDA ARTIK ÇEKİRDEK HESABI **44**

6.MATERYAL VE YÖNTEM **48**

7.YORUM VE ÖNERİLER **50**

KAYNAKLAR **53**

ÖZGEÇMİŞ **58**

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler	**Açıklamaları**
A	Kütle Numarası
Au	Altın
B0	Yüzey Gerilim Enerjisi
C	Karbon
d	Döteryum
e	Elektron
E_0	Taban Durum Enerjisi
E_X	Uyarılma Enerjisi
MeV	Megaelektrovolt
n	Nötron
La	Lantan
O	Oksijen
p	Proton
SMM	İstatiksel Çok Katlı Parçalanma
T	Sıcaklık
t	Tridyum
T_C	Kritik Sıcaklık
Z	Atom Numarası
α	Alfa

1. GİRİŞ

Yıllardır süregelen deneysel ve teorik çalışmalara rağmen atom çekirdeğinin tam bir tasvirini yapabilmek mümkün değildir. Çekirdeğin yapısını keşfedebilmek için pek çok teori geliştirilmiş ve geliştirilmeye de devam edilmektedir ancak bu teoriler atom çekirdeğinin belli bir alanını araştırır ve açıklamaya çalışır. Bu yüzden çekirdeğin hangi özelliği araştırılıyorsa ona uygun bir çekirdek modeli üzerinde çalışılmalıdır. Bir nükleer modelin en belirgin niteliği çekirdeğin mümkün olduğunca fazla özelliğini fiziksel bir metot içinde açıklamaya çalışmasıdır. Modelin geçerliliğiyse ancak deneysel verilerle gözler önüne serilebilir ve bir modelin eksik kalan noktaları başka bir model veya modeller yardımıyla tamamlanabilir.

Bir atomik çekirdek başka bir çekirdekle çarpıştırıldığı zaman ya da yüksek enerjili proton, nötron ve alfa parçacığı gibi küçük kütleli parçacıklarla uyarıldığı zaman yüksek miktarda uyarılma enerjisi depo eder. Parçalanma ürünlerinin özellikleri ise atomik çekirdeğin izospin bileşenlerine ve uyarılma enerjisine göre farklı özellikler gösterdiği deneysel ve teorik çalışmalarla ortaya konulmuştur. Uyarılmış atomik çekirdeklerin parçalanma mekanizmasını ve parçalanma ürünlerini çalışmak için geliştirilmiş pek çok reaksiyon modeli vardır. Bu modellerin başında gelen modeller ise şu şekilde sayılabilir ; Makroskopik, kinetik, mikroskobik ve dinamik modellerdir. Bu çalışmada çeşitli uyarılma enerjilerinde parçalanan ağır atom çekirdeklerinin parçalanma ürünlerinin oluşumları İstatiksel Çok Katlı Parçalanma modeline göre incelendi. Bu model çarpışmalar sonucunda yüksek uyarılma enerjisi depolayan sıkışmış sıcak nükleer maddenin genişleme fazında doyma yoğunluğunun birkaç katı düşük değerlerinde termodinamik dengeye ulaşması ve sıvı gaz faz geçiş teorisiyle nükleer sıvı damlaları oluşmasıyla açıklanabilmektedir. Nükleer fizikte istatiksel yaklaşım ilk kez çekirdek kavramı kullanılarak Niels Bohr tarafından 1936 yılında yapılmıştır. Ardından 1937 yılında Weisskopf buharlaşma modeliyle, 1956 yılında Fong tarafından istatiksel fisyon, Landau-Fermi çok katlı üretim teorisi kullanılarak yapılmıştır. Çok parçacık demet yaklaşımı ise ilk kez 1978 yılında Mekijan tarafından istatiksel termodinamik kullanılarak çalışılmıştır. Bu çalışmada nükleer sıvı damlası modeli üzerine kurulan sıvı gaz faz geçişleri teorisini kullanan nükleer parçalanma dinamiği üzerinde durulmuştur.

Nükleer fizikle ilgili deneyler modern hızlandırıcılar yardımıyla kolaylıkla yapılabilmektedir. Bu hızlandırıcılar yardımıyla parçacıklar, MeV mertebesiyle birkaç

GeV mertebesi aralığında bir uyarılma enerjisi kazanırlar. Orta ve yüksek enerjide pionlar, ağır iyonlar ve yüksek şiddetli proton ışınları üretilebilmektedir. Hedef çekirdekle hedefe gönderilen çekirdek veya hızlandırılan parçacıkların esnek olmayan çarpışmaları sonucunda, nükleer sistem, nükleer taban durumundan uyarılmış durumdaki ara nükleer sisteme dönüştürebilir. Eğer uyarılma enerjisi yeteri miktarda yüksekse çekirdeğin kabuk yapısı önemini yitirir ve böylece çekirdeğin uyarılmış durumda ki özellikleri irdelenebilir. İki iyonun çarpışıp kaynaşması sonucunda sistem, termodinamik dengeye ulaşır. Bu durumun bir sonucu olarak 'bileşik sıcak çekirdek' meydana gelmiş olur. Standart bileşik çekirdek durumu sadece düşük uyarılma enerjilerinde geçerliliğini korur. Çünkü bu durumdayken hafif parçacıkların buharlaması ve fisyon kanalları baskındır. Düşük enerjilerde bileşik çekirdekte nükleon başına 1 ile 2 MeV aralığında bir uyarılma enerjisi depo edilir. Bileşik çekirdek belli bir müddet çekirdekte barındıktan sonra buharlaşma veya fisyona uğrayarak bozunur. Hızlandırılmış parçacığın enerjisi yükseldikçe ya da hedef çekirdeğe gönderilen çekirdeğin enerjisi arttıkça, bileşik çekirdeğin sıcaklığı ve beraberinde bileşik çekirdekte depo edilen uyarılma enerjisi artar. Aynı zamanda çarpışma sonucunda meydana gelen bileşik çekirdek sıkışır ve sistemin yoğunluğu da buna bağlı olarak bir artış gösterir. Bu nedenle yüksek enerjilerde bileşik çekirdeği sıkışmış bir ara durum gibi düşünebiliriz. Bu ara durumun varlığını sürdürebilmesi ise basınca ve bileşik sistemde depo edilen uyarılma enerjisine bağlıdır. Yüksek uyarılma enerjilerin de ,yüksek sıcaklık ve basıncın etkisiyle sistem genişleme sürecine girmeden proton ve nötronlara ayrışır, eğer ilk sıcaklık ve basınç çok fazla değilse ,genişleme süreci sonunda sistem parçalara ayrılır. Bu parçalar nükleer damlalar olarak kabul edilir. Bu olay Nükleer Çok Katlı Parçalanma (Nuclear multi fragmentation) olarak adlandırılır (Bondorf, 1976).

Çekirdek parçalanması nükleer fiziğin temel konularından biri olmakla beraber astrofizikte süpernova patlamaları, nötron yıldızları ve maddenin dinamiği gibi pek çok konuyu çalışmada da önemli bir yere sahiptir. Bu alanda hızlandırıcılarda gerçekleştirilen nükleer ağır iyon parçalanması deneylerinin sonuçlarına bağlı olarak teorik bazı modeller ortaya konulmştur. İşte bu modellerden biri olan istatiksel çok katlı parçalanma modeli (nuclear multifragmentation) de hem nükleer hem de astrofizik alanında önemli bir yere sahiptir.

Nükleer kuvvetler kısa mesafelerde itici uzun mesafelerde çekici olduğundan, parçalanma ve buharlaşma olaylarının gözlenmesi homojen nükleer maddenin dinamiği

göz önünde tutularak nitel olarak anlaşılır. Nükleer maddenin durum denklemi Van der Waals denklemine benzer. Nükleer maddenin dinamik davranışı başlangıçtaki sıcaklık ve yoğunluğuna bağlıdır. Basıncın etkisiyle, sıkışmış ve sıcak nükleer madde radyal olarak genişler. Eğer sıcaklık kritik bir değerin üzerinde ise basınç her yerde pozitif olduğundan madde dışarı doğru hareketlenir. Potansiyel enerji ve kısmen termal enerji kolektif enerjiye dönüşür ve madde aniden buharlaşır. Başlangıçta sıcaklık ve yoğunluk pek fazla değilse, belli bir noktadan sonra basınç negatif olduğunda genişleme yavaşlar ve madde normal yoğunluk civarında salınır. Nükleer madde, sıkıştırılabilirlik (compressibility) katsayısının negatif olduğu bölgede kararsızdır. Başlangıçta sıcaklık ve yoğunluğun kritik değerlerin altında olduğu genişleyen bir nükleer sistem, genişleme durmadan önce yoğunluğu azaldığı için termodinamiksel olarak kararsız olan yarı kararlı bir bölgeye girebilir ve parçalanma (droplet formation) oluşabilir. Bu bölgede nükleer madde küçük genlikli yoğunluk dalgalanmalarına karşı kararlıdır. Fakat büyük genlikli yoğunluk dalgalanmaları sonucu, nükleer madde irili ufaklı nükleer damlacıkların karışımı şeklindedir. Damlalar arası etkileşmelerin kargaşalı olarak geliştiğini kabul edersek, donma hacminde nükleer damlalardan oluşan sıvı faz ile nükleonlardan oluşan gaz fazın termodinamik denge halinde bulunduğunu düşünebiliriz. Sonuç olarak, çok katlı parçalanma olayını sonlu bir nükleer sistemin sıvı-gaz faz geçişinin bir belirtisi olarak ele alabiliriz. Dolayısıyla, uyarılmış nükleer maddede bir sıvı-gaz faz geçişi düşünülerek parçalanma olayı çalışılabilir (Jaqaman ve ark., 1983; Curtin ve ark., 1983; Toki, 1983; Scott, 1983; Siemens, 1983; Goodman ve ark., 1984; Kapusta, 1984; Mekjian, 1984; Oğul ve ark., 2009; Oğul ve ark., 2011).

Termodinamiksel olarak kararsız bölgede yer alan nükleer maddenin özellikleri,damlalar arası etkileşimlerde göz önünde bulundurularak istatik mekaniğin temel prensiplerine göre irdelenebilir. Bunun için sistemin mikrokanonik dağılım fonksiyonunun elde edilmesi gerekmektedir. Belli bir enerjiye sahip ve belli sayıda parçacığı bulunan bir sistem düşünülürse, bu sistemin mikrokanonik dağılım fonksiyonu hesaplanarak bütün istatiksel aynı zamanda termodinamik özellikleri ortaya çıkarılabilir. ALADIN deneylerinin verilerine göre yüksek enerjilerdeki yüzeysel (peripheral) çekirdek-çekirdek reaksiyonlarında kaynağın çok katlı parçalanması hakkında öğretici bilgiler sağlanmıştır (Schüttauf ve ark., 1996; Kunze, 1996; Worner, 1996; D'Agostino, 1996). Ayrıca bu çalışmalarda uyarılma enerjisi ile çok katlı parçalanmanın yükseldiği ve düştüğü, bu süreç esnasında da sıcaklığın yaklaşık $T \approx 5$ MeV civarında sabit kaldığı gösterilmiştir. Birleşik çekirdek benzeri bir durumdan çok parçacıklı duruma geçiş

bölgesinde parçacık sayısındaki büyük kararsızlık ve parçacıkların maksimum büyüklüğü gösterilmiştir(Kreutz ve ark,. 1993). Alt nükleer yoğunluklardaki donma hacminde (freze-out volume) sıcak parçacıklar arasında termal bir denge olduğunu kabul eden istatistik modellerin verilerle tutarlı olduğu görülmüştür(Botvina ve Mishustin, 1992; Li ve ark., 1993; Bondorf ve ark, 1995; Raduta A.H. ve Raduta A.R., 2000).

Çekirdeğin çok katlı parçalanması üzerine yapılan çalışmaların başlıca iki amaca hizmet ettiğine inanılır. Bunlardan birincisi, bu reaksiyonların daha iyi tanımlanması ve genel anlamıyla ilişkilidir. Bu reaksiyonların % 10-15 kadarı yüksek enerjili hadron-çekirdek çarpışmaları ve yaklaşık bunun iki katıda çekirdek-çekirdek çarpışmalarıdır. İkincisi, çok katlı parçalanma reaksiyonu, sıcak parçacıkların özelliklerini, $\rho \approx (0{,}1-0{,}3)\,\rho_0$ yoğunluklarda (normal nükleer madde yoğunluğu, $\rho_0 \approx 0{,}15\,\mathrm{fm}^{-3}$) ve nükleer maddenin donma hacmine ulaşmasının beklendiği $T \approx 3-8\,\mathrm{MeV}$ civarındaki sıcaklıklardaki faz diyagramını çalışmak için deneysel bir vasıta olarak göz önünde bulundurulabilir. Çok katlı parçalanma, sıcak ortamda çekirdekteki değişimleri belirlemek için ve faz diyagramının bu bölümünü araştırmak için bir olanak sağlar. Bu ikinci nokta birçok astrofiziksel uygulamalar için çok önemlidir. Özellikle, Supernova II tipi patlamalar esnasındaki süreçleri ve nötron yıldızlarının oluşumu için oldukça önemlidir(Bethe, 1990; Botvina ve Mishustin, 2004; Botvina ve Mishustin, 2005).

Bu yüksek lisans çalışmasında, nükleer parçalanmanın modellenmesinde, kullanılan İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullandı. Bu model, basit ve uyarılmış durumdaki nükleer sistemlerin tanımlanması için çok uygun bir yöntemdir. Varsayıma göre yüksek uyarma enerjisinde sistemin girilebilir durumlarının sayısı artar ve parçalanma süreci içinde çeşitli bozunma kanallarının olasılıkları, istatistiksel ağırlık fonksiyonu ile belirlenir. Böylece olası bütün serbestlik dereceleri hesaba katılmış olur. Model ile bugüne kadar yapılan hesaplamalar, deneysel değerlerle oldukça uyum içerisinde bulunmaktadır. Tezin içeriğini aşağıdaki gibi özetleyebiliriz.

Tezin birinci bölümünde sunulan girişten sonra ikinci bölümünde SMM ve temel özellikleri tanıtıldı. Üçüncü bölümde fisyon olayının tanımı ve SMM ile açıklaması yapıldı, ^{197}Au ve ^{124}La çekirdeklerinin çeşitli uyarılma enerjilerindeki parçalanma özelliklerini belirlemek için standart SMM kullanıldı. Dördüncü bölümde, İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli kullanılarak, ^{197}Au ve ^{124}La çekirdeklerinin çeşitli uyarma

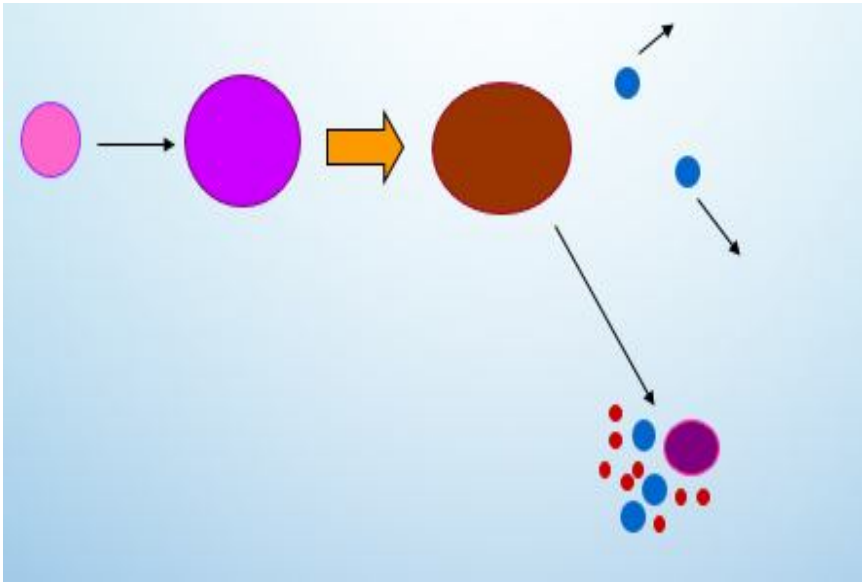
enerjilerinde de parçalanma ürünleri belirlenmiştir. Bu model enerji, momentum, açısal momentum, A_0 kütle numarası ve Z_0 yük sayısı gibi niceliklerin korunumunu göz önüne almaktadır. Hesaplamalar da nükleon başına uyarılma enerjisi değerleri olarak Ex=1,2,3,4,5,6,7,8,9,10 MeV/n değerlerini alındı. Bu uyarılma sonucu oluşan parçalanmalarda her iki atom çekirdeği için yük dağılımlarını belirlendi. 5.bölümde istatiksel topluluklarda artık çekirdek hesabına değinildi, 6.bölümde materyal ve yöntem 7.bölümde ise yorum ve öneriler kısmına yer verildi.

2. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİ

2.1. Modelin Tanımı

İki ağır atomik çekirdek çarpıştırılarak ya da bir çekirdek proton, nötron ve alfa parçacıkları ile bombardıman edilerek sıcak ve yoğun nükleer madde oluşur. Bu sıcak ve yoğun madde kısa menzilli itici nükleon-nükleon etkileşmeleri sonucunda genişlemeye başlar. Bu genişleme sırasında bu madde belli bir yerde termodinamik dengeye ulaşır ve bunun sonucu olarak sıvı-gaz fazındaki nükleer damlacıklar ve kabarcıklar oluşur. Bu şekilde oluşan yüksek sıcaklık ve basınç altında nükleer maddenin davranışı sıvı-gaz faz geçişleri teorisi ile incelenebilir ; nükleer maddenin hal denklemi belirlenerek olası sıvı-gaz faz geçişleri araştırılabilir.

Hedef çekirdeğe gönderilen çekirdeğin veya hızlandırılmış parçacığın enerjisi arttıkça, bileşik çekirdekte depo edilen uyarılma enerjisi ve bileşik çekirdeğin sıcaklığı da artar. Ayrıca çarpışma sonucu oluşan bileşik çekirdek sıkışır ve sistemin yoğunluğu artar. Bu yüzden yüksek enerjilerde bileşik çekirdeği sıkışmış ve sıcak bir ara durum gibi düşünebiliriz. Bu ara durumun hayatta kalma süresi bileşik çekirdekte depo edilen uyarılma enerjisine ve basıncına bağlıdır. İlk sıcaklık ve basınç çok fazla değilse sistem genişleme süreci sonunda parçalanma yerine irili ufaklı parçalara ayrılır. Bu parçalar nükleer damlalar olarak kabul edilir. Bu olay da nükleer çok katlı parçalanma olarak adlandırılır.



