



T.C.

SELÇUK ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK ENERJİ AĞIR-İYON ÇARPIŞMALARINDA NÜKLEER PARÇACIK DAĞILIMLARININ MARKOV-CHAIN YAKLAŞIMI İLE BELİRLENMESİ

Hamide AVCI

DOKTORA TEZİ

Fizik

Aralık-2016
KONYA
Her Hakkı Saklıdır

ÖZET

DOKTORA TEZİ

YÜKSEK ENERJİ AĞIR-İYON ÇARPIŞMALARINDA NÜKLEER PARÇACIK DAĞILIMLARININ MARKOV-CHAIN YAKLAŞIMI İLE BELİRLENMESİ

Hamide AVCI

Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Rıza OĞUL

2016, 104 Sayfa

Jüri
Prof. Dr. Rıza OĞUL
Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ
Doç. Dr. Ömer DERELİ
Doç. Dr. Mehmet ERDOĞAN
Yrd. Doç. Dr. Ersin BOZKURT

Bu tezde, istatistiksel parçalanma modeli (SMM) kullanılarak, Fermi ve göreceli enerjilerde nükleer çoklu- parçalanma reaksiyonları teorik olarak çalışılmış ve elde edilen sonuçlar deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. İlk aşamada, hafif parçacıkların ($Z \leq 8$) izotopik ürünleri, E/A=50 MeV'deki ^{124}Sn + ^{124}Sn ve ^{112}Sn + ^{112}Sn merkezi çarpışmaları için araştırıldı ve MSU deney verileri ile karşılaştırıldı. Deneysel yük ve izotop dağılımlarının yeniden üretilebilmesi için SMM temelinde mikrokanonik Markov-chain hesaplamaları yapılmıştır. Sıvı damla parametrelerinin donma hacminde oluşan sıcak parçacıkların yük ve izotop dağılımlarına etkileri gösterilmiştir. Bu parçacıkların izotopik dağılımlarının parçacıkların simetri enerjisinin değişimine karşı oldukça duyarlı olduğu görülmüştür. Elde ettiğimiz sonuçlar deneysel datalar ile karşılaştırıldığında, izotopik dağılımların deneylerle iyi bir uyum sağlayacak şekilde yeniden üretilebilmesi için simetri enerjisi teriminin önemli miktarda azalması gerektiği görülmüştür. Bu durum daha önceki yanal ve merkezi çarpışmaların yorumlanması sırasında elde edilen sonuçlarla uyum içindedir. İkinci olarak, GSI'deki parçacık ayrıştırıcılarında (FRS) 1 GeV/nükleon göreceli enerjideki ^{124}Sn + ^{124}Sn ve ^{112}Sn + ^{112}Sn reaksiyonlarında ortaya çıkan parçacıkların üretim tesir kesitleri ve izotop dağılımları analiz edilmiştir. Daha önce 600 MeV/nükleon enerjide yapılan ALADIN deneylerinde belirlenmiş topluluk parametreleri kullanılarak benzer uyarılmış kaynaklar için SMM hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Deney ile elde edilen iyi uyum kaynak parçacıklara aktarılan uyarılma enerjisinin evrensellik özelliğini (universality) göstermektedir. Ayrıca, deneysel izotop dağılımlarının yeniden üretilebilmesi için düşük yoğunluk ve yüksek sıcaklıklardaki donma aşamasında simetri enerjisi teriminin belirgin bir azalma göstermesi gerektiği doğrulanmıştır. Nötron zengin çekirdeklerde (^{124}Sn ürünleri için) düşük enerjilerdeki simetri enerjisinin azalma eğilimi nükleer yapı etkisi olarak yorumlanmıştır.

Anahtar Kelimeler: İstatistiksel Çoklu-Parçalanma Modeli (SMM), merkezi çarpışma, yanal çarpışma, yük ve izotop dağılımı, simetri enerjisi

ABSTRACT

Ph.D THESIS

DETERMINATION OF NUCLEAR FRAGMENT DISTRIBUTIONS IN HIGH ENERGY HEAVY-ION COLLISIONS WITHIN MARKOV-CHAIN APPROXIMATION

Hamide AVCI

THE GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCEOF SELÇUK UNIVERSITY
DOCTOR OF PHILOSOPHY
IN PHYSICS

Advisor: Prof. Dr. Rıza OĞUL

2016, 104 Pages

Jury
Prof. Dr. Rıza OĞUL
Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ
Assoc. Prof. Dr. Ömer DERELİ
Assoc. Prof. Dr. Mehmet ERDOĞAN
Asst. Prof. Dr. Ersin BOZKURT

In this thesis, nuclear multifragmentation reactions at Fermi and relativistic energies were studied, theoretically, within statistical multifragmentation model (SMM) and the obtained results were compared to the experimental data. In the first stage, isotopic yields of light fragments ($Z \leq 8$) for central collisions of $^{124}Sn + ^{124}Sn$ and $^{112}Sn + ^{112}Sn$ at E/A = 50 MeV were studied and compared with MSU data. Microcanonical Markov-chain calculations were performed on the basis of SMM to reproduce experimental charge and isotopic distributions. The effects of varying liquid-drop parameters of hot fragments formed inside the freeze-out volume on charge and isotopic distributions were demonstrated. It is seen that the isotopic distributions of these fragments are very sensitive to the variation of the symmetry energy of fragments. Comparing our results with the experimental data, it is seen that a significant reduction of the symmetry term coefficient leads to better reproduction of the isotopic distributions. This is in agreement with previous conclusions obtained from the interpretation of both central and peripheral heavy ion collisions. Secondly, we analyze the production cross sections and isotopic distributions of projectilelike residues in the reactions $^{112}Sn + ^{112}Sn$ and $^{124}Sn + ^{124}Sn$ at an relativistic projectile energy of 1 GeV/nucleon measured with the fragment separator (FRS) at the GSI laboratory. Calculations within the SMM for an ensemble of excited sources were performed with ensemble parameters determined previously for similar ALADIN experiments at 600 MeV/nucleon. The obtained good agreement with the experiment shows the universality of the excitation energy induced in the projectile residues. It is furthermore confirmed that a significant reduction of the symmetry-energy term at the freeze-out stage of reduced density and high temperature is necessary to reproduce the experimental isotope distributions. A trend of decreasing symmetry energy for large neutron-rich fragments of low excitation energy (yields for ^{124}Sn) is interpreted as a nuclear-structure effect.

Keywords: Statistical Multifragmentation Model (SMM), central collision, peripheral collision, charge and isotopic distributions, symmetry energy

ÖNSÖZ

“Yüksek Enerji Ağır-iyon Çarpışmalarında Nükleer Parçacık Dağılımlarının Markov-chain Yaklaşımı ile Belirlenmesi” adlı bu tez çalışması Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'ne Doktora Tezi olarak sunulmuştur.

Bu çalışmanın hazırlanmasında beni yönlendiren, engin bilgi ve yardımlarını esirgemeyen değerli danışmanım Prof. Dr. Rıza OĞUL'a çok teşekkür ederim. İstatistiksel Çoklu-Parçalanma Modeli (SMM) kodunu sağlayan ve yardımlarını eksik etmeyen değerli bilim adamları Prof. Dr. Alexander BOTVINA, Prof. Dr. Wolfgang TRAUTMANN ve Prof. Dr. Igor MISHUSTIN'e ve sorduğum her türlü soruda destek olan sevgili hocam Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ'ye teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Ayrıca bu tez çalışması TÜBİTAK tarafından 113F058 nolu proje ile desteklenmiş olup desteklerinden dolayı TÜBİTAK'a ve bu projede benimle birlikte çalışan, yardımlarını esirgemeyen sevgili arkadaşım Ayşegül ERGUN'a da teşekkür ederim.

Hayatım boyunca her zaman yanımda olan maddi ve manevi hiçbir desteklerini esirgemeyen sevgili aileme de ayrıca teşekkür ederim.

Hamide AVCI
KONYA-2016

İÇİNDEKİLER

ÖZET ..... **iii**

ABSTRACT ..... **iv**

ÖNSÖZ ..... **v**

İÇİNDEKİLER ..... **vi**

SİMGELER VE KISALTMALAR ..... **vii**

1. GİRİŞ **1**

2. KAYNAK ARAŞTIRMASI **8**

3. TEORİK ESASLAR **12**

3.1. İstatistiksel Çoklu-Parçalanma Modelinin Fiziksel Tanımı 15
3.2. Bozunma Durumlarının Sınıflandırılması 19
3.3. İstatistik Topluluklar 22
3.4. Parçalanan Bir Sistemin Serbest Enerjisi 25
3.4.1. Serbest enerjinin ayrışması 25
3.4.2. Hacim enerjisi 27
3.4.3. Yüzey enerjisi 28
3.4.4. Simetri enerjisi 29
3.4.5. Çok parçacıklı bir sistemin Coulomb enerjisi 31
3.4.6. Parçacıkların öteleme hareketi 32
3.5. Parçalanma Bariyerleri 34
3.6. Ayrışmadan Sonra Parçacıkların Davranışları 36
3.6.1. Fermi ayrışması 36
3.6.2. Sıcak parçacıkların buharlaşması 37
3.6.3. Fisyon bozunma kanalları 38
3.7. Nükleer Maddede Faz Geçişleri 39

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA **41**

4.1. Fermi Enerji Bölgesindeki Ağır İyon Çarpışmalarının Teorik Analizi 42
4.1.1. Simetri enerjisinin yük ve izotop dağılımlarına etkileri 43
4.1.2. Yüzey enerjisinin yük ve izotop dağılımlarına etkileri 56
4.2. Göreceli Enerjilerdeki Ağır İyon Çarpışmalarının Teorik Analizi 61
4.2.1. Simetri enerjisinin yük ve izotop dağılımlarına etkileri 65
4.2.2. Yüzey enerjisinin yük ve izotop dağılımlarına etkileri 79

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER **81**

KAYNAKLAR **86**

ÖZGEÇMİŞ **102**

SİMGELER VE KISALTMALAR

ALADIN : Advanced L-probe Air Data Integration
BUU : Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck
CTM : Canonical Thermodynamical Model
DCM : Dubna Cascade Model
EAL : (Evaporation-Attractor Line) Buharlaşma çeker hattı
FRS : (FRagment Separator) Parçacık ayrıştırıcı
GSI : Geselllschaft fur Schwerionenforschung mbH
ICM : Intranuclear Cascade Model
IMF : (Intermediate-Mass Fragments) orta kütleli parçacıklar
MSU : Mischagen State University
SMM : (Statistical Multifragmentation Model) İstatistiksel Çoklu-Parçalanma Modeli
SNS : Sıcak Nükleer Sistem
TAMU : Cyclotron Institute of Texas AM University
UrQMD : Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics Model

1. GİRİŞ

Nükleer reaksiyonlar nükleer fiziğin önemli araştırma konularından birisidir. Bu reaksiyonlar astrofizikte de önemli yer tutmaktadır. Nükleer fizik alanında güncel araştırmaların en önemli hedeflerinden biri; nükleer maddenin çeşitli yoğunluklarda sıcaklık ve basınca bağlı olarak davranışını incelemek, hal fonksiyonunu belirlemek ve olası faz dönüşümlerini ortaya çıkarmaktır. Bu nedenle bir çok teori geliştirilmiş ve ortaya çıkan probleme göre yeni teorilerin geliştirilmesi devam etmektedir. Nükleer fizikte istatistiksel yaklaşım ilk kez Niels Bohr tarafından bileşik çekirdek kavramı kullanılarak, Weisskopf tarafından buharlaşma modeli, Fong tarafından istatistiksel fisyon ve Landau-Fermi tarafından çoklu-parçacık üretim teorisi kullanılarak yapılmıştır. Çok-parçacık salkım yaklaşımı (cluster) ilk kez A. Mekjian tarafından istatistiksel termodinamik kullanılarak çalışılmıştır. Biz bu çalışmada nükleer sıvı damlası modeli üzerine kurulan sıvı-gaz faz geçişleri teorisini kullanarak nükleer çoklu-parçalanma reaksiyonlarını teorik olarak çalıştık.

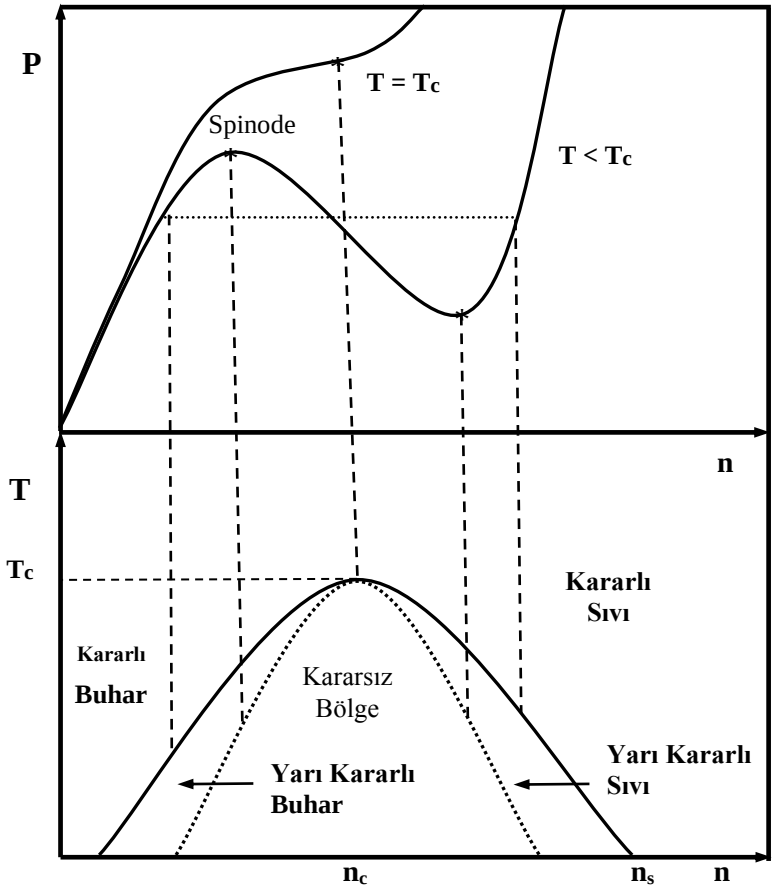
Materyallerde olduğu gibi nükleer maddenin de sıcaklığa bağlı olarak sıvı-gaz faz geçişleri ve şekil bozunmaları gibi kritik olaylar gösterdiği teorik ve deneysel olarak gözlenmiştir. Bu bozunmalar küçük uyarma enerjilerinde (E_x<1 MeV/nükleon) monopol, dipol, quadrupol ve daha yüksek multipol kollektif salınımlar şeklinde gözlenmekte ve bu özellikler bileşik çekirdek (compound nucleus) modeli ile çok iyi bir şekilde açıklanabilmektedir. Özellikle bu düşük enerjilerde yapılan merkezcil çarpışmalarla oluşan füzyon reaksiyonları sonucunda nükleer tablodaki nötron fakir izotoplar üretilmektedir (Geissel ve ark., 1992; Beliuskina ve ark., 2014; Devaraja ve ark., 2015). Ağır iyon çarpışmalarında gelen parçacığın (projectile) enerjisinin Coulomb bariyerini (1-10 MeV/nükleon) geçmesi durumunda ise DIT (Deep Inelastic Transfer) reaksiyonları gözlenmiş ve sonuç olarak nötron zengin çekirdeklerin üretildiği görülmüştür (Souliotis ve ark., 2003; Adare ve ark., 2010; Fountas ve ark., 2014). E_x =2 MeV/nükleon değerine kadar buharlaşma ve fisyon kanalları etkin iken, E_x>2 MeV/nükleon değerlerinde nükleer çoklu-parçalanma (multifragmentation) kanalları baskın duruma geçmeye başlar. Tanım olarak, çoklu-parçalanma olabilmesi için, parçalanma ürünleri içerisinde atom numarası 3 ve yukarı değerlere sahip en az 3 tane parçacık oluşması gerekir.

Nükleer reaksiyonlarda uygulanan uyarılma enerjisine göre deformasyonlar gözlenir. Diğer taraftan sıcaklık arttıkça uyarılma enerjisi de normalde artar ancak bir

noktada uyarılma enerjisi arttığı halde sıcaklık artmaz (plato bölgesi), ancak enerji korunumunun bir sonucu olarak bu enerji sıcaklık artışı yerine maddenin hal değişikliğine harcanır; (latent heat) erime ve buharlaşma ısısı gibi. Bu deformasyonlar sıcaklığa ve aynı zamanda enerji seviye/durum yoğunluğuna da bağlıdır (level density). Durum yoğunluğu ise birim uyarma enerjisi değişimine karşılık gelen durum sayısı dN(E)/dE olarak tanımlanır. Uyarma enerjisi ve sıcaklık bağıntısını veren eğriler literatürde kalorik eğriler (caloric curve) olarak tanımlanır ve nükleer kalorik eğriler literatürde geniş olarak çalışılmıştır (Ogul ve Botvina, 2002). Bu nedenle, çok düşük uyarılma enerjilerinde (E_x<1 MeV/nükleon) sıcaklık ile kollektif salınma modları (deformasyonlar) arasında bir bağlantı vardır. Nükleer maddenin faz geçişlerini tanımlayan en önemli modeller; istatistiksel (statistical multifragmentation model gibi), ortalama alan (stocastic mean field gibi) ve kinetik modeller (Boltzman-Uehling-Uehlinbeck denklemi gibi) olarak sınıflandırılabilir. Her bir modelin kendine has parametreleri olduğu gibi her birinin en iyi açıklayabildiği farklı fiziksel özellikler vardır. Daha yüksek enerjilere gidildikçe Fermi Enerji bölgesinde (20-55 MeV/nükleon) nükleer çoklu-parçalanma reaksiyonları baskın hale gelmektedir. Bu bölgede izotop üretme tesir kesitlerinin hesaplanması için çeşitli modeller geliştirilmiştir (Das ve ark., 2005; Shetty ve ark., 2007; Barlini ve ark., 2013; Ergun ve ark., 2015). Bu modellerde, genellikle ilk aşamada bir ara sıcak çekirdek oluşumu daha sonra ise bu sıcak çekirdeğin buharlaşma ile yeniden uyarılması (de-excitation) sonucu soğuk izotopların elde edildiği görülmektedir. Biz bu çalışmamızda istatistiksel parçalanma modelinin iki farklı şeklini uyguladık. Birincisi, Fermi enerji bölgesinde iki ağır iyon çarpıştığı zaman bir tek uyarılmış kaynak çekirdeğin (single source) parçalanma modları simüle edilmiştir. İkincisi ise; göreceli enerjilerde istatistik topluluk (ensemble) yaklaşımı kullanılmıştır. Bu hesaplamalarımızın sonuçları ile deneysel sonuçların karşılaştırılması tezin 4. bölümünde daha detaylı olarak verilmiştir.

İki çekirdeği çarpıştırarak ya da bir çekirdeği proton, nötron ve alfa parçacıkları ile bombardıman ederek bir çekirdek uyarıldığı zaman 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 doyma yoğunluğundan daha düşük değerlere ulaşır. Belli bir donma yoğunluğu değerinde (freeze-out density) termodinamik dengeye ulaşır. Bunun sonucunda sıvı ve gaz fazındaki nükleer damlacıklar ve kabarcıklar oluşur. Bu şekilde oluşan yüksek sıcaklık ve basınç altında nükleer maddenin davranışı sıvı-gaz faz geçişleri teorisi ile

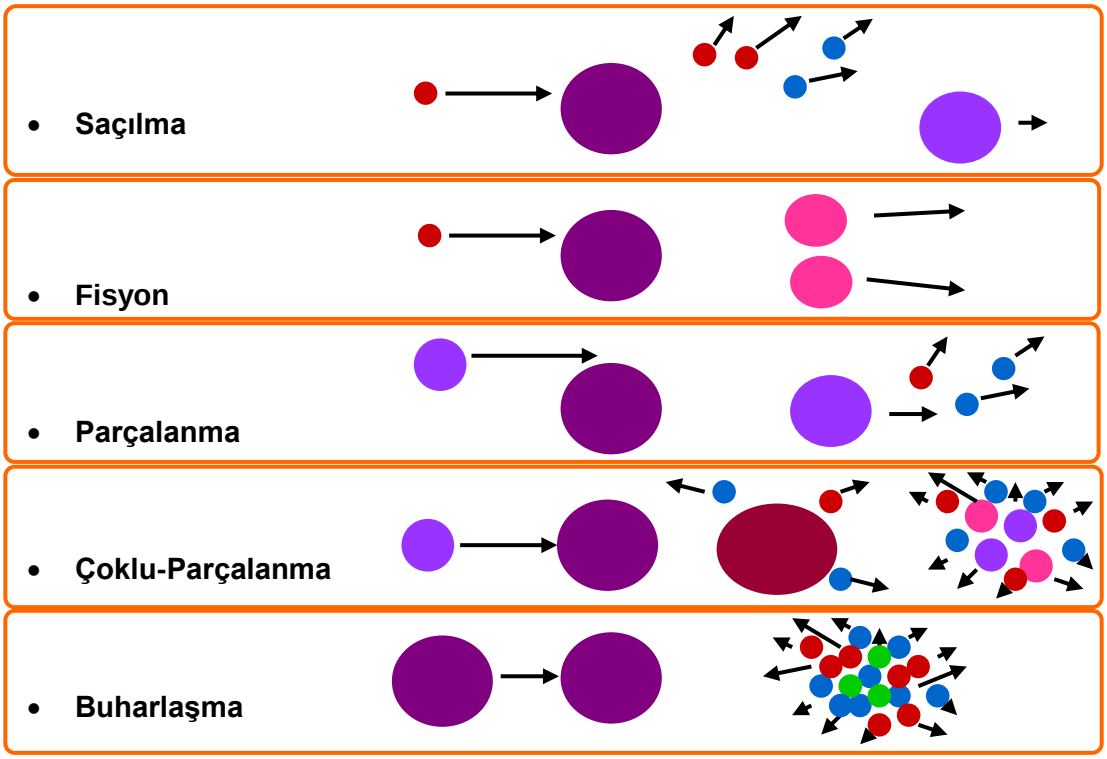
incelenebilir; nükleer maddenin durum denklemi belirlenerek olası sıvı-gaz faz geçişleri araştırılabilir. Nükleer kuvvetler kısa mesafelerde itici uzun mesafelerde çekici olduğundan homojen nükleer maddenin durum denklemi Van der Waals denklemine benzer. Tipik bir Van der Waals sıvısı için şematik faz diyagramı Şekil 1.1'de gösterilmiştir.



Şekil 1.1. Van der Waals sıvısı için basınç ve sıcaklığın yoğunlukla değişimini gösteren şematik faz diyagramı

Alt panelde düz çizgiler iki fazın bir arada bulunduğu faz eğrisini (co-existence line) gösterir, kesikli çizgiler ise spinodal eğridir. Spinodal eğri boyunca basıncın yoğunluğa göre türevi sıfıra eşittir. Bu nedenle spinodal eğriler elde edilirken durum denkleminde basıncın yoğunluğa göre türevi alınır ve sıfıra eşitlenir. Bu iki eğri arasında sıvı ve gaz faz aynı anda bulunabilir. Yarı kararlı buhar bölgesi aşırı doymuş buhar bölgesidir ve bu bölgede damlacık oluşumu (droplet formation) gerçekleşir. Yarı kararlı sıvı bölgesi ise aşırı soğutulmuş sıvı bölgesidir ve bu bölge kabarcık oluşumunun (bubble formation) gerçekleştiği bölgedir.

Kullanılmakta olan hızlandırıcılarda orta ve yüksek enerjilerde ağır iyonlar, pionlar ve proton ışınları üretilebilmektedir. Hedef çekirdeğe gönderilen çekirdeğin veya hızlandırılmış parçacığın enerjisi arttıkça, bileşik çekirdekte depo edilen uyarılma enerjisi artar ve bunun sonucu olarak bileşik çekirdeğin sıcaklığı artar. Ayrıca, çarpışma sonucu oluşan bileşik çekirdek sıkışır ve böylece sistemin yoğunluğu artar. Bu yüzden yüksek enerjilerde bileşik çekirdek, sıkışmış ve sıcak bir ara durum gibi düşünülebilir. Bu ara durumun bozunma mekanizması Şekil 1.2'de gösterildiği gibi farklı şekillerde olmaktadır.



Şekil 1.2. Orta ve yüksek enerjilerde nükleer reaksiyon çeşitleri

Bu bozunmalar depo edilen uyarılma enerjisine ve basıncına bağlı olarak değişiklik göstermektedir. Sıkışmış ve sıcak nükleer madde basıncın etkisiyle 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 kollektif enerjiye dönüşür ve madde aniden buharlaşır. Başlangıçtaki sıcaklık ve yoğunluk çok fazla değil ise, belli bir değerden sonra basınç negatif olduğunda genişleme yavaşlar ve madde normal yoğunluk civarında salınır. Nükleer madde,

sıkışabilirlik (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, bunun sonucunda parçalanma (droplet formation) oluşabilir. Nükleer madde bu bölgede 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, çoklu-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 açıklanabilir (Curtin ve ark., 1983; Jaqaman ve ark., 1983; Siemens, 1983; Goodman ve ark., 1984).

Bugüne kadar sıcak nükleer madde ve sonlu çekirdeğin termodinamik özellikleri; olaycıl yaklaşımlar (Stöckher ve Burzlaff, 1973; Ravenhall ve ark., 1983a), Varyasyonel Metot (Friedmann ve Pandharipande, 1981; Schlagel ve Pandharipande, 1987), Hartree-Fock Yöntemi (Sauer ve ark., 1976; Bonche ve ark., 1984), Thomas-Fermi Yaklaşımı (Suraud, 1987; Müller ve Dreizler, 1994a), Göreceli Ortalama Alan Yaklaşımı (Serot ve Walecka, 1986; Muller ve Serot, 1995) ve Sanki Parçacık Yaklaşımı (Küpper ve ark., 1974) gibi farklı yöntemlerle çalışılmıştır. Bu yöntemlerle sıcak nükleer maddenin tipik olarak sıvı-gaz faz geçişi gösteren karakteristik bir Van der Waals davranışı gösterdiği belirlenmiştir.

Termodinamiksel olarak kararsız bölgedeki nükleer maddenin özellikleri, damlalar arası etkileşmeler hesaba katılarak istatistik mekaniğin temel prensiplerine göre incelenebilir. Bunun için sistemin mikrokanonik dağılım fonksiyonunun belirlenmesi gerekir. Belli bir enerjide ve belli sayıda parçacıktan oluşan bir sistem düşünülürse, bu sistemin mikrokanonik dağılım fonksiyonu hesaplanarak bütün termodinamik ve istatistiksel özellikleri belirlenebilir. ALADIN (Advanced L-probe Air Data Integration) deneylerinin verilerine göre yüksek enerjilerdeki yüzeysel çekirdek-çekirdek reaksiyonlarında kaynağın çoklu-parçalanması hakkında oldukça öğretici bilgiler sağlanmıştır (Schuttauf ve ark., 1996).

Gerçek nükleer sistemlerin birkaç yüz nükleondan oluşan sonlu sistemler olmasından dolayı; Coulomb etkileşiminin ihmal edildiği ve termodinamik denge

şartının sağlandığı sonsuz nükleer madde tanımı çok gerçekçi değildir. Bu yüzden sonlu parçacık etkileri faz geçişlerinde önemli değişikliklere sebep olur. Bu nedenle, gerçekçi bir hesaplamada yüzey ve Coulomb etkileri dikkate alınmalıdır. Yıllardır bütün bu etkiler farklı modellerle yoğun bir biçimde çalışılmaktadır. Özellikle, doyma yoğunluğunun altındaki yoğunluklarda yüzey gerilimi ve Coulomb etkileşiminin madde dağılımının geometrisini önemli ölçüde etkilediği gösterilmiştir (Ravenhall ve ark., 1983a; Ogul ve Atav, 2003; Manisa ve ark., 2005; Botvina ve ark., 2006).

Çekirdeğin çoklu-parçalanması üzerine yapılan çalışmaların başlıca iki amaca hizmet ettiğine inanılır. Bunlardan birincisi, yüksek enerjili hadron-çekirdek çarpışmaları ve çekirdek-çekirdek çarpışmaları şeklindeki reaksiyonların daha iyi tanımlanması ve genel anlamıyla ilişkilidir. İkincisi, çoklu-parçalanma reaksiyonlarını, 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 olmasıyla ilişkilidir. Çoklu-parçalanma, sıcak ortamda çekirdekteki değişimleri belirlemek için ve faz diyagramının bu yoğunluk ve sıcaklık değerlerindeki bölümünü araştırmak için bir olanak sağlar. Bu ikinci nokta birçok astrofiziksel olaylar için çok önemlidir. Özellikle, Supernova II tipi patlamalar esnasındaki süreçleri ve nötron yıldızlarının oluşumunun simülasyonu için oldukça önemlidir (Bethe, 1990; Botvina ve Mishustin, 2004; 2005).

Nükleer parçalanma için çok farklı modeller geliştirilmiş olup bu çalışmada, nükleer parçalanmanın modellenmesinde, başarılı olduğu bilinen ve fiziksel temeli oldukça sağlam olan İstatistiksel Çoklu-Parçalanma Modeli (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullanılmıştır (Bondorf, 1982; Bondorf ve ark., 1984; Bondorf ve ark., 1985a; Bondorf ve ark., 1985b; Bondorf ve ark., 1985c; Bondorf ve ark., 1994; Bondorf ve ark., 1995). SMM, basit bir mantığı temel almasının yanı sıra uyarılmış durumdaki nükleer sistemlerin tanımlanması için çok uygun ve kullanışlıdır. Bu modele göre, yüksek uyarma enerjisinde sistemin girilebilir durumlarının sayısı artar ve parçalanma süreci içerisinde çeşitli bozunma kanallarının olasılıkları, istatistiksel ağırlık fonksiyonu ile belirlenir. Böylece olası bütün serbestlik dereceleri hesaba katılmış olur. SMM ile bugüne kadar yapılmış olan hesaplamalar, deneysel değerler ile oldukça iyi uyuşmaktadır. Bu tez çalışmasında da SMM'in başarısı bir kez daha gösterilmiş olacaktır. Bu amaçla; tezin bu bölümünde SMM'in temel özellikleri

tanıtılarak genel bir bilgiye sahip olunması amaçlanmıştır. Daha sonra bu tezin asıl amacı olan MSU (Mischagen State University) ve ALADIN-FRS (Advanced L-probe Air Data Integration - FRagment Separator) deneylerinin analizleri teorik olarak bu model çerçevesinde araştırılmıştır. Tezin araştırma bulguları ve tartışma bölümünde ilk olarak Fermi enerjisi civarındaki (50 MeV/nükleon) MSU deney verileri ele alınarak $^{112}Sn + {}^{112}Sn$ ve $^{124}Sn + {}^{124}Sn$ merkezi çarpışmalarının sonuçları hesaplanmıştır. Daha sonra ise; göreceli hızlarda (1 GeV/nükleon) GSI hızlandırıcılarında yapılan ALADIN-FRS deneylerinde $^{112}Sn + {}^{112}Sn$ ve$^{124}Sn + {}^{124}Sn$ reaksiyonları için FRS detektörleri ile ölçülmüş yük ve izotop dağılımları bu model (SMM) kullanılarak teorik olarak hesaplanmıştır.

Son olarak tezin sonuç ve öneriler kısmında SMM temelinde yapmış olduğumuz tüm bu teorik hesaplamaların sonuçları verilmiş ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması yapılmıştır.

2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

Goodmann ve ark. (1984), ağır iyon çarpışmalarında parçacık oluşumu nükleer maddenin sıvı-gaz faz kararsızlıkları ve faz geçişleri cinsinden açıklanmıştır. Nükleer maddenin sıvı-gaz (co-existence) fazındaki dalgalanmalar kullanılarak kritik sıcaklık ve faz dönüşüm şartları belirlenmiştir (Goodman ve ark., 1984).

Hirsch ve ark. (1984), yüksek enerjili protonlarla çekirdek reaksiyonlarından elde edilen bazı deneysel sonuçları inceleyerek, parçacık oluşum mekanizmasının $Y \sim A^{-\tau}$ kuvvet kanununa uyduğunu göstermişlerdir. Parçacıkların oluşumu kritik noktadaki sıvı-gaz faz geçişi gibi ele alınmıştır. Fisher modelinin düzeltilmiş modeli ile deneysel değerler analiz edilmiştir (Hirsch ve ark., 1984).

Bondorf ve ark. (1985), sonlu çekirdekte nükleer parçalanma sürecinde izospin oluşumunu analiz ederek, sistemin kimyasal denge durumunun belirlenebileceğini göstermiştir. Kimyasal denge kuruluncaya kadar da, izotop oluşumunun nükleer maddenin özelliklerini bulmak için kullanılabileceğini göstermiştir (Bondorf ve ark., 1985a).

Bondorf ve ark. (1985), istatistik parçalanma modelinin (Statistical Multifragmentation Model, SMM) çeşitli özellikleri incelenmiştir. Orta enerjili ağır iyon çarpışmalarındaki dinamik oluşumun bazı özellikleri tartışılmış ve göreceli ağır iyon çarpışmaları için bazı öneriler sunulmuştur (Bondorf ve ark., 1985b; Bondorf ve ark., 1985c).

Bondorf (1988), istatistik parçalanma modeli ve hibrit modele değinerek, ağır iyon çarpışmaları sonucu oluşan nükleer maddenin faz diyagramını ve temel fiziksel özelliklerini incelemiştir (Bondorf, 1988).

Bondorf ve ark. (1994), 100 MeV/nükleon enerjide merkezi Au+Au çarpışmalarındaki parçalanmanın deneysel değerleri istatistik ve moleküler dinamik modellerle analiz edilmiştir (Bondorf ve ark., 1994).

Bondorf ve ark. (1995), nükleer parçalanma sürecinin kompleks faz uzay yapısını modellemek için istatistik kavramların nasıl uygulanabileceğini göstermişlerdir. İstatistik parçalanma modeli detayları ile anlatılarak, literatürdeki son deneysel dataların analizleri için uygulanmıştır. Ayrıca, SMM ile çekirdekler arası salkımlanma (intrenuclear cascade) olayı birleştirilerek, çağlayan-parçalanma-buharlaşma (Cascade-

Fragmentation- Evaporation Modeli, CFEM) önerilmiş ve elde edilen değerler SMM ile karşılaştırılmıştır (Bondorf ve ark., 1995).

Botvina ve Gross (1997), nükleer sıvı-gaz faz geçişi karakteri taşıyan parçalanma olayının yük dağılımlarını detaylı olarak incelemişlerdir. Literatürdeki değerler ile karşılaştırmalar yapılarak yük dağılımları için elde edilen değerlere yeni düzeltmeler eklemişlerdir (Botvina ve Gross, 1997,).

Williams ve ark. (1997), merkezi $^{84}Kr+^{197}Au$ reaksiyonunun deneysel dataları ölçülerek, sonuçlar istatistik parçalanma modeli ile analiz edilmiştir (Williams ve ark., 1997).

Hauger ve ark. (1998), 1 GeV'lik Au çekirdeği ile karbonun etkileşmesi sonucu oluşan parçalanma olayı istatistiksel olarak incelenmiştir. Deneysel sonuçların analizleri literatürdeki sonuçlarla karşılaştırılmıştır (Hauger ve ark., 1998).

Oğul (1998), Fermi sıvılar teorisi uygulanarak nükleer maddenin faz geçişleri hesaplanmıştır. Nükleer madde için kritik sıcaklık belirlenerek literatürdeki deneysel ve teorik değerler ile karşılaştırılmıştır. Bu sonuçlara göre, Landau'nun Fermi sıvılar teorisinin uygulanabilirlik sınırları belirlenmiştir (Ogul, 1998).

Botvina ve Mishustin (2001), sonlu nükleer maddede sıvı-gaz faz geçiş bölgesinde orta kütleli parçacıkların nötron içeriklerinin artabileceğini, Markov-chain yaklaşımlı Monte Carlo türetimi içeren SMM versiyonu ile göstermişlerdir. Parçacıklara etkiyen dış Coulomb alanı ve parçacıkların izospin etkileri de incelenmiştir (Botvina ve Mishustin, 2001).

Trautmann (2001), sonlu nükleer sistemlerdeki sıvı-gaz faz geçişinin ifadesi olan kalorik eğrileri incelenmiş ve sıcak nükleer sistemler oluşturmak için ALADIN işbirliği ile yapılan deneylerin sonuçları sunulmuştur (Trautmann, 2001).

Bondorf ve ark. (2002), sonlu bir çekirdekte nükleer parçalanma sürecinde izospin oluşumunu analiz ederek, sistemin kimyasal denge durumunun belirlenebileceğini göstermiştir. Kimyasal denge kuruluncaya kadar da izotop oluşumunun nükleer maddenin özelliklerini bulmak için kullanılabileceğini göstermiştir (Bondorf ve ark., 2002).

Botvina ve ark. (2002), ^{112}Sn ve ^{124}Sn hedeflere enerjisi 660 MeV ile 15.3 GeV arasında değişen alfa parçacıkları, döteronlar ve protonların çarpışması ile oluşan parçalanma reaksiyonlarında gözlenen izotopik etkiler tartışılmıştır. Sonuçlar hem kuantum istatistik hem de istatistiksel parçalanma modelleri ile yorumlanmıştır (Botvina ve ark., 2002).

Das ve ark. (2002), termodinamik model ve ortalama alan modelini kullanarak parçalanma olayını incelemişlerdir. P-V diyagramını model aldıkları hal denklemi ile elde ederek, ortalama alan teorisinden elde edilen ile karşılaştırmışlardır. Parçalanma modelindeki kimyasal kararsızlık araştırılarak, faz geçişi incelenmiştir (Das ve ark., 2002,).

Milazzo ve ark. (2002), yapmış oldukları bu çalışmada aynı N/Z'li ancak farklı büyüklükte iki farklı bozunma sistemlerini karşılaştırmış ve orta seviye kütle parçacıklarının (IMF) nötron içeriğinin kaynakların büyüklüğüyle arttığını göstermişlerdir (Milazzo ve ark., 2002).

Oğul ve Botvina (2002), sonlu çekirdek maddesinin parçalanmasında nükleer maddenin kritik sıcaklığı, SMM kullanılarak belirlenmiştir. SMM hesaplamaları Au, Sn ve La için gerçekleştirilerek, sonuçlar deneysel ve teorik değerlerle karşılaştırılmıştır (Ogul ve Botvina, 2002).

Liu ve ark. (2004), merkezi $^{112}Sn+^{112}S$ ve $^{124}Sn+^{124}Sn$ çarpışması deney sonuçlarını Stokastik ortalama alan hesaplaması ile karşılaştırmasını yapmışlar ve tahmin edilen izotop dağılımlarının deneysel datalardan daha dar olduğunu göstermişlerdir (Liu ve ark., 2004).

Büyükcizmeci N ve ark. (2005), simetri enerjisinin parçacık kütlesi ve yük dağılımları üzerinde küçük etkisine sahip olduğunu gösterilmişlerdir (Buyukcizmeci ve ark., 2005).

Das ve ark (2005), farklı sıcaklıklarda kütle dağılımının nasıl olduğunu, makrokanonik topluluk ile kanonik topluluk modellerinin kıyaslanması, yük ve kütle dağılımlarının birincil sıcak parçacıklar ve ikincil soğuk parçacıklar için dağılımını göstermişlerdir (Das ve ark., 2005).

Le Fevre ve ark. (2005), yüksek enerjide nükleer parçalanma deneylerini analiz edip izotopik etkileri ve simetri enerjisi etkilerini belirlemişlerdir (Le Fevre ve ark., 2005).

Oğul ve ark. (2005), SMM ile nükleer maddenin kritik sıcaklığını ve çeşitli çekirdeklerin kütle dağılımlarını incelemişlerdir. Bütün bu çalışmalarda sıvı-gaz faz geçişleri teorisinden faydalanılmıştır (Ogul ve ark., 2005).

Botvina ve ark. (2006), çoklu parçalanma modeli ile nükleer parçalanma olayına yüzey ve simetri enerjisinin etkilerini inceleyerek deneysel verilerle karşılaştırmalar yapmışlardır (Botvina ve ark., 2006).

Souliotis ve ark. (2007), İstatistiksel parçalanma modeli kullanılarak çoklu parçalanma anında oluşan sıcak nükleer parçacıkların simetri enerjisinin uyarılma enerjisine göre değişimini çalışmışlar ve bu çalışma sonucunda simetri enerjisinin standart değeri olan 25 MeV'den 15 MeV değerinin altındaki değerlere kadar düştüğünü göstermişlerdir. Sonuçları, TAMU (Cyclotron Institute of Texas AM University) deneysel sonuçları ile karşılaştırmışlardır (Souliotis ve ark., 2007).

Büyükcizmeci ve ark. (2008), hacim enerjisinin (W_0 parametresi) değişimleri detaylı olarak araştırılmış ve hafif parçacıkların nispi yük verimlilikleri üzerinde çok az etki gösterdikleri görülmüştür (Buyukcizmeci ve ark., 2008).

Oğul ve ark. (2009), Markov-chain hesaplamaları ile nükleer parçalanmada sıvı-gaz faz geçiş bölgesindeki parçacık dağılımı değişimlerini inceleyip MSU deney sonuçları ile karşılaştırmışlardır. Bu karşılaştırmalar sonucunda, nükleer maddenin simetri enerji katsayısının standart değerinin düşük yoğunluklarda 25 MeV'den 15 MeV yada daha aşağı değerlere düştüğünü belirlemişlerdir (Ogul ve ark., 2009).

Föhr ve ark. (2011), 1A GeV enerjisindeki ^{112}Sn + ^{112}Sn ve ^{124}Sn + ^{124}Sn reaksiyonlarında üretilen mermi benzeri kalıntıların üretim kesitleri ve uzunlamasına hız dağılımları, yüksek çözünürlüklü manyetik spektrometre (GSI'daki FRS detektörü) ile ölçülmüş sonuçları verilmiştir (Fohr ve ark., 2011).

Oğul ve ark. (2011), nükleer parçalanmada simetri ve yüzey gerilim enerjilerinin parçalanmaya etkilerini SMM-topluluk (ensemble) hesaplamaları ile incelemişler ve IMF (inetrmediate mass fragments) dağılımlarını hesaplayarak bu katsayıların değişimlerini belirlemişlerdir. Elde edilen sonuçları ALADIN-GSI deneysel sonuçları ile karşılaştırmışlardır. Yüzey geriliminin ve simetri enerjisinin yük ve izotopik dağılıma etkilerini belirlemişlerdir (Ogul ve ark., 2011).

3. TEORİK ESASLAR

Literatürde ağır iyonların yüksek sıcaklık ve yüksek enerjilerde parçalanmalarını tanımlayan; makroskopik modellller (Fisher çekirdekleşme modeli), mikroskopik modeller (Zamana Bağlı Hartree Fock, Moleküler Dinamik, Kuantum Moleküler Dinamik gibi), Kinetik Modeller (Boltzmann Denklemi, BUU denklemi gibi), Hibrid Modeller (2 aşamalı: Dinamik Modeller + İstatistiksel Parçalanma Modeli) gibi birçok model bulunmaktadır. Biz hesaplamalarımızda SMM'i kullandık. Bu çalışmada merkezi ve orta-yanal ağır iyon çarpışmaları sırasında oluşan sıcak ve yoğun bileşik çekirdek simüle edilecek ve bozunma modları metropolis algoritmasının kullanıldığı Markov-chain hesaplamaları ile belirlenecektir.

Hesaplamalarda kullanılacak olan temel atomik çekirdekler MSU ve ALADIN-FRS deneylerinde kullanılan sistemlerle ilgili olarak farklı nötron-proton oranlarına sahip olan ^{124}Sn, ^{112}Sn atomik çekirdekler olacaktır. Bu atomik çekirdeklerin değişik uyarılma enerjilerindeki parçalanmaları sonucunda ortaya çıkan yük ve izotopik dağılımları elde edilecek ve deneysel sonuçların yeniden elde edilmesinde en iyi değerleri veren simetri enerjisi ve yüzey gerilim enerjisi katsayıları belirlenecektir. Bu sonuçlar daha önceki elde edilen sonuçlarla karşılaştırılıp yorumlanacaktır. Sıcak birincil parçacıkların ikincil-uyarılma sürecinin formülasyonu güvenilir sonuçlar elde etmek için oldukça önemlidir. Bu kodlarda soğuk izole çekirdeklerin kütleleri fit edilerek teorik hesaplamalar yapılır. Bu kütle hesaplamaları uyarılma enerjisinin büyüklüğüne göre düzenlenir, yüksek enerjilerde standart sıvı-damla formülleri düşünülürken, düşük enerjilerde kabuk etkisini (shell-effect) içine alan standart deneysel kütlelere düzgün bir geçiş yapan uyarlamalar (adoptations) geliştirilir. Çekirdeklerin oluşumu ve ayrışmasını tanımlamak için iki hibrid model bulunmaktadır. Bunlar; DCM (Dubna cascade model)+SMM ve UrQMD (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics Model)+SMM modelleridir. Bu her iki modelin de birinci aşamasını dinamiksel model süreci oluşturur. Bu süreç, atomik çekirdekler gerekli göreceli hızlarda çarpıştırıldıktan sonra sıcak uyarılmış çekirdek topluluklarının (ensemble of sources) denge öncesi (pre-equilibrium) oluşum süreçlerini tanımlar ve sıcak uyarılmış kaynak çekirdeklerin oluşumu INC (intra nuclear cascade) transport modeline göre hesaplanır. DCM (Toneev ve ark., 1990) ve UrQMD (Bleicher ve ark., 1999) hesaplamalarında Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) göreceli kinetik denklem seti Monte Carlo yaklaşımı ile çözülür. BUU denkleminin zamana bağlı

çarpışma terimi (collisional term) nükleer çarpışmaların simülasyonu yapılarak oluşturulur. Gelen çekirdek enerjisi nükleon başına 10 GeV'in üzerine çıkınca oluşma süresi (formation time) değişimi göz önüne alınarak DCM yerine UrQMD yaklaşımı kullanılır. Her iki modelde de nükleer maddenin oluşum süreci farklıdır (Botvina ve ark., 2011). Bu hesaplamalar ve kod daha önceki ALADIN deneylerinin (600 MeV/nükleon) teorik analizinde kullanılmıştır (Ogul ve ark., 2011) ve bu sefer merkezi MSU ve orta-yanal ALADIN-FRS deneyleri için düzenlemelerimizi yapacağız. Bu yüzden öncelikli olarak MSU ve ALADIN-FRS deney sonuçlarını veren makaleler taranarak hesaplamalarda izlenmesi gereken yollar belirlendi. SMM'in hangi versiyonunun kullanılacağına, hangi parametrelerin olması gerektiğine karar verildi. Belirlenen parametreler sonucunda kişisel bilgisayarlar kullanılarak hesaplamalar yapıldı. Her bir programın koşulması 1-2 saat civarında zaman aldı. Elde edilen sonuçlar ile gerekli grafikler çizilerek literatürde verilen deneysel sonuçlar ile bizim SMM'i kullanarak yapmış olduğumuz teorik sonuçlarımızın karşılaştırılması yapıldı.

Ağır çekirdeklerin orta ve yüksek enerjili protonlarla yaptığı reaksiyonların sonucunda nükleer parçalanma süreci keşfedilmiştir (Barashenkov ve ark., 1959; Perfilov ve ark., 1962; Tolstov, 1984). Nükleer çoklu-parçalanma tanımında bir ağır çekirdeğin parçalanması sonucunda parçalanma ürünlerinden atom numarası $Z \geq 3$ olan IMF parçacıklarından en az üç tanesinin bulunması gerekmektedir. Buna benzer olaylar, astrofizikte, süpernova patlamaları ve nötron yıldızlarının oluşumları süreçlerinde, kozmik ışınlardaki ağır iyonların foto-emisyonla etkileşimlerinde ve pion-çekirdek reaksiyonlarında gözlenmiştir (Gagarin ve ark., 1970; Gagarin ve ark., 1975; Gutborg, 1978).

Seksenli yıllarda nükleer parçalanmaya dair çalışmalar orta enerjilerdeki ağır iyon reaksiyonları ile başlamıştır (Goodman ve ark., 1984). Daha sonra modern çekirdek hızlandırıcılarında yapılan, çekirdek-çekirdek ve hadron-çekirdek reaksiyonları sonucunda nükleer parçacık üretimi hakkında zengin deneysel bilgiler toplanmıştır. Şimdi kütle ve yükün enerjiye bağlı dağılımlarının yanı sıra farklı bağlantı fonksiyonları verilerine de ulaşılabilmektedir. Teorik fizikçiler için parçalanmada farklı modellere dayanan böylesi verilerin sistemli olarak analizi ile elde edilen sonuçlar oldukça önem taşımaktadır.

Nükleer parçalanma için çok çeşitli modeller önerilmiş olmasının sebebi çalışılan olayın karmaşık karakterini yansıtmaktadır. 80'li yıllardan beri yapılan çalışmalar, hiçbir modelin orta ve yüksek enerjideki bir reaksiyonda çok uyarılmış

nükleer sistemlerin bozunma, oluşum ve gelişiminin yeterli tarifini tek başına vermediğini göstermektedir. Bundan yola çıkarak; reaksiyonun seçilen bazı özelliklerini tanımlayan çeşitli yaklaşımları geliştirmek; problemi çözmek için en uygun yol olarak gözükmektedir. Bu yüzden, her bir teorik modelin sonuçları ile deneysel sonuçlar sistematik olarak karşılaştırılmalıdır.

SMM'in temelleri ilk olarak, 1936'da bileşik çekirdek kavramı ile Niels Bohr (Bohr, 1936), 1937'de Buharlaşma Modeli ile Weisskopf (Weisskopf, 1937), 1950'de Fermi (Fermi, 1950), 1953'de Landau (Landau, 1953) ve 1956'da İstatistik Fisyon Modeli ile Fong (Fong, 1956) tarafından önerilmiştir. İstatistik termodinamik çerçevesinde çok nükleonlu çekirdek oluşumları ilk kez 1978'de Mekjian tarafından (Mekjian, 1978) çalışılmıştır. Ancak bu çalışma, sistemde yalnızca d, t, ^{3}He, α gibi hafif çekirdeklerin var olabildiği 10-30 MeV/nükleon mertebeli uyarma enerjilerindeki parçalanmalara odaklanmıştı. Daha sonra daha gerçekçi bir çalışma, sıcak yoğun çekirdek ortamının parçacıklar üzerindeki etkisini dikkate alarak, 1982'de G. Röpke, L. Münchov ve H. Schulz (Röpke ve ark., 1982) tarafından gerçekleştirilmiştir. 10 MeV/nükleon uyarma enerjisindeki nükleer madde içinde farklı kütlede çok sayıda nükleer parçacık bulunduğu, Kuantum İstatistiksel Model (QSM) kullanılarak D. Hahn ve H. Stöcker (1988) (Hahn ve Stöcker, 1988) tarafından da hesaplanmıştır.

SMM'in gelişimine önemli bir katkı J. Randrup ve S. Koonin (1981) (Randrup ve Koonin, 1981) tarafından yapılan bir çalışma ile olmuştur. Bu yazarlar, baryon sayılarının ve toplam enerjinin ortalama değerinin sabit olduğu parçacıkların bulunduğu makrokanonik topluluğu incelediler. Hesaplamalarını 10 MeV/nükleon değerinden büyük uyarma enerjileri için uyguladılar. Bozunma sürecinin istatistik tanımının önemli bazı elemanları bu çalışmada tanımlanmış olmasına rağmen, formülasyon sonsuz bir sistemin istatistik tanımı ile ilgiliydi. Daha sonra bu model, G. Fai ve J. Randrup'un 1982 ve 1983'de yaptığı çalışmalarla (Fai ve Randrup, 1982; 1983) genişletildi ve genelleştirildi. Kullanılan bu modelin genel ismi literatürde FREESCO olarak bilinmektedir.

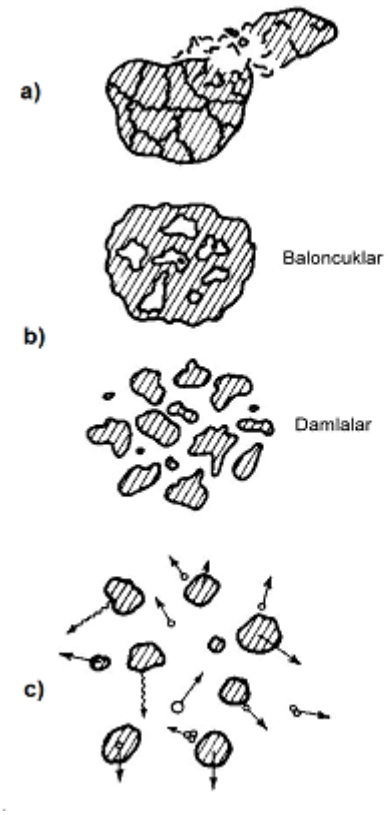
Şimdi çoğunlukla Copenhagen Modeli olarak adlandırılan SMM, Bondorf ve ark. (1985), Botvina ve ark. (1985), Mishustin (1986), Barz ve ark. (1986), Botvina ve ark. (1986), Botvina ve ark. (1987), Sneppen (1987), Sneppen ve Donangelo (1989) (Bondorf ve ark., 1985a; Botvina ve ark., 1985; Barz ve ark., 1986; Botvina ve ark., 1986; Mishustin, 1986; Botvina ve ark., 1987; Sneppen, 1987; Sneppen ve Donangelo, 1989) kaynaklarında şekillendirilmiştir. Parçacıkların mikrokanonik, kanonik 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) ve sıcak parçacıkların yeniden uyarılmaları (de-excitation) (Sneppen, 1987) sayısal çözümlemeler ile gerçekleştirilmiştir. Daha sonra dinamik ve istatistiksel modellerin birleşimi olan hibrid modeller geliştirilmiş ve SMM'in istatistiksel topluluk modeli olarak sunulmuştur ve bu modelle göreceli ağır iyon çarpışmalarının simülasyonu başarılı sonuçlar vermiştir (Botvina ve ark., 1995; Imal ve ark., 2015). Benzer şekilde Fermi enerji bölgesinde yapılan MSU ve TAMU deneyleri tek kaynak (single source) parçalanması deney ile uyumlu bir şekilde simüle edilmiştir (Ogul ve ark., 2009; Buyukcizmeci ve ark., 2012; Ergun ve ark., 2015).

3.1. İstatistiksel Çoklu-Parçalanma Modelinin Fiziksel Tanımı

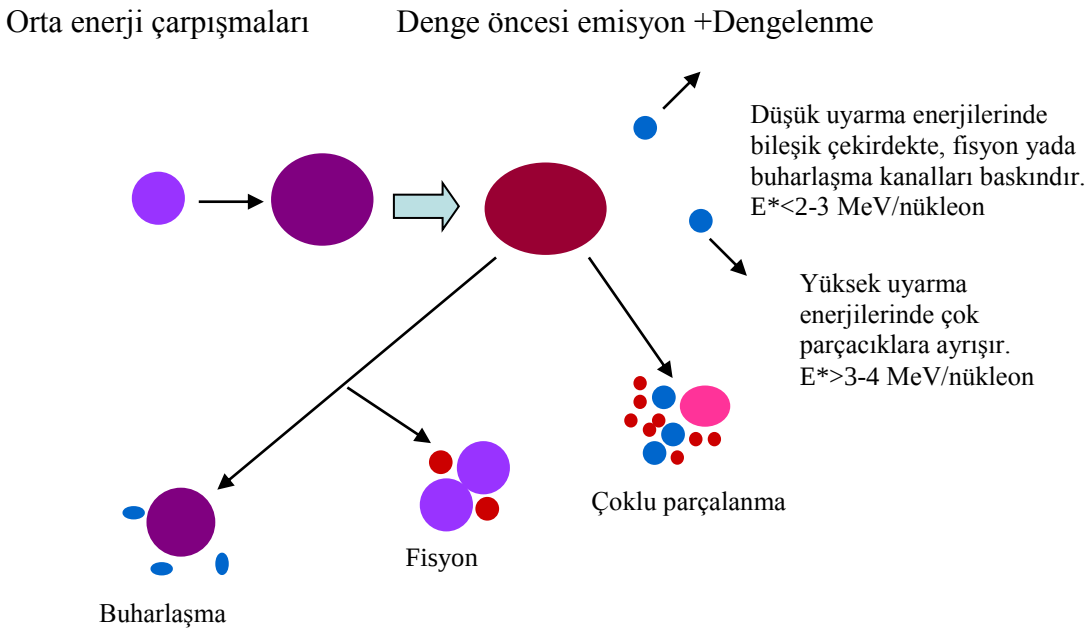
Bu model ağır iyon çarpışmaları sonucunda ya da çekirdeğin yüksek enerjili hafif parçacıklarla bombardıman edilmesi sonucunda bir çekirdeğin parçalanmasını en iyi şekilde açıklayan bir modeldir. Nükleer parçacıkların oluşum süreci Şekil 3.1'de gösterildiği gibi orta derecede uyarılmış nükleer sistemin oluşumu aşaması, bireysel parçacıkların ayrışması ve sistemin genişlemesi aşaması, sıcak birincil parçacıkların yeniden uyarılması aşaması gibi çeşitli aşamalara ayrılabilir.

İki ağır iyon orta enerjilerde çarpıştığında ya da bir ağır iyon yüksek enerjili bir hadron ile uyarıldığında, sıcak ve sıkışmış bir nükleer madde oluşur. Daha sonra bu madde basınç nedeniyle 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, ^{3}He ve α gibi parçacıklar yayınlayarak (buharlaşarak) soğur ve nükleer parçacıklar olarak ortaya çıkarlar (cold fragments).



Şekil 3.1. a) Orta derecede uyarılmış nükleer sistemin oluşumu aşaması, **b)** Bireysel parçacıkların ayrışması ve sistemin genişlemesi aşaması, **c)** Sıcak birincil parçacıkların yeniden uyarılması aşaması

Hesaplamalara göre (Ravenhall ve ark., 1983b), $\rho < \rho_0/2$ 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 (Şekil 3.2). Bu yeterince uzun yaşam süreli duruma bileşik çekirdek (compound nucleus) denir. Standart bileşik çekirdek durumu sadece düşük uyarma enerjilerinde geçerlidir. Çünkü bu durumda hafif parçacıkların buharlaşması veya fisyon kanalları baskındır. Ayrıca bu durum, çekirdek hızlı bir biçimde çok sayıda parçacıklara bozunduğundan yüksek uyarma enerjilerinde ($E^* \geq 2-3\,\mathrm{MeV/nükleon}$) uygulanabilir değildir. Çoğu deneyde (Botvina ve ark., 1995; DAgostino ve ark., 1996; Avdeyev ve ark., 1998; Scharenberg ve ark., 2001; Avdeyev ve ark., 2002; Bellaize ve ark., 2002; Pienkowski ve ark., 2002; Botvina ve ark., 2006) görüldüğü gibi dengedeki bir kaynak bu durumda da oluşabilir ve istatistik modeller genelde parçacık oluşumunu tanımlamada çok başarılıdır.

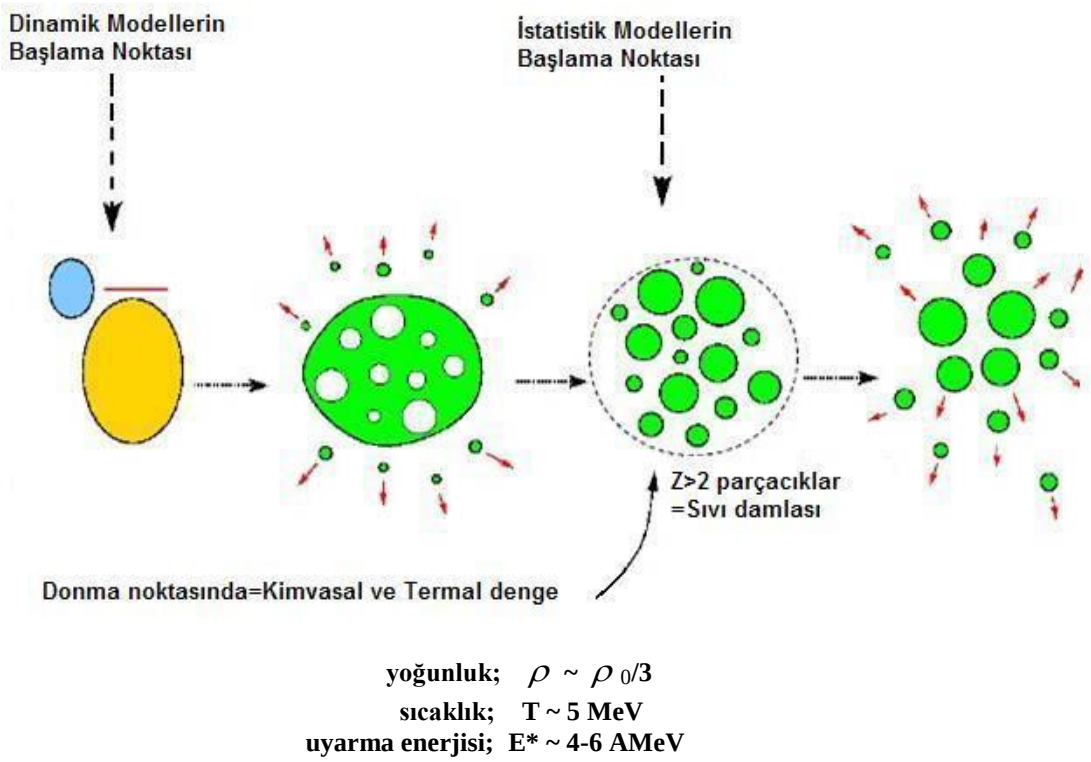


Şekil 3.2. Nükleer reaksiyonlarda istatistiksel denge yaklaşımı: denge durumu

Ara sistemin parçalanmasına kadar geçen genişleme süresi başlangıç şartlarına kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Başlangıçta hızlı bir genişlemeye neden olan sıkışma durumunda, bu süre 50 fm/c civarındayken; genişleme normal nükleer yoğunluktan başladığında bu süre hadron-çekirdek veya merkezcil olmayan çekirdek-çekirdek çarpışmaları sonucunda oluşan yüzeysel ağır iyon reaksiyonları için birkaç 100 fm/c kadar uzun olabilir.

Genişleme sırasında sistemin farklı kısımları arasında şiddetli enerji, yük ve kütle değişimleri gerçekleşir. Bu nedenle, ayrışmadan hemen önce en azından parçal (partial) bir termodinamik denge kurulduğunu kabul edebiliriz. Parçacık oluşum süreci kararsız bir ortamda gerçekleşir, bu nedenle kargaşalı bir karakterdedir. Olaydan olaya parçacık bileşiminde büyük değişiklikler beklenebilir. Bu nedenle, tek bir olaydaki çeşitli tipteki parçacıklar üzerinde kimyasal bir denge göz önüne alınmaz. Kimyasal denge yalnızca her bir parçacık türünün ortalama çarpanı (çokluk, ‘‘multiplicity’’) ile ilgili duruma karşılık gelecektir. Nükleer damlacıkların yüzeyleri arasındaki uzaklık nükleer kuvvetlerin menziline ulaştığında (2-3 fm) ayrışmanın olduğu kabul edilir. Daha sonra damlacıklar arasındaki kuvvetli etkileşmeler kaybolur ve birincil (primary) parçacıklar oluşur. Bu, donma (freeze-out) geçişi $\rho_0/2$ ile $\rho_0/10$ yoğunluk değerleri

aralığında oluşur. Burada ρ_0~0.15 fm^{-3} dengedeki çekirdek yoğunluğudur. Şekil 3.3'de İstatistiksel çoklu-parçalanmanın şematik gösterimi verilmiştir.



Şekil 3.3. İstatistiksel Çoklu-Parçalanmanın şematik gösterimi

Açık bozunma kanallarının sayısı, 2-8 MeV/nükleon uyarılma enerjisi aralığında çok fazladır. Bu durumda, parçacıkların son durumlarını tanımlamak için istatistiksel yaklaşımlar kullanmak daha uygun olur. Dinamik modellerde sistem oluşumunun son durumları verilen başlangıç şartlarından bulunurken, istatistiksel yaklaşımda tüm olası son durumlar seçilir ve bağıl olasılıkları hesaplanır. İstatistiksel fizik kurallarına uygun olarak, her bir bozunma kanalının olma olasılığı onun istatistiksel ağırlık fonksiyonu ile verilir. Bu durumda yapılması gereken işlem, bütün kanallar üzerinden toplam enerji, kütle numarası ve yük korunumu göz önüne alınarak, bu ağırlık fonksiyonunun hesaplanmasıdır. Başlangıçtan son duruma geçişi tanımlayan matris elemanlarındaki farklılık bu yaklaşımda ihmal edilir. Açık kanalların sayısı çok büyük olduğu zaman, bu yaklaşım iyi bir yaklaşımdır. Çünkü istatistiksel ağırlıklar birçok büyüklük mertebesinde kanaldan kanala değişir.

Sonuç olarak yukarıda tanımlanan ara sistemin ayrışması senaryosu şu kabulleri içerir:

1) Kuvvetli etkileşmelerin etkin olduğu bir ρ_b yoğunluğundan genişleme ve parçalanma moduna geçiş çok şiddetli olur,

2) Sistemin termodinamik karakterlerini yansıtan sıcaklık T ve entropi S gibi fiziksel büyüklüklerin tanımlanması için gerekli olan bir termodinamik denge oluşmalıdır,

3) Farklı bozunma kanallarının olasılıklarının istatistiksel bir dağılımı olmalıdır.

3.2. Bozunma Durumlarının Sınıflandırılması

Bozunma şekillenimi J. Randrup ve S. E. Koonin (1981) (Randrup ve Koonin, 1981) tarafından tanımlanmış olup bu gösterimlerin ışığında son durumları, şekillenimler (konfigürasyonlar), olaylar ve dağılımlar olarak gruplandıracağız. Bu türlerin herhangi bir elemanı için kanal genel terimi kullanılabilecektir. Bozunmada sistemin durumunu karakterize eden değişkenlerin tam bir seti, 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 denir.

$$F: \left\{A_i, Z_i, \vec{P}_i, \varepsilon_i, \vec{s}_i, \vec{r}_i, 1 \le i \le M\right\} \tag{3.1}$$

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

$$A_F = \sum_{i=1}^{M} A_i = A_0 \qquad \text{ve} \qquad Z_F = \sum_{i=1}^{M} Z_i = Z_0 \tag{3.2}$$

Sanki-klasik yaklaşımda, F şekilleniminin toplam enerjisi

$$E_F = \sum_{i=1}^{M} \left(E_i^{taban durum} + \frac{P_i^2}{2m_i} + \frac{s_i^2}{2I_i} + \varepsilon_i \right) + U_F \tag{3.3}$$

olarak gösterilir. Burada parantez içindeki terimler sırasıyla, parçacığın taban durum enerjisi, öteleme enerjisi, dönme enerjisi ve iç uyarma enerjisidir. 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. (3.3) denklemindeki son terim, parçacık uyarma enerjisidir ve U_F^C Coulomb ile U_F^N nükleer etkileşmelerin toplamı olarak yazılabilir. Kuvvetli (nükleer) etkileşmeler ayrışma süreci sonunda son bulur. Bu durumu sert küre potansiyeli olarak tanımlayabiliriz:

$$U_F^N = \begin{cases} \infty, & \left|\vec{r}_i - \vec{r}_j\right| < R_i + R_j \\ 0, & \left|\vec{r}_i - \vec{r}_j\right| > R_i + R_j \end{cases} \qquad (3.4)$$

Burada $R_i = r_0 A^{1/3}$ (r_0 = 1.17fm) i. parçacığın yarıçapıdır. Parçacıkların küre şeklinde oldukları kabul edilir. Gerçekçi bir yöntemle parçacıkların artık etkileşimlerini dikkate alan yaklaşımlar J. Randrup ve S. E. Koonin tarafından (1987) yapılmıştır (Randrup ve Koonin, 1987; Lopez ve Randrup, 1989; 1990). Uzun menzilli Coulomb etkileşimi parçacıkların ayrışması aşamasında ve sonraki aşamalarda parçacıkların yayılmasını idare eder. Wigner Seitz yaklaşımında toplam Coulomb enerjisi;

$$E_F^C = E_0^C(V) + \sum_{i=1}^{M} E_i^C(V) \qquad \text{ve} \qquad E_0^C(V) = \frac{3}{5}\frac{Z_0^2 e^2}{R} \qquad (3.5)$$

olarak verilir. Buradaki E_0^C, Z_0e yüküyle kararlı olarak yüklenmiş kürenin Coulomb enerjisidir ve $R = (3V/4\pi)^{1/3}$ bozunan sistemin yarıçapıdır. Sistemin toplam uyarma enerjisi E_0^*, A_0 nükleonlarını ve Z_0 protonlarını içeren bileşik sistemin $E_{A_0,Z_0}^{tabandurum}$ taban durum enerjisine göre ölçülür. Bu durumda parçalanmadaki enerji korunumu ifadesi;

$$E_F = E_0^* + E_{A_0,Z_0}^{tabandurum} = E_0 \qquad (3.6)$$

olarak yazılabilir. Burada E_0 sistemin toplam enerjisi ve E_0^* sistemin uyarılma enerjisidir. Nükleon başına uyarma enerjisi genellikle $\varepsilon^* = E_0^*/A_0$ olarak ifade edilmektedir. Denklem (3.2) şartlarına ek olarak parçacıkların $\vec{P}_0$ toplam momentumları ve $\vec{J}_0$ toplam açısal momentumlarının korunumu da göz önüne alınır. Parçacıkların momentumlarının toplamı,

$$\vec{P}_F = \sum_{i=1}^{M} \vec{P}_i = \vec{P}_0 \qquad (3.7)$$

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

Parçalanma olayında yalnızca asimptotik karakterler deneyle gözlenebilir olduğundan son durumların tanımı için yukarıda tanımlanan değişkenler seti (3.1), (3.2), (3.6) ve (3.7) denklemleri fazlalık teşkil eder. Bu nedenle, parçacık kütleleri, yükleri ve momentumlarıyla, bozunmadaki sistemi karakterize eden değişken sayısını bir yerde kesmek gerekir. Ayrıca 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, son durumdaki bütün parçacıkların momentumlarını Monte Carlo metodu ile seçmek mümkündür.