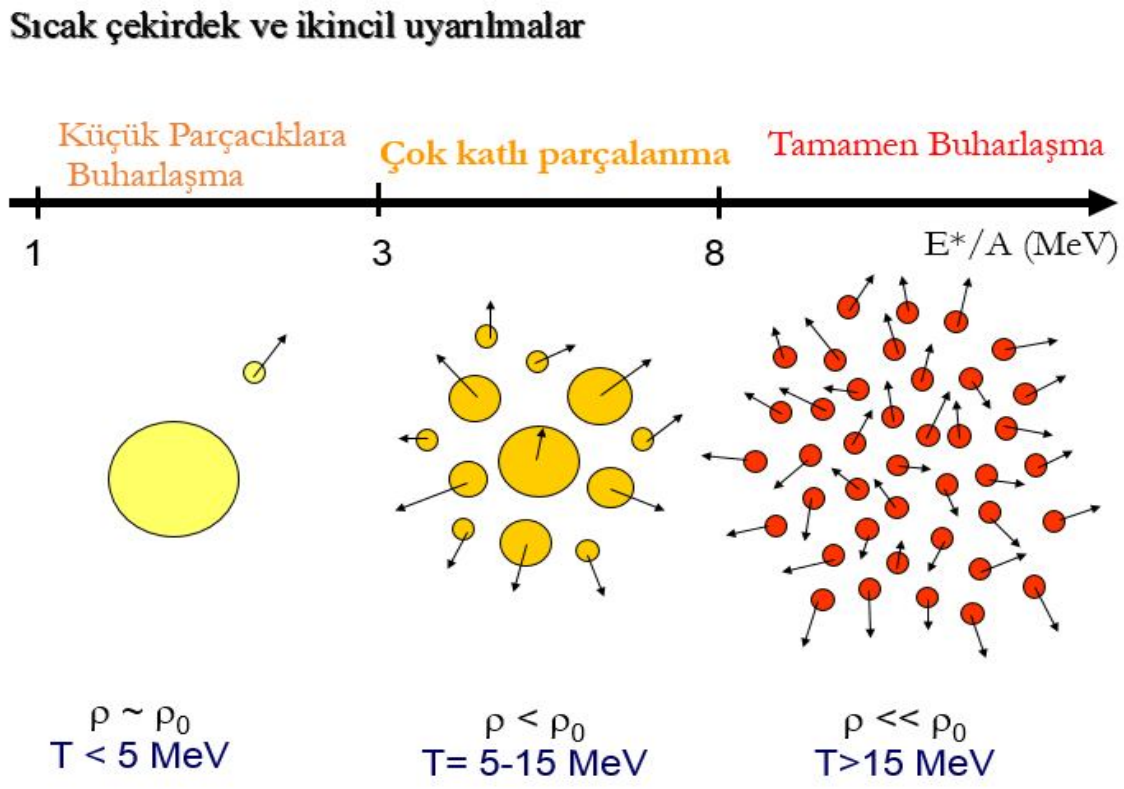
Şekil 2.1.1. Hedef Çekirdeğe gönderilmiş, hızlandırılmış parçacık

Nükleer parçalanma ilk defa yaklaşık olarak 70 yıl kadar önce kozmik ışın çalışmalarında rölativistik protonların hedef ile çarpışmasına eşlik eden yavaş nükleer parçacıkların bulmacasının çözülmesi sırasında keşfedilmiştir(Gurevich ve ark.,1938; Scohopper, 1937). Bu parçacıkların kütleleri alfa parçacığından fazla fakat fisyon ürünlerinin ağırlığından daha azdı. Şimdi, bu tür parçacıklar Orta Kütleli Parçacık (Indermediate Mass Fragments, IMF ,$3 \leq Z \leq 20$) olarak isimlendirilmektedir. Daha sonra (1950lerde) bu olay hızlandırıcılarda yapılan deneylerde gözlenmiştir (Lozhkin ve ark., 1962 ; Perfilov ve ark.,1962; Ostroumov 1962). Bu sürecin mekanizması belirsizdi ve yavaş adımlarla 30 yıl boyunca araştırıldı. 1982'de durum dramatik bir şekilde Jakobsson ve ark.'nın Berkeley Bevalac hızlandırıcısında 250 Mev/n enerjili karbon ışını ile uyarılıp salınan çoklu IMFlerin yayılımı ile değişti (Jakobsson ve ark., 1982). Bu deneyin yapıldığı dönemlerde sıcak çekirdek ortamındaki faz geçişleri konusu oldukça büyük ilgi topluyordu. Çok katlı parçalanma durumu ise ilk kez 1983 yılında Siemens tarafından tartışılmıştır.

Yeni hızlandırıcılar orta ve yüksek enerjide pionlar, anti protonlar, ağır iyonlar ve yüksek şiddetli proton ışınları üretirler. Hedef çekirdek ve hedefe gönderilen parçacıkların esnek olmayan çarpışmaları nükleer taban seviyesinden uzaktaki ara nükleer sistemlerin oluşumu ile sonuçlanabilir. Yeterince yüksek uyarılma enerjilerinde çekirdeğin kabuk yapısı önemsiz bir hal alır böylece çekirdeğin küresel özelliklerini

çalışmak mümkün olur. Şuan parçacıkların uyarılma enerjileri aralığı nükleon başına MeV'den birkaç yüz GeV'e kadardır.

Uyarılmış nükleer maddede bir sıvı gaz faz geçişi düşünülerek oldukça farklı bir başlangıç noktasında çok katlı parçalanma kavramına gelinebilir (Jaqaman ve ark.,1983; Curtin ve ark., 1983; Siemens 1983; Bertsch ve Siemens , 1983 ; Goodman ve ark., 1984). Sıcak nükleer madde ve sonlu çekirdeğin termodinamiksel özellikleri birçok farklı yöntemle çalışılmıştır (Stocker ve Burzlaff , 1973 ; Ravenhall ve ark.,1983 ; Friedman ve Pandharipande ;1981 ,1987; Sauer ve ark.,1976 ; Bonche ve ark.,1984 ; Suraud,1987; Müler ve Dreizler, 1994 ;Serot ve Walecka ,1986 ; Küpper ve ark.,1974; Ivanov, 1981).



Şekil 2.1.2. Farklı uyarılma enerjilerinde çekirdeğin parçacıklarına ayrışması şekillenimi

Bu yöntemler şüphe götürmez bir şekilde göstermiştir ki sıvı gaz faz geçişindeki bir sistemin karakteristiğinde olan tipik Van der Waals davranışı sıcak nükleer maddenin denge durumunda da vardır. Ortama baryon (nükleon) yoğunluklarında ($\rho < \rho_0$) ve T_C kritik değerinin altındaki T sıcaklıklarında nükleer maddenin homojen dağılımı sıvı (yoğun) ve gaz (seyrek) fazlarca ayrıştığı için termodinamiksel olarak kararsızdır. Uzun ve orta menzilde ki çekme ve kısa menzildeki itme ile karakterize olan nükleonlar arası etkileşimin kendine has bu şekli sebebiyle faz geçişleri meydana gelir. İtici ve çekici kuvvetler arasındaki denge durumunu belirler. Ortalama nükleon yoğunluğu ρ_0 'dan daha düşük olduğunda nükleonlar kümelenir ve büyüyen yoğunluk dalgalanmalarını artıran çekici nükleer kuvvetler baskınlaşır. Bu faz geçişi tüm modellerce önceden tahmin edilmesine rağmen bu geçişlerin karakteristiğinde önemli belirsizlikler mevcuttur. Örneğin, çeşitli hesaplamalarda T_C kritik sıcaklığının değeri 10 ile 20 MeV arasında değişir (Sauer, 1976; Chandra, 1976; Mosel, 1976; Jaqaman, 1983; Bonche, 1985).

Gerçek nükleer sistemler Coloumb etkileşimi olan sistemlerdir ve böyle sistemler birkaç yüz nükleondan fazlasına sahip olamazlar. Bunun yanı sıra gerçekçi hesaplamalarda Yüzey ve Coloumb enerjileri de hesaba katılmış olmalıdır. Son yıllarda özellikle doyumaltı (subsaturation) yoğunluklarda yüzey gerilimi ve Coloumb etkileşiminin madde dağılımının önemli bir şekilde etkilediği Ravenhall ve ark. (1983) tarafından kanıtlanmıştır.

Eğer ilgilenilen sistem sonlu ise sıvı gaz faz geçişi yerine ''Çok Katlı Parçalanma '' terimlerini kullanmak daha yerinde olacaktır. Böylece nükleer reaksiyonlarda gerçekleşen olay hakkında yeterli bilgi elde etmek mümkün olur. Çok parçacıklı dağılım ya da çok katlı parçalanma görüşünün en önemli avantajı incelenen sistemin büyüklüğünde herhangi bir sınırlama yapmamış olmasıdır.

Günümüzde genellikle Copenhagen Modeli olarak adlandırılan SMM (İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli), Bondorf ve ark. (1986), Botvina ve ark. (1985), Mishustin (1986), Barz ve ark. (1986), Botvina ve ark. (1986), Botvina ve ark. (1987), Sneppen (1987), Sneppen Schulz (1986) ve Donangelo (1986) ' nun kaynaklarında tam olarak tasvir edilmiştir. Parçacıkların kanonik, mikrokanonik ve makrokanonik toplulukları için istatistik modelin genel formülasyonu yapılmıştır. Burada şekillenim uzayının özellikleri de çalışılmıştır. Tek bozunma kanalları ve temsili dağılım (partisyon) örnekleri için sayısal çözümler gerçekleştirilmiştir. Nükleer madde içindeki sıvı-gaz faz geçişi ile parçalanmanın ilişkisi gösterilerek parçalanan sistemin

termodinamik özellikleri çalışılmıştır. Reaksiyonun son aşamalarında Coulomb yayılması(Botvina ve ark., 1986; Iljinov, 1986; Mishustin, 1986) ve sıcak parçacıkların yeniden uyarılmaları (de- excitation) (Bondorf, 1987; Donangelo, 1987; Sneppen, 1987) sayısal çözümle gerçekleştirilmiştir.

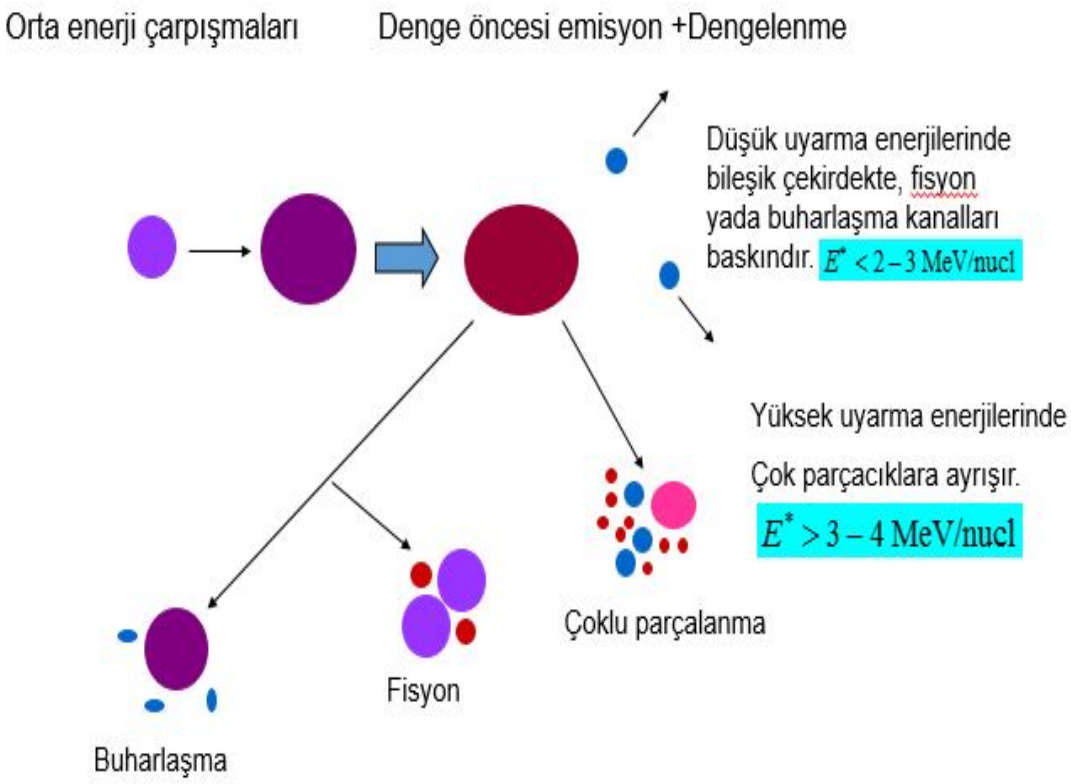
İstatistiksel çok katlı parçalanma modeline göre, yüksek uyarılma enerjilerinde çok büyük serbestlik dereceleri işleme katılıyor ve değişik bozunma kanallarının olasılığı işlemin detaylı dinamiklerinden ziyade, temelde istatistik ağırlıklar ile hesaplanıyor. Bu düşünce, çok uyarılmış hadronlar sisteminin ve nükleon yapılarının tam bir tasvirinin kolaylıkla yapılmasını olası hale getiriyor. Böylece nükleer sistemlerin kendine özgü pek çok özelliğini uygulamada basit hale getirmek için geniş imkan sunuyor (Sneppen, 1989; Donangelo, 1989).

İstatistiksel parçalanma modelleri, sonlu nükleer sistemler için uygundur ve J. Randrup ve arkadaşları (Fai ve Randrup, 1983; Lopez, 2002; Bellaize, 2002; Wieleczko, 2002) ve D.H.E. Gross ve arkadaşları (Gross, 1984; Zhang ve ark., 1987; Gross ve Massmann, 1987; Gross 1993) tarafından da geliştirilmiştir. Modelin böyle versiyonları; sayısal hesaplama metotları, bireysel parçacıkların tanımı ve istatistiksel topluluğun seçiminde farklılık gösterir. Yine de istatistik modeller farklılıklardan daha çok ortak özelliklere sahiptirler.

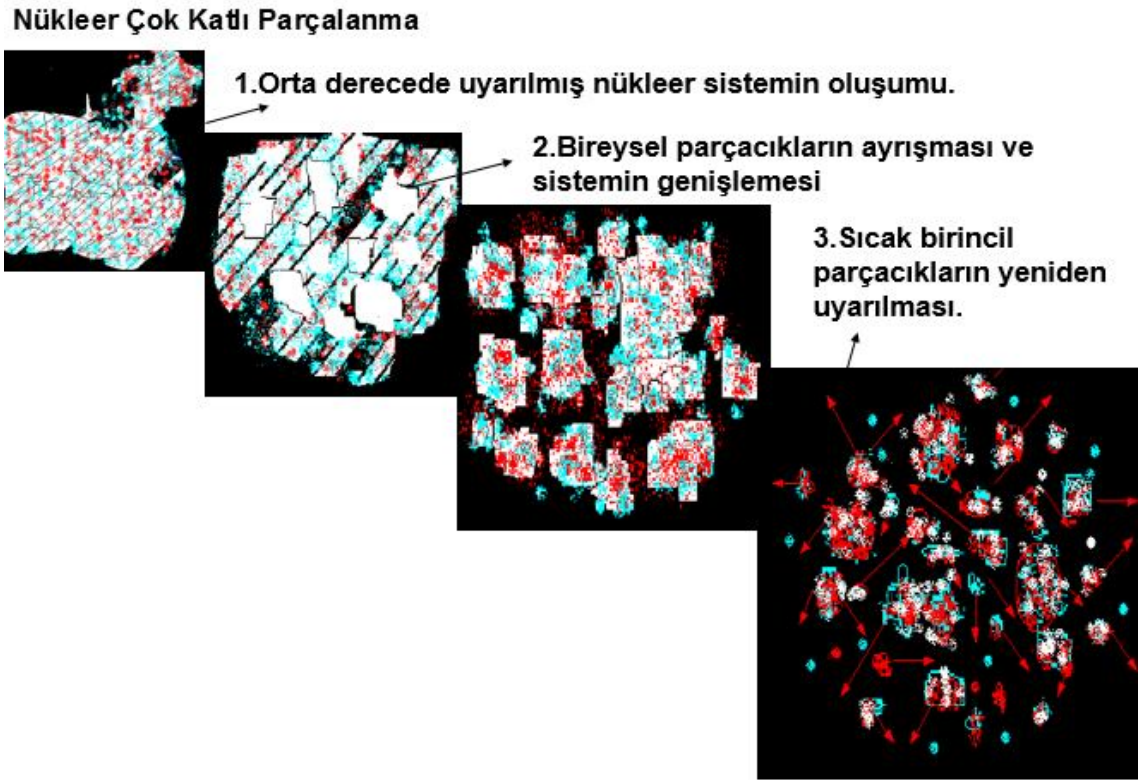
2.2. Nükleer Reaksiyonlarda İstatiksel Yaklaşım : Denge Durumu

İki ağır iyon orta enerjide çarpıştığında ya da bir ağır iyon yüksek enerjili bir hadron ile uyarıldığında, sıcak ve sıkışmış bir nükleer madde oluşur. Daha sonra bu madde basıncın etkisiyle dışarıya doğru genişleme sürecine girer. Bazı dinamik süreçlerin sonucu olarak V hacimli, E_0 uyarma enerjili, A_0 nükleon sayılı ve toplam yükü Z_0 olan uyarılmış nükleer madde oluşur. Yüksek uyarma enerjisinin neden olduğu yüksek basınç yüzünden ve muhtemelen sıkışma yüzünden, nükleer madde genişler ve soğur. Bu genişleme süreci içerisinde nükleon parçacık yoğunluğundaki dalgalanmaların sonucu olarak nükleonlar gaz fazından sıvı fazına (droplets-damlalar) dönüşür (hot fragments). İrili ufaklı bu nükleer damlacıklar, p, n, d, t, 3He ve α gibi parçacıkları yayınlayarak (buharlaşarak) soğur ve nükleer parçacıklar ortaya çıkarlar (cold fragments). Hesaplamalara göre (Ravenhall ve ark. 1983), $\rho < \rho 0/2$ de nükleonlarla sarılmış damlacıkların fazı gerçekleşirken, $\rho 0/2 < \rho < \rho 0$ da gaz (bubble-kabarcık) faz oluşur. İç basınç yeterince büyük değilse sistem çatlama (cracking)

noktasına ulaşamaz ve biraz genişledikten sonra tekrar bir kabarcık oluşturacak şekilde sıkışır. Sistem, salınımlar yaparak uyarılma enerjisini salar ve buharlaşır ya da fisyona uğrar. Bu yeterince uzun yaşam süreli duruma bileşik çekirdek (compound nucleus) denir. Standart bileşik çekirdek durumu sadece düşük uyarma enerjilerde geçerlidir. Çünkü bu durumda hafif parçacıkların buharlaşması ve fisyon kanalları baskındır.



Şekil 2.2.1. Nükleer reaksiyonlarda Denge Durumu



Şekil 2.2.2.Nükleer Çok Katlı Parçalanma

Bu modele göre, çarpışma sonucu çekirdekler sıkışır sıcak ve yoğun bir maddeye dönüşür, oluşan basınç nedeniyle genleşmeye başlar, yoğunluk azalır, donma yoğunluğuna ulaşınca (low density freeze-out), sistemin termodinamik dengeye ulaştığı varsayılır. Bu denge, sıvı-gaz faz dengesi olarak adlandırılır. Bu durumda parçalanma kanalları, yeni nükleer parçacıklar ve gazlardan (proton, nötron ve alfa parçacıkları) oluşurken, E* enerjinin korunumu, A kütlenin korunumu, ve Z yük korunumu ile ayrışma kanallarının yanında bileşik çekirdek kanalları da göz önüne alınır. Bu yolla SMM, düşük uyarma enerjilerinde görülen buharlaşma ve fisyon süreçlerini, düşük ve yüksek enerji aralığındaki geçiş bölgesindeki parçalanmaları da içine alır. Mikrokanonik yaklaşımda, bozunma kanallarının ağırlığı istatistiksel ağırlıkla verilir:

$$W_j \approx \exp\ S_j(E^*, A, Z)$$

Burada; Sj sistem j durumunda iken sistemin entropisini, Wj ise j kanalının istatistik ağırlığını gösterir. Bozunma kanalları bu istatistik ağırlığa göre Monte Carlo

yöntemi ile oluşturulur. A≤4 ve Z≤2 hafif parçacıkları temel parçacıklar (nükleer gaz) olarak kabul edilir ve bunların sadece öteleme hareketi göz önüne alınır.

A>4 olan parçacıklar sıvı damlacıkları olarak düşünülür ve sistemin serbest enerjisi, nükleer fizikte başarılı bir şekilde kanıtlanan sıvı damlası modelinin yardımıyla parametrize edilir:

$$F_{AZ}(T,\rho) = F_{AZ}^{B} + F_{AZ}^{S} + F_{AZ}^{Sym} + F_{AZ}^{C} \qquad (2.1)$$

Denklemin sağındaki birinci terim hacimsel (bulk) terimidir. İkinci terim yüzey gerilim enerjisi, üçüncü terim simetri enerjisi ve dördüncü terim de elektrostatik Coulomb terimidir.