Son durumların en kaba sınıflandırması birincil parçacıkların yalnızca kütle ve yüklerini içerir. A kütle numaralı ve Z yüklü bir parçacık (A, Z) olarak ifade edilecektir. Aynı türden birkaç tane bulunabilen bütün parçacıkları tek saymak yerine, her türün çarpanlarını (çokluk, multiplicity) kullanmak daha uygundur. 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 kısaltılması f ile gösterilecek ve buna ayrışma dağılımı denilecektir.

$$f : \{N_{AZ} ; 1 \leq A \leq A_0, 0 \leq Z \leq Z_0\} \qquad (3.8)$$

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 (3.2) sınırlamasını sağlayan bütün f dağılımları mümkündür. Bu sınırlamalar parçacık çarpanları N_{AZ} cinsinden;

$$\sum_{(A,Z)} N_{AZ}\, A = A_0 \qquad \text{ve} \qquad \sum_{(A,Z)} N_{AZ}\, Z = Z_0 \tag{3.9}$$

olarak yazılabilir. Burada toplam, f dağılımına ait bütün parçacıklar üzerindendir. Dolayısıyla, f kanalındaki toplam parçacık sayısı;

$$M_f = \sum_{(A,Z)} N_{AZ} \tag{3.10}$$

ile verilir.

Ayrılma durumlarının daha kaba sınıflandırması (denklem (3.8)), enerjinin daha kaba bir temsilini getirir. Yani denklem (3.3) yerine, denge istatistik dağılımı kullanılarak bulunan öteleme, dönme ve iç enerji ortalamaları ile koordinatlar üzerinden ortalaması alınan Coulomb enerjisi kullanılır. Böylece, bir dağılımın toplam enerjisi sistemin hacim ve sıcaklığının bir fonksiyonuna dönüşür.

$$E_f(T,V) = E_f^{ö}(T,V) + \sum_{(A,Z)} E_{AZ}(T,V)\, N_{AZ} + E_0^{C}(V) \tag{3.11}$$

Burada, $E_f^{ö}(T,V)$ öteleme hareketi enerjisi ve $E_{AZ}(T,V)$ tek tek bütün parçacıkların iç ve Coulomb enerjisini de içine alan ortalama enerjidir. Son terim ise denklem (3.5) deki gibidir.

3.3. İstatistik Topluluklar

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;

$$\langle Q \rangle = \frac{\sum_{\{f\}} Q_f\, \Delta\Gamma_f}{\sum_{\{f\}} \Delta\Gamma_f} \tag{3.12}$$

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

$$\langle N_{AZ}\rangle = \frac{\sum_{\{f\}}(N_{AZ})\Delta\Gamma_f}{\sum_{\{f\}}\Delta\Gamma_f} \qquad \text{ve} \quad \sigma_{AZ} = \sqrt{\langle N_{AZ}^2\rangle - \langle N_{AZ}\rangle^2} \tag{3.13}$$

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 bulunabilir:

$$\langle Q\rangle = \sum_{(A,Z)} Q_{AZ}\langle N_{AZ}\rangle . \tag{3.14}$$

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;

$$\langle N_A\rangle = \sum_{Z=0}^{A}\langle N_{AZ}\rangle \qquad \text{ve} \qquad \sigma_A = \sqrt{\langle N_A^2\rangle - \langle N_A\rangle^2} \tag{3.15}$$

ifadelerine eşittir. Ortalama yükleri ve yük dağılımlarının dispersiyonu;

$$\langle Z_A\rangle = \sum_{Z=0}^{A} Z_A \left\langle \frac{N_{AZ}}{N_A} \right\rangle \qquad \text{ve} \qquad \sigma_Z^A = \sqrt{\langle Z_A^2\rangle - \langle Z_A\rangle^2} \tag{3.16}$$

ile verilir. Burada Z_A, (A, Z) parçacığının yüküdür. Hesaplamalarda farklı istatistiksel topluluklar kullanılabilir. Bu toplulukların şeması Çizelge 3.1'de verilmiştir.

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.

(3.1) denkleminde tanımlanan F değişkenler setine göre ayrışma konfigürasyonlarının (şekillenimlerinin) sınıflandırılması bu topluluğa karşılık gelir.

Çizelge 3.1. V hacminde, A_0 kütle numaralı, Z_0 yüklü ve E_0 toplam enerjili parçalanan nükleer sistem için istatistiksel toplulukların sınıflandırılması

Parçacıkların dağılımı: $\{f : N_{AZ},\ 1 \le A \le A_0,\ 0 \le Z \le Z_0\ \}$

Mikrokanonik	Kanonik	Makrokanonik
$\sum A.N_{AZ} = A_0$	$\sum A.N_{AZ} = A_0$	$\sum A.\langle N_{AZ} \rangle = A_0$
$\sum Z.N_{AZ} = Z_0$	$\sum Z.N_{AZ} = Z_0$	$\sum Z.\langle N_{AZ} \rangle = Z_0$
$E_f(N_{AZ}, T_F, V) = E_0$	$\langle E_f\ (N_{AZ}, T, V) \rangle = E_0$	$\langle E_f\ (\langle N_{AZ} \rangle, T, V) \rangle = E_0$
$w_f^{mik} \approx \exp S_f(E_0, V, A_0, Z_0)$	$w_f^{kan} \approx \exp\left(-\frac{F_f(T, V, A_0, Z_0)}{T}\right)$	$w_f^{mak} \approx \exp\left(-\frac{F_f(T, V, A_0, Z_0) - \mu\sum A - \nu\sum Z}{T}\right)$

Parçacıkların uyarma enerjileri, momentumları ve koordinatlarıyla ilgilenilmiyorsa, böyle bütün değişkenler üzerinden bir toplam alınabilir. Sonra parçacık çarpanlarının f seti ile (denklem (3.8)) ayrışma kanallarını ifade eden dağılımlara ulaşılır. Bu durumda verilen bir dağılıma neden olan tüm mikroskopik durumlar üzerinden (3.6) enerji korunum denkleminin ortalaması alınır. Sonuç olarak, bir f dağılımıyla ilgili yalnızca ortalama enerjiyi sınırlayan denklem;

$$E_f\ (T_f, V) = E_0 \qquad (3.17)$$

elde edilir. Denklemin sol tarafı (3.11) ile verilmiştir. 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 fonksiyonelidir. 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,

$$W_f^{mikro} = \frac{1}{\xi}\exp S_f(E_0,V,A_0,Z_0) \; ve \; \xi = \sum_{\{f\}}\exp S_f(E_0,V,A_0,Z_0) \tag{3.18}$$

ile ifade edilir. Burada ξ normalizasyon sabitidir ve bu ifadede bütün parçacıkların toplam kütle ve yükünün denklem (3.9) ile sabitlendiği kabul edilir. Böyle sınırlamalar parçacık çarpanlarının çok büyük olmadığı sonlu nükleer sistemler için çok önemlidir.

3.4. Parçalanan Bir Sistemin Serbest Enerjisi

Bu bölümde, termal dengedeki ve farklı türdeki parçaları içeren bir sistemin $F_f(T,V)$ serbest enerjisine olan ana katkılarını inceleyeceğiz.

3.4.1. Serbest enerjinin ayrışması

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

$$S_f = -\left(\frac{\partial F_f}{\partial T}\right)_{V,\{N_{AZ}\}} \qquad \text{ve} \quad E_f = F_f + TS_f \tag{3.19}$$

Serbest enerji aşağıdaki denklem ile ifade edilir;

$$F_f = -T\ln Z_f \tag{3.20}$$

Burada verilen bir f dağılımı için istatistiksel toplam,

$$Z_f(T,V) = \sum_{\{r,p,\varepsilon\}}\exp\left(-\frac{E_f}{T}\right) \tag{3.21}$$

olarak yazılır.

Burada E_f denklem (3.3)'de verilmiştir. Toplam, f dağılımını oluşturan parçacıkların uyarılma enerjileri, momentumları ve tüm koordinatları üzerinden alınmaktadır. (3.3) denkleminde verilen E_f ayrışma enerjisi bu özelliğe karşılık gelir. İstatistiksel toplamın hesaplanmasından sonra sistemin serbest enerjisi;

$$F_f(T,V) = F_f^{öt}(T,V) + \sum_{(A,Z)} F_{AZ}(T,V) N_{AZ} + E_0^C(V) \qquad (3.22)$$

şeklinde yazılabilir. İlk terim parçacıkların öteleme hareketini gösterir. İkinci terim, parçacıkların Coulomb enerjisi ve iç uyarma enerjilerini ifade eder. Son terim ise, homojen olarak V hacmine dağılan toplam yükün Coulomb enerjisidir. Sıcak çekirdek ortamında bileşik çekirdek parçacıkları için F_{AZ}'nin direkt olarak hesaplanması çok karmaşıktır. Bu problem pek çok araştırmacı tarafından ele alınmış olmasına rağmen hala açık olmayan araştırılacak soruları vardır. Standart SMM yaklaşımı, istatistiksel toplamın direkt olarak hesaplanmasını gerektirmez. Hafif parçacıklar dışında tüm parçacıklar nükleer maddenin damlaları olarak kabul edilir. Taban durumdaki çekirdeğin aksine, böyle damlacıklar sıfırdan farklı sıcaklıklarda nükleon ve parçacıklarla çevrilidir. Böyle damlaların normal nükleer yoğunluğa ($r_0 = 1.17\,\mathrm{fm}$) 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},

$$F_{AZ} = F_{AZ}^{Hacim} + F_{AZ}^{Yüzey} + F_{AZ}^{Simetri} + F_{AZ}^{Coulomb} \qquad (3.23)$$

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

3.4.2. Hacim enerjisi

Bir parçacığın taban durum ve termal enerjisinin toplamı, hacim (bulk) enerjisini verir. İç parçacık yoğunluğu ρ_0 sabit olduğu için, A kütle numaralı bir parçacığın hacim enerjisi T=0 da $-W_0A$ dır. Burada, W_0=16 MeV sonsuz nükleer maddenin bağlanma enerjisidir. Termal enerji çekirdek seviye yoğunluğu için Bethe (1937) (Bethe, 1937) formülü kullanılarak Fermi gaz modeli ile hesaplanabilir.

$$\rho_A(E) = \frac{\pi^{1/2}}{12E^{5/4}a^{1/4}} \exp(2\sqrt{aE}) \qquad (3.24)$$

Burada a seviye yoğunluk parametresi olup Fermi yüzeyindeki tek parçacık seviye yoğunluğu $\frac{1}{6}\pi^2 a$ 'dır. İç istatistik toplam, exp(-E/T) Gibbs çarpanı ile bu ifadenin integralinin alınmasıyla elde edilir. Bu durumda düşük sıcaklıklarda,

$$F_{AZ}^{hacim}(T) = -(W_0 + T^2/\varepsilon_0)A \qquad (3.25)$$

ifadesi geçerlidir. 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, $E_f \approx 40MeV$ ve $\varepsilon_0 \approx 16MeV$ '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).

Denklem (3.25) ile verilen ifade 20 MeV altındaki sıcaklıklarda daha gerçekçidir. Sonlu çekirdekteki bağıl olarak uzun ömürlü durumların yoğunluğu 5 MeV/nükleon'dan daha düşük uyarma enerjilerinde (3.24) Fermi gaz formülü ile incelenebilir. Daha yüksek uyarma enerjisinde gerçek seviye yoğunluğu maksimum değerine ulaşır ve daha sonra azalır (Mustafa ve ark., 1992). Koonin ve Randrup (1987) (Koonin ve Randrup, 1987) tarafından önerildiği gibi, Fermi gazı seviye yoğunluğu exp(-E/T_0) üsteli ile azalacak şekilde tanımlanarak ele alınır. Bu düzeltmeden sonra, hacim termal enerjisi yüksek sıcaklıklarda $\varepsilon^*_{lim} = T_0^2/\varepsilon_0$ limit değerine yönelir.

3.4.3. Yüzey enerjisi

Bir (A,Z) parçacığının yüzey enerjisi, birim yüzeydeki toplam yüzey gerilim enerjisi olarak tanımlanan $\sigma(T)$ yüzey gerilim katsayısı ile belirlenir ve

$$F_{AZ}^{yüzey}(T) = 4\pi R_{AZ}^2 \sigma(T) = \beta(T) A^{2/3} \qquad (3.26)$$

ile ifade edilir. Burada $\beta(0) = \beta_0 \approx 18\,\mathrm{MeV}$ Bethe-Weizsaecker formülündeki yüzey gerilim katsayısıdır. $\sigma(T)$ 'nin hesaplanması için pek çok çalışma yapılmıştır (Stocker ve Burzlaff, 1973; Ravenhall ve ark., 1983a; Suraud, 1987; Müller ve Dreizler, 1994b). 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, başka bir deyimle sıvı fazı yok olmuştur. $\beta(T)$ için Bondorf ve ark. (1983) ve Ravenhall ve ark. (1983) (Bondorf ve ark., 1983; Ravenhall ve ark., 1983a) tarafından kullanılan ifade

$$\beta(T) \equiv 4\pi r_0^2 \sigma(T) = \beta_0 \left(\frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right)^{5/4} \qquad (3.27)$$

ile verilir. Bu ifade düşük sıcaklıklarda iyi sonuçlar vermektedir.

Yüzey geriliminin azalmasıyla sıcak çekirdek içinde fisyon ve parçalanma olasılığı artar. (3.19) formülü kullanılarak,

$$E_{AZ}^{yüzey}(T) = \left(\beta(T) - T \frac{d\beta(T)}{dT} \right) A^{2/3} \qquad (3.28)$$

elde edilen ifadeyle parçacık yüzey enerjisi bulunabilir. Bu formülde (3.27) ifadesi yerine yazılırsa, T'nin artışı ile yüzey enerjisinin (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.

3.4.4. Simetri enerjisi

Simetri enerjisi, bir parçacıktaki proton ve nötron sayısı arasındaki farklılığa karşılık gelmekte olup genel Bethe-Weizsaecker denklemi olarak anılmaktadır.

$$F_{AZ}^{simetri} = E_{AZ}^{simetri} = \gamma(A-2Z)^2 / A \qquad (3.29)$$

Burada γ, veri ile karşılaştırmayla bulunması gereken olaycıl bir katsayıdır. Bu katsayının standart değeri 25 MeV'dir. Simetri enerjisinin gerçek γ parametresi değeri, daha önce Botvina ve arkadaşlarının (2002) (Botvina ve ark., 2002) yaptığı gibi bir isoscaling analizi yapılarak da belirlenebilir. Oluşan sıcak parçacıkların N/Z oranlarının analizini de bu amaç için kullanmak mümkündür. Daha önce yapılan çalışmalar ile parçacıkların sıcaklıkları arttıkça simetri enerjisinin azaldığına dair bazı deneysel kanıtlar bulunmuştur (Botvina ve ark., 2002; Ono ve ark., 2003; Tsang ve ark., 2004; Le Fevre ve ark., 2005). Sıcaklıkla simetri enerjisinin azalmasının getireceği sonuçlar, astrofiziksel olayların açıklanabilmesi için de oldukça önemlidir (Botvina ve Mishustin, 2004). Çünkü stellar maddenin durum denkleminin belirlenmesinde, asimetrik terimin simetri enerjisine bağlı olması bu durumun önemini bir kat daha artırmaktadır.

Simetri enerjisinin ana etkisi oluşan sıcak parçacıkların kütle ve yük değişimlerinde açığa çıkmaktadır. Birincil sıcak parçacıkların izotopik dağılımları simetri enerjisi parametresi γ'nın küçük değerleri için oldukça geniş ve maksimum değerleri nötron-zengin taraftadır. Bu birincil parçacıkların Fermi bozunmasıyla veya hafif parçacıkların ikincil buharlaşması ile bozundukları kabul edilir (Bondorf ve ark., 1995). İkincil bozunma, dağılımların daralmasına ve son dağılımlara benzer şekilde β kararlılık çizgisine daha yakın izotopların artmasına neden olur.

Sıcak birincil parçacıkların hafif parçacıklardan buharlaşma veya Fermi bozunması ile ayrıştıklarını kabul eden (Botvina ve ark., 1987; Bondorf ve ark., 1995) bu kodlar; soğuk ayrışmış çekirdeklerin kütlelerinin fitlenmesi ile elde edilen standart kütle formülünü kullanırlar. Sıcak parçacıklar donma hacminde daha küçük γ değerlerine sahip ise, ikincil yeniden uyarılmanın başlangıcında kütleleri daha farklı olacaktır. Bu etkinin buharlaşma sürecinde dikkate alınması gerekir. Ardışık buharlaşma (sequental evaporation) yalnızca hafif parçacıklar (n, p, d, t, ^{3}He ve α) buharlaştıran büyük parçacıklar (A>16) için dikkate alınır. Ardışık buharlaşma sürecinde iki farklı

bölge olduğu düşünülür ve bu süreçte simetri enerjisi etkisini şu şekilde tahmin edebiliriz; çekirdeğin iç uyarma enerjisinin ($E^*/A>1$ MeV/nükleon) yeterince büyük olduğu düşünülen birinci durumda, sıcak parçacıkların kütleleri SMM içinde uyarlanmış olan standart sıvı damlaları olarak,

$$m_{AZ} = m_{ld}(\gamma) = m_n N + m_p Z - AW_0 + \gamma(A-2Z)^2 / A + B_0 A^{2/3} + 3e^2 Z^2 / (5r_0 A^{1/3}) \qquad (3.30)$$

kabul edilir. Burada m_n ve m_p serbest nötron ve proton kütleleridir. Daha düşük uyarma enerjilerinin olduğu ikinci durumda ise, kabuk etkilerini dikkate alarak standart deneysel kütleleri (m_{st}, nükleer tablolardan alınır) aşağıdaki gibi bir lineer bağımlılıkla hesaplanır;

$$m_{AZ} = m_{ld}(\gamma) \cdot x + m_{st} \cdot (1-x) \qquad (3.31)$$

Burada $x=\beta E^*/A$, $\beta = 1 MeV^{-1}$ ve $x \leq 1$'dir. Uyarma enerjisi E^*, daima verilen bir uyarma enerjisi için m_{AZ} kütle hesabı dikkate alınarak enerji dengesinden belirlenir. Bu kütle düzeltmesi; enerji, momentum, kütle ve yük korunumunu dikkate alan eski model (Botvina ve ark., 1987) temelinde geliştirilen yeni buharlaşma koduna dahil edilmiştir.

Genellikle ikincil yeniden uyarılma; izotopları kararlı değere doğru iter, bununla birlikte, nihai dağılımlar sıcak parçacıklar için ilk dağılımlara bağlıdır. Sonuçlar simetri enerjisinin buharlaşma esnasında gelişip gelişmediğine de bağlı olabilir. Bu konuda standart SMM koduna göre ve buharlaşma sürecinde parçacık kütlelerinin oluşumunda simetri enerjisi etkisini dikkate alan yeni koda göre yapılan hesaplamalar karşılaştırılarak standart yeniden uyarılmanın dağılımların daralmasına sebep olduğu görülmüş ve bu etki basitçe aşağıdaki gibi açıklanmıştır (Buyukcizmeci ve ark., 2005);

Buharlaşma sürecinin tüm aşamalarında deneysel kütlelerin kullanılması durumunda, yüklü parçacıkların saçılmaları, hem Coulomb bariyeri hem de bağlanma enerjisi ile engellenmiş olur. Buharlaşmanın başlangıcında γ'nın küçük olması durumunda, bağlanma enerjisi temel olarak yüklü parçacıkların saçılmasını sağlar. Çekirdek yeterince soğuduğunda normal simetri enerjisine sahip olur, kalan uyarma ise ($E^*/A<1$ MeV/nükleon) çekirdekten çok sayıda nükleon buharlaştırmak için oldukça düşük kalır. İki buharlaşma hesaplaması arasındaki farklılık, modelde şuana kadar mevcut olan belirsizliğin bir ölçüsünü verir. Bu belirsizlik deney ile karşılaştırılınca

ortadan kalkabilir. Bütün son izotop dağılımları γ parametresine bağlıdır. Bu hassasiyet bize izotop karakteristiklerine bakarak simetri enerjisini tahmin etme şansı verir.

3.4.5. Çok parçacıklı bir sistemin Coulomb enerjisi

Çok parçacığa uyarılmış bir sistemin Coulomb enerjisi, ayrışma hacminde parçacıkların konumları rastgele değiştiği için dağılımdan dağılıma farklılık gösterir. Coulomb enerjisini hesaplamak için en basit yol, yoğun madde teorisinde başarılı olarak uygulanan Wigner-Seitz yaklaşımıdır. İlk olarak, toplam Coulomb enerjisinden, homojen yük dağılımı varsayılarak hesaplanan ve toplam hacimdeki toplam Z_0e yükünün oluşturduğu Coulomb enerjisi katkısı E_0^C çıkarılır. Yük yapılanmasını içeren geriye kalan enerjiyi hesaplamak için standart gösterim kullanılabilir. Bu yaklaşımda tüm sistem, her birinin merkezinde bir parçacık bulunan hücrelere ayrılabilir. Hücreler üst üste binebilir. Wigner-Seitz yaklaşımında, hücreler arasındaki etkileşim ihmal edilir. O zaman, oluşan parçacıkların enerjisi tek tek hücrelerin Coulomb enerjilerinin toplamıdır;

$$\Delta E_f^C = \sum_{A,Z} N_{AZ} E_{AZ}^C \tag{3.32}$$

Böylece, f dağılımındaki toplam Coulomb enerjisi (3.5) formülü ile hesaplanabilir. Bir parçacık içindeki yük yoğunluk dağılımına basamak fonksiyonu ile yaklaşılırsa, tek bir hücrenin Coulomb enerjisi;

$$\mathrm{E_{AZ}^C} = \frac{3}{5}\mathrm{Z^2 e^2}\left(\frac{1}{\mathrm{R_{AZ}}} - \frac{1}{\mathrm{R_{AZ}^C}}\right) \tag{3.33}$$

ifadesi ile hesaplanabilir. (3.5) ve (3.33) ifadeleri iki limit durumunda da doğru davranışa sahiptir. Bileşik çekirdek durumunda nükleer madde tüm hacmi doldurduğunda $R_{AZ} = R_{AZ}^C$, E_{AZ}^C sıfırdır ve R yarıçaplı , Z_0e yüküyle kararlı olarak yüklenmiş kürenin enerjisine gider. Diğer yandan, parçacıklar birbirlerinden ayrıldıklarında ($R, R_{AZ}^C \to \infty$) (3.33) ifadesi tek parçacıkların Coulomb enerjilerinin

toplamına yaklaşır. Bu katkıyı çıkarırsak, parçacıklar arasındaki Coulomb etkileşimi ile ilgili enerji elde edilir.

$$U_f^C = \frac{3}{5}\frac{Z_0^2 e^2}{R} - \sum_{(A,Z)} \frac{3}{5}\frac{Z^2 e^2}{R_{AZ}^C} N_{AZ} \tag{3.34}$$

Hücre hacminin parçacık hacmine oranı, tüm sistemin ortalama yük yoğunluğu ile verilen parçacığın içindeki ortalama yük yoğunluğunun oranına eşittir. Bozunmadaki toplam hacim:

$$V = (1+\kappa)V_0 \tag{3.35}$$

ile verilir. Hücre yarıçapı ise;

$$\frac{R_{AZ}^C}{R_{AZ}} = (1+\kappa)^{1/3}\left(\frac{Z/A}{Z_0/A_0}\right)^{1/3} \tag{3.36}$$

olarak yazılabilir. κ parametresi, Coulomb enerjisinin ayrışmada başlangıç değerine göre ne kadar azaldığını belirler. Wigner-Seitz yaklaşımı ile yapılan hesaplamalar, az sayıda parçacık içeren dağılımlarda bile iyi sonuçlar vermektedir.

3.4.6. Parçacıkların öteleme hareketi

Genel olarak, parçacıkların öteleme hareketi, termal bileşen ve ortak (kolektif) akı olarak ayrılabilir. i. parçacığın hızı her bir uzaysal r noktasında;

$$\upsilon_i(\vec{r}) = \upsilon_i^t(\vec{r}) + \upsilon^a(\vec{r}) \tag{3.37}$$

olarak gösterilebilir. Burada t termal bileşen ve a akı bileşenini ifade eder. 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. Termal dengede, parçacık hızları Maxwell dağılımına göre dağılırlar.

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

$$F_f^{\ddot{o}}(T,V) = -T\sum_{(A,Z)}\left[N_{AZ}\ln(g_{AZ}\frac{V_f}{\lambda_T^3}A^{3/2}) - \ln(N_{AZ}!)\right] + T\ln(\frac{V_f}{\lambda_T^3}A_0^{3/2}) \qquad (3.38)$$

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 (3.38) tam bir termodinamik limittedir ve M → ∞ da bir tür parçacık durumunda Boltzmann gazının serbest enerjisine dönüşür.

Denklem (3.38) serbest hacim V_f terimini içerir. Bu terim parçacıkların kuvvetli etkileşimi ve sonlu ölçüleri nedeniyle gerçek V hacminden farklıdır. V_f'yi hesaplamak zordur, bu nedenle, V_f, 1 mertebesinde olduğu düşünülen boyutsuz χ parametresi cinsinden:

$$V_f = \chi V_0 = \chi A_0/\rho_0 \qquad (3.39)$$

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

$$E_f^{\ddot{o}t} = E_f^{termal}(T) + E^{akı} \qquad (3.40)$$

şeklinde yazılabilir. Burada birinci terim termal bileşenden gelir ve

$$E_f^{termal} = \frac{3}{2}(M-1)T \qquad (3.41)$$

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. (3.40) denkleminin ikinci terimi toplam akı enerjisi,

$$E^{akı} = \frac{3}{10} m_N A_0 \upsilon_0^2 \qquad (3.42)$$

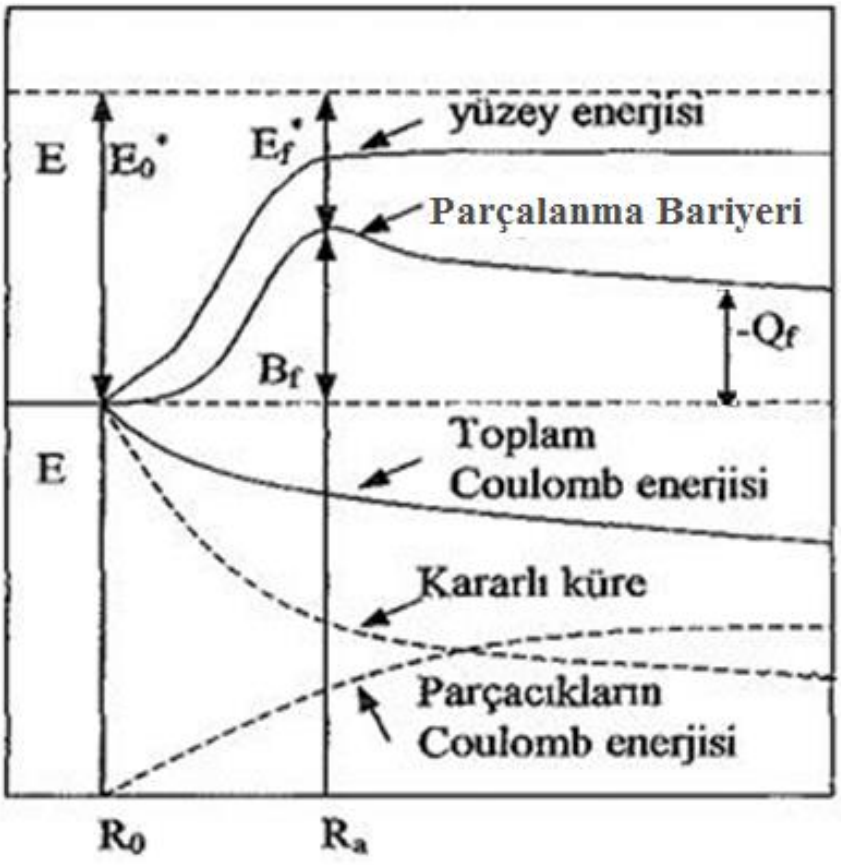
$m_A = m_N A$ kütleli bir parçacığın ortalama akı enerjisi $E^{akı} = \frac{3}{10} m_A \upsilon_0^2$ ifadesidir ve parçacık kütle numarası A ile orantılıdır. (3.42) ifadesi sistemin toplam kütle numarası üzerindeki (3.2) sınırlamasını kullanarak ve bütün parçacıklar için katkıları toplayarak elde edilir.

3.5. Parçalanma Bariyerleri

Genel düşünceye göre; soğuk bileşik sistemin (A_0, Z_0) başlangıç hali ve soğuk parçacıklarla nükleonlar bileşiminin son hali bir potansiyel enerji bariyeri ile ayrılmıştır (Bondorf, 1981; Bondorf ve ark., 1985b). Şekil 3.4'te sistemin potansiyel enerjisine R yarıçapının fonksiyonu olarak gösterilen değişik katkılar gösterilmiştir.

Toplam Coulomb enerjisi (3.5), yani kararlı olarak yüklenmiş kürenin Coulomb enerjisi ve demetlenme (clusterization) enerjisinin toplamı 1/R'den daha yavaş bir şekilde değişmektedir. Parçacıkların yüzey enerjisi kısa menzilli nükleer kuvvetler tarafından belirlenir. Bu yüzden, nükleer damlacıkların oluşumuna eşlik eden ek yüzey enerjisi $R=R_0$'da sıfırdan başlayarak küçük bir R aralığında asimptotik değerine hızlı bir şekilde yükselir. Bu asimptotik değer ek bir yüzey alanı çarpımı $(\sigma - Td\sigma/dT)$ olarak değerlendirilebilir. Burada $\sigma(T)$ yüzey gerilimidir. Yüzey enerjisi, parçacık yüzeyleri arasındaki 2d ortalama ayrılması (crack width) Coulomb enerjisinden çok daha önce 2fm'yi aştığında, yüzey enerjisi asimptotik değerine ulaşır. Bariyer yüksekliği B_f ve açığa çıkan enerji Q_f büyük ölçüde belli bir f bozunma kanalına bağlıdır. Somut (concrete) bozunma kanalları için bariyerin konum ve şekli Lopez ve Randrup (Lopez ve Randrup, 1989; 1990) tarafından hesaplanmıştır.

Parçalanma sürecinin istatistiksel tanımında temel nokta, verilmiş bir E_0^* uyarılma enerjisinde belli bir bozunma kanalının olasılığı, onun istatistiksel ağırlığıyla orantılıdır. Yani $E_f^* = E_0^* - B_f$ enerji aralığındaki durumların sayısı bariyerin üzerindedir. $E_0^* < B_f$ olan kanallar kapalıdır (modelde kuantum tünellemesi göz ardı ediliyor). Ayrılmış parçacıkların sistemin potansiyel bariyerini aştıktan sonra oluştuğunu düşünmek doğaldır. Böylece, bozunmakta olan sistemin $V_f = \chi V_0$ hacmi, bozunma kanalına bağlı ve bariyer konumuyla ilişkili olmalıdır.



Şekil 3.4. Coulomb ve yüzey enerjileri ile potansiyel engelinin karakteristik davranışı

Sayısal hesaplamalarda aşağıdaki ifade kullanılmıştır;

$$\chi = \left(1 + \frac{d}{r_0 A_0^{1/3}}\left(M^{1/3} - 1\right)\right)^3 - 1 \qquad (3.43)$$

Burada M dikkate alınan bozunma kanalının toplam parçacık çarpanıdır (çokluk, multiplicity). Çoğu hesaplamada nükleer yayılabilirlik mesafesi için d=1,4 fm alınmıştır. Bu yaklaşımda χ'in tipik değerleri M'ye bağlı olarak 0,2 ile 2 arasında değişmektedir.

3.6. Ayrışmadan Sonra Parçacıkların Davranışları

Nükleer parçalanma sonucunda oluşan uyarılmış sıcak parçacıklar ve bu sıcak parçacıkların ikincil uyarılmaları yanal reaksiyonların ana süreçlerinden biridir. Standart SMM (Bondorf ve ark., 1995) hafif parçacıkların Fermi ayrışması, buharlaşma, ağır parçacıkların fisyonu gibi yeniden uyarılma süreçlerini içermektedir. İstatistiksel tanım, zamanı açıkça içermemesine rağmen 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 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. Standart SMM içinde (Bondorf ve ark., 1995), bu süreçlerin normal ve uyarılmış çekirdekler için nasıl incelendiğini aşağıdaki gibi kısaca özetleyebiliriz.

3.6.1. Fermi ayrışması

$A \leq 16$ olan hafif birincil parçacıkların küçük uyarma enerjileri, toplam bağlanma enerjileriyle karşılaştırılabilir mertebededir. Bu durumda, yeniden uyarılmanın (ikincil ayrışma), uyarılmış çekirdeğin parçalanarak daha küçük parçacıklara ayrışması olduğu kabul edilebilir. Bu süreci tanımlamak için, ünlü Fermi Modeli (1950) (Fermi, 1950) kullanılır. Bu modelde bütün son durum parçacıklarının, taban ya da düşük uyarılmış durumlarda oldukları kabul edilir. Bu durumda, V_f hacminde m_i (i=1, 2, 3,...n) kütleli n parçacığa sahip kanalın istatistik ağırlığı, mikrokanonik yaklaşımla hesaplanabilir:

$$\Delta\Gamma_f^{mik} \propto \frac{S}{G}\left(\frac{V_f}{(2\pi\hbar)^3}\right)^{n-1}\left(\frac{\Pi_{i=1}^{n} m_i}{m_0}\right)^{3/2}\frac{(2\pi)^{(3/2)(n-1)}}{\Gamma\left(\frac{3}{2}(n-1)\right)}\left(E_{kin}-U_f^C\right)^{(3/2)n-5/2} \tag{3.44}$$

Burada, $m_0=\sum_{i=1}^{n} m_i$ ayrışan çekirdeğin kütlesi, $S=\Pi_{i=1}^{n}(2s_i+1)$ spin dejenerasyon çarpanı (s_i, i. parçacığın spini) ve $G=\Pi_{j=1}^{k} n_j!$ parçacık türü çarpanıdır (n_j, j türündeki parçacıkların sayısıdır). Burada, E_{kin} parçacıkların sonsuzdaki toplam kinetik enerjisidir. Bu toplam birincil parçacıkların E_{AZ}^* uyarma enerjisi ile aşağıdaki gibi bağlantılıdır:

$$E_{kin}=E_{AZ}^*+m_0c^2-\sum_{i=1}^{n} m_i c^2 \tag{3.45}$$

Ayrıca, U_f^c denklem (3.34) ile verilen soğuk ikincil parçacıklar arasındaki Coulomb etkileşme enerjisidir. Bu durumda, U_f^c ve V_f terimleri ikincil bozunma süreci içinde tanımlanır. Fermi bozunma olayları, bozunma kanallarının direkt seçilmesi metodu ile elde edilir. Son ayrışma ürünlerinin momentum dağılımları ulaşılabilir tüm uzay üzerinden rastgele elde edilir, momentum ve enerji korunum kanunları dikkate alınarak (3.45) denkleminden toplam kinetik enerji belirlenir. Bunun için, G. I. Kopylov (Kopylov, 1970) tarafından önerilmiş olan bir algoritma kullanılır.