2.3. Çok Katlı Bir Sistemin Serbest Enerjisi

Bir f dağılımının serbest enerjisi biliniyorsa, entropi ve enerjisi bilinen termodinamik formüllerden hesaplanır.

$$S_f = -\left(\frac{\partial F_f}{\partial T}\right)_{V,\{N_{AZ}\}} \quad , \quad E_f = F_f + TS_f \qquad (2.2)$$

Serbest Enerji : $F_f = -T\ln Z_f$ (2.3)

Bir F dağılımı için İstatiksel Toplam : $Z_f(T,V) = \sum_{(r,p,s)} \exp(-E_f/T)$ (2.4)

İstatiksel toplamın hesaplanmasından sonra sistemin serbest enerjisi ise;

$$F_f(T,V) = F_f^{öt}(T,V) + \sum_{(A,Z)} F_{AZ}(T,V)N_{AZ} + E_0^C(V) \qquad (2.5)$$

Burada ilk terim parçacıkların öteleme hareketini, ikinci terim, parçacıkların Coulomb ve iç uyarma enerjilerini son terim ise, homojen olarak V hacmine dağılan toplam yükün Coulomb enerjisini ifade eder.

Standart SMM yaklaşımı, istatistiksel toplamın direkt olarak hesaplanmasını gerektirmez. Hafif parçacıklar dışında tüm parçacıklar nükleer maddenin damlaları olarak kabul edilir. Bu damlaların normal nükleer yoğunluğa karşılık gelen yarıçaplı

küresel bir şekilde olduğu kabul edilir ve taban durumdaki çekirdeğin tersine, böyle damlacıklar sıfırdan farklı sıcaklıklarda nükleon ve parçacıklarla çevrilidir. Böyle damlaların normal nükleer yoğunluğa ($r_0 = 1.17\,fm$) karşılık gelen $R_{AZ} = r_0 A^{1/3}$ yarıçaplı küresel bir şekilde olduğu kabul edilir. Bu yaklaşıma, dönme ve titreşim serbestlik dereceleri kadar parçacıkların şekil ve yoğunluklarındaki değişimi tanımlayan serbestlik dereceleri de dahil edilebilir.

A>4 olan ağır parçacıklar sıvı damlacıkları olarak düşünülür. Bir (A,Z) parçacığının serbest enerjisi F_{AZ},

$$F_{AZ} = F_{AZ}^{Bulk} + F_{AZ}^{Yüzey} + F_{AZ}^{Simetri} + F_{AZ}^{Coulomb} \quad (2.6)$$

şeklinde yazılabilir. Buradaki terimler sırasıyla, bulk (hacim), yüzey, simetri ve Coulomb enerjileridir.

2.3.1.Çok katlı Bir Sistemin Bulk Serbest Enerjisi

İç parçacık yoğunluğu ρ_0 sabit olduğundan dolayı, A kütle numaralı bir parçacığın bulk serbest enerjisi; T=0 da $-W_0A$ dır. Burada, W_0=-16 MeV sonsuz nükleer maddenin bağlanma enerjisini ifade etmektedir. Termal enerji çekirdek seviye yoğunluğu için Bethe (1937) formülü kullanılarak Fermi gaz modeli ile hesaplanabilir. Çok katlı bir sistem için bulk serbest enerjisini ifade edecek olursak; Bir parçacıkta yer alan taban durum ve termal enerjisinin toplamı, bulk serbest enerjisine eşittir.

$$\rho_A(E) = \frac{\pi^{1/2}}{12E^{5/4}a^{1/4}} \exp(2\sqrt{aE}) \quad (2.8)$$

Burada ki a ifadesi seviye yoğunluk parametresidir, Fermi yüzeyindeki tek parçacık seviye yoğunluğu $\frac{1}{6}\pi^2 a$ kadardır. İç istatistik toplamı ise, exp (-E/T) Gibbs çarpanı ile bu ifadenin integralinin alınmasıyla elde edilir. Bu durumda düşük sıcaklıklarda,

$$F_{AZ}^{bulk}(T) = -(W_0 + T^2/\varepsilon_0)A \quad (2.9)$$

ifadesi geçerli olur. Burada, $\varepsilon_0 = A/a$ 'dır. İdeal bir Fermi gazı için $\varepsilon_0 = 4E_f/\pi^2$ olup, E_f Fermi enerjisidir. Normal nükleer madde yoğunluğunda, E_f =40 MeV ve ε_0=16 MeV'dir. Az uyarılmış çekirdek için ε_0'ın deneysel değeri 2 çarpanı kadar küçüktür ve kütle numarasına önemli derecede bağlıdır. Bu davranış sonlu ölçü ve kabuk etkileriyle açıklanabilir(Bohr ve Mottelson 1969). Termal denge şartı altında $\varepsilon_0 \approx 16$ MeV'dir.

Denklem (2.8) ile verilen ifade 20 MeV altındaki sıcaklıklarda daha gerçekçidir. Sonlu çekirdekteki bağıl olarak uzun ömürlü durumların yoğunluğu 5 MeV/n'den daha düşük uyarma enerjilerinde Fermi gaz formülü ile incelenebilir. Daha yüksek uyarma enerjisinde gerçek seviye yoğunluğu maksimum değerine ulaşır ve daha sonra azalır (Mustafa, 1992; Blann, 1992; Ignatyuk, 1992; Grimes 1992). Koonin ve Randrup (1987) tarafından önerildiği gibi, Fermi gazı seviye yoğunluğu exp (-E/T) üsteli ile azalacak şekilde tanımlanarak ele alınır. Bu düzeltmeden sonra, bulk termal enerjisi yüksek sıcaklıklarda $\varepsilon^*_{lim} = T_0^2/\varepsilon_0$ limit değerine yönelir. Teorik tahminler oldukça belirsizdir. Örneğin, Mustafa ve ark.'ın (1992) hesaplamaları, A=40olan bir çekirdek için model kabullerine bağlı olarak 6 MeV ile 15 MeV arasında bir $\in^*_{lim}$ değerleri verir. Bu 7-11 MeV aralığındaki sıcaklıklara karşılık gelir. Serbest değişkenlerin sayısını azaltmak için $\in_0$ değişkeninin bütün olası düzeltmeleri nitelendiren düşük sıcaklık ifadesi kullanılır.

Bir parçacıktaki proton ve nötron sayısı arasındaki farklılığa karşılık gelen simetri enerjisini genel Bethe-Weizsaecker denklemi olarak alınır.

Simetri enerjisi hacim enerjisinin bir kısmıdır. $Z \approx A/2$ olan ara kütleli çekirdek durumunda daha küçüktür. E^S_{AZ} 'nin sıcaklığına bağlılığı ihmal edilir.

2.3.2. Çok katlı Bir Sistemin Yüzey Serbest Enerjisi

Yüzey serbest enerjisi ;Bir (A,Z) parçacığının, $\sigma(T)$ yüzey gerilimi ile belirlenir ve

$$F_{AZ}^{yüzey}(T) = 4\pi R_{AZ}^2 \sigma(T) = \beta(T) A^{2/3} \qquad (2.10)$$

ile ifade edilir. Burada $\beta(0) = \beta_0 \approx 18\,\text{MeV}$ Bethe-Weizsaecker formülündeki yüzey katsayısıdır. $\sigma(T)$'nin hesaplanması için pek çok çalışma yapılmıştır (Stocker ve

Burzlaff, 1973; Ravenhall ve ark., 1983; Pethick, 1983; Wilson, 1983; Suraud, 1987; Müller ve Dreizler, 1994). Bütün hesaplamalar yüzey geriliminin sıcaklık artarken azaldığını ve T_c kritik sıcaklığında sıfır olduğunu göstermiştir. Düşük sıcaklıkta, sıcaklığa bağlı $\sigma(T)$ katkısı T^2 ile orantılıdır. Yüksek sıcaklıkta yüzey geriliminin davranışı, nükleer madde içindeki sıvı-gaz faz geçişinden belirlenir. $T=T_c$ kritik nokta sıcaklığında sıvı ve gaz faz arasında hiçbir fark yoktur ve $\sigma(T)=0$'dır. $\beta(T)$ için Bondorf ve ark. (1983) ve Ravenhall ve ark. (1983) tarafından kullanılan ifade,

$$\beta(T) \equiv 4\pi r_0^2 \sigma(T) = \beta_0 \left(\frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right)^{5/4} \tag{2.11}$$

ile verilir. Bu ifade düşük sıcaklıklarda iyi sonuçlar vermektedir.

Yüzey geriliminin azalmasıyla sıcak çekirdek içinde fisyon ve parçalanma olasılığı artar. Buradan;

$$E_{AZ}^{yüzey}(T) = \left(\beta(T) - T \frac{d\beta(T)}{dT} \right) A^{2/3} \tag{2.12}$$

elde edilen ifadeyle parçacık yüzey enerjisi bulunabilir. Bu formülde (2.11) ifadesi yerine yazılırsa, T'nin artışı ile yüzey enersinin (serbest enerjinin tersine) ilk olarak artarak maksimuma ulaştığı ve sonra azalarak $T=T_c$'de sıfır olduğu görülür. Bu ifade yalnızca termodinamik denge altında uygulanabilir. Soğuk parçalanma (cold fragmentation) durumuna uyarlamak için, tüm serbestlik dereceleri dikkate alındığında $\in \to \infty$ ve $T_C \to \infty$ alınmalıdır.

2.3.3.Parçalanan Bir Sistemin Coulomb Enerjisi

Bir sistemin Coloumb enerjisini hesaplamanın pek çok yolu vardır. Bunlar arasında en pratik yaklaşım yoğun madde teorisinde de başarılı olarak uygulanan Wigner-Seitz yaklaşımıdır. Üzerinde çalışma yapılan sistem elektriksel olarak nötr olmadığından dolayı, katıhal fiziğinde genel olarak dikkate alınan sistemlerden farklı olmaktadır. Bu nedenle de, ilk olarak, toplam Coulomb enerjisinden, homojen yük dağılımı varsayılarak hesaplanan ve toplam hacimdeki toplam Z_0 e yükünün oluşturduğu Coulomb enerjisi katkısı E_0^C çıkarılır. Bu, - Z_0e/V yük yoğunluklu bir negatif 'arka plan' (background) tanımlanarak yorumlanabilir. Yük yapılanmasını içeren geriye kalan

enerjiyi hesaplamak için standart gösterim kullanılabilir. Çok parçacığa uyarılmış bir sistemin Coulomb enerjisi, ayrışma hacminde parçacıkların konumları rastgele değiştiği için dağılımdan dağılıma farklılık gösterir. Bu yaklaşımda tüm sistem, her birinin merkezinde bir parçacık bulunan hücrelere ayrılabilir. Hücreler üst üste binebilir. Hücre yarıçapı R_{AZ}^{C} açıkça, negatif 'arka plan yükü' yoğunluğu ve parçacık yüküyle belirlenir. Wigner-Seitz yaklaşımında, hücreler arasındaki etkileşim ihmal edilir. O zaman, oluşan parçacıkların enerjisi tek tek hücrelerin Coulomb enerjilerinin toplamıdır.

$$\Delta E_f^C = \sum_{A,Z} N_{AZ} E_{AZ}^C \tag{2.13}$$

Böylece, f dağılımındaki toplam Coulomb enerjisi, Bir parçacık içindeki yük yoğunluk dağılımına basamak fonksiyonu ile yaklaşılırsa, tek bir hücrenin Coulomb enerjisi;

$$E_{AZ}^C = \frac{3}{5} Z^2 e^2 \left(\frac{1}{R_{AZ}} - \frac{1}{R_{AZ}^C} \right) \tag{2.14}$$

ifadesi ile hesaplanabilir. (2.12) ve (2.14) ifadelerinin iki limit durumunda doğru davranışa sabit olduğuna dikkat edilmelidir. Nükleer maddenin tüm hacmi doldurduğundaki bir bileşik çekirdek durumunda, yani $R_{AZ} = R_{AZ}^C$, E_{AZ}^C yok olur ve sonuç Z_0e yüküyle kararlı olarak yüklenmiş R yarıçaplı kürenin enerjisine gider. Diğer taraftan, parçacıklar birbirinden iyice ayrıldıklarında (R, $R_{AZ}^C \to \infty$) (2.14) ifadesi bireysel parçacıkların toplam Coulomb enerjilerine yaklaşır. Wigner-Seitz yaklaşımı ile yapılan hesaplamalar, az sayıda parçacık içeren dağılımlarda bile iyi sonuçlar vermektedir.

2.4. Çok Katlı Parçacıklarda Öteleme

En genel anlamda , parçacıkların öteleme hareketi, termal bileşen ve ortak (kolektif) akı olarak tanımlanabilir ve i. parçacığın hızı her bir uzaysal r noktasında;

$$\upsilon_i(\vec{r}) = \upsilon_i^t(\vec{r}) + \upsilon^a(\vec{r}) \tag{2.15}$$

olarak ifade edilebilir. Burada ki t ifadesi termal bileşen ve a akı bileşenini ifade etmektedir. Tanıma göre, her tür parçacık için topluluk ortalamasında termal hız $<\upsilon_i^t(\vec{r})=0>$ sıfırdır. Diğer taraftan akı hızı $\upsilon^a(\vec{r})$ parçacık türüne bağlı değildir ve tamamen yayılan maddenin dinamiği ile belirlenir.

Geçiş hareketinin yarı klasik karakterini kabul ederek, parçacıkların konum ve momentumları üzerinden toplamı alınarak bozunumuna katkıları hesaplanabilir. Bu hesaplamada, sistemin pek çok farklı parçacığa ayrıldığı ve her bir özel türdeki parçacık sayısının genelde çok olmadığı ($N_{A,Z}$=0,1,2,3) gerçeği doğrulanan parçacıklar Bozaltmann parçacıkları olarak ele alınır. Bu şu anlama gelir: $N_{A,Z}$/V kısmi yoğunlukları küçüktür ve bundan sebeple dejenerasyon etkileri önemli bir rol oynamaz. Yine de, sistem özdeş parçacıklar bulundurulabilir bu durumda göz ardı edilmemelidir. Faz uzayının iki kez hesaba alınmasının önlenmesi için istatistik fizikte iyi bilinen ifade yenilebilir. Bunun için elde edilen sonuç özdeş parçacıkların olası permütasyonları sayısına, yani $N_{A,Z}$!'e bölünür. Termal dengede, parçacık hızları yerel (local) Maxwell dağılımına göre dağılırlar Avdeyev (1998,2002).

Bir f dağılımındaki parçacıkların öteleme hareketi ile ilgili serbest enerji için aşağıdaki ifade kullanılır.

$$F_f^{\delta}(T,V) = -T\sum_{(A,Z)}\left[N_{AZ}\ln(g_{AZ}\frac{V_f}{\lambda_T^3}A^{3/2}) - \ln(N_{AZ}!)\right] + T\ln(\frac{V_f}{\lambda_T^3}A_0^{3/2}) \tag{2.16}$$

Burada $\lambda_T = (2\pi\hbar/m_N T)^{1/2}$ nükleon termal dalga boyudur. Ortak kütle merkezinin konumu ve toplam parçacık momentumu üzerindeki sınırlamalar dikkate alınır. Bu, M=1 ve $N_{A_0Z_0} = 1$ olduğunda bileşik çekirdek için termal hareket katkısını yok eder. Bu durumda yalnızca onun iç enerjisi istatistik toplama katkıda bulunur. Denklem (2.16) tam bir termodinamik limittedir ve $M \to \infty$ da bir tür parçacık durumunda Boltzmann gazının serbest enerjisine dönüşür.

Denklem (2.16) serbest hacim V_f terimini içerir. Bu terim parçacıkların kuvvetli etkileşimi ve sonlu ölçüleri nedeniyle gerçek V hacminden farklıdır. 1. prensipten V_f'yi

hesaplamak zordur. Bu nedenle V_f, 1 mertebesinde olduğu düşünülen boyutsuz χ parametresi cinsinden;

$$V_f = \chi V_0 = \chi A_0 / \rho_0 \tag{2.17}$$

ile ifade edilir. V_0 normal çekirdek yoğunluğunda sistemin hacmidir. Bir f dağılımındaki parçacıkların öteleme hareketiyle ilgili ortalama enerji

$$E_f^{öt} = E_f^{termal}(T) + E^{akı} \tag{2.18}$$

şeklinde yazılabilir. Burada birinci terim termal bileşenden gelir ve

$$E_f^{termal} = \frac{3}{2}(M-1)T \tag{2.19}$$

ile ifade edilip parçacık oluşumundan bağımsızdır. Yalnızca T sıcaklığı ve M toplam çarpanla orantılıdır. Büyük M limitinde, tek bir parçacığın ortalama enerjisi bu nedenle (3/2)T dir ve parçacık kütlesinden bağımsızdır.

Akı hızı $\upsilon^{akı}(r) = (r/R)\upsilon_0$ ifadesine denktir. (2.17) denkleminin ikinci terimi toplam akı enerjisi,

$$E^{akı} = \frac{3}{10} m_N A_0 \upsilon_0^2 \tag{2.20}$$

$m_A = m_N A$ kütleli bir parçacığın ortalama akı enerjisi $E^{akı} = \frac{3}{10} m_A \upsilon_0^2$ ifadesidir ve parçacık kütle numarası A ile orantılıdır. (2.20) ifadesi sistemin toplam kütle numarası üzerindeki (2.2) sınırlamasını kullanarak ve bütün parçacıklar için katkıları toplayarak elde edilir. A bağımlılıklarındaki farklılık, parçacıkların geçiş enerjilerinin akı ve termal bileşenlerini ayırmak için kullanılabilir.

2.5.Ayrışma Olayı

Bütün ayrışma olaylarında ayrışma olayında rol oynayan her bir parçacık için momentum koordinatları, yük, kütle ve uyarma enerjisi gibi verilere sahip olunursa,

birincil parçacıkların oluşumu belirlenebilir. Birincil parçacıklar yüksek uyarma enerjisine sahiptirler ve daha küçük hacimde oluşurlar. Bu nedenle, itici Coulomb potansiyelinin ve termal hareketin etkisiyle yayılırlar ve daha sonra enerjilerini kaybeder. Tek parçalanma olaylarını türetme yöntemi Monte Carlo metodu temelinde Botvina ve ark. (1986) tarafından önerilmiştir. Bu yöntemle, nükleer çok katlı parçalanma olayı, $W(E_0^*)$ uyarma enerjisi, $W(A_0)$ kütlesi ve $W(Z_0)$ yükündeki bazı dağılımlarla karakterize edilir.

2.6.Ayrışma Durumundan Sonra Parçacıkların Yayılmaları ve Yeniden Uyarılmaları

Sıvı damlası yaklaşımı hafif parçacıklar için anlamını yitirir bu durumda $A \leq 4$'den hafif ve ağır parçacıkları ayrı ayrı ele almak gerekir. ^2H, ^3H ve ^3He uyarılmış durumda olmadıkları sürece, nükleonlarıyla birlikte, deneysel kütleleri $m_{A,Z}$ (Bağlanma enerjileri $B_{A,Z}$), yarıçapları $R_{A,Z}$ ve taban durum spin dejenerasyon çarpanları $g_{A,Z}$ ile karakterize edilen temel parçacıklardır. Bu parçacıkların öteleme serbest enerjisi ve Coulomb enerjilerine katkıları bulunmaktadır.

Çok katlı bir sitemde Parçalanma; sıcak ve soğuk parçalanma olmak üzere ikiye ayrılır. Ağır bir çekirdek uyarıldığı zaman sıcak ve sıkışmış bir nükleer maddeye dönüşür ve kısa menzilli itici nükleon-nükleon kuvvetlerinin etkisiyle genişlemeye başlar. Donma sıcaklığında termodinamik dengeye ulaştığı varsayılan bu madde sıvı-gaz faz geçişleri teorisiyle açıklanan damlacık oluşumları ile irili ufaklı sıcak nükleer ürün çekirdeklere dönüşür. Bu olaya sıcak parçalanma (hot fragmentation) denir. Bu sıcak parçacıklar daha hafif parçacıklar yayınlayarak bozunur ve kararlı duruma dönüşürler. Bu parçalanmaya da soğuk parçalanma (cold fragmentation) denir.

Nükleer çok katlı parçalanmada sıcak ve soğuk parçalanmanın sıvı-gaz faz geçişleri yaklaşımı kullanılarak analizleri çok başarılı sonuçlar vermiştir (Botvina ve ark., 1987; Botvina ve ark., 1990; Gross, 1990; Bowman ve ark., 1991; Peaslee, 1991; De Souza ve ark., 1991; Hubele ve ark., 1992; Kreutz ve ark., 1993; Moretto ve Wozniak, 1993). Orta ve hafif kütleli parçacıkların oluşumu iki ayrı yaklaşımla açıklanabilmektedir.