3.6.2. Sıcak parçacıkların buharlaşması

A>16 olan sıcak birincil parçacıklardan ardışık parçacık yayılması, yeniden uyarma (de-excitation) mekanizması olarak kabul edilir. Böyle parçacıkların uyarma enerjileri büyük olduğu için, standart Weisskopf buharlaşma modeli kullanılır (Weisskopf, 1937). Standart modele benzer şekilde, bir (A, Z) bileşik çekirdeğinden bir j parçacığının saçılma genişliği,

$$\Gamma_j=\sum_{i=1}^{n}\int_0^{E_{AZ}^*-B_j-\varepsilon_j^{(i)}}\frac{\mu_j g_j^{(i)}}{\pi^2\hbar^3}\sigma_j(E)\frac{\rho_{A'Z'}\left(E_{AZ}^*-B_j-E\right)}{\rho_{AZ}\left(E_{AZ}^*\right)}EdE \tag{3.46}$$

olarak ifade edilir. Burada toplam, j parçacığının $\varepsilon_j^{(i)}$ (i=0,1,...,n) parçacık kararlı uyarılmış durumları ve taban durumları üzerinden alınır. $g_j^{(i)}=(2s_j^{(i)}+1)$ i. uyarılmış durumunun spin dejenerasyon çarpanıdır. μ_j ve B_j indirgenmiş kütle ve ayrılma enerjisidir. ρ_{AZ} ve $\rho_{A'Z'}$ terimleri (A, Z) ilk ve (A', Z') son bileşik çekirdeğin seviye yoğunluklarıdır ve Fermi gaz formülü (3.24) kullanılarak hesaplanır. Ters reaksiyonun (A',Z')+j=(A,Z) tesir kesiti $\sigma_j(E)$ çekirdek-çekirdek potansiyeli ile optik model kullanılarak hesaplanır (Iljinov ve ark., 1982). Buharlaşma süreci Barashenkov ve Toneev'in çalışmasında (Barashenkov ve Toneev, 1972) tanımlanan bir algoritma kullanılarak Monte Carlo Yöntemi ile simüle edilir. E kütle merkezi çerçevesinde, saçılan bir parçacığın kinetik enerjisidir. E_{AZ}^* ilk çekirdeğin uyarma enerjisidir. Sıcaklık biliniyorsa, her parçacığın ortalama uyarma enerjisi kolayca bulunabilir (enerjinin eşbölüşümü ilkesi);

$$E_{AZ}^*(T_f)=E_{AZ}(T_f)-E_{AZ}(0)=\frac{T_f^2}{\varepsilon_0}A+\left(\beta(T_f)-T_f\frac{d\beta(T_f)}{dT_f}-\beta_0\right)A^{2/3} \qquad (3.47)$$

Burada $\beta(T)$ denklem (3.27) ile tanımlanır. A<4 olan yapıların iç uyarmaları yoktur, alfa parçacıkları için $E_{42}^*=4T_f^2/\varepsilon_0$ 'dır.

3.6.3. Fisyon bozunma kanalları

Ağır çekirdeklerin (A>200) yeniden uyarılmasının önemli bir kanalı fisyondur. Bu süreçte fisyon gösteren çekirdekler parçacık yayımı ile rekabet eder. Bohr-Wheeler istatistiksel yaklaşımını (Bohr ve Wheeler, 1939) izleyerek bileşik çekirdek fisyonu için kısmî genişliğin semer noktasındaki (saddle point) $\rho_{sp}(E)$ ile orantılı olduğu kabul edilir:

$$\Gamma_f=\frac{1}{2\pi\rho_{AZ}(E_{AZ}^*)}\int_0^{E_{AZ}^*-B_f}\rho_{sp}(E_{AZ}^*-B_f-E)dE \qquad (3.48)$$

Burada B_f, Myers ve Swiatecki (Myers ve Swiatecki, 1966) yöntemiyle belirlenen fisyon bariyeri yüksekliğidir. ρ_{sp} yaklaşımı için çekirdek saçılabilirliği (fissility) ve Γ_n / Γ_f dallanma oranlarının analizi kullanılır (Ignatyuk ve ark., 1985). ρ_{sp} ve ρ_{AZ} seviye yoğunluklarında kabuk yapısının etkisi (shell effect) göz ardı edilir. Çünkü çoklu-parçalanma olayında; kabuk etkisinin saf dışı edilmesi beklenilen E* >30-50 MeV/nükleon gibi yüksek uyarılma enerjileri ile ilgilenilmektedir (Cherepanov ve ark., 1983). 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 (Adeev ve ark., 1993). Bu formüller ile özellikle simetrik fisyondan asimetrik fisyona geçiş tam olarak tanımlanmıştır (Eren ve ark., 2013).

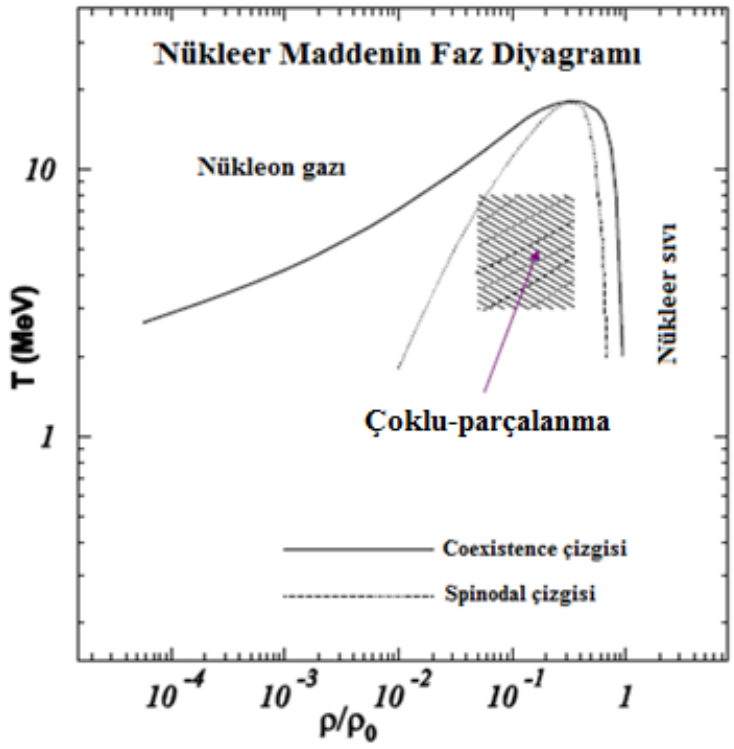
3.7. Nükleer Maddede Faz Geçişleri

Klasik bir gazdaki moleküller arası kuvvet ile nükleonlar arasındaki kuvvetin benzerliği sebebiyle Van der Waals denklemleri nükleer madde için de kullanılabilir. Her iki durumda da PVT diyagramlarında sıvı-gaz karışımına uygun bir bölge oluşur. Bu bölge kısa süreliğine kararsız ve homojen madde içerebilir. Nükleer bir olayda ise böyle bir durum kritik sıcaklığın altındaki sıvı fazın ani bir genişlemesi ile elde edilebilir. Bir sıvı molekülü gibi atom çekirdeklerini de ısıtırsak (uyarırsak) çekirdekten bir kısım madde (hadron) buharlaşması gerçekleşebilir.

Homojen maddenin kararlı sıvı-gaz karışımına bölünmesine spinodal ayrışma denir. Bu sıvı-gaz bir arada hali, nükleer maddenin kritik noktasına kadar sürer ve kritik noktada son bulur.

Şekil 3.5'de sıvı-gaz faz geçişini içeren nükleer maddenin faz diyagramı gösterilmiştir. Düz çizgi ile gösterilmiş co-existence bölgesinde madde $(0.3-0.8)\rho_0$ yoğunlukları arasında geçiş fazında olmalıdır. Bu faz, aralıklı olarak değişik yoğunluklar ve az yoğun bölgelerden oluştuğu için homojen değildir. Elektriksel olarak nötr maddede bu karışık faz, küresel damlacıklar, silindirik çekirdekler, plak benzeri şekillenmeler içermektedir. Bu tür şekillenmeler genellikle nükleer "hamur" fazı olarak adlandırılır (Ravenhall ve ark., 1983b). Düşük yoğunluklu co-existence bölgesinde

$\rho < 0.3\rho_0$, nükleonlarla çevrelenmiş nükleer sıvı damlalarına bölünür. Bu bölgedeki nükleer maddenin tanımı için bu şartlar altındaki nükleer özelliklerin teorik varsayımlarının yapılması gerekmektedir.



Şekil 3.5. Sıcaklık-yoğunluk düzleminde nükleer maddenin faz diyagramı

Yıllar süren araştırmaların sonucunda termal nükleer sistemlerin oluşumuyla ilerleyen nükleer çoklu-parçalanma reaksiyonları, $\rho \approx 0.1\rho_0$ gibi yoğunluklar, 3-8 MeV gibi sıcaklıklarla karakterize edilmiştir. Bu reaksiyonlarla ilgili olan termodinamik şartlar Şekil 3.5'de taralı alanda gösterilmiştir (Botvina ve Mishustin, 2010; Buyukcizmeci ve ark., 2013) . Taralı alan, SMM metodu ile çalışılabilecek yoğunlukları ve sıcaklıkları göstermektedir. SMM, ortaya çıkan bütün ürünleri hesaplayarak düşük nükleer yoğunluklarda bulunan büyük çekirdekler ile nükleon gazının bir arada var oluşunu açıklar. Bu yöntem faz geçişinin ayrıntılarını araştırmada çok yararlıdır, özellikle, sıcaklığın artması yada azalması durumunda büyük çekirdeğin nükleonlarına bozunmasını çok iyi açıklamaktadır. Bu reaksiyonlar başka türde nükleer madde ihtiva eden ortamdaki sıcak çekirdeklerin özelliklerini deneysel verilerden çıkarabilme ve bu bilgilerden yararlanarak yıldızsı maddenin nükleer bileşimi için gerçekçi hesaplamalar yapabilme şansı vermektedir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Göreceli enerjilerde ağır iyon ışınları laboratuarlarda kullanılabilir hale geldiğinden beri (Gould ve ark., 1984; Kienle, 1988) sıcaklık ve yoğunluğun geniş bir aralığında nükleer maddenin statik ve dinamik özelliklerini çalışmak için bir olasılık yolu açılmıştır (Goldhaber ve Heckman, 1978; Pochodzalla, 1997). Etki parametresi b'ye bağlı olarak, ağır iyon çarpışmaları üç gruba ayrılabilir (Bradt ve Peters, 1949);

1) Merkezi Çarpışma; yüksek yoğunluk ve yüksek enerjilerde elde edilebilen gelen ve hedef çekirdeğin kafa kafaya çarpışması durumudur (Bertsch ve Dasgupta, 1988). Bu durum orta nükleon-nükleon etkileşmelerinin yanı sıra sıkışmış ve sıcak nükleer maddenin durum denklemini çalışmak için mükemmel bir araç olarak görülmektedir. Bu amaçla, merkezi ağır iyon çarpışmalarında nükleonlar ve parçacıkların akış modeli, kaon üretimi yada yüklü parçacıkların ilişkilerini ölçmek gibi durumlar için çalışmalar hala devam etmektedir (Reisdorf ve Ritter, 1997; Senger, 2004; Reisdorf ve ark., 2010). Yüksek yoğunluk ve yüksek enerjiler sadece $100 fm^3$ hacim ve 10^{-22}sn gibi kısa zaman aralığında başarılabildiğinden dolayı (Cubero ve ark., 1990) bu uç şartlar altında nükleer durum denklemi üzerine bilgi çıkarmak için reaksiyonun dinamik evrimini tam anlamak gereklidir ama bu yine de kolay bir durum değildir.

2) Yanal (peripheral) Çarpışma; çarpışmanın bu durumu gelen yada hedef çekirdekte küçük bir kütle kaybı ve oldukça düşük uyarma enerjileri ile karakterize edilir. Bu çarpışmalar büyük deformasyonlarda nükleer yapı etkilerinin çalışılması gibi durumlarda mükemmel bir araç ortaya koymaktadır (Steinhauser ve ark., 1998; Rejmund ve ark., 2000; Schmidt ve ark., 2000).

3) Orta-yanal (mid-peripheral) Çarpışma; bu tip çarpışmalarda etki parametrelerinin ara bir aralığı için önemli bir uyarma enerjisi (Schmidt ve ark., 1993) ve hafif lineer momentum transferi sağlanır ama sıkıştırma küçüktür. Bu yüzden göreceli enerjilerde orta-yanal çarpışmalar çoklu-parçalanma çalışmak için ideal bir durumdur. Çoklu-parçalanma reaksiyonları, sonlu nükleer sistemlerde sıvı-gaz faz geçişini araştırmak için yaygın olarak çalışılmaktadır. Nötron yıldız modelleri yada süpernova simülasyonları da orta-yanal göreceli ağır iyon çarpışmalarındakine benzer bir nükleer durum denklemi gerektirdiği için (Donati ve ark., 1994; Dean ve ark., 1995; Botvina ve Mishustin, 2004), çoklu-parçalanma reaksiyonlarında izotopik etkiler

oldukça ilgi uyandırmaktadır (Botvina ve ark., 2002; Trautmann ve ark., 2008; Lehaut ve ark., 2009; Tsang ve ark., 2009) .

Bu bölümde; dünyada bulunan en gelişmiş merkezlerdeki hızlandırıcılarda, Fermi enerji bölgesinde (20-55 MeV/nükleon) ve göreceli hızlarda (300-1000 MeV/nükleon) yapılmış bir çok ağır iyon çarpışma deneylerinin istatistiksel parçalanma modeli temel alınarak teorik analizleri verilmektedir. İlk olarak Fermi enerjisi civarındaki merkezcil MSU deneylerinin istatistiksel çoklu-parçalanma modeli ile yapılan teorik analizleri, daha sonra ise göreceli hızlarda GSI hızlandırıcılarında yapılan ALADIN-FRS deneylerinde $^{112}Sn+^{112}Sn$ ve $^{124}Sn+^{124}Sn$ reaksiyonları için FRS detektörleri ile ölçülmüş yük ve izotop dağılımları verilmektedir.

4.1. Fermi Enerji Bölgesindeki Ağır İyon Çarpışmalarının Teorik Analizi

Fermi enerjilerindeki merkezcil ağır iyon çarpışmalarında yüksek uyarılma enerjileri ve yüksek yoğunluklara ulaşılabilir (Hongfei Xi ve ark., 1997). Merkezcil çarpışmalarda etki çarpanı (impact factor) küçük olduğu için açısal momentum etkisi ihmal edilebilir.

İstatistiksel Çoklu-Parçalanma Modeli (Botvina ve Mishustin, 1992; Botvina ve ark., 1995; Hongfei Xi ve ark., 1997; Buyukcizmeci ve ark., 2005; Le Fevre ve ark., 2005; Botvina ve ark., 2006) ile yük ve izotop dağılımları, parçacık çoklukları, sıcaklık, parçacıkların çeşitli korelasyonları hesaplanarak 50 MeV/nükleon enerjili merkezcil MSU deneylerinin (Liu ve ark., 2004) analizini başarılı bir biçimde gerçekleştirdik. Bu deneyin teorik analizinde tıpkı ALADIN (600 MeV/nükleon enerjili yanal çarpışma) deneylerinin teorik analizlerinde olduğu gibi (Ogul ve ark., 2009; Ogul ve ark., 2011) çarpışmadan sonra oluşan uyarılmış tek bir sıcak çekirdeğin Wigner-Seitz yaklaşımına göre parçacıkların ortalama bir Coulomb etkileşimi etkisinde oluştuğunu ve onun bozunmasını dikkate aldık. Çünkü bu reaksiyonlar için donma hacminde parçacıkların gerçek konumlarının izotop ve yük dağılımları üzerindeki etkileri ihmal edilebilmektedir.

Çalışmanın bu bölümünde deneysel veriler (Liu ve ark., 2004), CTM (Canonical Thermodynamical Model) hesaplamaları (Das ve ark., 2005) ve bizim SMM ile yapmış olduğumuz teorik sonuçlarımızı karşılaştırarak deneysel yük, kütle ve izotop dağılımlarını tanımlamak için hesaplamalar yapılmıştır. Das ve arkadaşlarının çalışmalarında (Das ve ark., 2005) olduğu gibi merkezi kaynakları karakterize eden

E*= 5 MeV/nükleon uyarma enerjili nötron bakımından zengin A_0=186, Z_0=75, ve nötron bakımından fakir A_0=168, Z_0=75 kaynaklarının çoklu parçalanması ele alınmıştır. Bu iki sistem farklı nötron proton oranlarına sahiptir ve bu nötron proton oranları aşağıda Çizelge 4.1'de verilmiştir. Daha önce Milazzo ve arkadaşları (2002)'de yapmış oldukları çalışma (Milazzo ve ark., 2002) ile aynı N/Z'li ancak farklı büyüklükteki iki farklı bozunma sistemlerini karşılaştırmış ve IMF'nin nötron içeriğinin kaynakların büyüklüğüyle arttığını göstermişlerdir. Bu yüzden biz bu çalışmada farklı N/Z oranlarına sahip sistemleri ele almaktayız.

Çizelge 4.1. Merkezcil MSU deneyinin simülasyonunda kullanılan çekirdeklerin kütleleri, proton ve nötron sayıları, N/Z ve Z/A oranları

Element	A	Z	N	N/Z	Z/A
^{124}Sn	124	50	74	1.48	0.40
(^{124}Sn+^{124}Sn)	186	75	111	1.48	0.40
^{112}Sn	112	50	62	1.24	0.45
(^{112}Sn+^{112}Sn)	168	75	93	1.24	0.45

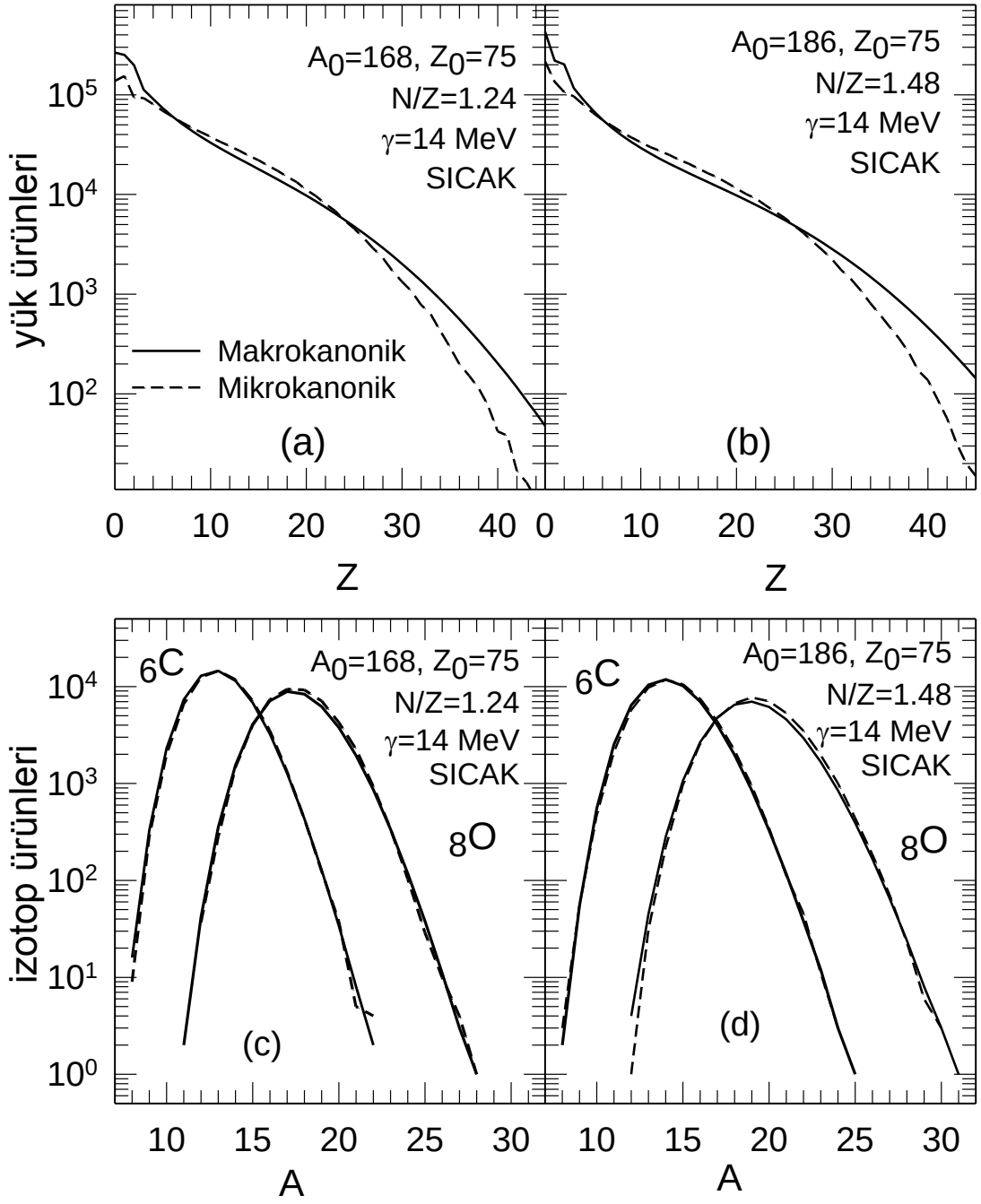
4.1.1. Simetri enerjisinin yük ve izotop dağılımlarına etkileri

Bu çalışmamızda nükleer parçacık dağılımlarını SMM'in Markov-chain versiyonu ile belirledik. Bu yaklaşım SMM kodu içinde, uyarılmış tek-kaynak (single-source) bozunma modlarının iyi bir simülasyonu için düzenlenmiştir (Botvina ve Mishustin, 2001). Markov-chain süreci, durumlar arası rastgele (stochastic) bir süreçtir ve bağlantılı olaylar arası bir zincirdir. Bu süreçte bir sonraki adım sadece mevcut duruma bağlıdır ve geçmişteki olaylarla bağlantısızdır (hafizasızlık). Sarhoş yürüyüşü olarak da adlandırılan Markov-chain sürecinde her bir adım numaralandırılmış bir çizgi üzerinde rastgele yürüyüşlerle tanımlanır ve her bir pozisyon +1 ya da -1 kadar değişebilen eşit olasılıklarla temsil edilir. Herhangi bir pozisyondan iki mümkün geçiş bir sonraki ya da bir önceki +1 ya da -1 geçişleri ile temsil edilir. Geçiş olasılıkları sadece mevcut duruma bağlıdır ve mevcut duruma nasıl gelindiği göz önüne alınmaz. Örneğin, 7 durumundan 8 durumuna ya da 6 durumuna geçme olasılığı eşittir ve 0.5 olarak belirlenirken, 7 durumundan diğer bütün durumlara geçiş olasılığı sıfırdır. Bu

olasılıklar bir önceki durumda sistemin 6 durumunda mı yoksa 8 durumunda mı olduğundan bağımsızdır.

İlk olarak SMM'in iki farklı versiyonu olan; içerisinde kütle ve yük sayılarının korunmasının göz önüne alındığı mikrokanonik Markov-chain versiyonu (Botvina ve Mishustin, 2001) ile standart makrokanonik versiyonunu (Bondorf ve ark., 1995) karşılaştırmak için her iki model ile hesaplamalar yapıldı. Bu hesaplamalar sonucunda yük ve izotop dağılımlarının nasıl değiştiği Şekil 4.1'de gösterilmiştir. Bu şekilde; A_0=168, Z_0=75 ve A_0=186, Z_0=75 kaynakları için uyarma enerjisi E_x=5 MeV/nükleon, simetri enerjisi parametresi γ=14 MeV değerinde ve 100 000 olay üzerinden teorik hesaplamalar yapılmıştır. Şekil 4.1(a) ve (b)'de bu iki kaynağın sıcak parçalanması sonucunda elde edilen yük dağılımları verilmektedir. Bu şekilden görülebileceği gibi hafif IMF için yük dağılımları nispeten birbirlerinden farklıdır. Şekil 4.1(c) ve (d) de ise bu iki kaynağın sıcak parçalanması sonucunda elde edilen karbon ve oksijen için izotop dağılımı gösterilmektedir. Şekilden de açıkça görülebileceği üzere hem nötron bakımından fakir (Şekil 4. 1(c)) hem de nötron bakımından zengin (Şekil 4.1(d)) sistemler $Z \leq 8$ için aynı izotopik dağılımları ön görmektedir.

Standart makrokanonik SMM versiyonu daha önceleri çoğu araştırmalarda (Botvina ve ark., 1995; Botvina ve ark., 2002; Le Fevre ve ark., 2005; Ogul ve ark., 2011) daha geniş olarak kullanılmıştır. Genelde, mikrokanonik versiyon, faz geçişi altındaki sistemin termodinamik parametrelerinin (basınç, entropi gibi) hesaplanması için daha uygundur (Gross, 1997). Bununla birlikte, bu şekilden de görülebileceği üzere parçacık gözlenebilirlikleri üzerinde sınırlı bir etkiye sahiptir. Mikrokanonik Markov-chain versiyonunun asıl avantajı parçacıkların Coulomb etkileşimi için doğru bir hesap olmasıdır. Bu durum, ikinci kaynağın yakınlığının donma hacmindeki parçacıkların konumunun büyük ölçüde değişebildiği (Botvina ve ark., 1999; Botvina ve Mishustin, 2001) ve üretimden sonra parçacık yayılmasını etkileyebileceği yerlerdeki Fermi enerjisi etrafındaki yanal ağır iyon çarpışmalarında önemli olabilir (Souliotis ve ark., 2007). Doğal olarak mikrokanonik Markov-chain versiyonunda göz önüne alınabilen açısal momentum yanal çarpışmalarda büyük olacaktır; ancak, bizim çalışmamızda analiz ettiğimiz MSU deneysel verileri merkezi çarpışma olduğu için bu açısal momentum ihmal edilmektedir. Botvina ve arkadaşlarının yapmış olduğu çalışmadaki (Botvina ve ark., 2008) SMM'in standart makrokanonik versiyonu ile Das ve arkadaşlarının yapmış olduğu CTM hesaplamalarını (Das ve ark., 2005) karşılaştırdık ve hafif IMF üretiminde birbirleri ile oldukça uyumlu olduklarını gösterdik.

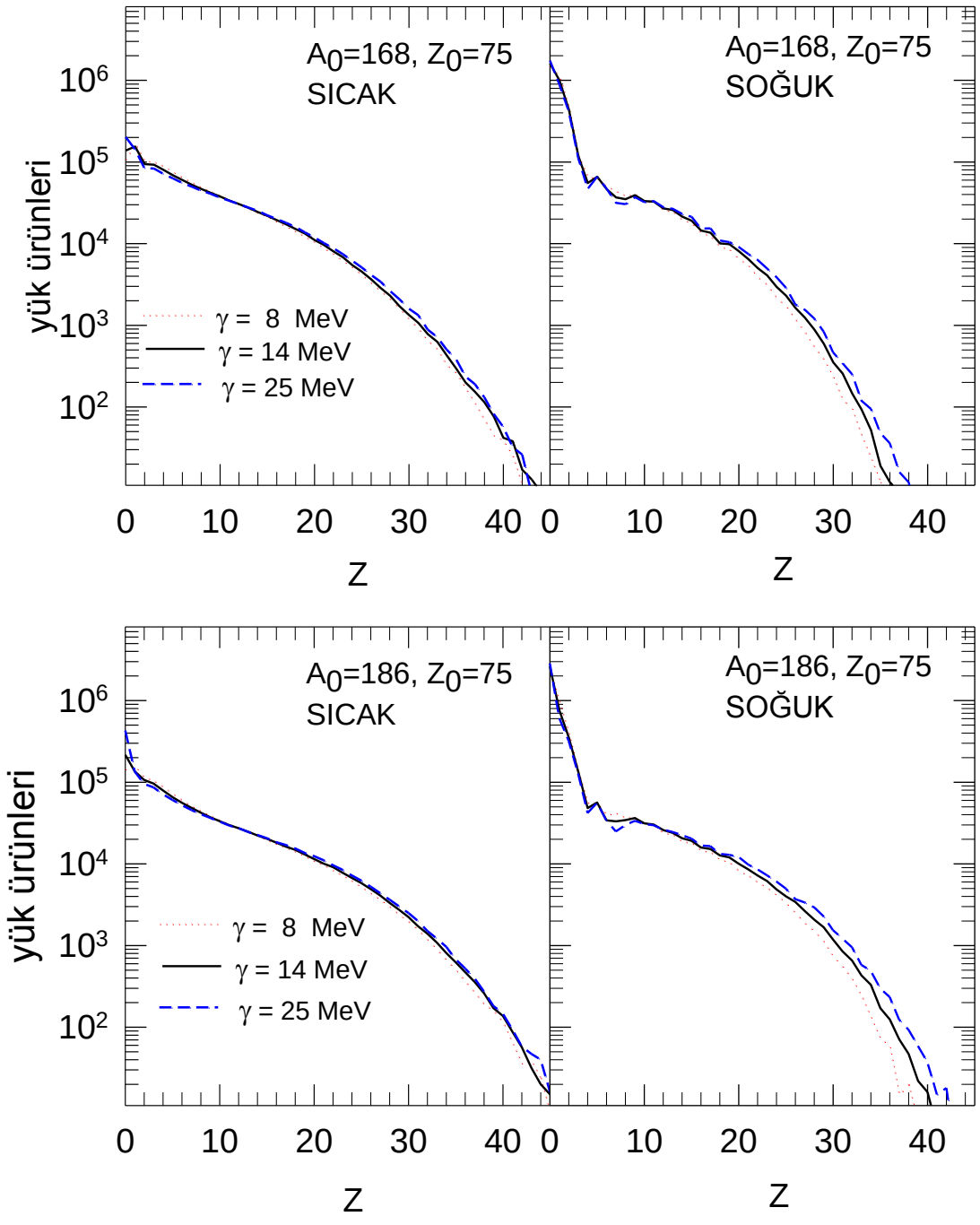


Şekil 4. 1. SMM'in standart makrokanonik ve mikrokanonik Markov-chain versiyonlarının sıcak birincil parçacıklar için yük ve izotop dağılımlarının karşılaştırılması

Das ve arkadaşları (2005) makalesinde (Das ve ark., 2005) yayınlanmış olan CTM hesaplamaları kabuk etkisi ile sıcak parçacıklar için tablo kütlelerini içermektedir. Bu da makaledeki (Das ve ark., 2005) sıcak parçacıkların yük dağılımları ile Şekil 4.1'de gösterilen mevcut sonuçlar arasındaki farkın ana sebebidir; ki bu durum araştırmamızın sonuçlarından biridir. Halbuki, T = 5-6 MeV civarındaki sıcaklıklarda donma hacminde oluşan çok sıcak parçacıkların kabuk etkisini kaybetmesi gerektiği bilindiğinden (Ignatiuk ve ark., 1978), kütleler normal sıvı damlası kütlelerine yakın olmalıdır. SMM koduna dahil edilen ikincil yeniden uyarılmanın bir sonucu olarak kabuk etkileri soğuk parçacıklar için tekrar ortaya çıkar. Bizim çalışmamız; Das ve arkadaşlarının yapmış olduğu (Das ve ark., 2005) bu buharlaşma hesaplamalarının aksine simetri enerjisi terimi γ parametresine dayanmaktadır. Bu sebeple hesaplamalarımız arasındaki farklılık; hem ilk parçacıkların tanımlanmaları hem de ikincil buharlaşma prosedüründen kaynaklanmaktadır.

Diğer araştırmalarda tartışıldığı üzere simetri enerjisi katsayısı için hangi γ parametresinin modelin tanımlanmasında en uygun olabileceği sorusunun nihai cevabı daha ağır elementler ($Z > 8$) için izotop dağılımlarının incelenmesinden sonra elde edilebilir (Hudan ve ark., 2009; Ogul ve ark., 2011).

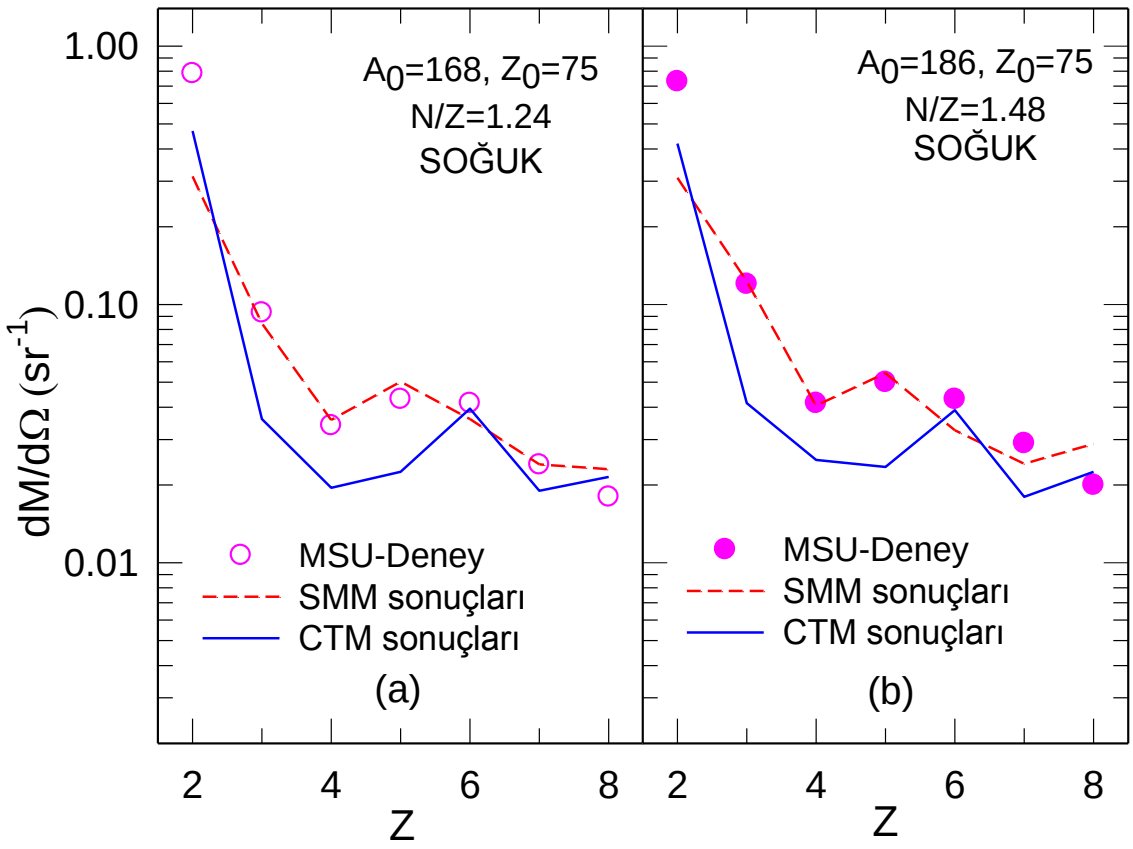
Şekil 4.2'de yük dağılımlarının simetri enerjisi terimindeki değişime hassasiyetini göstermek için yapmış olduğumuz teorik hesaplamalarımızın sonuçları gösterilmektedir. Üst panelde nötron fakir sistemin, alt panel de ise nötron zengin sistemin çoklu parçalanmalarından yayılan parçacıkların çeşitli simetri enerjisi terimi γ parametresi değerlerinde sıcak birincil ve soğuk ikincil parçacıklar için tahmin edilen yük dağılımlarının sonuçları verilmiştir. Daha önceki çalışmalarda (Botvina ve ark., 2006; Ogul ve ark., 2011) gösterildiği üzere simetri enerjisi terimi γ parametresi değerinde yapılan değişiklik çoklu parçalanmalarda oluşan parçacıkların yük dağılımının karakterizasyonunu esas itibariyle çok fazla etkilememektedir. Bu durumun doğruluğunu gösterebilmek için simetri enerjisi terimi γ parametresi 8, 14, ve 25 MeV değerleri için hesaplanmış, sıcak ve soğuk parçalanmanın yük dağılımına bu γ parametresi değerlerinin nasıl bir etkisinin olduğu araştırılarak sonuçlarımız Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Hem nötron bakımından zengin hem de nötron bakımından fakir kaynakların benzer bir yük spektrumlarına yol açtığı bu şekillerden açıkça görülmektedir.



Şekil 4. 2. A_0=168, Z_0=75 ve A_0=186, Z_0=75 kaynaklarının çoklu-parçalanmalarından yayılan parçacıkların çeşitli simetri enerjisi terimi γ değerlerinde sıcak birincil ve soğuk ikincil parçacıklar için tahmin edilen yük dağılımları

Diğer taraftan simetri enerjisi teriminin, Z > 8 parçacıklar için yük dağılımlarında anlamlı değişiklikler yapmadığı açıkça görülmektedir; bu durum ALADIN deneysel verilerinin yorumlanmasının yapıldığı SMM-topluluk hesaplamaları dahilinde de (Ogul ve ark., 2011) teyit edilmiştir. Büyükçizmeci ve arkadaşları yapmış oldukları çalışmada (Buyukcizmeci ve ark., 2005) simetri enerjisinin parçacık kütlesi ve yük dağılımları üzerinde küçük bir etkisinin olduğunu; ancak, bu terimdeki değişimin izotopik dağılımlarda daha çok söz konusu olduğunu gösterilmişlerdir. Hacim enerjisinin (W_0 parametresi) değişimleri de araştırılmış ve hafif parçacıkların nispi yük verimlilikleri üzerinde çok az bir etki gösterdikleri görülmüştür (Buyukcizmeci ve ark., 2008).

Teorik hesaplamalarımız ile MSU deney verilerinin nicel bir kıyaslamasını yapabilmek için bir normalizasyon hesabı yapılarak elde edilen sonuçlar Şekil 4.3'te gösterilmiştir.

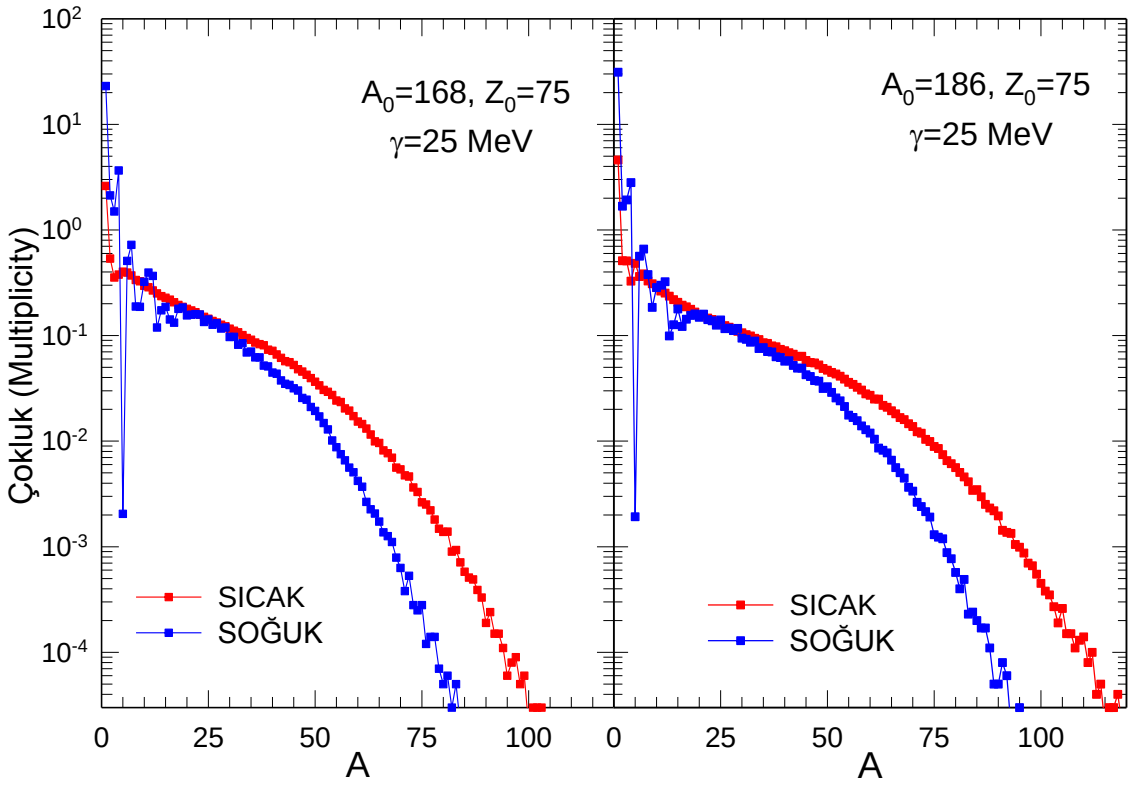


Şekil 4. 3. Kaynakların çoklu-parçalanmasından salınan hafif parçacıkların (Z ≤ 8) yük dağılımlarının CTM hesaplaması ve MSU deneysel datası ile karşılaştırılması

Bu şekilde; yüzey ve simetri terimlerinin katsayıları için örneğin yüzey enerjisi terimi B_0= 18 MeV ve simetri enerjisi terimi γ= 25 MeV parçacık özellikleri ile alakalı olan standart varsayımlı SMM hesaplamaları sonuçlarımız, Liu ve arkadaşlarının yapmış olduğu çalışmada (Liu ve ark., 2004) verilen uyumun en iyi olduğu Z = 3 ve Z = 7 aralığında deneysel diferansiyel çokluk ile alakalı global normalizasyon yapılmıştır. Elde edilen normalizasyon çarpanları, A_0 = 186, Z_0 = 75 için 9.670 x 10^{-7} sr^{-1} ve A_0 = 168, Z_0= 75 için 7.600 x 10^{-7} sr^{-1}'dir. (Ayrıca benzer bir normalizasyon da nicel bir kıyaslama için Şekil 4.5 ve Şekil 4.8 için de yapılmıştır.)

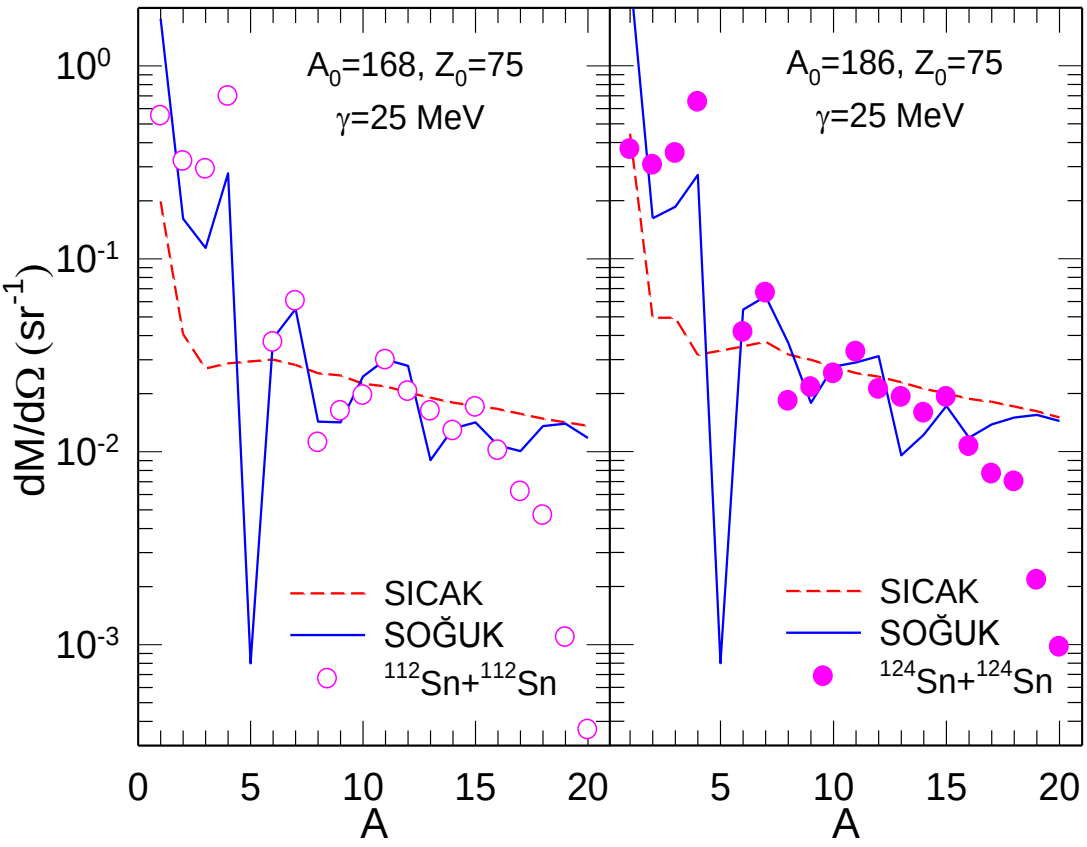
Şekil 4.3'te MSU deneysel verileri için partiküllerin sıcaklık ve sayılarının sabit tutulduğu kanonik gruplar içerisinde yapılmış olan CTM hesaplamalarının sonuçları (Das ve ark., 2005) ile bizim SMM hesaplarımızın sonuçlarının yük dağılımlarını karşılaştırmaktayız. Bu şekilden (Şekil 4.3'te) görülebileceği üzere mikrokanonik grup içerisinde SMM'in Markov-chain yaklaşımı kullanılarak yapılan hesaplamalar ile elde edilen sonuçlar deneysel verilerle daha iyi uyum içerisindedir.

Şekil 4.4'de A_0=168, Z_0=75 ve A_0=186, Z_0=75 sistemleri için sıcak birincil ve soğuk ikincil parçacıklar için hesaplanmış olan kütle dağılımları gösterilmektedir..



Şekil 4. 4. A_0=168 Z_0=75 ve A_0=186 Z_0=75 kaynaklarının sıcak ve soğuk parçalanmaları için tahmin edilen kütle dağılımları

Yük dağılımlarının verildiği Şekil 4.2 ile kütle dağılımlarının verildiği Şekil 4.4'ün benzer bir dağılım sergilediği görülmektedir. Sıcak birincil parçacıkların kütle dağılımlarının soğuk ikincil parçacıkların kütle dağılımlarından daha büyük değerlerde olduğu bu şekilde açıkça görülmektedir. Bunun sebebi, sıcak parçacıkların ışımalar yaparak soğuk parçacıklara ayrışırken kütle kaybetmelerindendir sonucuna ulaşmaktayız.



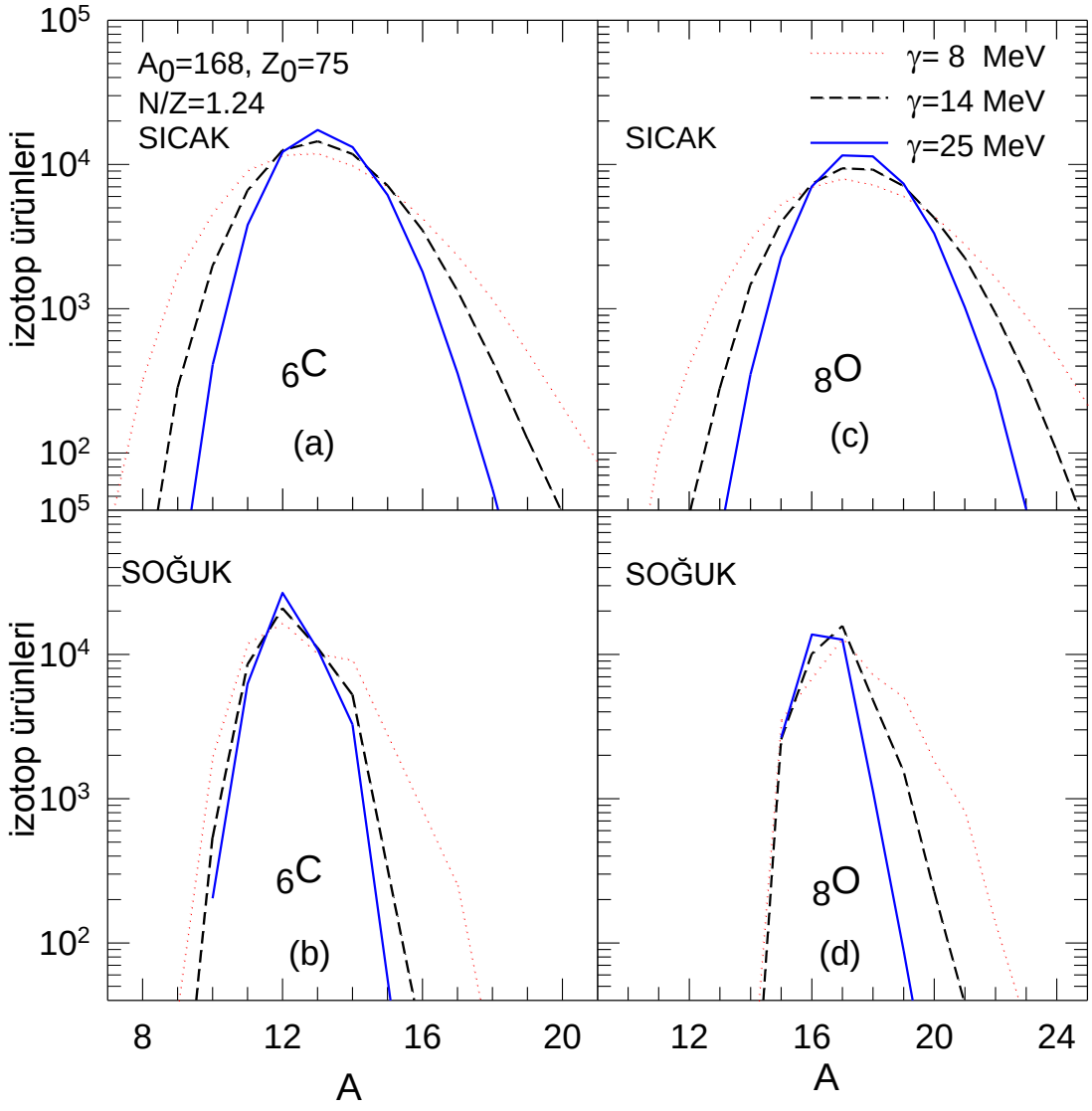
Şekil 4. 5. A_0=168, Z_0=75 ve A_0=186, Z_0=75 kaynaklarının sıcak ve soğuk parçalanmaları sonucu elde edilen verilerin merkezi ^{112}Sn+^{112}Sn ve ^{124}Sn+^{124}Sn reaksiyonları sonucu elde edilen deneysel verileri ile karşılaştırılması

Şekil 4.5'te ise her iki kaynak için sıcak ve soğuk parçalanma sonuçlarının normalizasyon yapılarak elde edilmiş olan teorik hesabın deney ile uyumu karşılaştırılmaktadır. Sol taraftaki panelde nötron fakir kaynağın sonuçları sağ taraftaki panelde ise nötron zengin kaynağın sonuçları verilmektedir. Hesaplamalarda yüzey enerjisi parametresi için B_0=18 MeV, simetri enerjisi parametresi için γ= 25 MeV

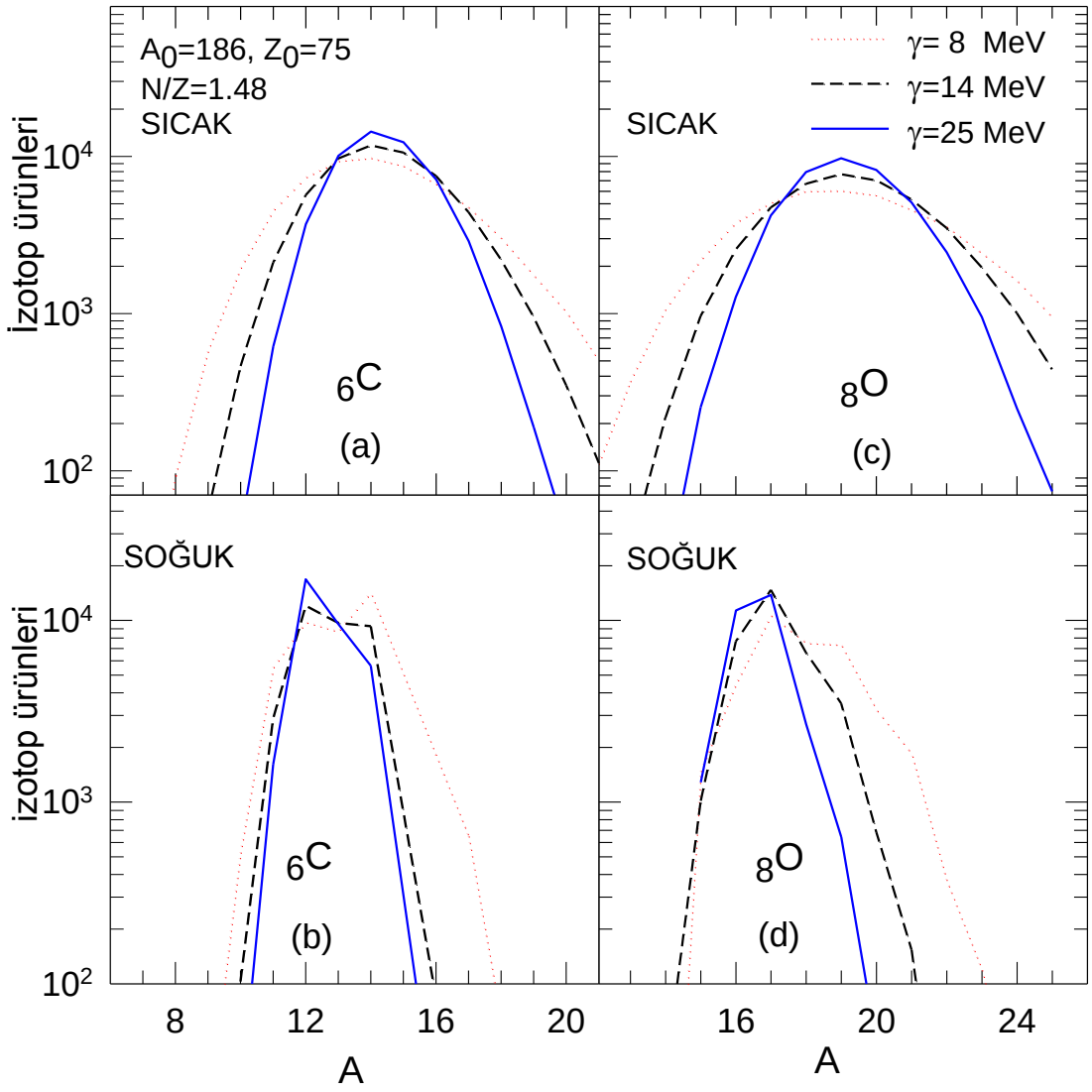
olarak standart değerler kullanılmıştır. Soğuk parçalanma ürünlerinin verdiği sonuçların deney ile uyumlu olduğu açıkça görülmektedir.

Simetri enerjisi terimi için muhtemel değişiklikler hafif parçacıkların ($Z \leq 8$) izotopik dağılımları aracılığıyla araştırılabilir. Das ve arkadaşlarının yapmış olduğu çalışmada (Das ve ark., 2005) bu dağılımlar karbon ve oksijen izotopları için gösterilmiştir. Biz de bu çalışmada nötron bakımından zengin sistem ($A_0 = 186$, $Z_0 = 75$) ve nötron bakımından fakir sistem ($A_0 = 168$, $Z_0 = 75$) tarafınca üretilen bu izotopların dağılımlarını araştırmaktayız. Şekil 4.6 nötron bakımından fakir kaynağın simetri enerjisi terimi γ parametresinin çeşitli değerlerinde karbon ve oksijen için birincil sıcak ve ikincil soğuk parçacıkların öngörülen izotop dağılımlarını, Şekil 4.7 nötron bakımından zengin kaynağın simetri enerjisi terimi γ parametresinin çeşitli değerlerinde karbon ve oksijen için birincil sıcak ve ikincil soğuk parçacıkların öngörülen izotop dağılımlarını göstermektedir. Simetri enerjisi parametresi γ'nın değeri 8, 14 ve 25 MeV değerlerinde değiştirilerek izotop dağılımları üzerinde bu parametrenin nasıl bir etkiye sebep olacağı gösterilmek istenmiştir. Bu şekillerden nötron bakımından zengin sistemlerin nötron bakımından fakir sistemlere göre daha çok nötron bakımından zengin izotoplar ürettiği görülmüştür. Dağılımın genişliğinin simetri enerjisi terimi tarafınca etkilendiği açıkça görülmektedir, şöyle ki izotopik dağılım, simetri enerjisi γ parametresinin küçük değerleri için büyük ölçüde genişlemektedir.

İzotopik dağılımlar, ikincil yeniden uyarılmaların bir sonucu olarak kararlı bir değere doğru itildikleri için; birincil sıcak parçacık dağılımlarının ikincil soğuk parçacık dağılımlarından çok daha geniş olduğu görülmektedir (ayrıca (Buyukcizmeci ve ark., 2005; Ogul ve ark., 2011) bkz). Bununla birlikte ikincil soğuk parçacıkların dağılımları halen birincil sıcak parçacıklara olan bağımlılıklarını taşırlar ve simetri enerjisi terimi γ'nın daha düşük değerleri için nötron bakımından zengin tarafa net bir eğilim vardır. Bu hassasiyet aracılığıyla deneysel veriler ile ön görülen dağılımları karşılaştırmak suretiyle simetri enerjisini değerlendirebilmekteyiz.



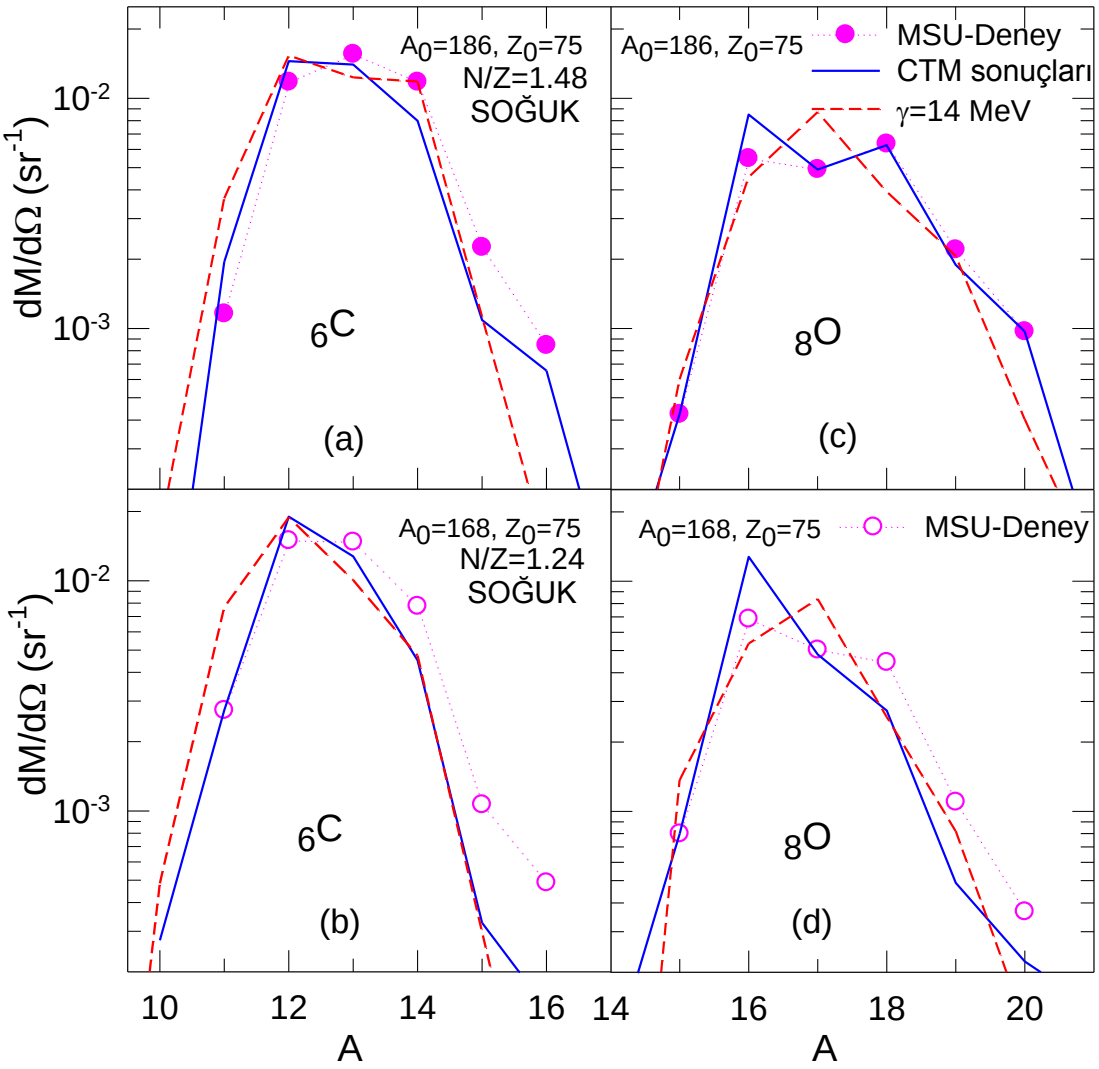
Şekil 4. 6. A_0 = 168, Z_0 = 75 kaynağından salınan karbon ve oksijen parçacıklarının sıcak birincil ve soğuk ikincil parçalanmasının çeşitli γ değerlerindeki izotop dağılımları



Şekil 4. 7. A_0 = 186, Z_0 = 75 kaynağından salınan karbon ve oksijen parçacıklarının sıcak birincil ve soğuk ikincil parçalanmasının çeşitli γ değerlerindeki izotop dağılımları

Şekil 4.8'de MSU deneysel verileri, Das ve arkadaşlarının yapmış olduğu CTM hesaplamalarının sonuçları (Das ve ark., 2005) ile bizim yapmış olduğumuz teorik hesaplamalarımız sonucunda elde ettiğimiz izotopik dağılımların karşılaştırılması verilmiştir. Panel (a) ve (b) karbon izotopları, panel (c) ve (d) ise oksijen izotoplarının dağılımlarıdır. Şekildeki içi boş ve içi dolu yuvarlaklar MSU deneyi sonucunu, mavi sürekli çizgiler CTM sonuçlarını ve kırmızı kesikli çizgiler bizim SMM ile yapmış olduğumuz teorik hesaplamalarımızın sonucunu göstermektedir.

Yaptığımız SMM hesabında simetri enerjisi terimi γ parametresi için 14 MeV alınmış olup üst panelde nötron zengin alt panelde ise nötron fakir kaynağın sonuçları verilmiştir. Bu şekilden, ikincil soğuk parçacık dağılımlarımızın hali hazırda diğer gözlenebilir analizlerde (Ogul ve ark., 2009; Buyukcizmeci ve ark., 2011) elde edildiği üzere azaltılmış gamma değeri olan γ = 14 MeV'deki teorik hesap sonuçlarımızın deneysel verilerle uyumlu olduğu sonucunu çıkarabilmekteyiz. Bu da ayrıca daha önce yapılmış olan izoscaling, N/Z ve izotop analizleri (Le Fevre ve ark., 2005; Souliotis ve ark., 2007; Ogul ve ark., 2011) aracılığıyla diğer verilerin yorumları ile tutarlıdır. Simetri enerjisi terimi γ parametresinin değerleri, uyarılmış düşük tekli çekirdekler olması durumunda 25 MeV standart değer civarındadır. Nükleer sistemler yüksek uyarılma enerjisinde çoklu parçalanmaya doğru tekamül ettiğinde üretilen parçaların simetri enerji teriminin değeri 14 MeV'e hatta daha küçük değerlere düşmektedir sonucuna ulaşmaktayız.



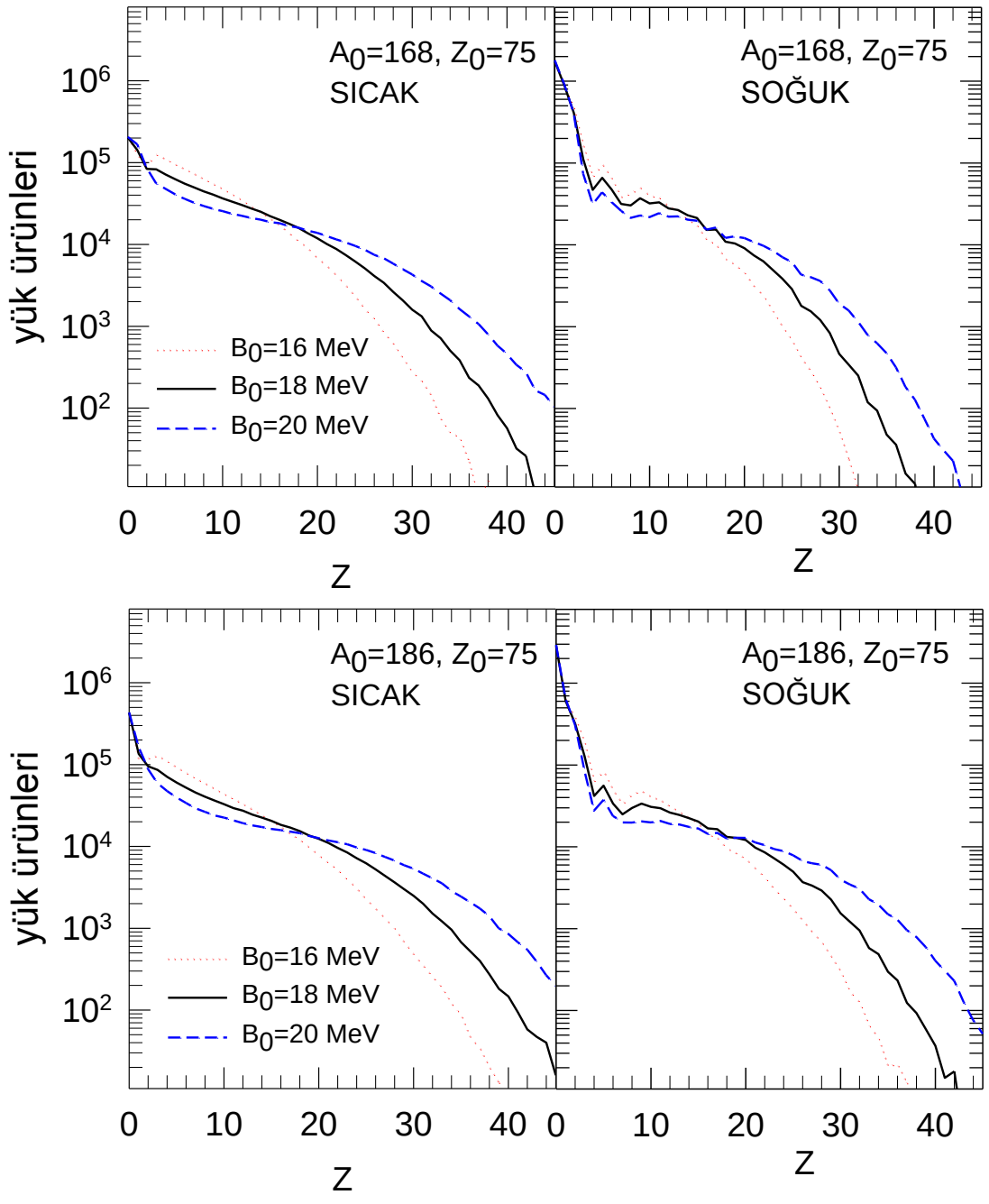
Şekil 4. 8. A_0=168, Z_0=75 ve A_0=186, Z_0=75 şeklinde oluşan nötron zengin ve nötron fakir kaynakların parçalanma ürünlerinden olan karbon ve oksijen izotop dağılımlarının deneysel (boş daire), SMM (kırmızı kesikli çizgiler) ve CTM (mavi sürekli çizgiler) sonuçlarının karşılaştırılması

4.1.2. Yüzey enerjisinin yük ve izotop dağılımlarına etkileri

Şekil 4.9'da yük dağılımlarının yüzey enerjisi teriminde yapılan değişime karşı olan hassasiyeti için sonuçlarımız gösterilmektedir. Üst panelde nötron fakir kaynağın (A_0=168, Z_0=75), alt panelde ise nötron zengin kaynağın (A_0=186, Z_0=75) yük dağılımları verilmiştir. Yüzey enerjisi teriminde yapılan değişikliğin çoklu parçalanmalarda oluşan parçacıkların yük dağılımının karakterizasyonunu esas itibariyle etkileyebildiği daha önceki çalışmalarda gösterilmiştir (Botvina ve ark., 2006; Ogul ve ark., 2011). Bu nedenle; yüzey enerjisi terimi B_0'ı 16, 18 ve 20 MeV değerlerine değiştirilerek yük dağılımına bu parametrenin sıcak ve soğuk parçalanma durumlarındaki etkileri Şekil 4.9'da gösterilmiştir. Hem nötron bakımından zengin, hem de nötron bakımından fakir kaynakların benzer yük spektrumlarına yol açtığı bu şekilde de açıkça görülmektedir.