- Birinci yol, yüksek enerjilerde hadron-çekirdek reaksiyonları ve yine yüksek enerjilerde merkezi olmayan yanal çekirdek- çekirdek çarpışmalarıyla (peripheral collisions) ilişkilendirilir.
- İkinci yol ise, ara enerjilerdeki ağır çekirdeklerin kafa kafaya (merkezi) çarpışmasıyla (central collisions) ilişkilendirilebilir.

İstatistiksel tanım, zamanı açıkça belirtmemesine karşın birincil parçacıkların oluşum süreci ve ayrışma hacminde sistemin yayılma süresi $\tau_{exp} \sim R/C_s \sim$ 50-100 fm/c civarında olmalıdır. Son ayrışma durumunun oluşumu ise daha uzun bir zaman ölçeği ile karakterize edilir. Bu aşamada parçacıklar karşılıklı Coulomb alanının etkisi altında hareket ederler. Sıcak parçacıkların yeniden uyarılmaları da bu aşamada gerçekleşir. Böyle süreçler, hafif parçacıkların artmasına ve parçacık enerjilerinin yeniden dağılımına neden olur. Özellikle birincil sıcak parçacıklar (primary hot fragments) ve bunların parçacık yayınlayarak dönüştüğü soğuk parçacıklar (secondary cold fragments) bu süreçlerin bir sonucudur.

2.7. Bozunma Durumları

J. Randrup ve S. E. Koonin (1981) tarafından tanımlanmış olan Bozunma şekillenimini bu gösterimlerin ışığında son durumları, şekillenimler (konfigürasyonlar), olaylar ve dağılımlar olarak şemalar halinde inceleyeceğiz. Bu türlerin herhangi bir elemanı için kanal genel terimi kullanılabilecektir. Bozunma da sistemin durumunu karakterize eden değişkenlerin en tam bir seti (complete set) bütün parçacıkların kütle merkezlerinin koordinatları, açısal momentumu $\vec{s}_i$, uyarma enerjisi ε_i, momentumu $\vec{P}_i$, yükleri Z_i ve kütleleri A_i'yi içerir. Bu değişkenlerle karakterize edilen bu duruma F ile gösterilen bir bozunma şekillenimi (break-up configuration) denir. F ile gösterilir.

$$F: \left\{A_i, Z_i, \vec{P}_i, \varepsilon_i, \vec{s}_i, \vec{r}_i, 1 \le M\right\} \tag{2.21}$$

Burada, M nükleon içeren parçacıkların toplam sayısıdır. Parçacık yük ve kütleleri baryon ve elektrik yük korunumu şartıyla sınırlandırılır.

$$A_F = \sum_{i=1}^{M} A_i = A_0 \qquad \text{ve} \qquad Z_F = \sum_{i=1}^{M} Z_i = Z_0 \tag{2.22}$$

Sanki-klasik (quasiclassical) yaklaşımda, F şekilleniminin toplam enerjisi;

$$E_F = \sum_{i=1}^{M} \left(E_i^{\text{taban durum}} + \frac{P_i^2}{2m_i} + \frac{s_i^2}{2I_i} + \varepsilon_i \right) + U_F \tag{2.23}$$

olarak ifade edilir. Burada parantez içindeki terimler sırasıyla, parçacığın taban durum, öteleme, dönme ve iç uyarma enerjileridir. Burada m_i öteleme hareketi yapan i. parçacığın etkin kütlesidir. $m_i = m_N A_i$ olarak alınır. M_N=938 MeV durgun nükleon kütlesidir. (2.3) denklemindeki son terim, parçacık uyarma enerjisidir ve bu enerji genel formda U_F^C Coulomb ile U_F^N nükleer etkileşmelerin toplamı olarak ifade edilebilir. Daha öncede ifade edildiği gibi kuvvetli (nükleer) etkileşmeler ayrışma süreci sonunda sona erer. Bu tanımlarının neticesinde parçacıklar bozunma konfigürasyonun da üst üste gelmezler. Bu durumu sert küre potansiyeli olarak tanımlayabiliriz:

$$U_F^N = \begin{cases} \infty, & \left|\vec{r}_i - \vec{r}_j\right| < R_i + R_j \\ 0, & \left|\vec{r}_i - \vec{r}_j\right| > R_i + R_j \end{cases} \tag{2.24}$$

Burada $R_i = r_0 A^{1/3}$ (r_0 = 1.17fm) i. parçacığın yarıçapıdır. Parçacıkların küre şeklinde oldukları var sayılır. Gerçekçi bir yöntemle parçacıkların artık etkileşimlerini dikkate alan yaklaşımlar J. Randrup ve S. E. Koonin tarafından (1987) yılında yapılmıştır (Randrup ve Koonin, 1987; Lopez ve Randrup, 1989; Lopez ve Randrup, 1990; Randrup, 2004; Chomaz, 2004; Colonna, 2004). Uzun menzilli Coulomb etkileşimi parçacıkların ayrışması aşamasında ve sonraki aşamalarda parçacıkların yayılmasına sebep olur. Aşağıda gösterildiği gibi Wigner Seitz yaklaşımında toplam Coulomb enerjisi şu şekilde ifade edilebilir:

$$E_F^C = E_0^C(V) + \sum_{i=1}^{M} E_i^C(V) \qquad \text{ve} \quad E_0^C(V) = \frac{3}{5}\frac{Z_0^2 e^2}{R} \tag{2.25}$$

olarak ifade edilir. Buradaki E_0^C, Z_0e yüküyle kararlı olarak yüklenmiş kürenin Coulomb enerjisidir ve $R = (3V/4\pi)^{1/3}$ bozunmaya tabi olan sistemin yarıçapıdır. Sistemin toplam uyarma enerjisi E_0^*, A_0 nükleonlarını ve Z_0 protonlarını içeren bileşik

sistemin $E_0^{\text{taban durum}}$ taban durum enerjisine göre ölçülür. Bu durumda parçalanmadaki enerji korunumu ifadesi;

$$E_F = E_0^* + E_{A_0,Z_0}^{\text{taban durum}} = E_0 \tag{2.26}$$

olarak yazılabilir. Burada sistemin E_0 toplam enerjisi ve E_0^* uyarılma enerjisi sabitlenir. Nükleon başına uyarma enerjisi genellikle $\varepsilon^* = E_0^*/A_0$ olarak ifade edilmektedir. Denklem (2.2) şartlarına ek olarak en az iki küresel sabit daha vardır: Parçacıkların $\vec{P}_0$ toplam momentumları ve $\vec{J}_0$ toplam açısal momentumlarının korunumu da göz önüne alınır. Parçacıkların momentumlarının toplamı,

$$\vec{P}_F = \sum_{i=1}^{M} \vec{P}_i = \vec{P}_0 \tag{2.27}$$

şartına uymaktadır ve bileşik sistemin durgun referans sisteminde toplam momentumu $\vec{P}_0 = 0$'dır.

2.7.1.Parçalanma Olayı

Parçalanma olayında yalnızca asimptotik karakterler deneylerle gözlenebilir bu yüzden de son durumların detay gerektiren bir tanıma ihtiyacı yoktur. Bu nedenle, parçacık kütleleri, yükleri ve momentumlarıyla, bozunmadaki sistemi karakterize eden değişken sayısını bir yerde azaltmak ya da kesmek gerekir. Üstelik termal denge kabulü sayesinde, parçacık momentumu diğer değişkenler setine dâhil edilmeyebilir. Sistem termal dengeye ulaştığı zaman, belli bir T sıcaklığı alınır ve bu sıcaklık değeri için bütün girilebilir durumları üzerinden sistemin bölüşüm fonksiyonu belirlenir. Bu sıcaklıkta, aynı zamanda parçacıkların denge momentum dağılımları (Maxwellian) da belirlenir. Bu durum göz önüne alınarak, Monte Carlo metodu ile son durumdaki bütün parçacıkların momentumlarını seçmek mümkündür. Böylece bir olay veya bir yıldız elde edilebilir (Vicentini, 1985; Jacucci, 1985; Prandharipande, 1985).

2.7.2.Parçalanma Dağılımı

A kütle numaralı ve Z yüklü bir parçacık (A,Z) olarak ifade edilecektir. Aynı cinsten birkaç tane bulunabilen bütün parçacıkları tek saymak yerine, her türün çarpanlarını (multiplicity) kullanmak daha uygun olacaktır. A kütle numaralı ve Z yüklü parçacıkların sayısı (çarpanı) N_{AZ} ile gösterilir. 0, 1, 2, 3, 4, … değerlerini alabilir. Bütün son durumlar, parçacık çarpanlarının setine göre sınıflandırılabilirler. Değişkenlerin böyle bir kısaltılışı f ile gösterilecek ve buna ayrışma dağılımı (break-up partition) denilecektir. Birincil parçacıkların (prefragments) sadece kütle ve yüklerini içermesi son durumların en kaba sınıflandırılmasıdır.

$$f : \{N_{AZ} ; 1 \le A \le A_0, 0 \le Z \le Z_0\} \tag{2.28}$$

Bu set, A_0 elemanlı satırları ve Z_0+1 elemanlı sütunları olan bir matristir. Satır ve sütun elemanları A ve Z'ye göre düzenlenir. Sistemin toplam kütle ve yükü üzerinde sınırlamasını sağlayan bütün f dağılımları mümkündür. Parçacık çarpanları N_{AZ} cinsinden bu sınırlamalar

$$\sum_{(A,Z)} N_{AZ}\, A = A_0 \qquad \text{ve} \qquad \sum_{(A,Z)} N_{AZ}\, Z = Z_0 \tag{2.29}$$

olarak yazılabilir. Burada toplam, f dağılımına ait bütün parçacıklar üzerinden alınır. Dolayısıyla, f kanalındaki toplam parçacık sayısı

$$M_f = \sum_{(A,Z)} N_{AZ} \tag{2.30}$$

İfade edilir.

Denklem (2.23) yerine, denge istatistik dağılımı kullanılarak bulunan öteleme, dönme ve iç enerji ortalamaları ile koordinatlar üzerinden ortalaması alınan Coulomb enerjisi kullanılır. Bu nedenle, bir dağılımın toplam enerjisi sistemin hacim ve sıcaklığının bir fonksiyonuna dönüşür.

$$E_f(T,V) = E_f^{\ddot{o}}(T,V) + \sum_{(A,Z)} E_{AZ}(T,V)\, N_{AZ} + E_0^C(V) \tag{2.31}$$

Burada, $E_f^{\ddot{o}}(T,V)$ öteleme hareketi enerjisi ve $E_{AZ}(T,V)$ tek tek bütün parçacıkların iç ve Coulomb enerjisini de içine alan ortalama enerjidir.

2.8. İstatistiksel Toplulukların Tasvirleri

SMM yani İstatistiksel çok katlı parçalanma hesaplamalarında istatistik model çerçevesinde, şekillenimler, olaylar veya dağılımlar (partition) olarak sınıflandırılabilen bozunma kanallarını kullanılır. İstatistik bir toplulukla, bozunan bir sistemin, momentum, enerji, yük ve kütlesi üzerindeki sınırlamaları sağlayan ve $\Delta\Gamma_f$ istatistik ağırlıklarıyla karakterize edilen bütün $\{f\}$ kanallarının sınırlı ya da tam seti ifade edilebilir. Bütün ağırlıklar bilinerek, bütün fiziksel niceliklerin ortalama topluluk değerleri hesaplanabilir. Bu yaklaşımda bir Q fiziksel büyüklüğünün, bir f kanalındaki beklenen değeri Q_f ile verilir ve $\{f\}$ topluluğu üzerinden alınan ortalama değeri ise

$$\langle Q \rangle = \frac{\sum_{\{f\}} Q_f \Delta\Gamma_f}{\sum_{\{f\}} \Delta\Gamma_f} \tag{2.32}$$

ile verilir. Burada, toplam topluluğun tüm elemanları üzerinden alınır. Örnek olarak, verilen bir (A,Z) türünde parçacıklar için ortalama çarpan ve çarpan dağılımlarına karşılık gelen dispersiyon (sapma) bağıntısı

$$\langle N_{AZ} \rangle = \frac{\sum_{\{f\}} (N_{AZ}) \Delta\Gamma_f}{\sum_{\{f\}} \Delta\Gamma_f} \qquad \text{ve} \quad \sigma_{AZ} = \sqrt{\langle N_{AZ}^2 \rangle - \langle N_{AZ} \rangle^2} \tag{2.33}$$

olarak hesaplanır. Q niceliği parçacıklara göre toplanabilir özelliğe sahipse $Q_f = \sum_{(A,Z)} Q_{AZ} N_{AZ}$ ve ortalama değeri bütün parçacıklar üzerinden toplam alınarak basitçe bulunur:

$$\langle Q\rangle = \sum_{(A,Z)} Q_{AZ}\langle N_{AZ}\rangle . \qquad (2.34)$$

A nükleon sayısıyla verilen bütün parçacıkların çarpanı $N_A = \sum_{Z=0}^{A} N_{AZ}$ 'dir. (proton için $Z_p=A_p=1$, $Z\leq A$ olan herhangi bir durum için) A kütle numaralı parçacıkların ortalama çarpanı ve dispersiyonu

$$\langle N_A\rangle = \sum_{Z=0}^{A}\langle N_{AZ}\rangle \qquad \text{ve} \qquad \sigma_A = \sqrt{\langle N_A^2\rangle - \langle N_A\rangle^2} \qquad (2.35)$$

ifadelerine eşittir. Ortalama yükleri ve yük dağılımlarının dispersiyonu

$$\langle Z_A\rangle = \sum_{Z=0}^{A} Z_A \left\langle \frac{N_{AZ}}{N_A} \right\rangle \quad \text{ve} \qquad \sigma_Z^A = \sqrt{\langle Z_A^2\rangle - \langle Z_A\rangle^2} \qquad (2.36)$$

ile verilir. Burada Z_A, (A,Z) parçacığının yüküdür.

İstatistik topluluklar, mikrokanonik, makrokanonik ve kanonik olmak üzere üç grup altında incelenir.

Sistemin tüm mikroskopik durumlarının yük, kütle (baryon sayısı), açısal momentum, momentum ve enerji korunum kanunlarına sıkı biçimde uyduğu topluluğa mikrokanonik topluluk denir. Bütün durumların eşit derecede olası olduğu kabul edilir. F değişkenler setine göre ayrışma konfigürasyonlarının (şekillenimlerinin) sınıflandırılması bu topluluğa karşılık gelir.

Parçacıkların uyarma enerjileri, momentumları ve koordinatlarıyla ilgilenilmiyorsa, böyle bütün değişkenler üzerinden bir toplam alınabilir. Sonra parçacık çarpanlarının f seti ile ayrışma kanallarını ifade eden dağılımlara ulaşılır. Bu durumda verilen bir dağılıma neden olan tüm mikroskopik durumlar üzerinden enerji korunum denkleminin ortalaması alınır. Sonuç olarak, bir f dağılımıyla ilgili yalnızca ortalama enerjiyi sınırlayan denklem elde edilir. Bu ifade bir f dağılımını ifade eden T_f denge sıcaklığını verir. Verilen E_0 ve V değerleri için, T_f ayrışma sıcaklığı, oluşan dağılımların parçacık çarpanlarının $\{N_{AZ}\}$ setinin fonksiyoneline dönüşür. Dağılımların sıcaklıkları üzerinde hiçbir kısıtlama yoktur.

$$\forall f \; E_f (T_f, V) = E_0 \tag{2.37}$$

elde edilir. Bu ifade bir f dağılımını ifade eden T_f denge sıcaklığını verir. Verilen E_0 ve V değerleri için, T_f ayrışma sıcaklığı, oluşan dağılımların parçacık çarpanlarının $\{N_{AZ}\}$ setinin fonksiyoneline dönüşür. Dağılımların sıcaklıkları üzerinde hiçbir kısıtlama yoktur.

Sistemin hacim ve ortalama enerjisinin sabit olduğu şartlar altında, verilen bir ayrışma dağılımının istatistiksel ağırlığı (bu duruma neden olan mikroskopik durumların sayısı) dağılımın $\Delta\Gamma_f = \exp S_f$ entropisi ile belirlenir. Verilen bir dağılım için normalize edilmiş olasılık,

$$W_f^{mikro} = \frac{1}{\xi} \exp S_f (E_0, V, A_0, Z_0) \; ve \; \xi = \sum_f \exp S_f (E_0, V, A_0, Z_0) \tag{2.38}$$

ile ifade edilir. Burada ξ normalizasyon sabitidir. Burada bütün parçacıkların toplam kütle ve yükünün sabitlendiği kabul edilir. Böyle sınırlamalar parçacık çarpanlarının çok büyük olmadığı sonlu nükleer sistemler için çok önemlidir. Yukarıda tanımlanan yaklaşım, verilen bir dağılım dikkate alındığın kanonik yaklaşıma uyar. Fakat, bundan sonra mikrokanonik olarak isimlendirilecektir. Çünkü mikroskopik durumların toplam parçacık enerjisi ortalaması dağılımlar üzerinden değil de her bir dağılım için sabit alınır.

.

.

3.FİSYON OLAYI

En genel anlamda nükleer fisyon; bir tek çekirdek içinde yer alan çok sayıda nükleonun iki bağımsız çekirdek oluşturmak üzere yaptığı karmaşık işlemler bütünüdür. Ağır atom çekirdeğinin kendinden daha farklı iki farklı çekirdeğe dönüştüğü reaksiyonlar fisyon reaksiyonlarıdır. Fisyon,nükleer transmutasyonun bir türevidir çünkü açığa çıkan ürünler ilk çekirdekle aynı elementler değildir (Sfienti 2009).

Bir atom çekirdeği nükleonlardan oluşur. Nükleonların toplam sayısı çekirdekte ki kütle numarasına eşittir. Çekirdeğin gerçek kütlesi her zaman kendisini oluşturan proton ve nötronların serbest haldeki kütleleri toplamından küçüktür. Çekirdeğin kütlesinde görülen bu azalma kütle kaybı olarak adlandırılır ve enerjiye dönüşür. Bu enerji çekirdeğin protonlar ve nötronlar arasındaki toplam bağlanma enerjisini verir. Çekirdekler için bağlanma enerjisi farklı değerler alır. Nükleon başına düşen bağlanma enerjisi hacimsel, asimetriklik ve coloumb itmesi gibi değişik sebeplerle çekirdekten çekirdeğe farklılık gösterir. En büyük bağlanma enerjisine sahip olan çekirdek demir elementidir. Hafif çekirdekler birleşerek daha büyük çekirdek oluşturma; ağır çekirdeklerse parçalanarak daha küçük çekirdeklere bölünme böylece daha kararlı hale gelme eğilimindedirler.

Çekirdeği daha iyi anlayabilmek için sıvı damlası benzetmesi yapmak uygundur. Bir sıvı içindeki moleküller arası kuvvetlerde nükleon çiftleri arasındaki güçlü çekici kuvvet gibi kısa menzilli ve yanlızca en yakın komşuları arasında etkindir. Ayrıca doğal sistemler her zaman en düşük yerleşimlere doğru gittiklerinden, çekirdekler en büyük bağlanma enerjili yerleşimlere doğru giderler. Dolayısıyla, bir çekirdek, bir sıvı damlasıyla aynı yüzey gerilimi etkilerini gösterecek ve diğer etkilerin yokluğunda küresel olacaktır. Verilmiş bir hacim için en düşük yüzölçümüne sahip şekil küresel bir şekildir. Bir çekirdeğin yüzeyindeki bir nükleon, çekirdeğin iç kısımlarındakilere göre daha az sayıda nükleonlar etkileşir ve dolayısıyla bağlanma enerjisi daha düşüktür. Çekirdek ne kadar büyükse, yüzeyindeki nükleonların oranı o kadar azdır.