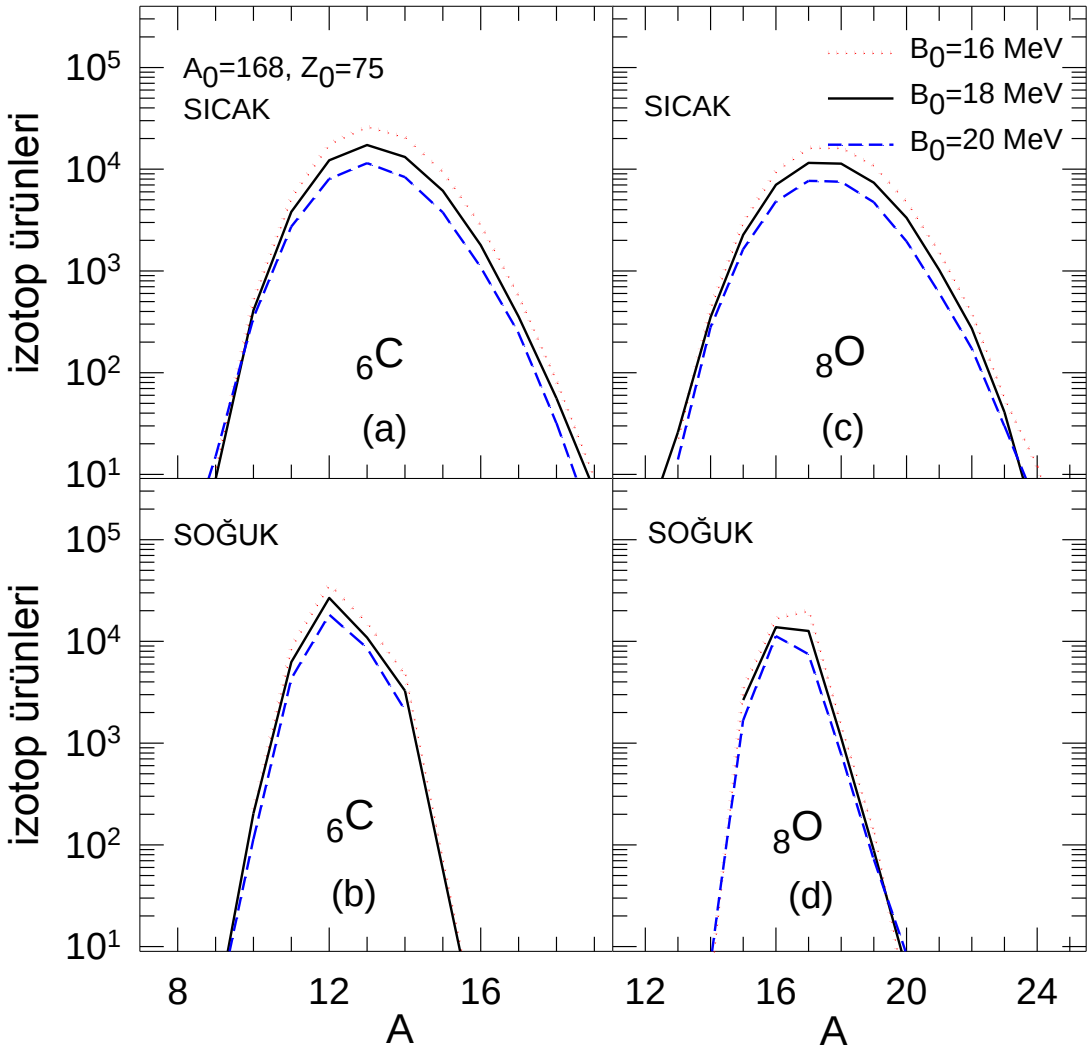
Özellikle $Z>15$ parçacıkları için yük spektrumları içindeki anlamlı değişiklikleri üreten 16 ile 20 MeV arasındaki yüzey enerjisi terimi B_0'ın makul küçük değişikliklerini incelemekteyiz. $A\leq16$'lı parçacıkların Fermi parçalanmasından dolayı; $Z\leq8$ hafif parçacıklar için yüzey enerjisi terimi değişikliklerinin yük dağılımları üzerinde çok az etkisi vardır. Daha ağır parçacıklar $Z>8$'in yük spektrumu için hiç MSU deneysel verisi yoktur ; bu yüzden deneysel verileri çoğaltmak için yüzey terimi B_0'ın değerlerini açık bir biçimde değerlendiremiyoruz. Bununla birlikte ALADIN verilerinin (Ogul ve ark., 2011) yorumlamasında SMM-topluluk yaklaşımının temeline göre nötron bakımından fakir sistem ^{112}Sn için B_0 = 19 MeV ve daha fazla nötron bakımından zengin sistem ^{124}Sn için B_0 = 17.5 MeV elde edilmiştir.

Çalışmamızda yüzey enerjisi teriminin standart değeri B_0=18 MeV'i merkezi çarpışmalarda (örneğin (DAgostino ve ark., 1996; Milazzo ve ark., 2002; Botvina ve ark., 2006; Ogul ve ark., 2011)' e bkz) oluşan çoklu parçalanma süreci için en uygun değer olarak ele alacağız.

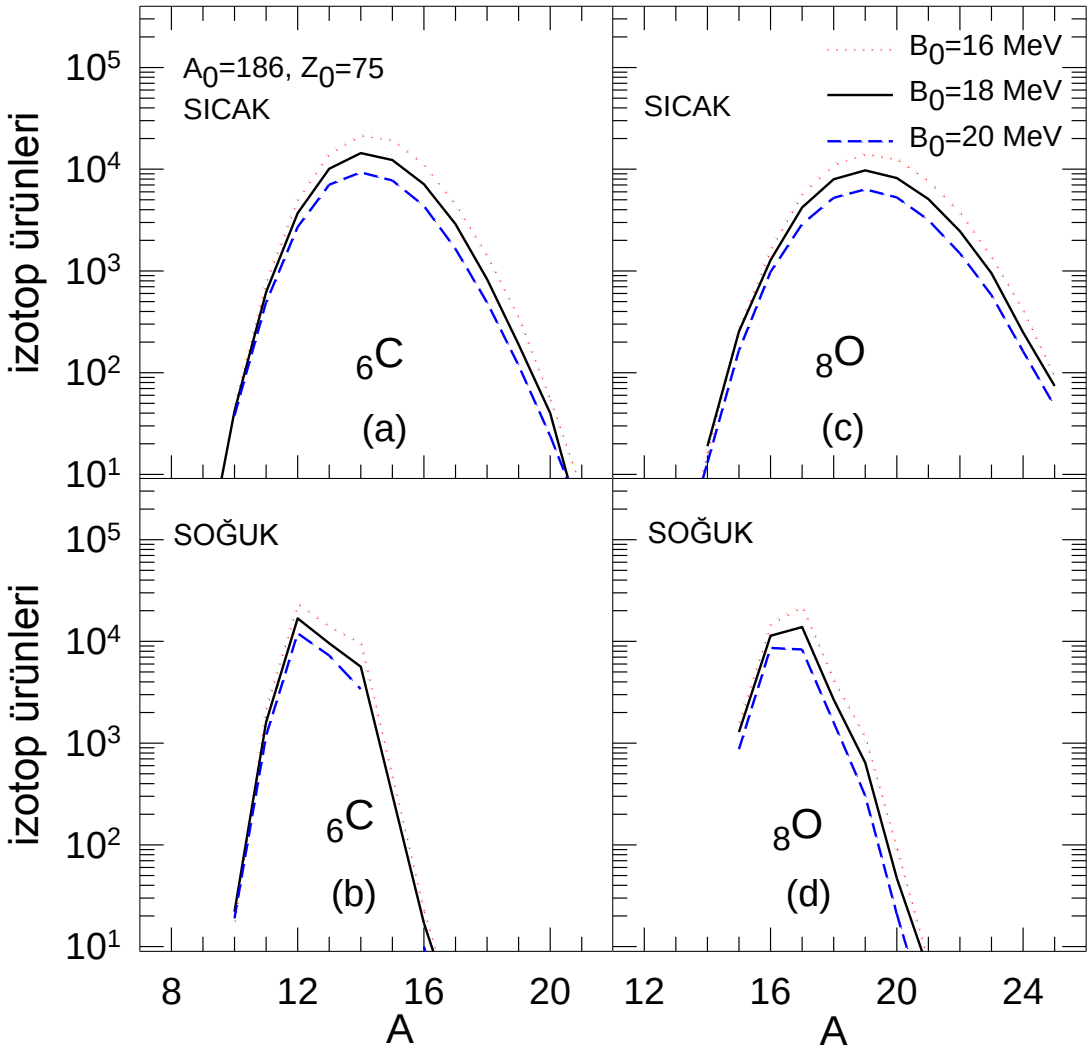


Şekil 4. 9. A_0=168, Z_0=75 ve A_0=186, Z_0=75 kaynaklarının çoklu-parçalanmalarından oluşan parçacıkların çeşitli yüzey enerjisi terimi B_0 değerlerinde sıcak birincil ve soğuk ikincil parçacıklar için yapılan SMM hesaplamalarından elde edilen yük dağılımları

Şekil 4.10 ve Şekil 4.11'de yüzey enerjisi terimindeki değişim sonucunda izotopik dağılımın nasıl etkilendiği konusunda çalışılmıştır. Şekil 4.10'da nötron fakir kaynağın parçalanma ürünlerinden olan karbon ve oksijen parçacıklarının sıcak birincil ve soğuk ikincil parçacıklarının B_0'ın 16, 18 ve 20 MeV değerlerindeki izotop dağılımları verilmiştir. Şekil 4.11'de ise nötron zengin kaynağın parçalanma ürünlerinden olan karbon ve oksijen parçacıklarının sıcak birincil ve soğuk ikincil parçacıklarının B_0'ın 16, 18 ve 20 MeV değerlerindeki izotop dağılımları verilmiştir. Yüzey enerjisi terimi B_0, yük dağılımı (Şekil 4.9) üzerinde anlamlı bir etkiye sahip iken değişen yüzey enerjisinin atılan parçacıkların izotopik dağılımlarını hafifçe etkilediklerini ve her iki kaynak için de aynı olduklarını bu iki şekil ile göstermekteyiz. Bu da kritik sıcaklığın yüzey enerjisi aracılığıyla parçacık dağılımını etkilediğinden ve simetri enerjisinin parçacıkların (izotopik dağılım) (Buyukcizmeci ve ark., 2005) nötron zenginliği ile alakalı olmasından dolayıdır yorumuna ulaşmaktayız.



Şekil 4. 10. A_0 =168, Z_0 = 75 kaynağının parçalanma ürünlerinden olan karbon ve oksijen parçacıklarının sıcak birincil ve soğuk ikincil parçacıklarının çeşitli B_0 değerlerindeki izotop dağılımları



Şekil 4. 11. A_0 =186, Z_0 = 75 kaynağının parçalanma ürünlerinden olan karbon ve oksijen parçacıklarının sıcak birincil ve soğuk ikincil parçacıklarının çeşitli B_0 değerlerindeki izotop dağılımları

4.2. Göreceli Enerjilerdeki Ağır İyon Çarpışmalarının Teorik Analizi

Orta-yanal (mid-peripheral) ağır iyon çarpışma deneylerinden parçalanma ürünlerinin dağılımı hakkında önemli bilgiler edinilir (Avdeyev ve ark., 2002). Böyle deneyler GSI laboratuarlarında parçacık ayrıştırıcılarda (FRagment Seperators-FRS) ^{112}Sn+^{112}Sn ve ^{124}Sn+^{124}Sn reaksiyonları için 1 GeV/nükleon değerindeki bombardıman enerjilerinde gerçekleştirilmiştir (Fohr ve ark., 2011). Biz bu çalışmamızda SMM yaklaşımı Markov-chain hesaplamaları ile teorik hesaplamalar yaparak sonuçlarımızı deneysel sonuçlar ile karşılaştırdık. Hesaplamalarımızda daha önce yine göreceli enerjilerde (600 MeV/nükleon) GSI laboratuarında kararlı ^{124}Sn ve radyoaktif ^{107}Sn ve ^{124}La ile (projectile) yapılan ALADIN deneyleri analizinde elde edilen istatistik topluluk (ensemble) parametrelerini kullanarak (Ogul ve ark., 2011); yük ve izotop dağılımları, parçacık çoklukları (multiplicity) özelliklerinin SMM-topluluk yaklaşımı ile iyi bir şekilde açıklanabildiğini gösterdik.

ALADIN spektrometresinin deneysel verilerinin analizlerinden yüzeysel çarpışma sürecinin 3 aşamasının olduğu gösterilmiştir (Botvina ve Mishustin, 1992; Hubele ve ark., 1992; Barz ve ark., 1993; Kreutz ve ark., 1993). Bu üç aşamadan birincisi, 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.

İlk durumun ICM (Intranuclear Cascade Model) gibi dinamik bir modelle tanımlanabilmesine rağmen, deneysel verilerle direkt olarak karşılaştırılabilmesi bakımından dengede olmayan bir durum sonrası dengeye ulaşan kaynakların bir topluluğunu belirlemek daha kullanışlıdır (Botvina ve Mishustin, 1992). Oluşan artık çekirdeğin özellikleri istatistiksel çoklu-parçalanma modelleri ile araştırılmıştır (Botvina ve Mishustin, 1992; Barz ve ark., 1993; Li ve ark., 1993). Bu araştırmaların analizine göre, SNS'nin dağılımı, nükleon başına uyarma enerjisinin artması sonucunda istatistiksel çoklu-parçalanmaya maruz kalan artık çekirdeğin kütle numarası A değerinin azalmasının bir ilişkisi olduğu ve $\varepsilon^* = \frac{E^*}{A} \approx 6-8$ MeV/nükleon aralığındaki değerlerde uyarma enerjisinin bir doyuma ulaştığı şeklinde karakterize edilmiştir (Botvina ve ark., 1995). SMM kullanılarak yapılan hesaplamalarda, uyarma enerjisi E^*

değeri, ortalama kütle A ile ilişkilendirilerek, artık çekirdek dağılımının deneysel verilerine uygun sonuçlar elde edilmiştir (Botvina ve ark., 1995). Bunun sonucunda 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 SNS toplulukları göz önüne alınarak ve A ortalama kütle değeri civarındaki kütle numarasının gausyen dağılımları farz edilerek dengedeki kaynakların ortalama kütlesi A,

$$\alpha \equiv \frac{A}{A_0} = 1 - a_1\left(\frac{E^*}{A}\right) - a_2\left(\frac{E^*}{A}\right)^2 \qquad (4.1)$$

denklemi ile parametrize edilmiştir (Botvina ve ark., 1995; Botvina ve ark., 2006). Burada E^* kaynakların MeV/nükleon 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 bağlılığı çok azdır. 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 $\varepsilon^*_{\max} = \frac{E^*_{\max}}{A} = 8{,}13$ MeV/nükleon 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 (Barz ve ark., 1993; Konopka ve ark., 1993) hem de diğer istatistik modellerle (Li ve ark., 1993; Botvina ve ark., 1995; Raduta ve Raduta, 2000) tutarlı sonuçlar vermektedir.

SNS'nin, kütle numarasının ortalama değeri A civarındaki kütle dağılımının genişliği;

$$\sigma = \sigma_0\, A_0 \left(1 + c_0 \frac{(\varepsilon^*)^2}{(\varepsilon^*_{\max})^2}\right) \qquad (4.2)$$

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

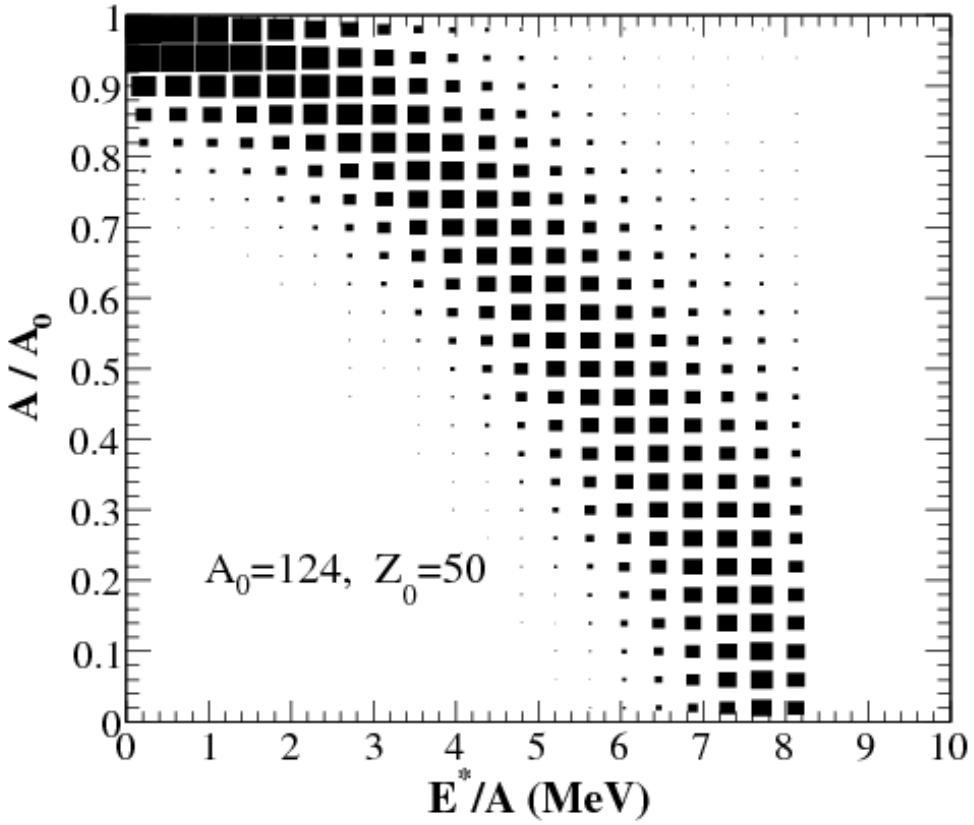
Farklı $\varepsilon^* = \frac{E^*}{A}$ uyarma enerjilerine sahip artık çekirdeklerin kütleleri toplanmış bağıl ürünleri $Y_{(\varepsilon)}$, tamamıyla reaksiyonun ilk aşamasından belirlenir. Deneysel sonuçların iyi bir tanımlamasının sağlanabilmesi, ürünler için uygun bir parametrizasyon seçilmesi ile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

$$Y_{(\varepsilon^*)} \propto \exp\ (-\, c_1 \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon^*_{\max}}) \qquad (4.3)$$

şeklinde basit bir exponansiyel ifade olarak 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, $\varepsilon^*_{\max}$ civarında ürün dağılımlarının hedefe bağlı olduğunu göstermişlerdir.

Şekil 4.12'de düşük uyarma enerjisi ve büyük parçacıkların olduğu bölge ile yüksek uyarma enerjisi ve küçük parçacıkların olduğu bölgede bir yoğunlaşma olduğu görülür. Artık çekirdek topluluğunun bu özelliği, 9 MeV/nükleon'dan daha yüksek enerjilerle uyarılmış artık çekirdeklerin $\frac{E^*}{A} > 9$ MeV/nükleon değerinde dengeye ulaşmak için kütle ve enerji kaybetmesinden kaynaklanır. Bu durum termodinamik dengeye varana kadar devam eder. $\frac{E^*}{A} \approx 8-9$ MeV/nükleon civarında artık çekirdek dengeye ulaşır. Ayrıca kaynakların boyutlarının nispeten büyük olması durumunda maksimum IMF üretimine yaklaşık 5-6 MeV/nükleon civarındaki E^* değerinde ulaşılacağını belirtmek önemlidir (Şekil 4.12). Oluşan uyarılmış artık çekirdeklerin oluşturduğu istatistiksel topluluğun parçalanma ürünlerinin kütle numaralarının uyarılma enerjilerindeki sayısını (yoğunluğunu) gösteren grafik Şekil 4.12'de verilmiştir

(Ogul ve ark., 2011). Bu şekilde koyu karelerin alanları o kaynak çekirdeğin sayısı (frekansı) ile orantılıdır.



Şekil 4.12. ^{124}Sn çekirdeğinin nükleer çoklu-parçalanması sonucunda oluşan artık çekirdek topluluğundaki kaynak çekirdeklerin A / A_0 indirgenmiş kütle sayısı değerlerinin nükleon başına düşen uyarılma enerjisi E^* / A ile değişimleri

Bizim SMM ile yapmış olduğumuz teorik hesaplamalarımızda kullanmış olduğumuz çekirdeklerin kütleleri, nötron ve proton sayıları, N/Z ve Z/A oranları Çizelge 4.2'de ayrıntılı olarak verilmiştir.

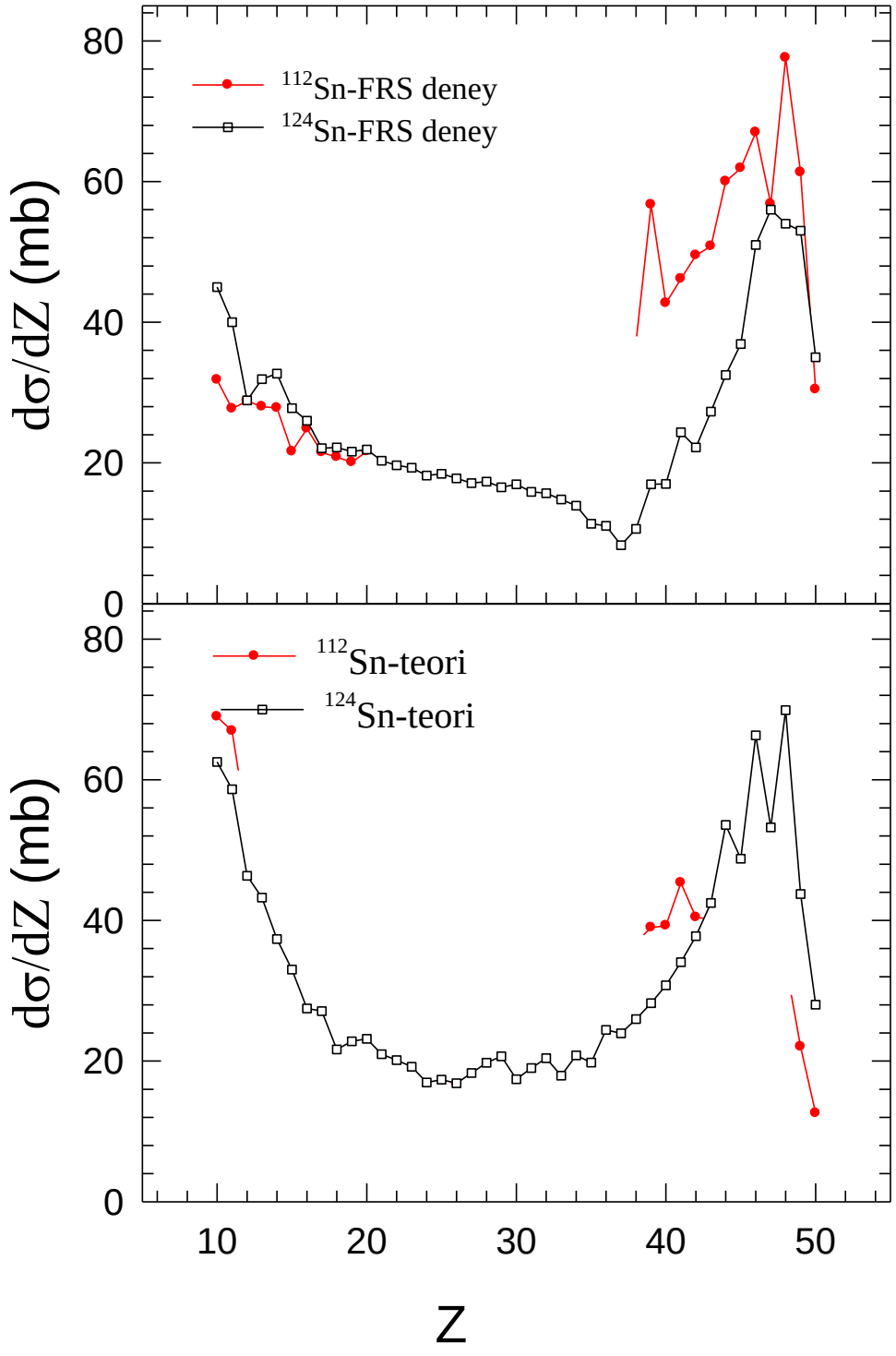
Çizelge 4.2. ALADIN-FRS deneyinin simülasyonunda kullanılan çekirdeklerin kütleleri, proton ve nötron sayıları, N/Z ve Z/A oranları

Element	A	Z	N	N/Z	Z/A
^{124}Sn	124	50	74	1.48	0.40
^{112}Sn	112	50	62	1.24	0.45

4.2.1. Simetri enerjisinin yük ve izotop dağılımlarına etkileri

FRS dedektörü ile ölçülen 1 GeV/nükleon değerindeki bombardıman enerjilerinde gerçekleştirilmiş ^{112}Sn + ^{112}Sn ve ^{124}Sn + ^{124}Sn reaksiyonları sonucunda ortaya çıkan parçacık yük dağılımları (projectile parçalanma tesir kesitleri cinsinden) parçacık atom numaralarının fonksiyonu olarak Şekil 4.13'de üst panelde gösterilmiştir. Buradaki değerleri Fohr ve arkadaşlarının yapmış olduğu çalışmadaki (Fohr ve ark., 2011) tabloda verilen izotop dağılımlarını toplayarak elde ettik. Alt panel ise 500 000 iterasyonla SMM-topluluk hesaplamaları ile elde ettiğimiz teorik değerleri göstermektedir. Teorik bulgularımızın deneysel verilerle sayısal bir karşılaştırılmasının yapılabilmesi için SMM-topluluk sonuçlarımız Z=20-25 değerleri arasındaki deneysel değerlere göre normalize edilmiştir. Bu normalizasyon katsayıları ^{124}Sn için 0.00334 mb, ^{112}Sn için 0.00344 mb olarak bulunmuştur. Deneysel ve teorik sonuçlar arasında gözlenen uyum daha çok nitel ve önemli farklılıkların var olduğunu göstermektedir. Özellikle ^{124}Sn için, $30 \le Z \le 45$ aralığında deney sonucunda ölçülen ürünlerin, bizim SMM ile yaptığımız hesaplamalarımız sonucunda elde ettiğimiz değerlere göre daha düşük olduğu gözlenmektedir. Büyük ölçüde bunun sebebi izotop dağılımları deneyde daima tamamını kapsamaz, böylece yüksek enerji reaksiyonlarında Z dağılımlarının bilinen genel formunda gözlenen bozukluklara sebep olur (Botvina ve ark., 1990; Bondorf ve ark., 1995; Scheidenberger ve ark., 2004).

Farklı deneylerde tesir kesiti farklılıkları da gözlenir. Örneğin, Fohr ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada (Fohr ve ark., 2011) 1 GeV/nükleon'da ^{124}Sn'nin parçalanmasında ^{22}Ne'nun üretimi için tesir kesiti 19 ± 4 mb iken aynı reaksiyonun 600 MeV/nükleon için Oğul ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada (Ogul ve ark., 2011) tesir kesiti yaklaşık olarak 40 mb'dır. Enerji ile bir azalma beklenmemektedir ama IMF için toplam üretim tesir kesitleri değerlendirildiğinde katı açının FRS'de ALADIN spektrometresinden daha küçük olduğu göz önüne alınmak zorundadır (Fohr ve ark., 2011). Aslında FRS ile ölçülen enine momentum dağılımları uzunlamasına dağılımlardan daha geniş ise bu katı açının daha düşük hesaplanmasına yol açmaktadır. Özellikle çoklu parçalanma bölgesinde görülen dinamik reaksiyon durumlarından sonra uyarılmış gelen çekirdek kalıntılarının yan hareketi bu çeşit anizotroplara sebep olabilir (Urbon ve ark., 1980; Hsi ve ark., 1999).

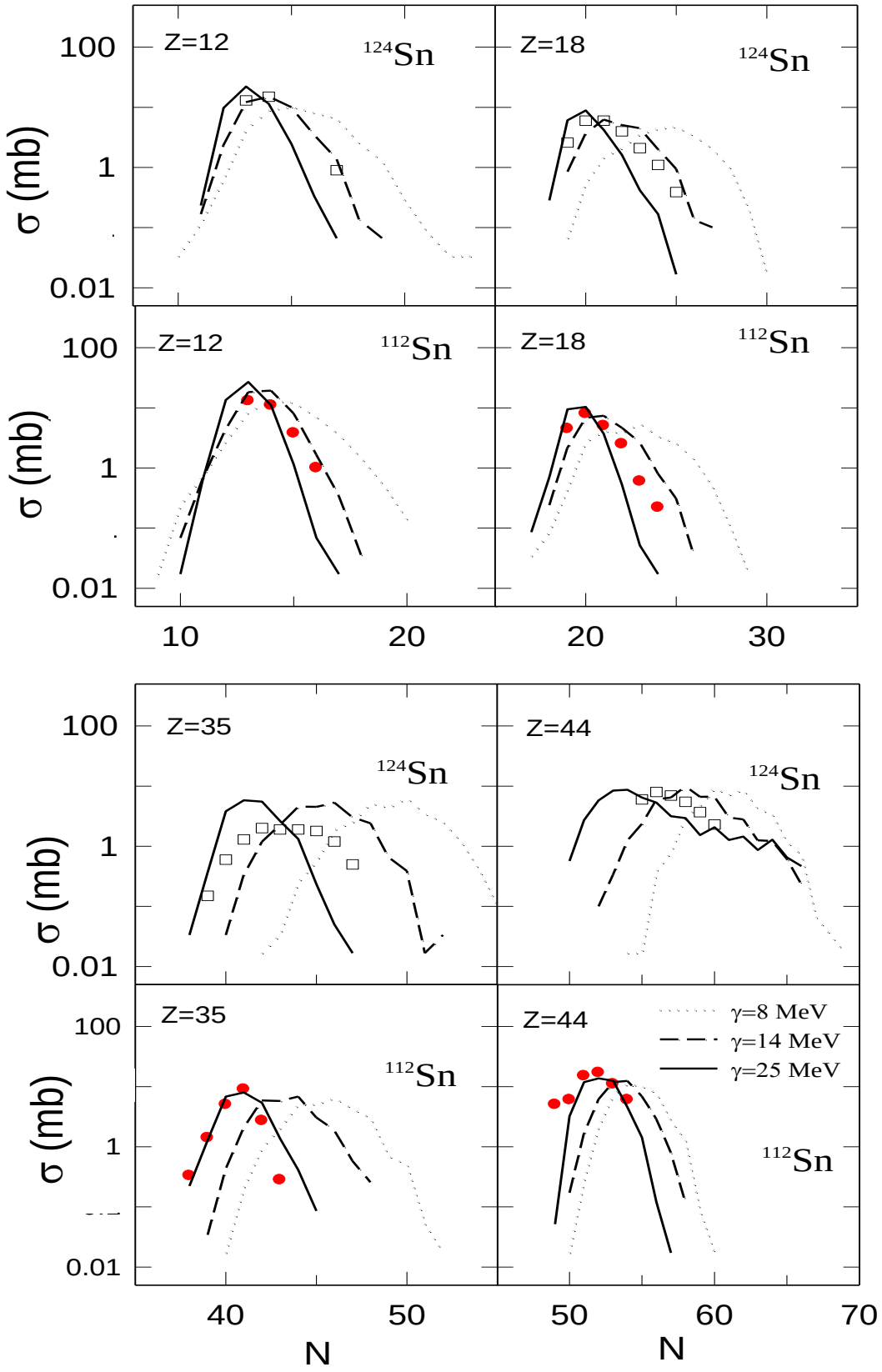


Şekil 4. 13. Her iki reaksiyon sonucu ortaya çıkan gelen çekirdek (projectile)-parçacıklarının üretim tesir kesitinin (production cross section) parçacık atom (yük) numarasına göre dağılımları

Tahmin edilen parçacık ürünlerinin parametreye bağlılığı daha önce yapılan detaylı araştırmalar sonucunda gösterilmiştir (Ogul ve ark., 2011). Sıcak ortamlarda üretilen parçacıkların tanımlanması kadar sıcak kaynakların topluluk parametrize edilişi bu çalışmaya dahil edilmiştir. Parçacık çoklukları yada Z dağılımları gibi gözlenebilirler simetri enerjisi teriminin olası bir değişiminden etkilenmemektedir. Bunun aksine; parçacıkların izotopik dağılımlarının genişlik ve pozisyonlarında simetri enerjisi teriminin olası bir değişiminin etkili olduğu tespit edilmiştir. Bu nedenle küçük ve büyük parçacıkların (fragments) izotop dağılımlarının simetri enerjisine duyarlılıklarındaki farklılıkları gösterebilmek için Şekil 4.14'de küçük parçacıkları temsil eden Z=12,18 ve büyük parçacıkları temsil eden Z=35,44 değerlerindeki izotop dağılımları gösterilmiştir. Bu şekilde kırmızı yuvarlaklar ve içi boş kareler ALADIN-FRS deney sonuçlarını, noktalı, kesikli ve sürekli çizgiler sırası ile simetri enerjisi teriminin 8, 14, ve 25 MeV değerlerini göstermektedir. Bu değerlere bakıldığında, deneysel sonuçları en iyi şekilde veren simetri enerjisi terimi γ değerlerinin küçük ve büyük parçacıklar için aynı olmadığı gözlenmiştir. Bir elementin en güçlü izotopunun nötron sayıları ve dağılımlarının genişlikleri simetri enerjisi terimi ile değiştiği için simetri enerjisi terimi γ değerinin daha küçük değerlere indirgenmesi izotop dağılımlarının daha geniş olmasına sebep olmaktadır.

Nötron zengin birincil parçacıkların ikincil yeniden uyarılmaları boyunca yüklü parçacıkların emisyon olasılığının yüksek olmasından dolayı sonuç parçacıkların (final fragments) büyük nötron içeriğine sahip olmalarına neden olmaktadır (Buyukcizmeci ve ark., 2005; Henzlova ve ark., 2010; Ogul ve ark., 2011). Büyük parçacıklarda Z=44 için simetri enerjisi terimi $\gamma = 25$ MeV standart değeri daha uygun görünmesine rağmen, hafif parçacıklar için simetri enerjisi terimi $\gamma = 16$ MeV'de ölçülen değerlerin daha iyi yeniden üretilebildiği görülmektedir.

Şekil 4.14'den beklenildiği üzere ^{112}Sn için tercih edilen simetri enerjisi terimi Z = 10-17 aralığı için γ = 16 MeV değerinden Z = 38–45 aralığına doğru gidildikçe γ =25 MeV değerine artmaktadır. ^{124}Sn olayında ise elde edilen simetri enerjisi terimi γ değerleri küçük parçalar için aynıdır (γ = 16 MeV) ancak Z değeri gelen çekirdeğin Z değerine doğru yaklaşırken γ =20 MeV değerini aşamamaktadır.