Uyarılma enerjisi arttıkça kütle dağılımının simetrik olma ihtimali artar, asimetrik dağılımın ihtimali azalır. Uyarılma enerjisi arttıkça kütle numarası-kütle dağılımı grafiğinin şekli çift-pikli halden tek-pikli bir yapıya döner. Böylece, çirf-pikler arası vadi yükselir ve yüksek uyarılmalarda tek-piklileşmeye başlar.

3.1.İstatiksel Çok Katlı Parçalanma Modeliyle Fisyon Olayının Tasviri

Çekirdek içindeki ise pozitif yüklerine bağlı olarak birbirleri üzerine itici bir coloumb kuvveti uygular. Buna bağlı olarak çekirdek ağırlığı (nükleon sayısı) arttıkça itici coloumb kuvvetinin çekirdeği dağıtmasını önlemek için çekirdeklerdeki proton sayısı azalmaya ve nötron sayısı artmaya başlar.

Eğer bir çekirdeğin proton sayısı (A) 200 den büyükse bu çekirdek ağır çekirdek olarak tasvir edilir ve ağır çekirdeklerin uyarılmasının önemli bir yolu fisyon olayıdır. Bu süreç parçacık yayılımıyla rekabet eder.

Fisyon ürünlerinin kütle ve kinetik enerjisi üzerindeki deneysel verilerin analizinden, bileşik çekirdeğin kütleleri ve uyarılma enerjilerinin geniş bir aralığında kullanılabilen yaklaşık ara değeri bulma (interpolation) formülleri fisyon parçacıklarının kütle ve enerjileri için elde edilmiştir. Bu formüller ile özellikle simetrik fisyondan asimetrik fisyona geçiş tam olarak tanımlanmıştır (Gutborg 1978).

4.İSTATİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİNE GÖRE YAPILAN HESAPLAMALAR

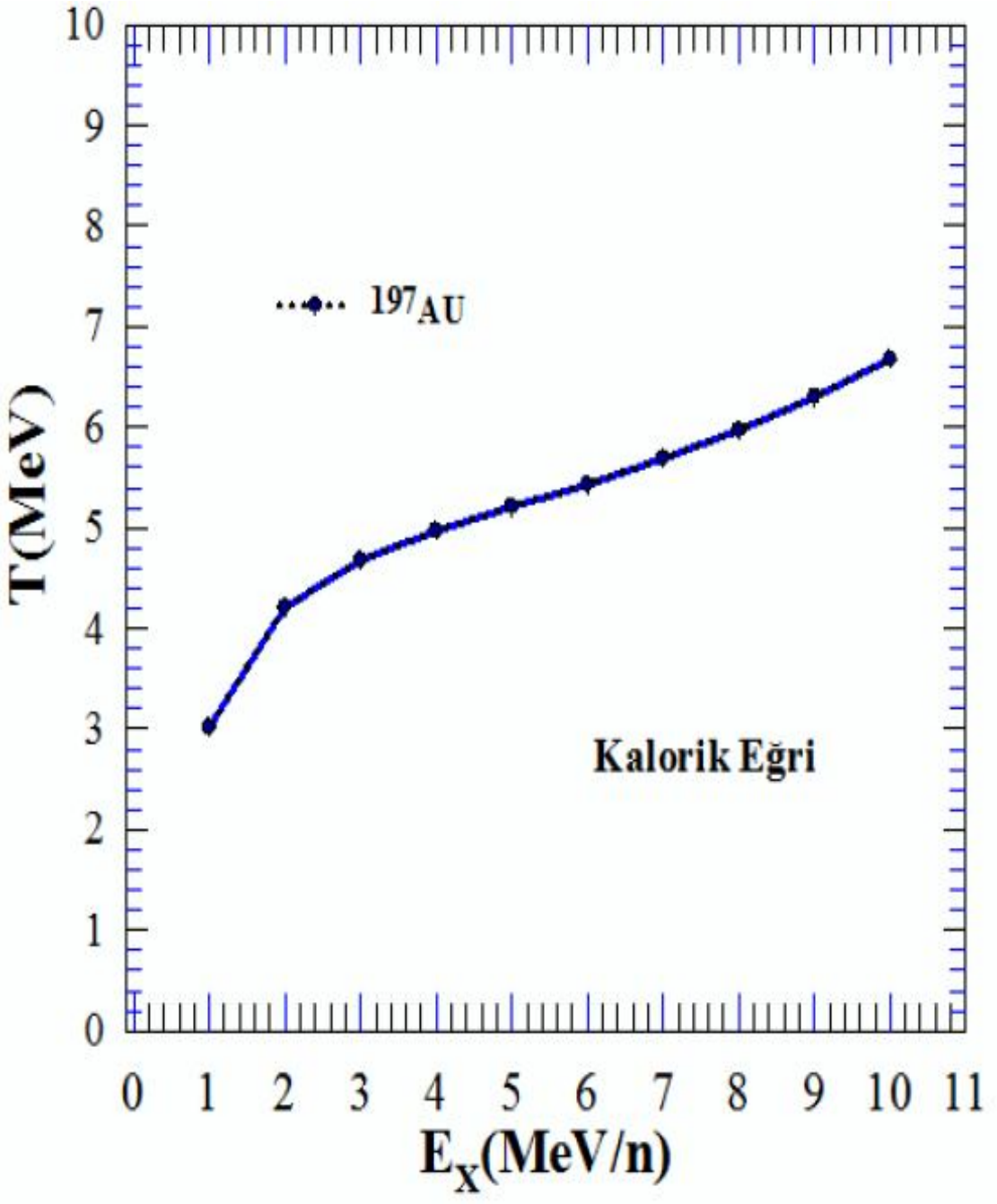
Biz bu çalışmada ^{197} Au ve ^{124} La çekirdeklerini kullanarak nükleer çok katlı parçalanması sonucu oluşan parçacıkların kütle ve yük dağılımları, sıcaklık değerleri hesaplayarak bu özelliklerin çekirdeklerin <N>/Z oranlarına bağlılığı inceledik. Ayrıca, nükleer sıvı-gaz geçiş bölgesindeki back-bending (geri bükülme) davranışı ve sıcaklığın varyans değerleri hesaplamalarımızda gösterdik. Yapılan incelemelerin sonuçları standart SMM kodu ve ALADIN deneysel verileriyle karşılaştırdık. Bu çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanması soğuk parçalanma ve sıcak parçalanma olarak ele aldık. Bu çalışmada soğuk parçalanma üzerinde durulmuştur.

4.1. Sıcaklığın Değişiminin Uyarılma Enerjisi Yardımıyla Hesaplanması

Nükleer parçalanmada izotopik etkiler nükleer fizik alanında da olduğu gibi süpernova patlaması, nötron yıldızı modelleri ve stellar maddenin durum denkleminde astrofiziksel alanlarda da çok büyük önem taşır (Bethe, 1990; Botvina, 2004; Mishustin, 2004). Bugüne kadar yapılan çalışmalarda rölativistik ağır iyon çarpışmalarıyla elde edilen deneysel ve teorik çalışmalarda parçalanmanın <N>/Z 'ye bağlılığı simetri enerjisinde bazı değişimlerin olması gerektiğini ortaya koymuştur Botvina (2002), Lozhkin (2002), Trautmann (2002) A. Le Fevre ve ark. (2005), A. Ono ve ark.(2003), M. B. Tsang ve ark. (2004), Aichelin (1984), Hüfner (1984), Ibarra (1984).

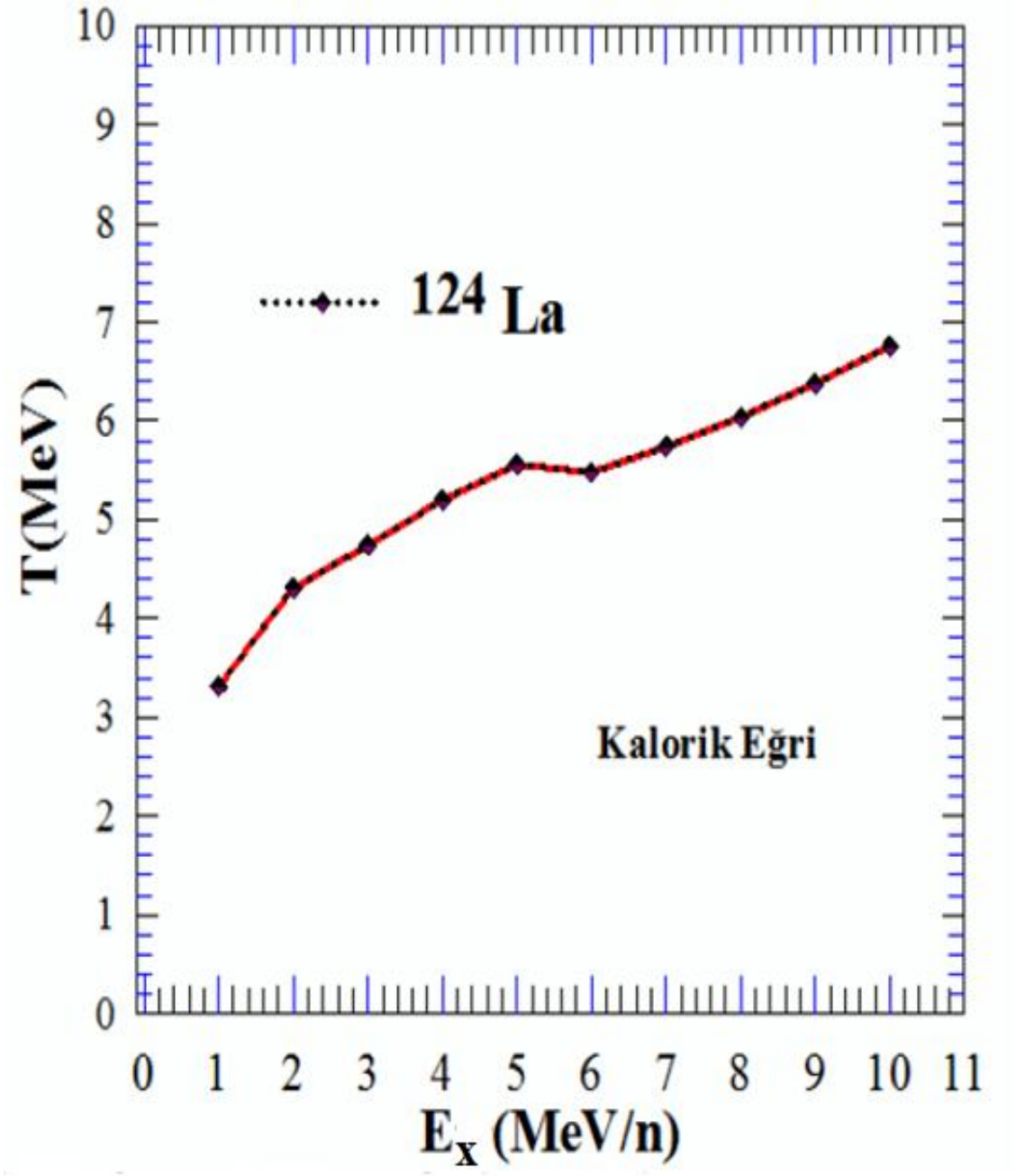
Biz bu çalışmamızda istatistiksel çok katlı parçalanma modelini kullanarak yüzey gerilim enerjisindeki azalma-artmanın parçalanma ürünlerine etkilerini hesapladık. Bugüne kadar yapılan deneysel çalışmalarda nükleer parçalanma reaksiyonları sonucunda 'rise-and-fall', kalorik eğrilerde plato davranışı gibi parçalanma ürünlerinin dağılımı hakkında önemli bilgiler edinilmiştir. Düşük uyarılma enerjilerinde sıcaklık, bileşik çekirdeğin sıcaklığıdır ve $T \approx (\epsilon_0 \ E^*)^{1/2}$ ifadesi ile hesaplanmaktadır. Uyarma enerjisinin E^* =4,5,6,7 MeV/n olduğu değerlerde sıcaklık T yaklaşık olarak sabittir. Kullandığımız çekirdekler için, T değeri 5,5 ve 6,5 MeV değerinde değişir ve sabit sıcaklık bölgesi (plato bölgesi) büyük çekirdekler için daha geniştir. Bu durum, iki fazın bir arada olduğu (coexistence) bölge için karakteristiktir. Bu davranış, sistem için transfer edilen enerjinin, parçacıkların kinetik enerjilerini arttırmak için değil de nükleonlar arasındaki bağları kırmak için kullanıldığını göstermektedir. (Bu durumda

bir bağı kırmak için ≈ 8 MeV'lik enerji gerekir.) T^* sıcaklığına, çatlama (Crack veya ayrışma (break up)) sıcaklığı denir (Bondorf ve ark., 1985; Donangelo, 1985; Mishustin, 1985; Pethick, 1985; Sneppen, 1985). Sonsuz bir nükleer madde içindeki bir parçacığın (fragment) ortalama kütlesinin, başlangıçtaki çekirdek kütlesinden daha az duruma gelmesi şartından belirlenebilen böyle bir sıcaklığın varlığı ilk kez Bondorf ve ark. tarafından (1983) önerilmiştir. Ayrışma sıcaklığı ve kritik sıcaklık nükleer maddenin özelliklerini yansıtır. E^* ın (uyarılma enerjisinin) daha da artması durumunda sıcaklık Boltzman gaz limitine $T \approx \frac{2E^*}{3<M>}$ ulaşır. Bu gerçek, parçalanma durumlarının eş entropili (isoentropic) spinodal bölge içinde ve izotermi kritik bölgenin altında olduğu anlamına gelir. Nötron fakir kaynaklar için geçiş bölgesinde (E^*=3,4,5 MeV/n) daha küçük sıcaklıklar bulunduğu Şekil 4.1. ve şekil 4.2.de gösterdik. Çalışmada kullanılan çekirdekler büyük N/Z oranına sahip olduğundan T ayrışma sıcaklığı değerine ulaşıldıktan hemen sonra sıcaklık değerinde hafif bir düşme (geri bükülme) gözlenmiştir. Kalorik eğrideki bu geri bükülme davranışı, birinci derece faz geçişinin bir göstergesidir. Nispeten hafif çekirdeklerde böyle bir davranış gözlenmez. Hafif çekirdeklerin parçalanmada ağır olanlardan daha kararlı olabildikleri açığa çıkar. Bu sonlu çekirdek büyüklüğünün etkisinin bir kanıtıdır. Çünkü nükleer maddenin daha küçük damlacıklara parçalanması daha yüksek sıcaklıklar gerektirir. Şekil 4.2. de ^{197}Au ve ^{124}La için sıcaklığın varyans değerleri gösterilmiştir. Bu şekilde de görüldüğü gibi geçiş bölgesinde (transition region, 5,5_6 MeV/n) sıcaklığın varyansı en yüksek değerler almaktadır. Çeşitli çekirdeklerin parçalanması durumunda, uyarma enerjisi artarken sıcaklık değişiminin çekirdeklerin N/Z oranları ile ilişkilerini inceledik.

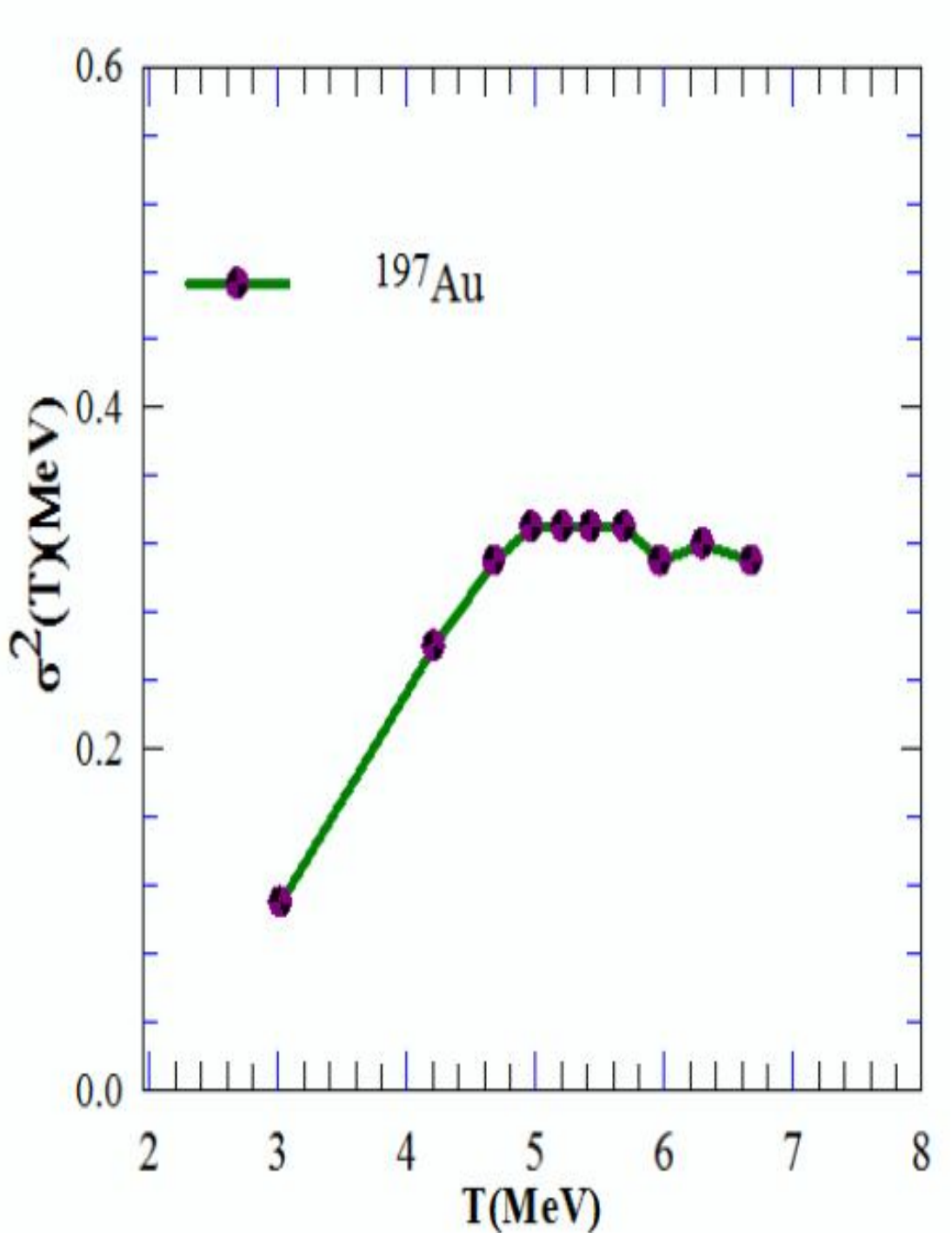


Şekil 4.1. ^{197} Au için B0=18 MeV standart değerinde, sıcaklığın uyarma enerjisine göre değişimi.