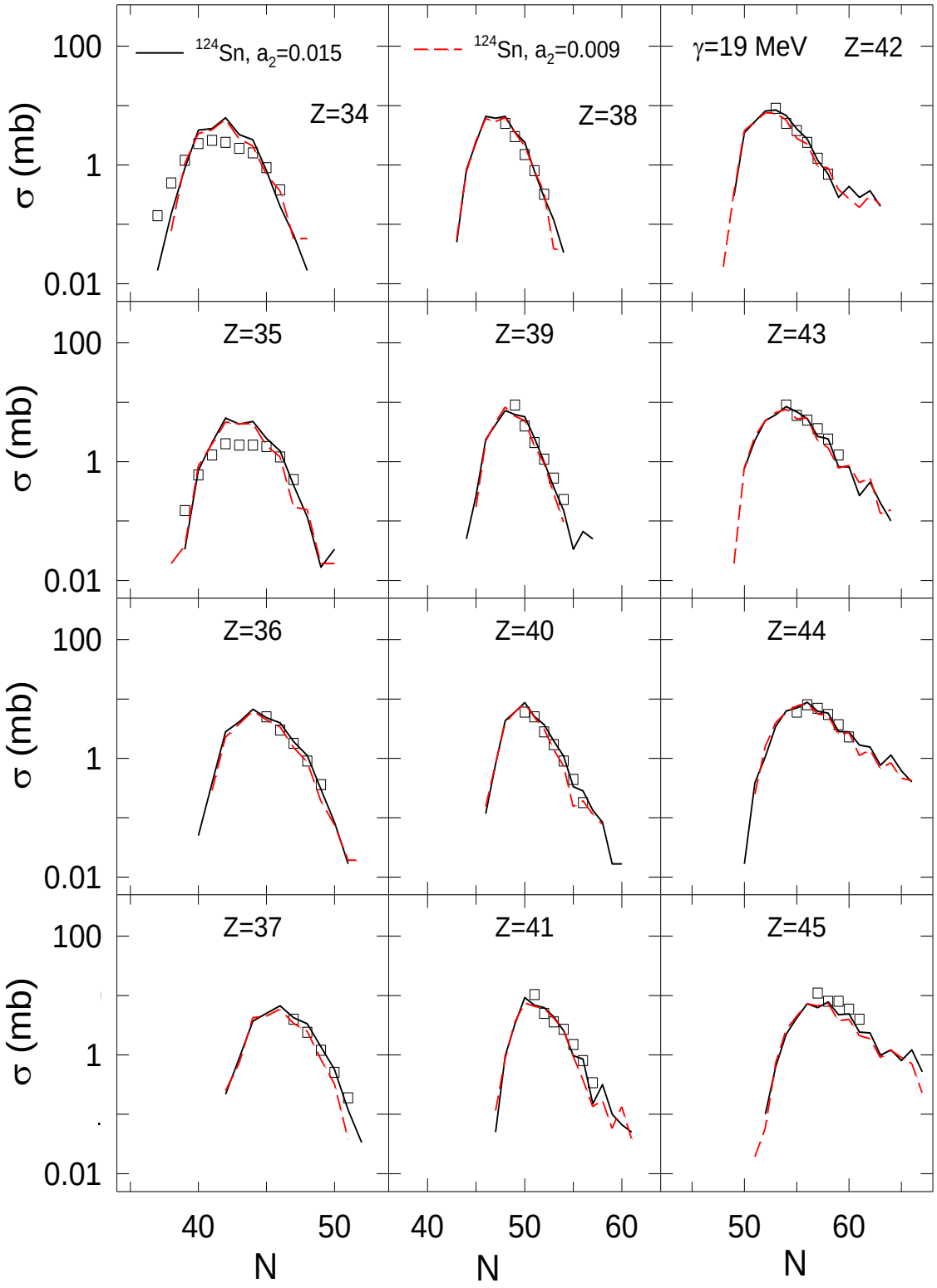
Şekil 4. 14. ^{112}Sn ve ^{124}Sn çekirdeklerinin parçalanması sonucu oluşan Z=12-18 (hafif parçacıklar) ve Z=35-44 (ağır parçacıklar) için değişik simetri enerjisi değerlerindeki izotopik tesir kesiti (isotopik cross sections) değerleri

Bu şekilden (Şekil 4.14); ^{124}Sn ve ^{112}Sn parçalanması karşılaştırıldığında hafif parçacıklar için (Z=12,18) ölçülen dağılımlar oldukça benzerdir, yaklaşık bir kütle birimi ile birbirlerine göre kaydırılmış olarak görünmektedir. Fakat çoklu-parçalanmada üretilmeyen ağır türler için nitel olarak farklıdır. Z = 38 ve 45 parçalarının kütle dağılımları ^{112}Sn parçalanma durumunda simetri enerjisi terimi γ = 25 MeV için deneysel veriler ile bizim SMM ile yapmış olduğumuz teorik hesaplamalar iyi uyum içinde ama nispeten dardır, ancak ^{124}Sn için büyük kütle numaralarında bir kuyruk uzantısı ile çok daha geniştir. Bu zaten Fohr ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada (Fohr ve ark., 2011) fark edilmiş ve deneysel EPAX (Empirical PArametrization of fragmentation CROSS sections; parçalanma tesir kesitlerinin deneysel parametrizasyonu) parametrelemesinden elde edilen tahminler ile ürün dağılımlarının genel olarak iyi bir anlaşma durumu gösterilerek açıklanmıştır (Summerer ve Blank, 2000). EPAX, sonunda buharlaşma çeker hattına (EAL; evaporation-attractor line) ulaşan, uzun sıralı buharlaşma zincirlerinden kaynaklanan, parçacık ürünleri fikrine dayanan parçalanma reaksiyonlarından ağır kalıntıların tesir kesitlerinin yarı deneysel bir parametrizasyonudur. Çizginin nötron açısından zengin tarafındaki bileşik çekirdekler için, en önemli buharlaşma modu nötron emisyonudur ve bu sistemi hattın üzerine doğru sürer. Çizginin nötron zayıf tarafında, proton emisyonu en güçlü bozunma modudur ve yine, bozunan sistemi çizgiye doğru hareket ettirmek için bu işlemi yapar. Dolayısıyla bu çizgi, bozunan sistemleri çeker gibi davranır ve buyüzden buharlaşma çeker hattı (EAL) olarak adlandırılmıştır. Hafif sistemler için, çekici çizgi, beta kararlılık çizgisi ile çakışmaktadır. Bununla birlikte, daha ağır sistemlerde, proton emisyonu için daha büyük Coulomb bariyeri bu çizgiyi istikrar vadisinin nötron yetersiz tarafına iter. Çekim yeri üzerinde bulunan bir sistem, uyarma enerjisi bitene kadar çekiciyi daha düşük kütlelere kadar takip etme eğiliminde olacaktır. Nüklid tablolarının bu bölgesindeki EAL'nin konumu; daha sonra Charity'nin EPAX formülü ile çakışmış ve Beta istikrar çizgisine yakın konumda bulunan hedef çekirdekler üzerinde GeV protonlarının reaksiyonlarında üretilen parçalanma ürünlerinin ortalama yerini vermiştir. Charity tarafından gösterildiği gibi (Charity, 1998), EPAX ürün dağılımları EAL yaklaşımı, birincil kalıntıların uyarma enerjileri yeterince yüksek ise nötron ve yüklü parçacıkların buharlaşmaları tamamen etkili olacaktır.

Mevcut durumda, EAL'e nötron bakımından fakir ^{112}Sn kalıntılarından daha kolay ulaşılır ve Charity tarafından GEMINI (computer code; bilgisayar kodu)

buharlaşma hesaplamaları ile elde edildiği gibi yada SMM içinde uygulanan ikincil buharlaşma hesaplamaları ile elde edildiği gibi bu hatta en yakın en muhtemel izotoplar bulunmuştur. ^{124}Sn'den gelen hafif parçacıklar da oldukça yakındır fakat başlangıç kaynaklarının nötron zenginliğini anımsatan bir hafıza etkisi gözlenmektedir.

Düşük uyarılmalarda nötron zengin çekirdek için, nötron buharlaşması baskındır ve nihai ürün çekirdeğin kütlesi ağırlıklı olarak onun başlangıçtaki uyarılma enerjisi tarafından belirlenecektir. Bu tek kaynak çekirdekleri için geçerli iken burada çalışılan uyarılmış kaynak topluluklarından gelen sonuçların nihai izotop dağılımlarını çok fazla etkilemez. Bu durum çeşitli topluluk parametreleri (ensemble parameters) kullanılarak test hesaplamaları ile teyit edilmiş olup bir örneği de yaptığımız hesaplamaların sonucu olarak Şekil 4.15 'te verilmiştir. Buradaki a_2 parametresi denklem 4.1 ile verilmiş olan bir parametredir ve $a_2 \approx 0{,}009 - 0{,}015\ (\mathrm{MeV})^{-2}$ değerlerini alabilmektedir. Bu yüzden a_2 parametresi için 0.009 ve 0.015 değerlerinde SMM ile hesaplamalar yapılarak ^{124}Sn için atom numarası Z=34-45 aralığında elde edilen sonuçlar Şekil 4.15'de verilmiştir. Bu şekilde siyah sürekli çizgiler a_2=0.015 MeV^{-2} değerini, kırmızı kesikli çizgiler ise a_2=0.009 MeV^{-2} değerini göstermektedir. Bu şekildeki hesaplamalarda simetri enerjisi terimi için γ = 19 MeV değeri kullanılmış olup şekildeki içi boş kareler ^{124}Sn parçalanmasının deney sonucunu göstermektedir. Yapılan hesaplamaların sonucunda bu a_2 parametresinin değişimine karşı izotop dağılımlarının hassaslığının oldukça düşük olduğu görülmüştür. Bu yüzden yaptığımız hesaplamalarda a_2 parametresi için standart değer olan a_2=0.015 MeV^{-2} değeri kullanılacaktır.



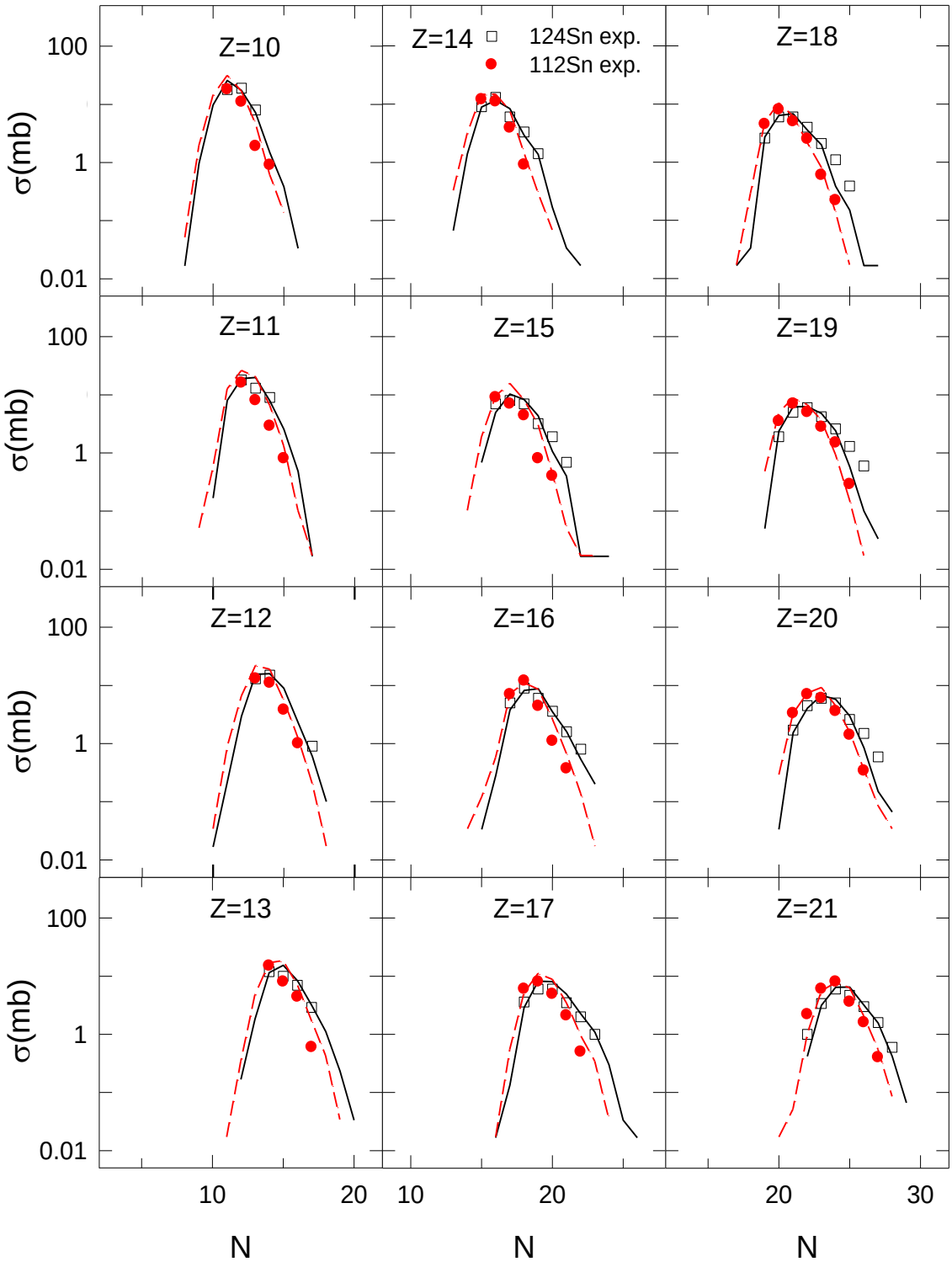
Şekil 4. 15. ^{124}Sn parçalanması ile ortaya çıkan Z=34-45 arasındaki soğuk parçacıkların izotopik tesir kesiti (isotopik cross sections) değerlerinin karşılaştırılması

Sonuçlar, Z=10 ile Z= 45 arasındaki bütün Z değerlerini kapsayacak şekilde daha detaylı olarak Şekil 4.16'da Z=10-21 arasındaki parçalanma ürünlerinin izotopik tesir kesiti değerleri, Şekil 4.17'de Z=22-33 arasındaki parçalanma ürünlerinin izotopik tesir kesiti değerleri ve Şekil 4.18'de Z=34-45 arasındaki parçalanma ürünlerinin izotopik tesir kesiti değerleri gösterilmiştir. Hesaplamalarda; standart parametreler a_2=0,015 MeV^{-2}, B_0=18MeV ve çeşitli simetri enerjisi katsayıları kullanılmıştır. Değişen bu simetri enerjisi katsayıları Çizelge 4.3'de verilmiştir.

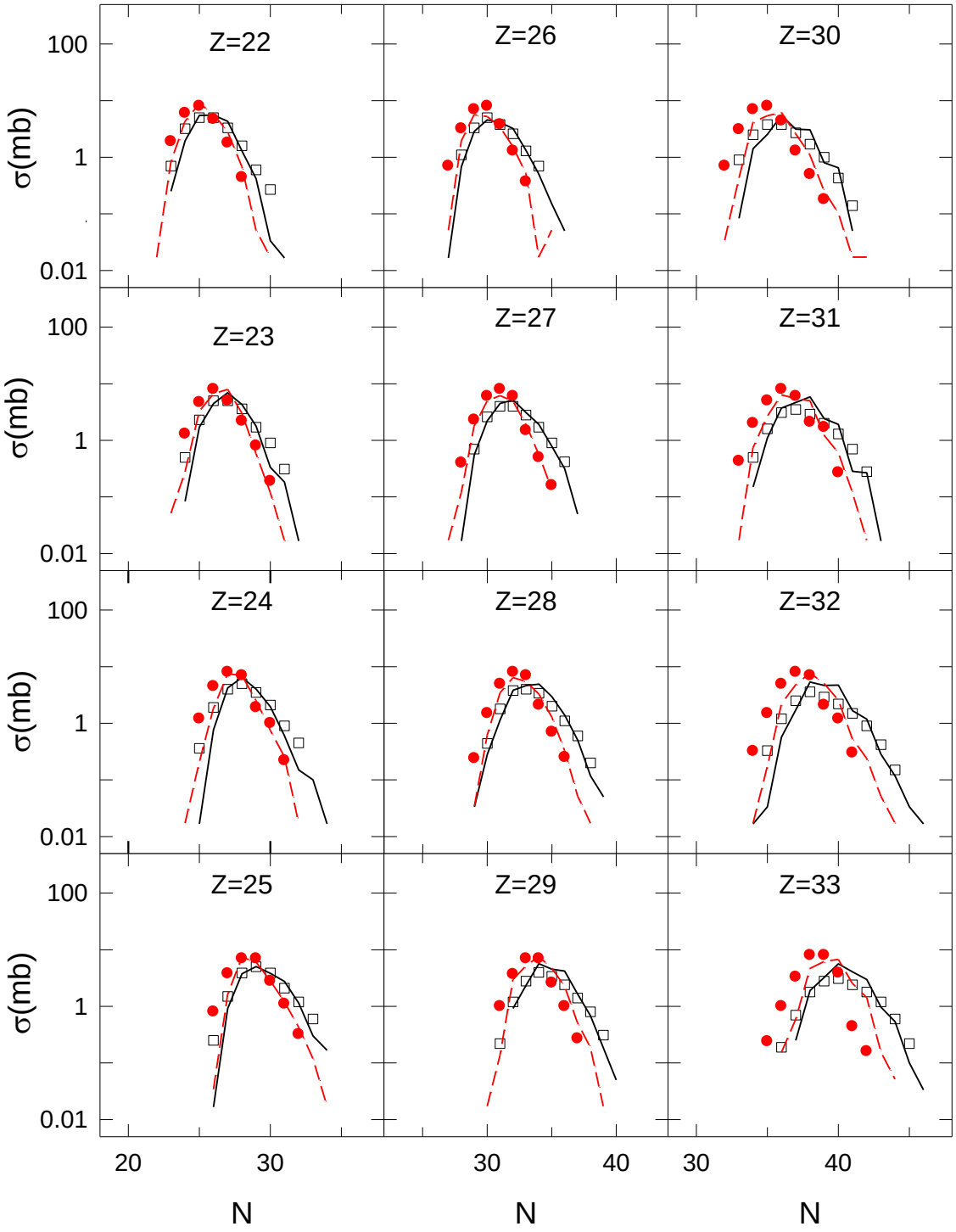
Çizelge 4.3. ^{124}Sn ve ^{112}Sn her iki deneysel sonuçların optimum bir çoğaltılması temeline göre listelenen beş element grubu için izotop ürün dağılımlarının hesaplanması için seçilen simetri enerjisi katsayısı γ

Z aralıkları	^{112}Sn γ (MeV)	^{124}Sn γ (MeV)
Z=10-17	16	16
Z=18-25	19	18
Z=26-31	21	20
Z=32-37	23	19
Z=38-45	25	18

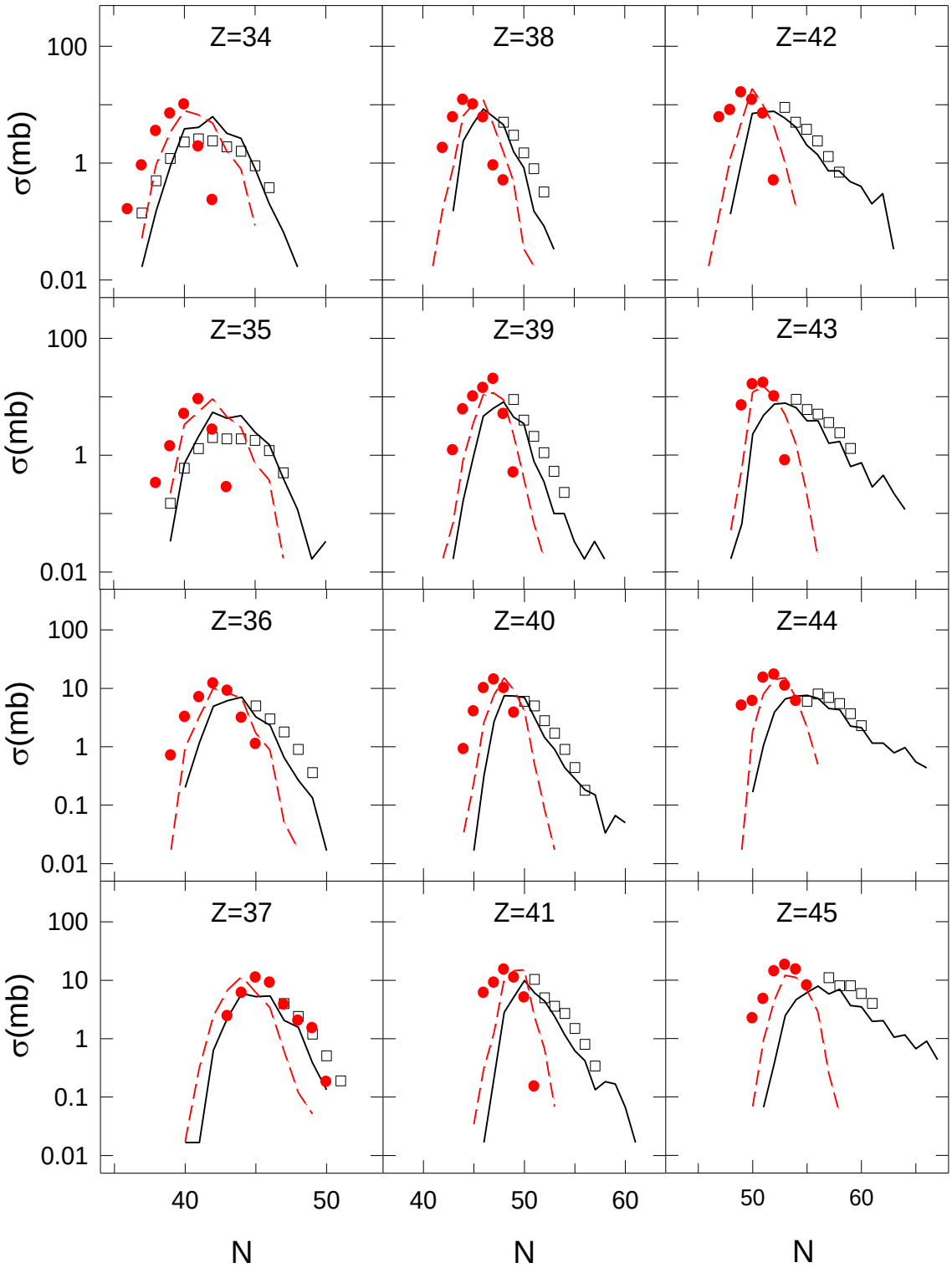
Deney verileri ile bizim SMM'i kullanarak yapmış olduğumuz teorik hesaplamalarımız sonucunda elde edilen tesir kesitlerinin uyumu; bütününde oldukça tatminkardır. Hesaplamalar, ALADIN parçalanma verisinin (Ogul ve ark., 2011) analizinde tespit edilen ve $20 \leq Z \leq 25$ kesit aralıklarında bir global normalizasyon yapılarak parametre ayarlaması ile elde edilmiştir. Özellikle de $Z \approx 35$ ile 45 atom numaralı daha ağır izotopların ürünleri oldukça iyi bir şekilde yeniden üretilebilmiştir (Şekil 4.18). ^{124}Sn olayında yük dağılımlarının Z spektrumunun bu kısmında deneysel verilerin bizim SMM hesaplamalarımıza göre bir nebze düşük değerlerde olması (Şek. 4.13), optimum γ değerinin tespitinin nötron bakımından zengin durumlarda daha zor olmasındadır.



Şekil 4.16. Z=10-21 arasındaki parçalanma ürünlerinin izotopik tesir kesiti değerleri



Şekil 4. 17. Z=22-33 arasındaki parçalanma ürünlerinin izotopik tesir kesiti değerleri



Şekil 4. 18. Z=34-45 arasındaki parçalanma ürünlerinin izotopik tesir kesiti değerleri

Daha küçük parçacıkların daha şiddetli çarpışmalarda ağırlıklı olarak meydana geldiği FRS verileri de dahil olmak üzere birçok çalışmada bilinmektedir. Bu yüzden; küçük parçacık kütlesinin bir fonksiyonu olarak simetri enerjisi parametresi γ'nın global davranışı, 600 MeV/nükleon'da parçalanmalar için özel ALADIN verilerinden çıkarım yapılan etki parametresine bağlılığı ile tamamen tutarlıdır. Etki parametresi sınıflandırması için kullanılan bağıl yük Z_{bound}'un bir fonksiyonu olarak araştırıldıktan sonra simetri enerjisi parametresinin, uyarılmış sistemlerin bozunmalarından küçük parçacıkların ve hafif partiküllerin artan çokluğuyla hızlıca düştüğü ortaya çıkmıştır (Ogul ve ark., 2011). Parçalanmadaki genel azaltılmış yoğunluktan ve küçük parça özelliklerini değiştiren sıcak ortamdan çıkan sonuç yorumlandıktan sonra bu gözlemleme yaklaşık olarak Z = 30'a kadar orta büyüklükteki küçük parça oluşumunun rejimini genişletmek için burada gösterilmiştir.

Daha nicel bir kıyaslama; Z = 10-17 için belirlemiş olduğumuz simetri enerjisi parametresi değeri γ = 16 MeV sonucu ALADIN verilerinin $0.6 < Z_{bound}/Z_0 < 0.8$ indirgenmiş bağıl yükün vermiş olduğu sonuca yaklaşık olarak benzer sonuçlar verdiğini göstermektedir. Daha küçük indirgenmiş Z_{bound} durumu , $\langle Z \rangle \approx 10$ ve aşağısı; ortalama değerli Z'nin bir fonksiyonu olarak düşen parçalanma spektrumları sergiler. Bu daha merkezi durumlar için tespit edilen simetri enerjisi parametresi γ'nın anlamlı bir biçimde daha küçük değerlere düşmeye devam etmesine sebep olur (Ogul ve ark., 2011). Aynı araştırmada ayrıca modele yüzey-simetri süresini dahil etmek suretiyle gerekli simetri enerjisi parametresi γ'nin beklenebilen değerinden daha küçük olduğu açıkça gösterilmiştir. Daha yüksek uyarılmalarda üretilen daha küçük parçalar gerçekte azalan Z_{bound} 'u düşürmek için etkin ortalama simetri süresine ancak deneysel verilerin analizinden ortaya çıkan sonuçtan daha düşük bir oranda sebebiyet verir (Ogul ve ark., 2011). Mevcut durum için de benzer bir karşılaştırma yapılabilir;

$$\gamma_{etkin} = a_{sis.}^{hacim} - a_{sis.}^{yüzey} / A^{(1/3)} \tag{4.4}$$

ifadesindeki Myers ve Swiatecki kütle formülü (Myers ve Swiatecki, 1966) hacim-simetri ve yüzey-simetri katsayılarını a_{sistem}^{hacim} = 28.1 MeV ve $a_{sistem}^{yüzey}$ = 33.2 MeV'i kullanmak suretiyle etkili simetri terimi katsayıları ile açıkça yüzey etkisi ifade edilebilir. Burada SMM hesaplamaları tarafınca verildiği üzere *Z* = 10-17 en küçük parçalanması için

tipik kütle sayıları yeniden uyarılmalar dizisinin sonunda A = 30'dur (Z = 14; Şekil 4.16'da) yada bu toplanan sıcak kaynakların kütleleri A = 34-38 civarındadır. Myers ve Swiatecki kütle formülü denklem (4.4) kullanılarak A=30 ve A=36 için hesaplamalar yapıldığında; A = 30'a tekabül eden γ_{etkin}= 17.4 MeV ve A = 36'ya tekabül eden γ_{etkin}= 18.0 MeV değerleri elde edilir. Bu değerler aslında çok değildir, ancak Oğul ve arkadaşlarının (2011) (Ogul ve ark., 2011) makalesinde rapor edildiği üzere eğilimlerle tam uyumlu olarak, verilerden (Çizelge 4.3) çıkarılan sonuç γ = 16 MeV den göze çarpar bir biçimde daha büyüktür.

Böylesi bir karşılaştırma faydalıdır fakat bazı uyarılarla değerlendirilmek zorundadır. Çünkü Myers ve Swiatecki (Myers ve Swiatecki, 1966) kütle formülünde kullanılan kabuk düzeltme süreleri burada göz ardı edilmiştir ve yukarıda bahsedildiği üzere standart simetri enerjisi terimi γ = 25 MeV'in sadece temel hal kütlelerini kullanan standart bir buharlaşmadaki gibi benzer sonuçlar elde etmesi gerekmektedir. Bir başka sorun ise yoğun ortamlardaki sıcak nükleer küçük parçacıklar içindir; küçük parçacıkların yüzeyinde nötron ve proton dağılımları, soğuk izoleli çekirdeklerin durumundan farklı olabilir, a_{sistem}^{hacim} ve $a_{sistem}^{yüzey}$ katsayıları çoklu-parçalanma durumlarında değişebilir. Bu yüzden böyle deneylerin analizinde sadece bir simetri enerji katsayısının düşünülmesi daha uygun olacaktır.

^{124}Sn için $Z \geq 32$ durumlarında elde edilen $\gamma \approx 19$ MeV'den daha düşük değerler vardır (Çizelge 4.3). Bu gözlemleme muhtemelen bir nükleer yapı etkisiyle bağlantılı olabilir. Kabuk etkileri, ikincil bir yeniden uyarılma sonunda yenilenen temel hal kütleleri için SMM'de uygun bir biçimde göz önüne alınmaktadır. Bununla birlikte yeniden uyarılma diziliminin ilk aşamalarında sıvı damlası tanımı; yüksek uyarılmalarda uygun olan kabuk etkisi olmaksızın kullanılır. En ağır parçalarla sona eren bozunma zincirleri çok yüksek uyarılma enerjisinde başlamaz. Büyükcizmeci ve arkadaşlarının çalışmalarında (Buyukcizmeci ve ark., 2013) gösterildiği üzere simetri enerjisi teriminde yapılan bir değişiklik, sıvı damlası tanımındaki kabuk limitleri yakınındaki temel hal kütlelerinin kesikliğinin iyi bir tanımını sağlar. Simetri enerjisi terimi γ =14 MeV 'e geçiş, nötron zengin ve nötron fakir iki farklı kaynak için kabuk etkileri ve aşırı nötron zenginliklerine nükleer özelliklerin modifikasyonu karşılık gelecek şekilde gösterilmiştir. Mevcut durumda, ^{112}Sn'den olanlar N = 50 altında iken ^{124}Sn'den en ağır ürün çekirdeği N $\geq$50 nötron sayısına sahiptir. Böylelikle kabuk etkisinin zayıf bir kararlılığı en ağır parçacıkların üretimi için gösterilebilir.

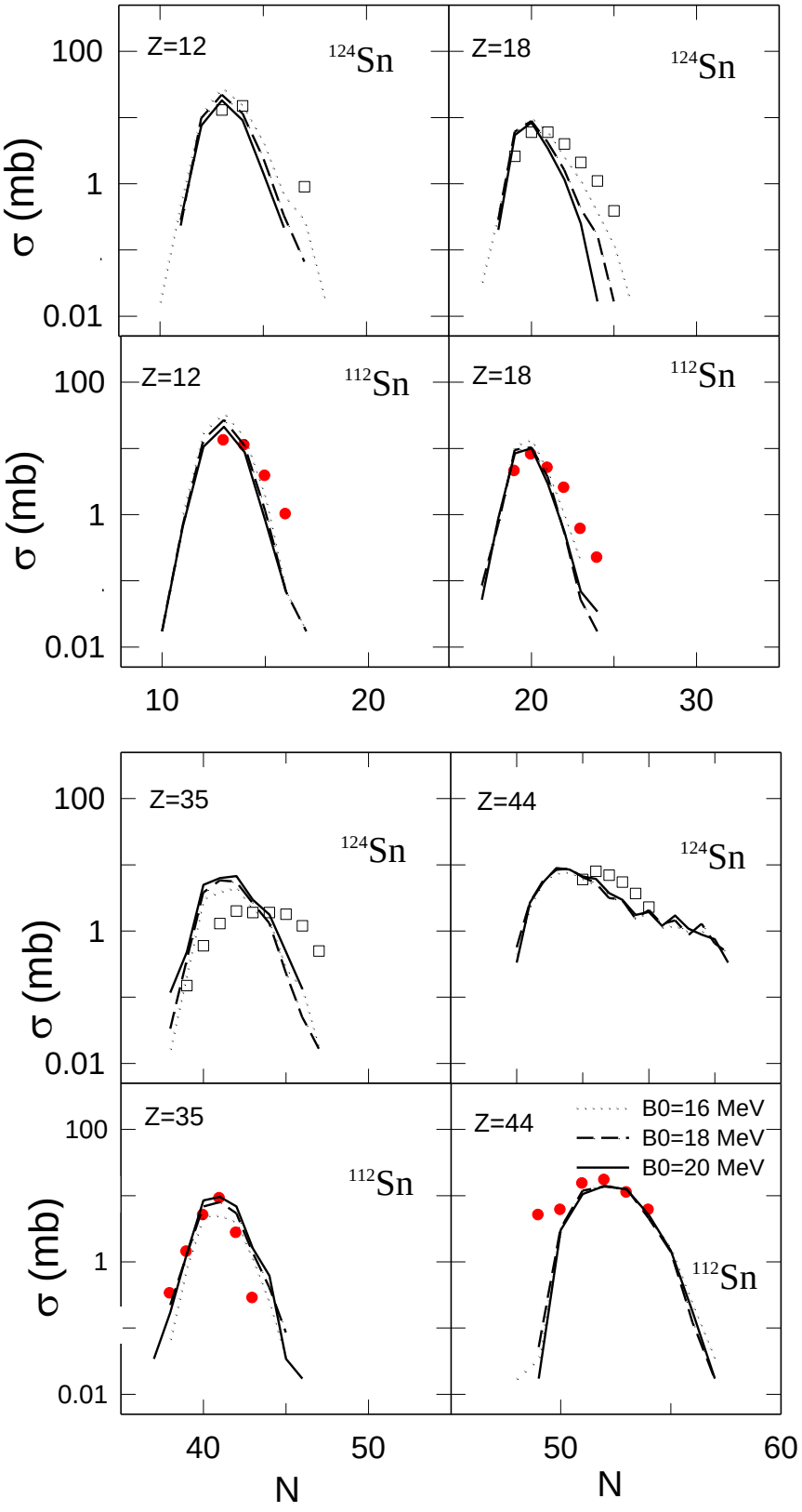
Zenginleştirilmiş nötron ortamı, bir tanesi nötron damlama çizgisine daha yakına hareket ederken önemi artacağı beklenilebilen ilave bir etkiye sahip olabilir. Özellikle proton-nötron eşleşmesine yol açarak kısa mesafeli korelasyonlar etkin biçimde simetri enerjisini artırma sonucu verebilir (Carbone ve ark., 2012). Nötron bakımından zengin ikincil ışınlar ile yeni parçalanma ve çoklu-parçalanma deneyleri bu soruları çözümlemede önemli olacaktır.

Daha önce de tartışıldığı üzere; çoklu-parçalanma reaksiyonları, kimyasal denge içinde bulunarak tüm parçacıklarla diğer nükleer türlerin yoğun ortamında gömülü sıcak çekirdeğe yol açabilir (Botvina ve ark., 2002; Le Fevre ve ark., 2005; Ogul ve ark., 2011). Mevcut durumda, çoklu-parçalanma bölgesi yaklaşık olarak Z <30 atom sayısıyla çekirdek oluşumunu kapsar. Ayrıca nükleer maddenin benzer bir bileşimi, örneğin büyük yıldızların çökme ve patlamaları esnasındaki geçici olarak gerçekleşmesinde olduğu üzere alt nükleer yoğunluklardaki (ρ <0. 1ρ_0) belli astrofiziksel olaylar için de önemlidir (Buyukcizmeci ve ark., 2013). Bu sebeple laboratuar deneylerinden sıcak çekirdeğin simetri enerjisinin çıkarılması, özellikle elektron yakalama ve nötrino kaynaklı reaksiyonlara direkt bağlı olan astrofiziksel süreçlerin anlaşılmasına katkıda bulunabilir. Özellikle de ikinci durum süpernova patlamalarını etkileyen yıldızsı maddedeki enerji çöküntülerinde çok önemlidir. Botvina ve arkadaşlarının (2010) (Botvina ve Mishustin, 2010) çalışmalarında gösterildiği üzere indirgenmiş bir simetri enerjisi terimi γ, sıcak çekirdek üzerinde yoğunluğa bağlı elektron yakalama oranlarını etkiler. Yapmış olduğumuz bu analiz sonucunda daha önceki yapılmış olan çalışmalar neticesinde simetri enerjisi teriminin düşük değerlere indirgenmesi sonucu ile uyumlu olduğu görülmektedir (Botvina ve ark., 2002; Le Fevre ve ark., 2005; Souliotis ve ark., 2007; Hudan ve ark., 2009; Ogul ve ark., 2009; Ogul ve ark., 2011; Buyukcizmeci ve ark., 2012). İzotop kütle dağılımının açık bir değişmesi ve dağılımın genişlemesi indirgenmiş bir simetri enerjisi terimi γ tarafınca doğal olarak açıklanabilir. Model araştırmalar (örneğin (Li ve Chen, 2006; Typel ve ark., 2010; Carbone ve ark., 2012) bkz) sıcak çekirdeğin böylesi bir özellik modifikasyonundan sorumlu olan artırılmış sıcaklıktan daha ziyade çok daha muhtemelen indirgenmiş yoğunluk ve ortamın etkisinde olduğunu ileri sürmektedir. Bu da sıcaklığın bir fonksiyonu olarak sıcak çekirdeğin simetri enerjisi teriminin zayıf bir düşüşünün meşgul edilen hacmin büyük artışıyla bağlantılı olduğunu gösteren göreceli son Thomas-Fermi hesaplamaları tarafınca teyit edilmiştir (Zhang ve ark., 2014). Mikroskopik çok cisim hesaplamaları bu değişikliği tamamıyla açıklığa

kavuşturabilmektedir. Bütün bu dağılım sonuçlarından nötron-zengin ve nötron-fakir çekirdeklerin parçalanma ürün dağılımlarının simetri enerjisi terimine göre hassaslığının farklı davranışlarda bulunduğunu göstermiş olmaktayız.