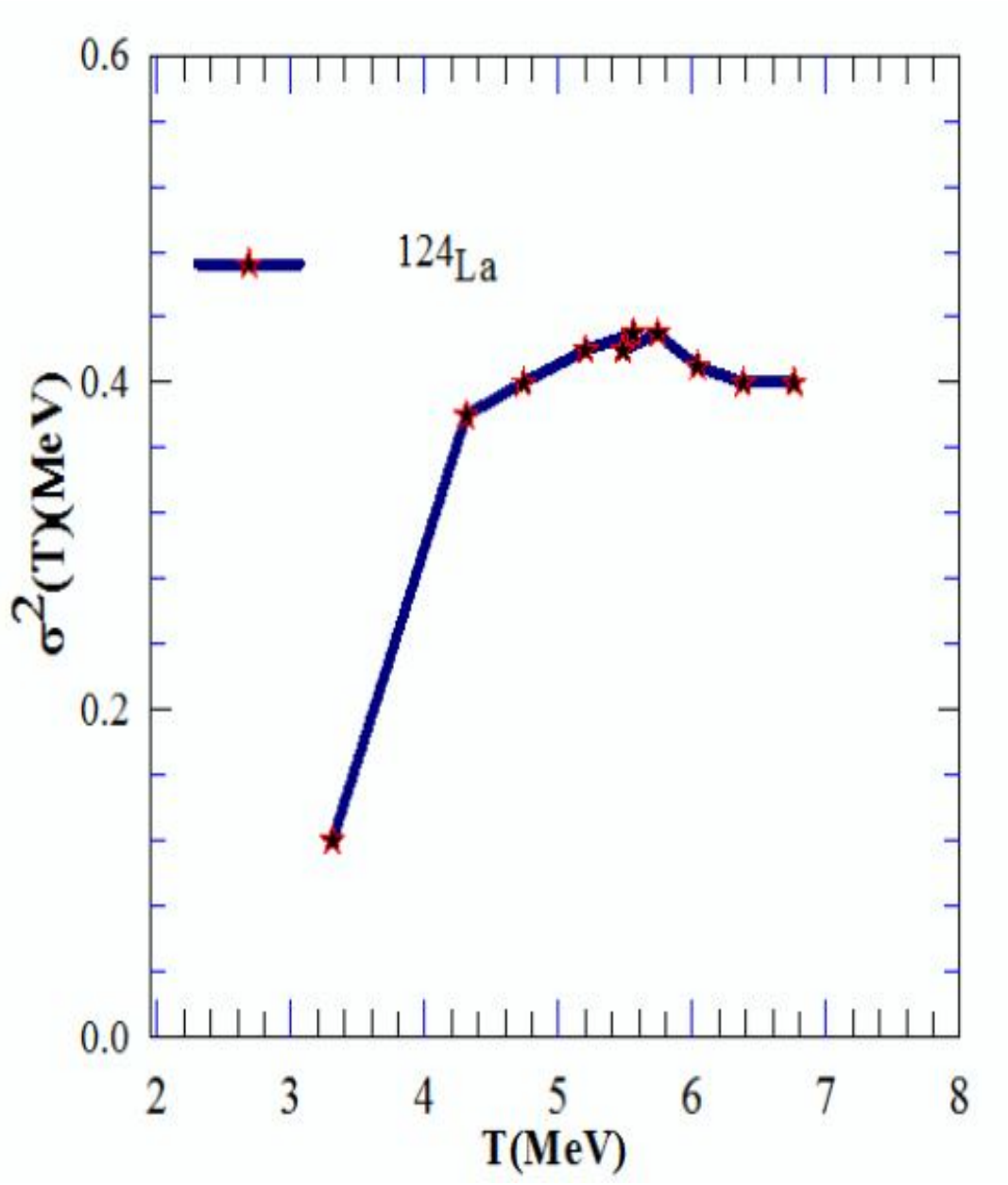
.



Şekil 4.2. ^{124}La için B0=18 MeV standart değerinde, sıcaklığın uyarma enerjisine göre değişimi.



Şekil 4.3. ^{197} Au için B0=18 MeV standart değerinde bulunması gereken değerden ne kadar saptığının gösterimi.



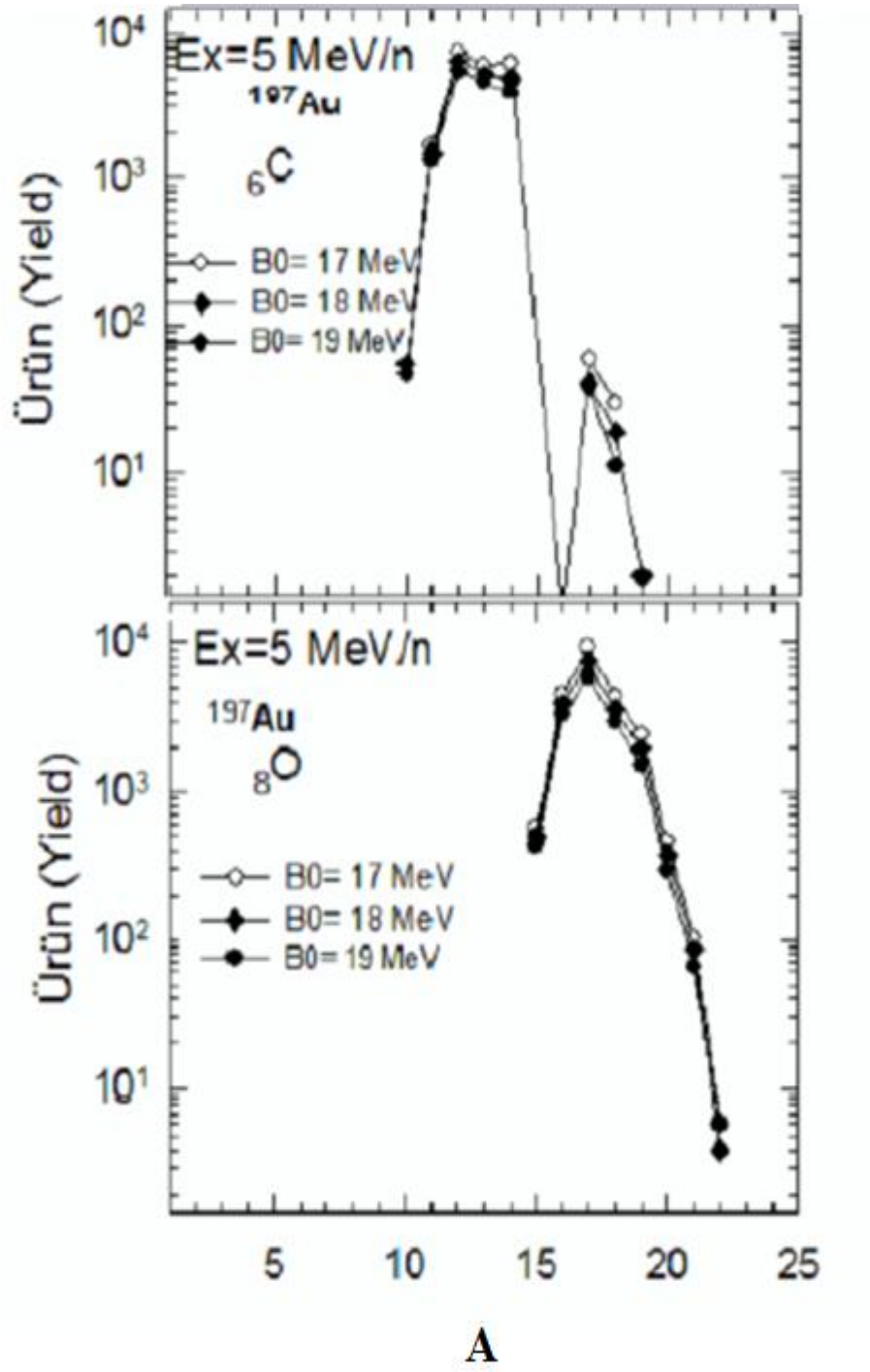
Şekil 4.4. ^{124}La için B0=18 MeV standart değerinde bulunması gereken değerden ne kadar saptığının gösterimi.

4.2.İzotopik Dağılımlar

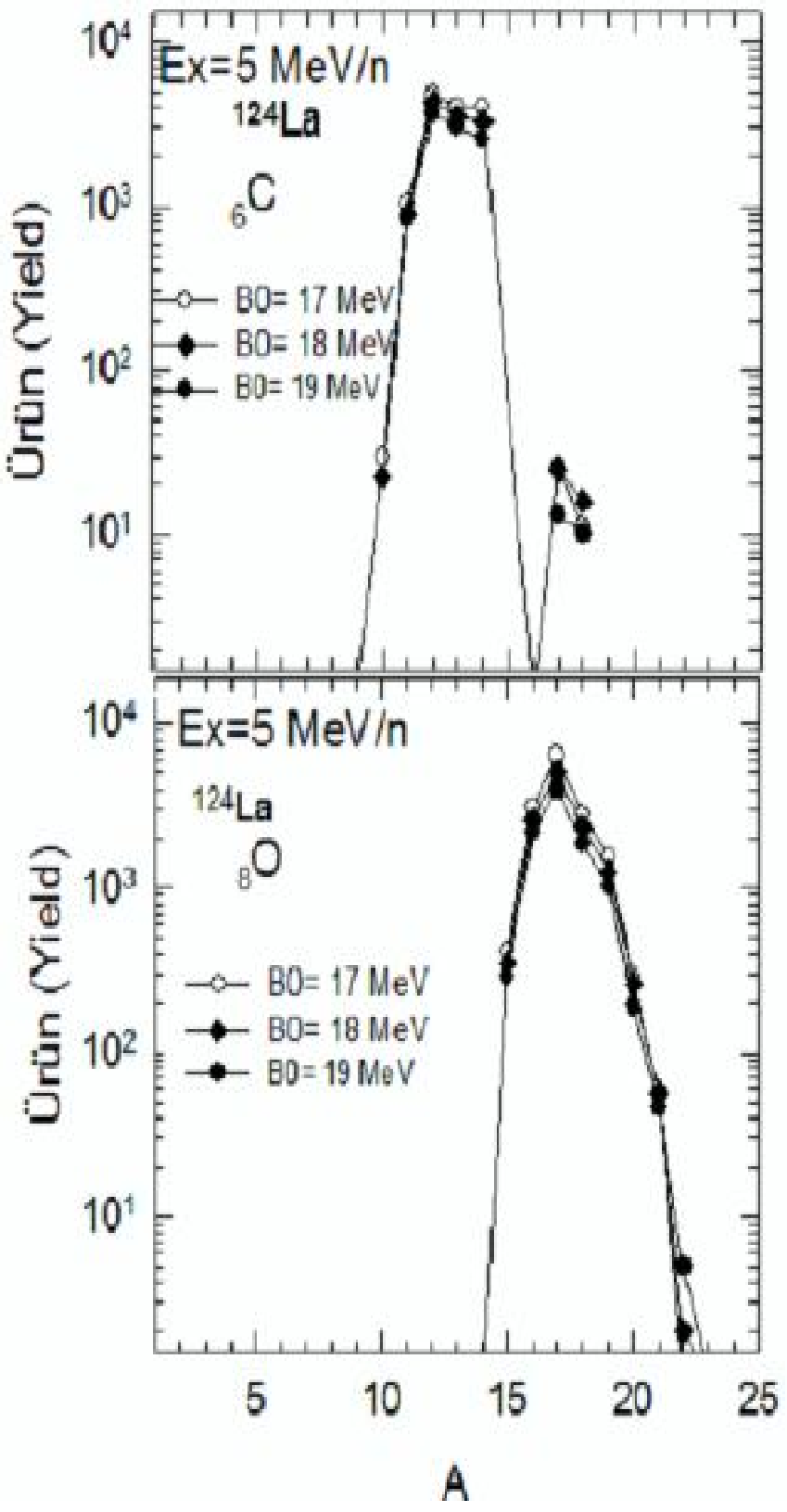
İzotop, aynı kimyasal elementlerin, atom numarası ve periyodik tablodaki yeri aynı olan, hemen hemen aynı kimyasal davranışları ve özellikleri gösteren, ama buna karşılık atom kütlesi ve fiziksel özellikleri farklı olan iki ya da daha çok sayıdaki atom çekirdeği türüdür. Kütlesi küçük olan elementlerin çoğu bir veya iki kararlı izotoplara sahiptir. Bu izotopların her birinin çekirdeğindeki nötron sayısı, genellikle proton sayısı ile aynıdır. Ağır elementlerin çoğunun iki ile on arasında değişen kararlı izotopları vardır. Bu izotoplarda, çekirdeğin kararlılığı için nötronun protona oranının büyük olması gerekir.

Bir elementin bütün atomlarının aynı olduğu ve özellikle aynı kütleye sahip olduğu düşünülürdü. Ağır elementlerin radyoaktifliği üzerinde çalışılırken aynı kimyasal özellikleri gösteren iki maddenin fiziksel özelliklerinin de aynı olmasının gerekmediği ilişkin ilk kanıtlar elde edildi. 1906-1907 arasında bazı araştırmacılar, Uranyumun bir bozunum ürünü olan İyonyum ile Toryumun bir bozunum ürünü olan Radyotoryumun, Toryumla karşılaştırılması durumunda, bu maddelerin hiçbir fiziksel yolla yeniden toryumdan ayrılamadığını saptadılar. Her iki maddenin de radyoaktif özellikleri toryumunkinden oldukça değişikti ve atom kütleleri toryumunkinden birkaç birim farklıydı. H.N.Mc Coy ve W.H.Ross belirli radyoaktif bozunma ürünlerinin Toryumda olduğu gibi aynı kimyevi özelliğe ve farklı atom ağırlığına sahip olduğunu 1907'de keşfettiler. 1913'te İngiliz kimyacı Frederick Soddy bu durumu açıklamak için, periyodik tablodaki yeri aynı olan farklı maddelere, Yunanca isos ('aynı') ve topos ('yer') sözcüklerinden yararlanarak izotop adını verdi. Önceleri ağır elementler için saptanan bu özelliğin doğal olarak bulunan kararlı elementler için de geçerli olduğu kısa bir süre sonra ortaya çıktı. Kararlı halde bulunan izotopların varlığını ilk önce 1913'te Thomson, pozitif Neon iyonlarının manyetik alanlardaki sapmalarını ölçmek amacıyla keşfetti. Bu metotla Thomson birinin kütlesi 20, öbürünün kütlesi 22 olan iki Neon iyonunun mevcut olduğunu gördü. Aston ve Dempster tarafından sürdürülen ve 'kütle spektrometresi' temeline dayanan çalışmalar, birçok elementin aslında kütle sayıları farklı izotop karışımlarından meydana geldiğini gösterdi. Aynı senelerde Soddy ve Fajans'ın çalışmaları sonucu kimyevi yolla ayrılamayan elementlerin varlığını ortaya koydu. Bu elementler birbirlerinden radyoaktif devir ve atom ağırlıklarının farklı farklı olmasıyla ayrılabilir. ^{197}Au ve ^{124}La çekirdeklerinin 5 MeV'lik uyarılma enerjisi ile parçalanması sonucu oluşan $_{6}$C ve $_{8}$O izotoplarının çeşitli simetri enerjisi değerlerindeki

kütle dağılımını şekil 4.5. ve şekil 4.6.'da gösterdik. Yaptığımız çalışmada Z=0'dan başlayarak Z=10'da dahil olmak üzere değerler aldı ve biz bu değerler arasından Z=6 olan $_{6}C$ ve Z=8 olan $_{8}O$ izotoplarını seçerek $_{6}C$ ve $_{8}O$ izotoplarının çeşitli yüzey gerilimi enerjisi değerlerindeki kütle dağılımını inceledik.



Şekil 4.5. ^{197}Au çekirdeğinin 5 MeV'lik uyarılma enerjisi ile parçalanması sonucu oluşan $_{6}$C ve $_{8}$O izotoplarının çeşitli simetri enerjisi değerlerindeki kütle dağılımı.

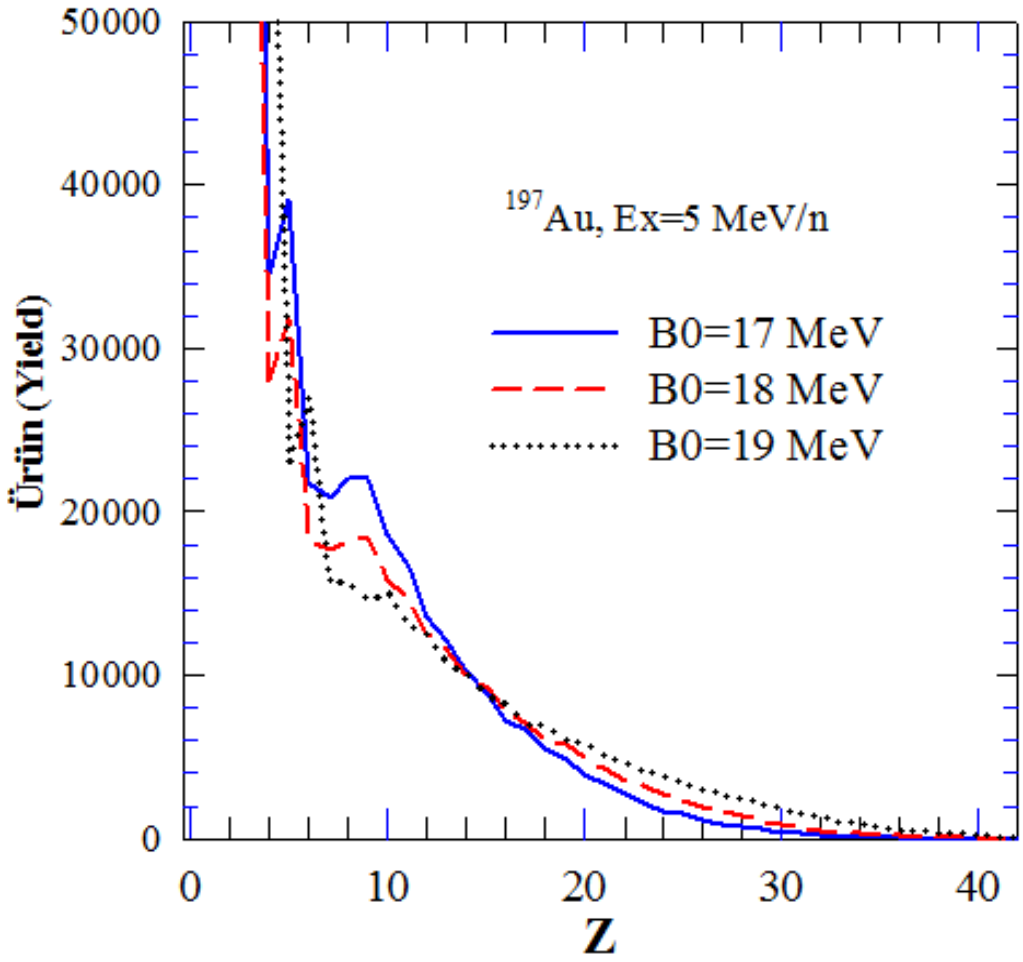


Şekil 4.6. ^{124}La çekirdeğinin 5 MeV'lik uyarılma enerjisi ile parçalanması sonucu oluşan $_{6}$C ve $_{8}$O izotoplarının çeşitli simetri enerjisi değerlerindeki kütle dağılımı.

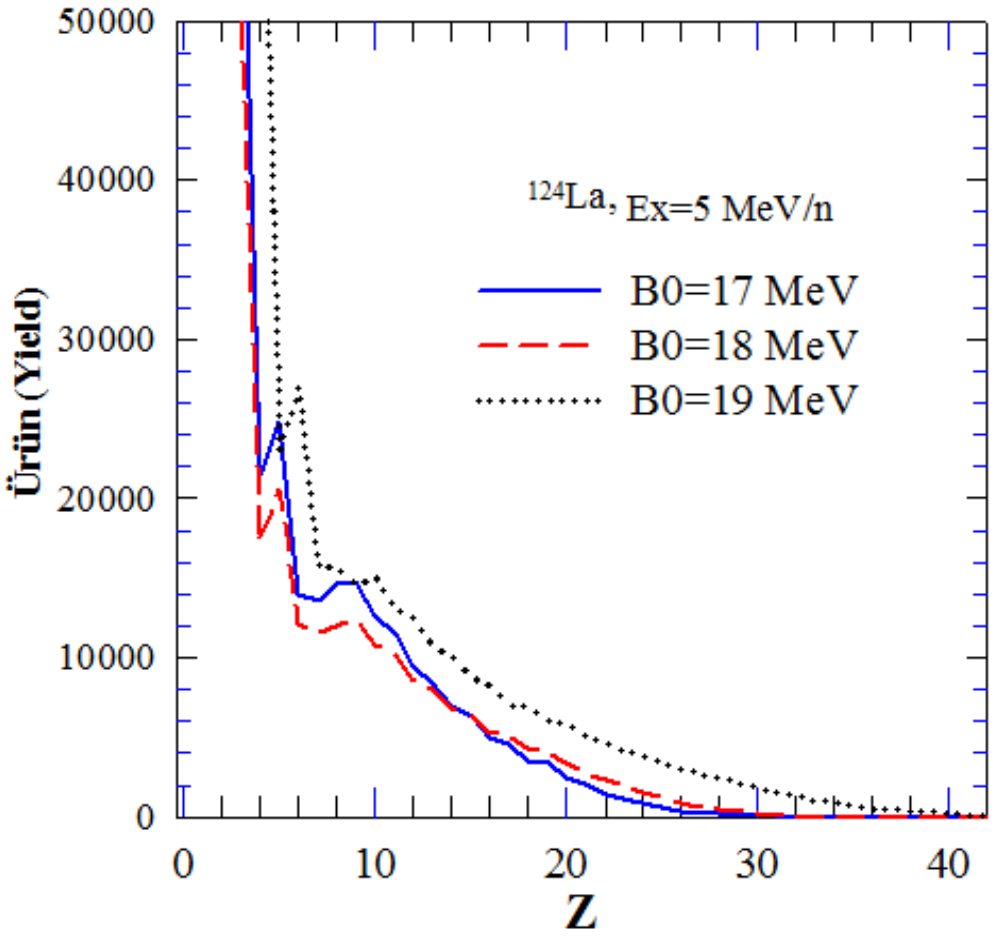
4.3. Farklı Uyarılma Enerjilerinde Çekirdeklerin Yük Dağılımları

Parçacıkların kütle ve yük dağılımları, belli bir uyarılma enerjisi sonucunda çekirdeklerin bozunmasıyla oluşacaktır. Belli bir uyarma enerjisi sonucunda çekirdeklerin bozulmasıyla parçacıkların kütle ve yük dağılımları oluşur (Bondorf ve ark., 1985, 1995; Botvina ve ark., 1985, 1995, 2006; Scharenberg ve ark., 2001). ^{124}La ve ^{197}Au çekirdeklerinin parçalanması sonucu oluşan sıcak birincil parçacıkların aşağıda ifade edilen tanımlamaya uyduğu Şekil 4.7. ve Şekil 4.8. de açıkça görülebilir. Uyarılma enerjisi arttıkça kütle dağılımının fisyon-benzeri dağılımı kaybolmaya başlar ve düşük sıcaklıklarda ($T \leq 5$MeV), bir büyük artık parçacık ve birkaç küçük parçacıktan oluşan bir topluluğa karşılık gelen U şeklinde bir dağılım oluşur. Bu dağılım buharlaşmanın bir sonucu gibidir. Örneğin; Uranyum büyük bir çekirdek olduğu için, birkaç büyük parçacık açığa çıkar. W şeklinde bir dağılım oluşur. Yüksek sıcaklıklarda ($T > 6$MeV), büyük parçacıklar kaybolur ve dağılım üstel olarak azalan bir şekil alır. Geçiş bölgesinde ($T \approx 5$-6MeV), sistemin sonluluğu nedeniyle, bir fazdan diğer bir faza yavaş bir geçiş gözlenir. Uyarılma enerjisinin artışı yüzey gerilimini azaltacağı için bir çekirdek düşük sıcaklıklı daha küçük parçacıklara ayrılacaktır. Parçacıkların büyüklüklerindeki dalgalanmalar anlık olarak dikkate değer derecede artabilir. Sonuç olarak geçiş bölgesinde kütle ve yük dağılımı düz hale gelir. Bu bölgede, kalorik kıvrımın plato-benzeri davranışı, sıcaklıktaki ve ortaya çıkan parçacıkların sayısındaki büyüklük dalgalanmalar gibi çok sayıdaki özellik deneylerle elde edilmiştir. Ayrıca nükleer çok katlı parçalanmanın başladığı andan itibaren (örneğin; Ex=4,5,6,7 MeV/n uyarma enerjilerinde nükleer sıvı-gaz faz geçiş bölgesinde) orta kütleli parçacıkların dağılımlarının çekirdeklerin N/Z oranları ile doğrudan bağlantılı olduğu açıkça görülmektedir. 8 MeV/n uyarma enerjisi ve daha büyük enerjilerde ise; dağılım çekirdeklerinin yükleri ile doğru orantılı olarak üstel biçimde azalır. Yani atom numarası büyük olan çekirdekler uyarma enerjisinin artışıyla daha hızlı biçimde küçük parçacıklara bozunurlar. ^{197}Au çekirdeği için elde edilen değerleri Şekil 4.7.'de ve Şekil 4.8.de ise ^{124}La çekirdeği için elde edilen değerler gösterilmiştir. Hesaplamalar sonucunda, çok parçalanmaya maruz kalan çekirdeklerin N/Z oranlarının Ex=5 MeV/n enerjisinde oluşan parçacıkların dağılımlarını etkilediği gözlenmiştir. Çalışmadaki çekirdeklerin atom numaraları birbirine yakın olduğu için özellikle yüksek enerjilerdeki kütle ve yük dağılımları oldukça benzer çıkmıştır. Ağır çekirdeklerde Coulomb itmesinin baskınlaşmaya başlaması enerji eşik seviyesinin düşmesine sebep olur. Hafif

çekirdeklerde ise çok katlı parçalanmaya geçiş için daha büyük uyarılma enerjisi gerekmektedir (Pienkowski, 2002; Kwiatkowski , 2002; Lefort , 2002).



Şekil 4.7. ^{197}Au çekirdeğinin çok parçalanmasında oluşan parçacıkların, 5MeV/n uyarılma enerjisi için yük dağılımları.



Şekil 4.8. ^{124}La çekirdeğinin çok parçalanmasında oluşan parçacıkların, 5MeV/n uyarılma enerjisi için yük dağılımları

5. İSTATİKSEL TOPLULUKLARDA ARTIK ÇEKİRDEK HESABI

Yüzeysel çarpışma sürecinin ALADIN spektrometresinin deneysel verilerinin analizlerinden 3 aşamasının olduğu gösterildi (Hubele ve ark., 1992; Botvina ve Mishustin, 1992; Kreutz ve ark., 1993; Barz ve ark., 1993; Bauer, 1993; Bondorf 1993). Bu üç aşama şu şekilde sıralanır; ilk aşama, hedef çekirdek ile hedefe gönderilen çekirdeğin şiddetli bir şekilde çarpışmasıyla hızlı bir dinamik süreç baskındır. İkinci aşamada, çarpışan çekirdeklerin çarpışmaya katılmayan bölümlerinden aşırı uyarılmış sıcak nükleer sistemin (SNS, Thermalized Nuclear Systems, TNS) oluşumu ve üçüncü aşamada sıcak nükleer sistemin (SNS) istatistiksel olarak parçalanması ele alınır.

Sıvı-gaz faz geçişleri yaklaşımı kullanılarak nükleer çok katlı parçalanmada sıcak ve soğuk parçalanmanın analizleri çok başarılı sonuçlar vermiştir (Botvina ve ark., 1987; Botvina ve ark., 1990; Gross, 1990; Bowman ve ark., 1991; De Souza ve ark., 1991; Hubele ve ark., 1992; Kreutz ve ark., 1993; Kreutz, 1992; Lindenstruth, 1992; Moretto ve Wozniak 1993). Orta ve hafif kütleli parçacıkların oluşumu iki ayrı yaklaşımla açıklanabilmektedir. Birinci yol, yüksek enerjilerde hadron-çekirdek reaksiyonları ve yine yüksek enerjilerde merkezi olmayan yanal çekirdek- çekirdek çarpışmalarıyla (peripheral collisions) ilişkilendirilir. İkinci yol ise, ara enerjilerdeki ağır çekirdeklerin kafa kafaya çarpışmasıyla (central collisions) ilişkilendirilebilir. Parçacık oluşmasında bu iki yol bir arada da olabilir ya da çarpışma parametresi ve bombardıman enerjisine göre bir yoldan diğer yola kademe kademe de değişebilir(Botvina ve ark., 1995). Bu yaklaşımda istatistiksel artık çekirdek topluluğu yaklaşımı kullanılır.

İlk durumun ICM (Intranuclear Cascade Model) gibi dinamik bir modelle tanımlanabilmesine rağmen, deneysel verilerle direk olarak karşılaştırılabilmesi bakımından dengede olmayan bir durum sonrası dengeye ulaşan kaynakların bir topluluğunu belirlemek daha kullanışlıdır (Botvina ve Mishustin, 1992). İstatistiksel çok katlı parçalanma modelleri ile oluşan artık çekirdeğin özellikleri araştırılmıştır(Botvina ve Mishustin, 1992; Barz ve ark., 1993; Li ve ark., 1993). Bu araştırmaların analizine göre, sıcak nükleer sistemin (SNS) dağılımı, nükleon başına uyarma enerjisinin artmasıyla istatistiksel çok katlı parçalanmaya maruz kalan artık çekirdeğin kütle numarası A değerinin azalmasının bir ilişkisiyle ve $\varepsilon^* = \frac{E^*}{A} \approx 6-8$ MeV aralığındaki değerlerde uyarma enerjisinin bir doyuma ulaştığı şeklinde

karakterize edilmiştir (Botvina ve ark. 1995). İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullanılarak yapılan hesaplamalarda, uyarma enerjisi E^* değeri, ortalama kütle A ile ilişkilendirilerek, artık çekirdek (sıcak nükleer sistem, SNS) dağılımının deneysel verilerine uygun sonuçlar elde edilmiştir (Botvina ve ark. 1995). Böylece artık çekirdeğin E^* uyarma enerjisi ile ortalama kütle A arasında genel bir ilişki kurulmuştur. A kütle numarasına ve E^* uyarma enerjisine göre sürekli olan artık çekirdek ya da sıcak nükleer sistem (SNS) toplulukları göz önüne alınarak ve A ortalama kütle değeri civarındaki kütle numarasının gausyen dağılımları farz edilerek dengedeki kaynakların ortalama kütlesi A,

$$\alpha \equiv \frac{A}{A_0} = 1 - a_1\left(\frac{E^*}{A}\right) - a_2\left(\frac{E^*}{A}\right)^2 \tag{5.1}$$

denklemi ile parametrize edilmelidir(Botvina ve ark. 1995, Botvina ve ark. 2006). Burada E^* kaynakların MeV cinsinden uyarma enerjisi, A_0 ise kaynakların kütlesidir. Ayrıca, $a_1 = 0{,}001\ (\mathrm{MeV})^{-1}$ değerine eşitken, $a_2 \approx 0{,}009 - 0{,}015\ (\mathrm{MeV})^{-2}$ aralığında değerler alabilir ve kaynakların enerjisine çok az bağlıdır. Ayrıca yapılan analizler sıcak artık çekirdeğin uyarma enerjisinin bir sınırlaması için bazı göstergelerin olduğu anlaşılır. Bunun sebebi de denge öncesi emisyondur. Yüksek bir enerji artık çekirdeğe aktarılırsa onun büyük bir kısmı parçalanma öncesi hızlı parçacıklarla uzağa taşınır. Böylece uyarma enerjisi ile parçacıkların bağlanma enerjisinin karşılaştırılabilirliğinin doğal bir sınırı olduğu beklenebilir. Buna göre Denklem (4.1)'den nükleon başına maksimum uyarma enerjisinin $\varepsilon^*_{max} = \frac{E^*_{max}}{A} = 8{,}13\,\mathrm{MeV}$ olduğu anlaşılır(Botvina ve ark., 1995). Denklem (4.1) reaksiyonun dengede olmayan aşamasından sonra oluşan artık bir nükleer sistemin kütle numarası ve uyarma enerjisi arasındaki doğal bir ilişkiyi yansıtır. Yani yüksek uyarma enerjilerinde daha çok parçacık oluşur. Uyarma enerjisi ile kütle numarasının kabul edilen ilişkisi hem dinamik simülasyonlarla (Konopka ve ark., 1993; Barz ve ark., 1993) hem de diğer istatistik modellerle (Li ve ark. 1993, Botvina ve ark. 1995, Raduta A.H. ve Raduta A.R. 2000) tutarlı sonuçlar vermektedir. Farklı Z_{bound} (bağ yükü; parçacıklarda depolanan toplam yük, $Z \geq 2$) değerlerinde parçacık oluşumunun çok iyi bir tanımlama sağlamasının yanı sıra artık çekirdek topluluğunun topluluk

parametresi ile yapılan hesaplamaları kalorik eğrinin davranışını yeniden oluşturur (Xi ve ark., 1997).

Sıcak nükleer sistemin, kütle numarasının ortalama değeri A civarındaki kütle dağılımının genişliği

$$\sigma = \sigma_0 \, A_0 \left(1 + c_0 \frac{(\varepsilon^*)^2}{(\varepsilon^*_{max})^2} \right) \tag{5.2}$$

ile ifade edilir. Burada σ_0 ve c_0 katsayıları, orta kütleli parçacıkların deneysel çok katlılık (multiplicity) dağılımlarının genişliğine uygun olarak seçilir. Uyarma enerjisi ile kütle dağılımının genişliğinin artması SNS oluşum sürecinin rastgele doğasıyla da uyumludur. SNS (sıcak nükleer sistem) topluluğunun atom numaraları Z, hedefe gönderilen (projectile) çekirdeğin N/Z oranı uygulanarak kütlesinden türetilir.

Farklı $\varepsilon^* = \frac{E^*}{A}$ uyarma enerjilerine sahip artık çekirdeklerin kütleleri toplanmış bağıl ürünleri $Y_{(\varepsilon)}$, tamamıyla reaksiyonun ilk aşamasından belirlenir. Deneysel sonuçların iyi bir tanımlamasının sağlanabilmesi, ürünler için uygun bir parametrizasyon seçilmesi ile olur. Düşük uyarma enerjilerinde ($\varepsilon \leq \varepsilon_{küçük}$), Botvina ve arkadaşlarının yaptığı analizler sonucunda artık çekirdeklerin bağıl ürünlerini

$$Y_{(\varepsilon^*)} \propto \exp\left(- c_1 \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon^*_{max}}\right) \tag{5.3}$$

biçiminde basit bir exponansiyel biçimde seçmişlerdir (Botvina ve ark. 1995). Bu şekilde bir davranış Cascade model hesaplamalarıyla da öngörülmüştür(Botvina ve ark. 1990, Botvina ve Mishustin 1992). Yine aynı çalışmada Botvina ve arkadaşları, ε^*_{max} civarında ürün dağılımlarının hedefe bağlı olduğunu göstermişlerdir. Hedef çekirdeğin Cu olması durumunda, eğer artık çekirdeklerin uyarma enerjileri ile bir birikiminin sınır değere yaklaşımı varsa, bu durumda, $\varepsilon^*_{küçük} < \varepsilon^* \leq \varepsilon^*_{max}$ civarındaki parametrizasyon;

$$Y_{(\varepsilon)} \propto c_3\,(-\alpha'(\varepsilon^*))\exp(-c_2\,(1-\alpha(\varepsilon^*))) \qquad (5.4)$$

biçiminde yapılmıştır. Burada, artık çekirdek topluluğunun rastgele oluşumuna olanaktanımak için denklem (4.1) ile verilen $\alpha(\varepsilon^*)$ fonksiyonu ve bu fonksiyonun ε^*'a göre birinci türevi $\alpha'(\varepsilon^*)$ kullanılmıştır.

Her iki parametrizasyon da $\varepsilon^* = \varepsilon^*_{\text{küçük}} = 5$ MeV değeri için $c_2 = 1{,}62\,c_1$ ve $c_3 = (-\alpha'(\varepsilon_{\text{küçük}}))^{-1} = 6{,}6$ eşitliklerini gerektirir. Bu parametrelerin, deneysel verilerle en iyi uyumu $c_1 = 0{,}16$, $\sigma_0 = 0{,}07$ ve $c_0 = 2$ değerleri için bulunmuştur (Botvina ve ark., 1995).

6.MATERYAL VE YÖNTEM

Bu tez çalışmasında uyarılmış atomik çekirdeklerin parçalanmasının teorik olarak simülasyonunu yaparak ağır-iyon çarpışmaları sırasında oluşan sıcak ve yoğun bileşik çekirdeklerin bozunma modları istatistiksel parçalanma modeli temel alınarak araştırılacaktır. Bu modele göre, iki ağır atomik çekirdek çarpıştığında oluşan sıcak ve yoğun madde, genişleme fazında düşük yoğunluklara ulaşacak ve donma hacminde istatistiksel dengeye ulaşacaktır (low density freeze-out). Bu aşamada, nükleer parçalanma olayı sıvı-gaz faz geçiş teorisine göre ele alınır ve sıvı fazın oluşturduğu damlacıklar nükleer parçacıklar olarak ortaya çıkar. Bütün bozunma kanalları nükleonların kümelenmesi ile oluşur ve enerjinin korunumu, açısal momentumun korunumu, kütle numarası A ve yük sayısı Z korunumları göz önüne alınır. Markov chain hesaplamalarında mikrokanonik yaklaşım kullanılır ve bozunma kanallarının istatistiksel ağırlık fonksiyonu Wi= Cexp(Si(E*,A,Z)) ile verilir. Burada C normalizasyon katsayısı, Si sistemin i kanalında bulunduğu andaki entropisi, E* ise nükleon başına uyarılma enerjisidir. Bozunma kanalları, bu kanalların istatistiksel ağırlıklarına göre Monte Carlo yöntemi ile belirlenir. Kütle numarası A=4 ve daha küçük, yük sayısı Z=2 ve daha küçük olan parçacıklar temel gaz parçacıkları olarak ele alınırken, daha büyük parçacıklar da sıcak nükleer damlacıklar olarak ele alınır. Her bir nükleer parçanın serbest enerjisi $F_{A,Z}$ Bethe-Weizsäcker'in yarı deneysel kütle formülündeki hacim (bulk), yüzey, Coulomb ve simetri terimi ile parametrize edilir. Yarı deneysel kütle formülü ile verilen bu terimler, sistem izole edilmiş varsayıldığında normal yoğunluk (nükleer maddenin dengedeki veya taban durumundaki yoğunluğu 0.15 fm-3) göz önüne alınır. Ancak, sıvı-gaz faz geçişi sırasında bu yoğunluk nükleer maddenin normal yoğunluğunun 1/3 ile 1/10'una kadar düştüğü belirlenmektedir, ve bu değer astrofizikte stellar madde için binde birler mertebesine kadar çok daha düşük değerler alabilir. Bizim çalışmalarımızda freze-out yoğunluğu normal yoğunluğun yanal çarpışmalar için 1/3'ü olarak alınmıştı ancak merkezi çarpışmalarda bu değer akı (flow development) nedeniyle oluşan ek genişlemenin de içine alınmasından dolayı 1/6 olarak alınabilir.

Hesaplamalarda kullanılacak olan temel atomik çekirdekler ALADIN deneylerinde kullanılan sistemlerle ilgili olarak farklı nötron-proton oranlarına sahip olan ^{197}Au ve ^{124}La gibi atomik çekirdekler olacaktır. Bu atomik çekirdeklerin değişik uyarılma enerjilerindeki parçalanmaları sonucunda ortaya çıkan yük ve izotopik

dağılımları farklı sıvı-damlası parametreleri (simetri enerjisi ve yüzey gerilim enerjisi gibi) kullanılarak parçacık ürünlerinin dağılımları belirlenecektir. Bu sonuçlar daha önceki elde edilen sonuçlarla karşılaştırılıp yorumlanacaktır. Sıcak birincil parçacıkların ikincil-uyarılma sürecinin formüle edilmesi güvenilir sonuçlar elde etmek için önemlidir. Birincil sıcak parçacıkların; küçük parçacıkların buharlaşması ile bozunup soğuması ya da Fermi ayrışması (Fermi break-up) ile bozunduğu varsayılır. Bu kodlarda soğuk izole çekirdeklerin kütleleri fit edilerek izole edilmiş çekirdek kütle formülleri elde edilirken, bazı mümkün değişimlerin öngörülebildiği durumlarda, örneğin ilk ikincil uyarılma aşamasında sıcak parçacıkların kendi etrafindaki irili ufaklı nükleer parçacıklarla karmaşık bir Coulomb etkileşmesine girmesi hesaplara katılmalıdır. Bu kütle hesaplamaları uyarılma enerjisinin büyüklüğüne göre düzenlenir, yüksek enerjilerde standart sıvı-damla formülleri düşünülürken, düşük enerjilerde shell-effect'i içine alan standart deneysel kütlelere düzgün bir geçiş yapan uyarlamalar geliştirilir.

7. YORUM VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli kullanılarak, ^{197}Au ve ^{124}La çekirdeklerinin çeşitli uyarma enerjilerinde de parçalanma ürünleri belirlenmiştir. Bu model enerji, momentum, açısal momentum, A_0 kütle numarası ve Z_0 yük sayısı gibi niceliklerin korunumunu göz önüne almaktadır. Hesaplamalar da nükleon başına uyarılma enerjisi değerleri olarak Ex=1,2,3,4,5,6,7,8,9,10 MeV/n değerlerini aldık. Bu uyarılma sonucu oluşan parçalanmalarda her iki atom çekirdeği için yük dağılımlarını belirledik. Yük dağılımlarının yüzey gerilimi enerjisine bağlılığını araştırmak için yüzey gerilimi enerjisi kat sayısı için 17, 18 ve 19 MeV değerlerini kullandık. Burada 18 MeV değeri doyma yoğunluğundaki standart değerdir. Hesaplamalarımızda kullanılan çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanmalarında oluşan orta kütleli parçacıkların kütleleri $6 \leq A \leq 40$ aralığında ve yükleri $6 \leq Z \leq 20$ aralığında seçildi. Hesaplamalar sonucunda, çok parçalanmaya maruz kalan çekirdeklerin N/Z oranlarının Ex=1,2,3,4,5,6,7,8,9,10 MeV/n enerjilerinde oluşan parçacıkların dağılımlarını etkilediği gözlenmiştir. Çekirdeklerin parçalanması sonucu oluşan sıcak birincil parçacıkların kütle dağılımı şekil 4.7.ve şekil 4.8. dizilerinde gösterilmiştir. Yük dağılımlarının kütle dağılımları ile yaklaşık olarak örtüştüğü, Z=A-N uyarınca daha az nokta tespit edildiği belirlenmiştir. Çalışmamızda yüksek uyarılma enerjisinde ağır çekirdeklerin buharlaşması görülebilmektedir. Orta düzeyli uyarılma enerjilerinde ise sıvı-gaz faz geçişi grafiklerden de anlaşılabilmektedir. Çekirdekler için çok katlı parçalanmaya geçişin gözlendiği uyarılma enerjisinin hemen hemen aynı değerde olduğu gösterilmiştir. Kütle ve yük dağılımları arasında ise kayda değer bir fark olmadığı anlaşılmıştır. Çok daha düşük enerjilerde ise fisyon olayı başarılı şekilde SMM ile anlatılmıştır. Atom numarası büyük olan çekirdekler uyarma enerjisinin artışıyla daha hızlı biçimde bozunurlar. Bu hesaplamalar ile çok katlı parçalanma ve buharlaşmayı kapsayan nükleer reaksiyonlar için kütle ve yük dağılımları SMM çatısı altında incelenmiş ve çok katlı parçalanma reaksiyonlarının analizi için üretilen SMM'in daha düşük ve daha yüksek uyarılma enerjileri için de tatmin edici bulgular ortaya koyduğu gözlenmiştir (Eren ve ark., 2007).

İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli ile ^{197}Au ve ^{124}La çekirdekleri için parçacıklar sisteminin 0,5 MeV/n uyarılma enerjisinden başlayarak 1 MeV/n uyarılma enerjisi de dahil olmak üzere uyarılma enerjileri için sıcaklık değerleri tek tek hesaplanarak Şekil 4.1.'de gösterildi. Parçalanmanın başladığı kabul edilen E^*

değerlerinin çekirdeklerin N/Z oranlarına göre değer aldığı görülmektedir. Bu değerlere karşılık gelen T^* ayrışma sıcaklığı değerlerinin ~6 MeV/n civarında olduğu ve sabit sıcaklık bölgesinin büyük çekirdekler için geniş olduğu gösterildi. Ayrıca T^* ayrışma sıcaklığı değerine ulaşıldıktan hemen sonra sıcaklık değerlerinde hafif bir düşme (back bending) gözlenmiştir. Daha küçük N/Z oranlı çekirdekler için bu bölgenin daha küçük olduğu Buyukcizmeci (2005) tarafından gösterilmiştir. Bu durum, iki fazın bir arada olduğu (coexistence) bölge için her çekirdeğin bir karakteristiğidir. Kalorik eğrideki bu geri bükülme davranışı, birinci derece faz geçişinin bir göstergesidir. Ancak geri bükülmenin gerçekleştiği T ayrışma sıcaklığı N/Z oranına bağlı olarak farklılık göstermiştir. Bu bölgedeki plato davranışı daha önce Au çekirdeği için belirlenmiştir (Botvina ve ark., 1995; Bondorf ve ark., 1995; Iljinov, 1995; Mishustin, 1995; Sneppen, 1995). Bu davranış, deneysel sonuçlarla, daha karmaşık olan Fermiyonik Moleküler Dinamik (Schnack ve Feldmeier, 1997) ve Antisimetrik Moleküler Dinamik (Sugawa ve Horiuchi, 1999) hesaplamalarıyla doğrulanmıştır. Şekil 4.2.'de ^{197} Au ve ^{124}La için sıcaklığın varyans değerleri gösterilmiştir ve geçiş bölgesinde (transition region, 5,5 - 6 MeV/n) sıcaklığın varyansı en yüksek değerleri aldığı gözlenmiştir.

^{197}Au ve ^{124}La çekirdeklerinin 5 MeV'lik uyarılma enerjisi ile parçalanması sonucu oluşan $_6$C ve $_8$O izotoplarının çeşitli simetri enerjisi değerlerindeki kütle dağılımını şekil 4.5. ve şekil 4.6.'da gösterdik. Yaptığımız çalışmada Z=0'dan başlayarak Z=10'da dahil olmak üzere değerler aldı ve biz bu değerler arasından Z=6 olan $_6$C ve Z=8 olan $_8$O izotoplarını seçerek $_6$C ve $_8$O izotoplarının çeşitli yüzey gerilimi enerjisi değerlerindeki kütle dağılımını inceledik. B0 küçüldükçe eğrilerin daha genişlediğini görüyoruz. Bunun anlamı nötron zengin izotopların daha çok görüldüğüdür. İzotop dağılımlarının bu özelliği bize bazı avantajlar sağlar. Çeşitli enerjilerde yapılan ağır iyon çarpışması deneylerinde parçalanma ürünlerinin teorik olarak üretilmesi için simetri enerjisinin değişimi bize kolaylık sağlar. Böylece hangi simetri enerjisi değerinde deneysel sonuçların üretildiğini buluruz. SMM ile yapılan hesaplamalarda sıcak nükleer maddenin yüzey gerilimi enerjisi kat sayısının 18 MeV değerine düştüğü gözlenmiştir (Ogul, 2009; Buyukcizmeci, 2012; Ogul, 2005; Buyukcizmeci, 2005; Ogul, 2008; Buyukcizmeci, 2008). Bu, soğuk parçacıklar için standart değer olan 25 MeV'den daha küçük bir değerdir.

Çeşitli enerjilerde uyarılan çekirdeğin patlaması sonucu açığa çıkan ürünlerin özellikleri incelenmiştir ve sonuçlar literatürde elde edilen deneysel ve teorik sonuçlarla uyum içerisindedir (Buyukcizmeci ve ark., 2008; Eren ve ark., 2007; Erdogan ve ark.,

2007; Buyukcizmeci ve ark., 2007; Ogul, 2007; Ogul, 2011; Iglio J. ve ark., 2006; Souliotis G. ve ark., 2007; Botvina 2006; Buyukcizmeci, 2006; Erdogan, 2006; Mishustin, 2006; Ogul, 2006; Trautmann, 2006; Ogul, 2003). Bu uyum, uygulanan İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modelinin güvenilirliğini bir kat daha artırmaktadır. İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli fisyondan buharlaşmaya giden süreçte açığa çıkan ürünlerin özelliklerini anlamak, nükleer parçalanmayı daha iyi tasvir edebilmek için kullanılabilecek bir modeldir.

KAYNAKLAR

Aichelin, J., Hüfner, J. Ve Ibarra, R. 1984 Cold breakup of spectator residues in nucleus -nucleus collisions at high energy. *Physics Reports*, C30:107-118

Avdeyev, S. P. ve ark. 1998 Thermal Multifragmentation in p+Au interactions at 2.16, 3.6 and 8.1 GeV incident energies. Eur. J. A 3:75-83.

Avdeyev, S. P. ve ark. 2002 Comparative study of multifragmentation of gold nuclei induced by relativistic protons, ^{4}He and ^{12}C. *Nuclear Physical*, A 709:392-414.

Barz, H. W. ve ark., Bondorf, J. P. ve ark., Donangelo, R., Mishustin, I. N. ve Schulz, H. 1986 Statistical multifragmentation of nuclei (III). Decay of the fragments. *Nuclear Physical*, A 448:753-763.

Barz, H. W., Bauer, W., Bondorf, J. P. ve ark. 1993 Charged-particle correlations in 600-AMeV gold induced disassembly reactions, a statistical multifragmentation analysis. *Nuclear Physical*, A 561:466-476.

Bellaize, N., Lopez, O., Wieleczko, J. P. ve ark. 2002 Multifragmentation process for different mass asymmetry in the entrance channel around the Fermi energy. *Nuclear Physical,* .A 709:367-391.

Bethe, H. A. 1990 Supernova mechanisms. *Physics Review* ,62:801-866.

Bohr, A. ve Mottelson, B. 1969 Nuclear Structure, vol. I, Benjamin Inc. New York Amsterdam.

Bondorf, J. P. 1976 *Journal de Physique* , 37:C5-195.

Bondorf, J., Donangelo, R., Mishustin, I. N., Pethick, C. ve Sneppen, K. 1985 Sampling in statistical multifragmentation of *Nuclear Physical Letters,* B 150:57-61.

Bondorf, J. P., Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mishustin, I. N. ve Sneppen, K. 1995 Statistical multifragmentation of *Nuclear Physical Reports*, 57:133-221.

Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mishustin, I. N. 1986 Preprint INR, P-0490, Moscow.

Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mishustin, I. N., Bondorf, J. P., Donangelo, R. ve Sneppen, K. 1987 Statistical simulation of the break-up of highly excited nuclei. *Nuclear Physical*, A 475:663-686.

Botvina, A. S., Iljinov, A. S. ve Mishustin, I. N. 1987 Multifragment break-up of nuclei by intermediate energy protons. *Nuclear Physical,* A 507(3-4):649-674.

Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N. 1992 Multifragmentation of thermalized residual nuclei in intermediate-energy heavy-ion collisions. *Physics Review Letters,* B 294(1):23-26.

Botvina, A. S. ve ark. 1995 Multifragmentation of spectators in relativistic heavy-ion reactions. *Nuclear Physical,* A 584:737-756.

Botvina, A. S., Lozhkin, O. V. ve Trautmann, W. 2002 Isoscaling in Light ion induced reactions and its statistical interpretation. *Physics Review* C 65:044610-044624.

Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N. 2004 Formation of hot heavy nuclei in supernova explosions. *Physics Review Letters*, B 584:233-240.

Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N. 2005 Multifragmentation reactions and properties of stellar matter at subnuclear densities. *Physics Review,* C 72:048801.

Botvina, A. S., Buyukcizmeci, N., Erdogan, M., Łukasik, J., Mishustin, I. N., Ogul, R. ve Trautmann, W. 2006 Modification of surface energy in nuclear multifragmentation *Physics Review Letters* ,C 74:044609-1-10.

Bowman, D. R., Peaslee, G. F., Desouza, R. T. ve ark. 1991 Multifragment disintegration of the ^{129}Xe + ^{197}Au system at E/A=50 MeV. *Physics Review Letters,* 67:1527-1530.

Buyukcizmeci N., Ogul R. and ., Botvina A.S., Eur. *Physics Journal*, A 25, 57 (2005).

Buyukcizmeci N., Botvina A.S., Mishustin I.N., Ogul R., *Physics Review,* C 77, 034608 (2008).

Chomaz, Ph., Colonna, M., Randrup, J. 2004 Nuclear spinodal fragmentation. *Physics Reports,* 389:263-440

Curtin, M. W., Toki, H. ve Scott, D. K. 1983. *Physics Letters*, B 123:289-292.

D'Agostino, M. ve ark. 1996 Statistical multifragmentation in central Au+Au collisions at 35 MeV/u. *Physics Letters,* B 371:175-180.

De Souza, R. T. ve ark. 1991 Multifragment emission in the reaction ^{36}Ar + ^{197}Au at E/A=35, 50, 80, and 110 MeV. *Physics Letters,* B 268:6-11.

Erdogan M., Buyukcizmeci N., Ogul R., Tr. J. Chem. 31, 403 (2007).

Eren N., Buyukcizmeci N., Ogul R., *Physisc Scripta,* 76, 657 (2007).

Fai, G. ve Randrup, J. 1983 Statistical simulation of complete events in energetic nuclear collisions. *Nuclear Physical,* A 404:551-577.

Goodman, A. L., Kapusta, J. I. ve Mekjian, A. Z. 1984 Liquid-gas phase instabilities and droplet formation in nuclear reactions *Physics Review*, C 30:851-865.

Gross, D. H. E. 1984 Nuclear physics with heavy ions-many body systems with specific flavour. *Nuclear Physical* ,A 428:313c-326c.

Gross, D. H. E. ve Massmann, H. 1987 Statistical fragmentation of very hot nuclei-complete microcanonical approach- *Nuclear Physical* ,A 471:339c-350c.

Gross, D. H. E. 1990 Statistical decay of very hot nuclei-the production of large clusters. *Physics Reports*, 53:605-658.

Gutborg, H. H. 1978 Proceedings of the symposium on relativistic Heavy Ion Research, GSI, Darmstadt, March.

Hubele, J., Kreutz, P., Lindenstruth, V. ve ark. 1992 Statistical fragmentation of Au projectiles at E/A=600 MeV. *Physics Review,* C 46:R1577-R1581.

Iglio J. et al *Physics Review,* C 74, 024605 (2006).

Konopka, J. ve ark. 1993 Formation and decay of highly excited nuclear clusters. Progress In Particle and Nuclear Physics 30:301-302.

Koonin, S. E. ve Randrup, J. 1987 Microcanonical simulation of nuclear disassembly. *Nuclear Physical,* A 474:173-192.

Kreutz, P. ve ark. 1993 Charge correlations as a probe of nuclear disassembly. *Nuclear Physical,* A 556:672-696.

Le Fevre, A. ve ark. 2005 İsotopic Scaling and the symmetry energy in spectator fragmentation. *Physics Review Letters*, 94:162701.

Gross, D. H. E. 1993 Statistical-model analysis of ALADIN multifragmentation data B *Physics Letters*, 303:225-229.

Lopez, J. A. ve Randrup, J. 1989 Theory of nuclear multifragmentation (I) transition-state treatment of the breakup process. *Nuclear Physical ,* A 503:183-222.

Lopez, J. A. ve Randrup, J. 1990 Theory of nuclear multıfragmentatıon (II) posttransıtıon dynamıcs. *Nuclear Physical,* A 512:345-364.

Mishustin, I. N. 1985 Statistical break-up of highly excited nuclei. *Nuclear Physical,* A 447:67c-94c.

Moretto, L. G. ve Wozniak, G. J. 1993 Multifragmentation in heavy-ion processes. Annual Review of Nuclear and Particle Science 43:379-455.

Mustafa, M. G., Blann, M., Ignatyuk, A. V. ve Grimes, S. M. 1992 Nuclear level densities at high excitations. *Physics Review,* C 45:1078-1083.

Müller, H. ve Dreizler, R. M. 1994 Thomas-Fermi approach to thermal quantum hadrodynamics. *Nuclear Physical,* A 563:649-670.

Ogul, R., 2003 Investigating the droplet formation in a nucleonic vapor. *Physica Scripta* 67:34-36.

Ono, A. et al., *Physics Review*, *C* 68, 051601 (2003).

Oğul, R., et al., 2009, Surface and symmetry energies in isoscaling for multifragmentation reactions, *J. Phy G: Nuclear. Particul Phyics,* 36, 115106.

Oğul, R. et al., 2011, Isospin dependent multifragmentation of relativistic projectiles, *Physics Review, C* 83, 024608.

Perfilov, N. A., Lozhkin, O. V. ve Ostroumov, V. I. 1962 Nuclear reactions induced by high-energy particles, Moscow.

Pienkowski, L., Kwiatkowski, K., Lefort, T. ve ark. 2002 Breakup time scale studied in the 8GeV/cπ^- + ^{197}Au reaction. *Physics Review,* C 65:064606-1-8.

Raduta, A. H. ve Raduta, A. R. 2000 Microcanonical studies concerning the recent experimental evaluations of the nuclear caloric curve. *Physics Review,* C 61:034611-1-5.

Randrup, J. ve Koonin, S. E. 1981 The disassembly of nuclear matter. *Nuclear Physical,* A 356:223-234.

Randrup, J. ve Koonin, S. E. 1987 Microcanonical simulation of nuclear multifragmentation .*Nuclear Physical ,* A 471:355c-370c.

Ravenhall, D. G., Pethick, C. J. ve Wilson, J. R. 1983 Structure of matter below nuclear saturation density. *Physics Review Letters,* 50:2066-2069.

Sauer, G., Chandra H. ve Mosel, U. 1976 Thermal properties of nuclei. *Nuclear Physica*l, A264:221-243.

Scharenberg, R. P. ve ark. 2001 Comparision of 1 A GeV ^{197}Au+C data with thermodynamics: The nature of the phase transition in nuclear multifragmentation. *Physics Review*, C 64:054602-1-19

Schüttauf, A., Kunze, W. D., Worner, A. ve ark. 1996 Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies. , *Nuclear Physical* A 607(4):457-486.

Sfienti, C. et al. *Physics Review Letters,* 102, 152701 (2009).

Siemens, P. J. 1983 Liquid-gas phase-transition in nuclear-matter. Nature 305:410-412.

Sneppen, K. 1987 Partitioning of a two component particle system and the isotope distribution in nuclear multifragmentation. *Nuclear Physical*, A 470:213-229.

Sneppen, K. ve Donangelo, R. 1989 Coarse graining of microscopic variables in the minimal information approach. *Physics Review*, C 39:263-264.

Souliotis G. et al, *Physics Review,* C 75, 011601(R) (2007).

Suraud, E.1987 Semi-classical calculations of hot nuclei. *Nuclear Physical*,A 462:109-149.

Tsang, M.B. et al., *Physics Review Letters*, V92, 062701 (2004).

Vicentini, V., Jacucci, G. ve Prandharipande, V. R. 1985 Fragmentation of hot classical drops. *Physics Review,* C31:1783-1793

Weisskopf, V. 1937 Statistics and Nuclear Reactions. *Physics Review Letters,* 52:295-303

Xi, H. ve ark. 1997 Breakup temperature of target spectators in Au-197+Au-197 collisions at E/A=1000 MeV. (Eur. Phys. J. A 1:235 (1997)) Z. *Physical,* A 359:397.

Zhang, X. Z., Gross, D. H. E., Xu, Massmann 1987 On the decay of very hot nuclei (I). Canonical Metropolis sampling of multifragmentation. *Nuclear Physical,* A 461:641-647.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı	**:**	Habibe DURMUŞOĞLU
Uyruğu	**:**	T.C.
Doğum Yeri ve Tarihi	**:**	Elbistan, 28.09.1990
Telefon	**:**	0554-649-60-46
Faks	**:**	
e-mail	**:**	h.drmsoglu@gmail.com

EĞİTİM

Derece		**Adı, İlçe, İl**	**Bitirme Yılı**
Lise	:	**Mükremin Halil Lisesi, Elbistan, K.maraş**	**2007**
Üniversite	:	**Selçuk Üniversitesi, Konya**	**2012**
Yüksek Lisans	:	**Selçuk Üniversitesi, Konya**	**2015**

YABANCI DİLLER : İngilizce

YAYINLAR : H. Durmuşoğlu, R. Oğul, ^{197}Au Ve ^{124}La Çekirdeklerinin Parçalanmasına Yüzey Gerilim Enerjisinin Etkileri- Selçuk Üniversitesi, Fen Dergisi