4.2.2. Yüzey enerjisinin yük ve izotop dağılımlarına etkileri

Yüzey enerjisi teriminde yapılan değişikliklerin çoklu parçalanmalarda oluşan parçacıkların yük dağılımını etkileyebildiği daha önceki çalışmalarda (Botvina ve ark., 2006; Ogul ve ark., 2011) ve tezin bir önceki 50 MeV/nükleon'daki merkezcil MSU deneyi analizinde gösterilmiştir. Çalışmamızın bu kısmında 1GeV/nükleon enerjideki yanal ALADIN-FRS deneyleri ^{112}Sn+^{112}Sn ve ^{124}Sn+^{124}Sn reaksiyonları için de bu durumun doğruluğu gösterilmektedir. Yüzey enerjisi teriminin yük dağılımları üzerinde etkisi olduğu ve izotop dağılımları üzerinde etkisi olmadığı sonucu tezin bir önceki MSU deneyi analizinde açıkça gösterilmiştir. Bu yüzden yük dağılımı için tekrar bir şekil çizilmemiş olup; Şekil 4.19'da yüzey enerjisi teriminde yapılan değişimin izotop dağılımını etkileyip etkilemediği noktasında çalışılmıştır. Bu nedenle küçük ve büyük parçacıkların (fragments) izotop dağılımlarının yüzey enerjisine duyarlılıklarındaki farklılıkları gösterebilmek için Şekil 4.19'da küçük parçacıkları temsil eden Z=12,18 ve büyük parçacıkları temsil eden Z=35,44 değerlerindeki izotop dağılımlarına değinilmiştir. Yüzey enerjisindeki değişimi analiz etmek için simetri enerjisi teriminin standart değeri olan γ = 25 MeV değeri kullanılmıştır. Şekilden de görülebildiği gibi yüzey enerjisindeki değişim izotop dağılımını pek fazla etkilememektedir sonucuna ulaşmaktayız.



Şekil 4. 19. Yüzey enerjisi teriminin izotop dağılımı üzerine etkileri

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, Fermi enerji bölgesinde gerçekleştirilen MSU ve göreceli enerjilerde gerçekleştirilen ALADIN ve FRS deneyleri istatistiksel çoklu-parçalanma modeli ile teorik olarak incelenerek parçalanma ürünlerinin literatürdeki deney sonuçları ile uyumlu olacak şekilde tekrar üretilebilmesi için sıvı damlası modeli parametrelerinin nasıl değişim gösterdiği belirlenmiştir.

4. bölümün ilk kısmında 50 MeV/nükleon enerjili MSU deneyi analizi yapılmıştır. İlk olarak SMM'in makrokanonik ve mikrokanonik versiyonları ile hesaplamalar yapılarak bu iki versiyon karşılaştırılmıştır. Her iki SMM yaklaşımında da hafif IMF dağılımları için hemen hemen aynı izotop dağılımlarının elde edildiği fakat yük dağılımlarının nispeten birbirlerinden faklı olduğu görülmüştür. Bu sebeple farklı hesaplamalar arasındaki asıl farkın SMM içerinde belirlenen ilk fiziksel öngörülerden geldiği sonucuna ulaşılmıştır. Daha sonra farklı izospin içerikli merkezi çarpışmalardan elde edilen MSU deneysel verileri (yük ve izotop dağılımları) ile mikrokanonik bir yaklaşımla hesaplamış olduğumuz SMM sonuçlarımız karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak düşük yoğunluklardaki donma hacminde simetri enerjisi terimi γ parametresinin küçülmesinin daha çok hafif parçacıkların ($Z \leq 8$) izotop dağılımları üzerinde daha etkin olduğu görülmüştür. Daha önce yapılmış olan CTM hesapları sonuçları ile bizim yapmış olduğumuz SMM hesaplamaları sonuçlarımızı karşılaştırarak bazı izotop dağılımlarının özelliklerinin; sıcak parçacıkların sıvı damlası parametrelerinin (özellikle simetri enerjisi parametresinin düşük yoğunluklarda daha da düşük değerler aldığı) olası değişimleri ile yada ikincil yeniden uyarılmalar ile değişebileceği sonucuna varılmış ve bu değişimlerle deneysel değerlere daha yakın değerlerin bulunabileceği gösterilmiştir.

Daha detaylı bir analiz yapmak için, sıvı damlası yaklaşımının daha iyi uygulanabildiği ağır IMF ($Z > 8$) parçacıklarının izotop dağılımları incelenebilir (örneğin; (Hudan ve ark., 2009; Ogul ve ark., 2011)'e bkz). Bu tür çekirdeklerin izotop dağılımları, buharlaşma ve fisyon işleminden çoklu-parçalanmaya geçiş sürecinin ve geçiş bölgesinin belirlenmesinde yardımcı olacağı için önemlidir.

Simetri enerjisi teriminin değişmesinin yük dağılımlarını nasıl etkilediğini göstermek için simetri enerjisi terimi 8, 14 ve 25 MeV değerlerinde değiştirilerek hesaplamalar yapıldı ve bu hesaplamalar ile simetri enerjisi terimindeki değişimin yük dağılımını etkilemediği sonucuna ulaşılmıştır. Yine aynı simetri enerjisi terimleri kullanılarak izotop dağılımlarının nasıl değiştiği araştırıldı ve nötron bakımından zengin

sistemlerin nötron bakımından fakir sistemlere göre daha çok nötron bakımından zengin izotoplar ürettiği, dağılımın genişliğinin simetri enerjisi terimi tarafınca etkilendiği; simetri enerjisi katsayısının küçük değerleri için izotopik dağılımın büyük ölçüde genişlediği gözlenmiştir.

Teorik hesaplamalarımız ile MSU deney verilerinin nicel bir kıyaslamasını yapabilmek için bir normalizasyon hesabı yapıldı. MSU deneysel verileri için partiküllerin sıcaklık ve sayılarının sabit tutulduğu kanonik gruplar içerisinde yapılmış olan CTM hesaplamalarının sonuçları ile bizim SMM hesaplarımızın sonuçlarının yük ve izotop dağılımları karşılaştırıldı. Mikrokanonik grup içerisinde SMM'in Markov-chain yaklaşımı kullanılarak yapılan hesaplamalar ile elde edilen sonuçlarımızın deneysel verilerle daha iyi uyum içerisinde olduğu görüldü. Bu da ayrıca daha önce yapılmış olan izoscaling, N/Z ve izotop analizleri (Le Fevre ve ark., 2005; Souliotis ve ark., 2007; Ogul ve ark., 2011) aracılığıyla diğer verilerin yorumları ile tutarlıdır. Nükleer sistemler yüksek uyarılma enerjisinde çoklu parçalanmaya doğru tekamül ettiğinde üretilen parçaların simetri enerjisi teriminin değeri 14 MeV'e hatta daha küçük değerlere düşmektedir sonucuna ulaşıldı.

Yük ve izotop dağılımlarının yüzey enerjisi terimi B_0 ile nasıl değiştiğini görebilmek için bu terimin değeri 16, 18 ve 20 MeV değerlerinde değiştirilerek hesaplamalar yapıldı ve bu terimin yük dağılımı üzerinde etkili olduğu ancak izotop dağılımları üzerinde etkisinin olmadığı sonucuna ulaşıldı.

Mevcut sonuçlar, düşük nükleer yoğunluklarda simetri enerjisi katsayısı gibi parçacıkların sıvı-damlası parametrelerinin alacağı değerlerin deneysel olarak araştırılmasının mümkün olduğunu göstermektedir. Bu tür deneyler özellikle kararlılık vadisi dışında kalan egzotik çekirdeklerin özelliklerinin araştırılması için gereklidir. Kalorik eğrinin plato benzeri davranışı, sıcaklık ve parçacık üretimi gibi benzer değişkenlerdeki büyük dalgalanmaların incelenmesi, sıvı-gaz faz geçişi sırasındaki kritik olayların denge durumuna geçiş sürecinin açıklanması için önemli olacaktır. Ayrıca, sıvı-gaz faz geçişleri teorisiyle açıklanan bu tür nükleer reaksiyon analizleri astrofizikte nötron yıldızlarının dinamiği, süpernova büzülmesi ve patlaması gibi olayların açıklanmasına ışık tuttuğu için büyük ilgi çekmektedir.

4. bölümün ikinci kısmında ise; 1 GeV/nükleonda FRS detektörü ile ölçülmüş olan ^{124}Sn ve ^{112}Sn parçalanma ürünleri incelenmiştir. Bu parçalanmalarda $10 \leq Z \leq 45$ atom sayıları aralıklarındaki izotopların ürün dağılımlarının, SMM temelinde yapılan istatistiksel hesaplamalar ile, deneysel veriler arasında iyi bir uyum verecek şekilde

hesaplanabildiği gösterilmiştir. Simetri enerjisi teriminin belli Z aralıklarında aldığı değerler belirlenerek Çizelge 4.3'de bu değerler verilmiştir. Yapılan bu hesaplamalarda; daha önceki 600 MeV/nükleon enerjisinde yapılan benzer ALADIN deneylerindeki reaksiyonlar için parçalanma verilerinin analizinde elde edilmiş olan parametreler kullanılmıştır. Bu parametrelerle elde edilen sonuçların FRS deneysel sonuçları ile uyumlu olması ALADIN ve FRS deneylerinde oluşturulan uyarılmış topluluk sistemlerinin evrensellik özellikleri gösterdiği görülmektedir. Örneğin farklı göreceli enerjilerde gerçekleştirilen her iki deneyde de uyarılmış kaynaklarda biriken uyarılma enerjilerinin aynı olması durumu uyarılma enerjisinin everensellik özelliğini göstermektedir. Çoklu parçalanma bölgesinde orta kütleli parçacıkların tanımı için simetri enerjisi parametresi γ'nın doyma değeri (T=0 daki denge değeri) olan 25 MeV değerinden daha düşük değerlere indirgendiği doğrulanmış ve izotop dağılımı eğrilerinin genişleyerek deneysel değerlere yaklaştığı gözlenmiştir.

^{124}Sn'nin daha ağır ürünleri daha uzaklara yerleşirlerken ^{112}Sn parçalanmasının ürünlerinin daha ağır gruplarının izotop dağılımları EAL çizgisine daha yakın merkezlenmiştir. Başlangıçtaki sistemin nötron bakımından zengin durumunun tüm izotop dağılımları için korunduğu görülmektedir. Genişlikleri yanı sıra nötron sayısının bir fonksiyonu olarak, bu konumlandıkları yerlerin özellikle de simetri enerji terimi γ'ya hassas olduğu gösterilmiştir. Bozunmanın artan şiddeti ile azalan parçacık kütleli bir azalan γ'nın genel eğilimine ilaveten; ^{112}Sn'ye göre, ^{124}Sn bozunmasında en ağır parçacıkların kütle dağılımlarının yeniden üretilmesi için hafif bir biçimde azalmış bir simetri enerjisi terimi γ değerinin gerekli olduğu ortaya çıkmıştır. Bu gözlemleme, tereddütlü olarak uygun uyarma enerjilerinde bu parçacıkların üretiminde kabuk etkilerinin zayıf bir sürekliliği tarafınca sebebiyet verildiği şeklinde yorumlanmıştır.

Yüzey enerjisi terimi B_0; MSU deney verilerinin analizinde olduğu gibi 16, 18 ve 20 MeV değerlerinde değiştirilerek bu terimin izotop dağılımlarını etkilemediği gözlenmiştir. Bu durum daha önceki çalışmalar sonucunda elde edilen veriler ve ilk kısımda analiz ettiğimiz MSU deney verileri sonucu ile tutarlı olduğu gösterilmiştir.

Fermi enerji bölgesindeki MSU ve göreceli enerjilerdeki ALADIN (600 MeV/nükleon) ve FRS (1000 MeV/nükleon) deneylerinin her biri için de simetri enerjisi terimi ve yüzey enerjisi terimi değişiminin sonuçlarına bakılmıştır. Bütün bu deneylerde, değişen simetri enerjisi teriminin izotop dağılımlarını etkilediği, yük dağılımlarını etkilemediği gözlenmiştir. Ayrıca yüzey enerjisi terimindeki değişimlerin yük

dağılımlarını etkilediği ancak izotop dağılımlarını etkilemediği sonucuna ulaşılmıştır. Bu durum daha önceden benzer reaksiyonlar için yapılmış olan hesaplamaların sonuçları ile de tutarlıdır (Ono ve ark., 2003; Le Fevre ve ark., 2005).

Daha genel bir anlamda sonuçlarımızı aşağıdaki gibi açıklayabiliriz. Nükleer parçalanma için farklı modeller geliştirilmiş olup, bu çalışmada kullandığımız SMM en çok bilinen ve fiziksel temeli oldukça sağlam olan modellerden biridir. Çeşitli modeller, nükleer maddenin yüksek sıcaklık ve yoğunluklara ulaştıktan sonra kısa menzilli itici nükleer kuvvetlerin etkisiyle genişlemeye başladığını ve sıcak çekirdek parçacıkları topluluğuna (ensemble of hot fragments) ayrıştığını deneysel ve teorik olarak öngörmüştür. Bu sıcak çekirdeklerin nötron-proton sayısı oranı N/Z kararlı çekirdeklere göre çok yüksektir ve bu sıcak çekirdeklerin simetri enerjisi değerlerinin standart taban durum değeri olan 25 MeV'den daha aşağı değerlere düştüğü teorik ve deneysel olarak gösterilmiştir. Simetri enerjisindeki bu azalmanın bozunma sonucu oluşan parçacık dağılımlarında nötron sayısı daha yüksek parçacıkların sayısının artmasına neden olduğu görülmüştür. Bu nötron zengin parçacıkların oluşmasının astrofizikteki nötron yıldızı ve süpernova maddesinde oldukça yüksek oranda yer alması, süpernova patlaması dinamiği ve bunun sonucu oluşan nükleo-sentez olaylarının açıklanabilmesinde önemli olduğu için; nükleer ve stellar maddenin durum denkleminin belirlenmesinde simetri enerjisinin yoğunluğa bağlı ifadesi de oldukça önemlidir.

Son yıllarda nükleer fizik alanında yapılan araştırmaların büyük ölçüde egzotik çekirdeklerin çeşitli enerjilerde üretimi, ayrıştırılması ve belirlenmesi üzerine yoğunlaştığı görülmektedir. Nükleer tablodaki toplam 6000 civarındaki atomik çekirdeklerden henüz yarısı civarındaki çekirdekler deneysel ve teorik olarak belirlenebilmiş değildir. Bu nedenle, dünyadaki gelişmiş deneysel sistemlerin yanında yeni planlanan sistemlerde yapılacak deneyler ve sonuçları bizim teorik çalışmalarımız için yeni bilgiler ve kaynaklar oluşturacaktır. Biz bu çalışmamızda MSU ve GSI araştırma merkezlerinde yapılan bazı deneylerin sonuçlarını kullanarak nükleer reaksiyonların yüksek (göreceli enerjilerde) ve düşük enerjilerde (Fermi enerji bölgesi) teorik simülasyonunu yapmaya çalıştık. Hesaplarımızda karşılaştığımız önemli noktalardan biri de hala deneysel verilerin eksikliği karşısında nükleer maddenin sıvı damlası modeli parametrelerinin (simetri enerjisi, yüzey gerilim enerjisi vb.) davranışını tam olarak belirleyemediğimiz gerçeğidir. Örneğin, 4. Bölüm'de yaptığımız göreceli enerjilerdeki nükleer çoklu-parçalanma analizinde ^{124}Sn gibi nötron zengin atomik çekirdeklerin ve ^{112}Sn gibi nötron fakir çekirdeklerin parçalanma özelliklerinin simetri

enerjileri değerlerine göre farklı özellikler taşımasının nedenleri hala net olarak açıklanabilmiş değildir. Bu sorun nötron yıldızlarının modellemesi, süpernova patlamalarının dinamiğinin açıklanması ve nükleo-sentez gibi konuların aydınlanmasında da önemlidir. Bu nedenle çeşitli enerjilerde ve N/Z oranlarındaki çekirdeklerin deneysel parçalanma sonuçları ileride yapılacak olan teorik çalışmalarda önemli yer tutacaktır.

KAYNAKLAR

Adare, A., Afanasiev, S., Aidala, C., Ajitanand, N. N., Akiba, Y., Al-Bataineh, H., Alexander, J., Al-Jamel, A., Aoki, K., Aphecetche, L., Armendariz, R., Aronson, S. H., Asai, J., Atomssa, E. T., Averbeck, R., Awes, T. C., Azmoun, B., Babintsev, V., Baksay, G., Baksay, L., Baldisseri, A., Barish, K. N., Barnes, P. D., Bassalleck, B., Bathe, S., Batsouli, S., Baublis, V., Bauer, F., Bazilevsky, A., Belikov, S., Bennett, R., Berdnikov, Y., Bickley, A. A., Bjorndal, M. T., Boissevain, J. G., Borel, H., Boyle, K., Brooks, M. L., Brown, D. S., Bucher, D., Buesching, H., Bumazhnov, V., Bunce, G., Burward-Hoy, J. M., Butsyk, S., Campbell, S., Chai, J. S., Chang, B. S., Charvet, J. L., Chernichenko, S., Chiba, J., Chi, C. Y., Chiu, M., Choi, I. J., Chujo, T., Chung, P., Churyn, A., Cianciolo, V., Cleven, C. R., Cobigo, Y., Cole, B. A., Comets, M. P., Constantin, P., Csanad, M., Csorgo, T., Dahms, T., Das, K., David, G., Deaton, M. B., Dehmelt, K., Delagrange, H., Denisov, A., d'Enterria, D., Deshpande, A., Desmond, E. J., Dietzsch, O., Dion, A., Donadelli, M., Drachenberg, J. L., Drapier, O., Drees, A., Dubey, A. K., Durum, A., Dzhordzhadze, V., Efremenko, Y. V., Egdemir, J., Ellinghaus, F., Emam, W. S., Enokizono, A., En'yo, H., Espagnon, B., Esumi, S., Eyser, K. O., Fields, D. E., Finger, M., Finger, M., Fleuret, F., Fokin, S. L., Forestier, B., Fraenkel, Z., Frantz, J. E., Franz, A., Frawley, A. D., Fujiwara, K., Fukao, Y., Fung, S. Y., Fusayasu, T., Gadrat, S., Garishvili, I., Gastineau, F., Germain, M., Glenn, A., Gong, H., Gonin, M., Gosset, J., Goto, Y., de Cassagnac, R. G., Grau, N., Greene, S. V., Perdekamp, M. G., Gunji, T., Gustafsson, H. A., Hachiya, T., Henni, A. H., Haegemann, C., Haggerty, J. S., Hagiwara, M. N., Hamagaki, H., Han, R., Harada, H., Hartouni, E. P., Haruna, K., Harvey, M., Haslum, E., Hasuko, K., Hayano, R., Heffner, M., Hemmick, T. K., Hester, T., Heuser, J. M., He, X., Hiejima, H., Hill, J. C., Hobbs, R., Hohlmann, M., Holmes, M., Holzmann, W., Homma, K., Hong, B., Horaguchi, T., Hornback, D., Hur, M. G., Ichihara, T., Imai, K., Inaba, M., Inoue, Y., Isenhower, D., Isenhower, L., Ishihara, M., Isobe, T., Issah, M., Isupov, A., Jacak, B. V., Jia, J., Jin, J., Jinnouchi, O., Johnson, B. M., Joo, K. S., Jouan, D., Kajihara, F., Kametani, S., Kamihara, N., Kamin, J., Kaneta, M., Kang, J. H., Kanou, H., Kawagishi, T., Kawall, D., Kazantsev, A. V., Kelly, S., Khanzadeev, A., Kikuchi, J., Kim, D. H., Kim, D. J., Kim, E., Kim, Y. S., Kinney, E., Kiss, A., Kistenev, E., Kiyomichi, A., Klay, J., Klein-Boesing, C., Kochenda, L., Kochetkov, V., Komkov, B., Konno, M., Kotchetkov, D., Kozlov, A., Kral, A., Kravitz, A., Kroon, P. J., Kubart, J., Kunde, G. J., Kurihara, N., Kurita, K., Kweon, M. J., Kwon, Y., Kyle, G. S., Lacey, R., Lai, Y. S., Lajoie, J. G., Lebedev, A., Le Bornec, Y., Leckey, S., Lee, D. M., Lee, M. K., Lee, T., Leitch, M. J., Leite, M. A. L., Lenzi, B., Lim, H., Liska, T., Litvinenko, A., Liu, M. X., Li, X., Li, X. H., Love, B., Lynch, D., Maguire, C. F., Makdisi, Y. I., Malakhov, A., Malik, M. D., Manko, V. I., Mao, Y., Masek, L., Masui, H., Matathias, F., McCain, M. C., McCumber, M., McGaughey, P. L., Miake, Y., Mikes, P., Miki, K., Miller, T. E., Milov, A., Mioduszewski, S., Mishra, G. C., Mishra, M., Mitchell, J. T., Mitrovski, M., Morreale, A., Morrison, D. P., Moss, J. M., Moukhanova, T. V., Mukhopadhyay, D., Murata, J., Nagamiya, S., Nagata, Y., Nagle, J. L., Naglis, M., Nakagawa, I., Nakamiya, Y., Nakamura, T., Nakano, K., Newby, J., Nguyen, M., Norman, B. E., Nouicer, R., Nyanin, A. S., Nystrand, J., O'Brien, E., Oda, S. X., Ogilvie, C. A., Ohnishi, H., Ojha, I. D., Okada, H., Okada, K., Oka, M., Omiwade, O. O., Oskarsson, A., Otterlund, I., Ouchida, M., Ozawa, K., Pak, R., Pal, D., Palounek, A. P. T., Pantuev, V., Papavassiliou, V., Park, J., Park, W.

J., Pate, S. F., Pei, H., Peng, J. C., Pereira, H., Peresedov, V., Peressounko, D. Y., Pinkenburg, C., Pisani, R. P., Purschke, M. L., Purwar, A. K., Qu, H., Rak, J., Rakotozafindrabe, A., Ravinovich, I., Read, K. F., Rembeczki, S., Reuter, M., Reygers, K., Riabov, V., Riabov, Y., Roche, G., Romana, A., Rosati, M., Rosendahl, S. S. E., Rosnet, P., Rukoyatkin, P., Rykov, V. L., Ryu, S. S., Sahlmueller, B., Saito, N., Sakaguchi, T., Sakai, S., Sakata, H., Samsonov, V., Sato, H. D., Sato, S., Sawada, S., Seele, J., Seidl, R., Semenov, V., Seto, R., Sharma, D., Shea, T. K., Shein, I., Shevel, A., Shibata, T. A., Shigaki, K., Shimomura, M., Shohjoh, T., Shoji, K., Sickles, A., Silva, C. L., Silvermyr, D., Silvestre, C., Sim, K. S., Singh, C. P., Singh, V., Skutnik, S., Slunecka, M., Smith, W. C., Soldatov, A., Soltz, R. A., Sondheim, W. E., Sorensen, S. P., Sourikova, I. V., Staley, F., Stankus, P. W., Stenlund, E., Stepanov, M., Ster, A., Stoll, S. P., Sugitate, T., Suire, C., Sullivan, J. P., Sziklai, J., Tabaru, T., Takagi, S., Takagui, E. M., Taketani, A., Tanaka, K. H., Tanaka, Y., Tanida, K., Tannenbaum, M. J., Taranenko, A., Tarjan, P., Thomas, T. L., Togawa, M., Toia, A., Tojo, J., Tomasek, L., Torii, H., Towell, R. S., Tram, V. N., Tserruya, I., Tsuchimoto, Y., Tuli, S. K., Tydesjo, H., Tyurin, N., Vale, C., Valle, H., van Hecke, H. W., Velkovska, J., Vertesi, R., Vinogradov, A. A., Virius, M., Vrba, V., Vznuzdaev, E., Wagner, M., Walker, D., Wang, X. R., Watanabe, Y., Wessels, J., White, S. N., Willis, N., Winter, D., Woody, C. L., Wysocki, M., Xie, W., Yamaguchi, Y. L., Yanovich, A., Yasin, Z., Ying, J., Yokkaichi, S., Young, G. R., Younus, I., Yushmanov, I. E., Zajc, W. A., Zaudtke, O., Zhang, C., Zhou, S., Zimanyi, J., Zolin, L. ve Collaboration, P., 2010, Detailed measurement of the e(+)e(-) pair continuum in p plus p and Au plus Au collisions at root s(NN)=200 GeV and implications for direct photon production, *Physical Review C*, 81 (3).

Adeev, G. D., Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mebel, M. V., N.I., P. ve Serduk, O. I., 1993, Preprint INR, 816, 93, Moscow.

Avdeyev, S. P., Karnaukhov, V. A., Kuznetsov, W. D., Petrov, L. A., Rodionov, V. K., Zubkevich, A. S., Oeschler, H., Bochkarev, O. V., Chulkov, L. V., Kuzmin, E. A., Budzanovski, A., Karcz, W., Janicki, M., Norbeck, E., Botvina, A. S., Friedman, W. A., Norenberg, W. ve Papp, G., 1998, Thermal multifragmentation in p+Au interactions at 2.16, 3.6 and 8.1 GeV incident energies, *European Physical Journal A*, 3 (1), 75-83.

Avdeyev, S. P., Karnaukhov, V. A., Petrov, L. A., Rodionov, V. K., Rukoyatkin, P. A., Toneev, V. D., Oeschler, H., Bochkarev, O. V., Chulkov, L. V., Kuzmin, E. A., Budzanowski, A., Karcz, W., Janicki, M., Norbeck, E., Botvina, A. S. ve Gudima, K. K., 2002, Comparative study of multifragmentation of gold nuclei induced by relativistic protons, He-4, and C-12, *Nuclear Physics A*, 709, 392-414.

Barashenkov, V. a. ve Toneev, V. D., 1972, Interaction of high-energy particles and atomic nuclei with nuclei, *Moscow*, 1972.

Barashenkov, V. S., Tolstov, K. D. ve ark., V., 1959, Preprint, Dubna, 331.

Barlini, S., Piantelli, S., Casini, G., Maurenzig, P. R., Olmi, A., Bini, M., Carboni, S., Pasquali, G., Poggi, G., Stefanini, A. A., Bougault, R., Bonnet, E., Borderie, B., Chbihi, A., Frankland, J. D., Gruyer, D., Lopez, O., Le Neindre, N., Parlog, M., Rivet, M. F., Vient, E., Rosato, E., Spadaccini, G., Vigilante, M., Bruno, M., Marchi,

T., Morelli, L., Cinausero, M., Degerlier, M., Gramegna, F., Kozik, T., Twarog, T., Alba, R., Maiolino, C., Santonocito, D. ve Collaboration, F., 2013, Isospin transport in Kr-84+Sn-112,Sn-124 collisions at Fermi energies, *Physical Review C*, 87 (5).

Barz, H. W., Bondorf, J. P., Donangelo, R. ve Schulz, H., 1986, Connection between the Thermodynamical and the Percolation Models of Nuclear Fragmentation, *Physics Letters B*, 169 (4), 318-322.

Barz, H. W., Bauer, W., Bondorf, J. P., Botvina, A. S., Donangelo, R., Schulz, H. ve Sneppen, K., 1993, Charged-Particle Correlations in 600-A . Mev Gold Induced Disassembly Reactions, a Statistical Multifragmentation Analysis, *Nuclear Physics A*, 561 (3), 466-476.

Beliuskina, O., Heinz, S., Zagrebaev, V., Comas, V., Heinz, C., Hofmann, S., Knobel, R., Stahl, M., Ackermann, D., Hessberger, F. P., Kindler, B., Lommel, B., Maurer, J. ve Mann, R., 2014, On the synthesis of neutron-rich isotopes along the N=126 shell in multinucleon transfer reactions, *European Physical Journal A*, 50 (10).

Bellaize, N., Lopez, O., Wieleczko, J. P., Cussol, D., Auger, G., Bacri, C. O., Bocage, F., Borderie, B., Bougault, R., Bouriquet, B., Brou, R., Buchet, P., Buta, A. M., Charvet, J. L., Chbihi, A., Colin, J., Dayras, R., De Cesare, N., Demeyer, A., Dore, D., Durand, D., Frankland, J. D., Galichet, E., Genouin-Duhamel, E., Gerlic, E., Guiot, B., Guinet, D., Hudan, S., Lanzalone, G., Lautesse, P., Lavaud, F., Laville, J. L., Lecolley, J. F., Legrain, R., Le Neindre, N., Manduci, L., Marie, J., Nalpas, L., Normand, J., Parlog, M., Pawlowski, P., Plagnol, E., Rivet, M. F., Rosato, E., Roy, R., Saint-Lauren, F., Steckmeyer, J. C., Tabacaru, G., Tamain, B., van Lauwe, E., Tassan-Got, L., Vient, E., Vigilante, M. ve Volant, C., 2002, Multifragmentation process for different mass asymmetry in the entrance channel around the Fermi energy, *Nuclear Physics A*, 709, 367-391.

Bertsch, G. F. ve Dasgupta, S., 1988, A Guide to Microscopic Models for Intermediate Energy Heavy-Ion Collisions, *Physics Reports-Review Section of Physics Letters*, 160 (4), 189-233.

Bethe, H., 1937, Nuclear dynamics, Theorical. Rev. Mod. Phys. , *Nuclear Physics B.*, 9, 69-244.

Bethe, H. A., 1990, Supernova Mechanisms, *Reviews of Modern Physics*, 62 (4), 801-866.

Bleicher, M., Zabrodin, E., Spieles, C., Bass, S. A., Ernst, C., Soff, S., Bravina, L., Belkacem, M., Weber, H., Stocker, H. ve Greiner, W., 1999, Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model, *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, 25 (9), 1859-1896.

Bohr, a. ve Wheeler, J., 1939, The Mechanism of Nuclear Fission, *Phys. Rev. C*, 56 (426).

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

Bohr, N., 1936, Neutron capture and nuclear constitution. , *Nature*, 137:

, 344-348.

Bonche, P., Levit, S. ve Vautherin, D., 1984, Properties of Highly Excited Nuclei, *Nuclear Physics A*, 427 (2), 278-296.

Bondorf, J., De, J. N., Fai, G. ve Karvinen, A. O. T., 1984, Spectator recoil in intermediate-energy heavy-ion collisions, *Nucl. Phys. A*, 430, 445-453.

Bondorf, J., Donangelo, R., Mishustin, I. N. ve Schulz, H., 1985a, Statistical Multifragmentation of Nuclei .2. Application of the Model to Finite Nuclei Disassembly, *Nuclear Physics A*, 444 (3), 460-476.

Bondorf, J. P., 1981, Proceeding of the Nuclear Physics Workshop, I.C.T.P., Trieste, Italy, October 5-30.

Bondorf, J. P., 1982, Chaotic Fragmentation of Nuclei, *Nuclear Physics A*, 387 (Oct), C25-C35.

Bondorf, J. P., Mishustin, I. N. ve Pethick, C., 1983, Voprosy atom nauki i techniki,, *Ser.:obschya i yad. Fizika 4:13*.

Bondorf, J. P., Donangelo, R., Mishustin, I. N., Pethick, C. ve Sneppen, K., 1985b, Sampling in Statistical Multifragmentation of Nuclei, *Physics Letters B*, 150 (1-3), 57-61.

Bondorf, J. P., Donangelo, R., Mishustin, I. N., Pethick, C. J., Schulz, H. ve Sneppen, K., 1985c, Statistical Multifragmentation of Nuclei .1. Formulation of the Model, *Nuclear Physics A*, 443 (2), 321-347.

Bondorf, J. P., 1988, Nucleus-nucleus collisions below a few hundered MeV per nucleon, Prep. of NBI, 88, 48., , *"Invited talk at the Third International Conference on Nucleus-nucleus Collisions, Saint Malo, France,June 6-11."*.

Bondorf, J. P., Botvina, A. S., Mishustin, I. N. ve Souza, S. R., 1994, Formation and breakup of extra-large composite system in central Au+Au collisions. , *Phys. Rev. Lett.*, 73, 628-631.

Bondorf, J. P., Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mishustin, I. N. ve Sneppen, K., 1995, Statistical Multifragmentation of Nuclei, *Physics Reports-Review Section of Physics Letters*, 257 (3), 133-221.

Bondorf, J. P., Feldmeier, H., Mishustin, I. N. ve Neergaard, G., 2002, Equilibration and freeze-out in an exploding system, *Physical Review C*, 65 (1).

Botvina, A., Chaudhuri, G., Das Gupta, S. ve Mishustin, I., 2008, Comparison of statistical multifragmentation model simulations with canonical thermodynamic model results: A few representative cases, *Physics Letters B*, 668 (5), 414-419.

Botvina, A. S., Ilinov, A. S. ve Mishustin, I. N., 1985, Multifragmentation of Nuclei at Excitation-Energies Approximately 10 Mev/Nucleon, *Soviet Journal of Nuclear Physics-Ussr*, 42 (5), 712-718.

Botvina, A. S., Iljinov, A. S. ve 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 Physics A*, 475 (4), 663-686.

Botvina, A. S., Iljinov, A. S. ve Mishustin, I. N., 1990, Multifragment Break-up of Nuclei by Intermediate-Energy Protons, *Nuclear Physics 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 Letters B*, 294 (1), 23-26.

Botvina, A. S., Mishustin, I. N., Begemannblaich, M., Hubele, J., Imme, G., Iori, I., Kreutz, P., Kunde, G., Kunze, W. D., Lindenstruth, V., Lynen, U., Moroni, A., Muller, W. F. J., Ogilvie, C. A., Pochodzalla, J., Raciti, G., Rubehn, T., Sann, H., Schuttauf, A., Seidel, W., Trautmann, W. ve Worner, A., 1995, Multifragmentation of Spectators in Relativistic Heavy-Ion Reactions, *Nuclear Physics A*, 584 (4), 737-756.

Botvina, A. S., Bruno, M., D'Agostino, M. ve Gross, D. H. E., 1999, Influence of Coulomb interaction of projectile- and target-like sources on statistical multifragmentation, *Physical Review C*, 59 (6), 3444-3447.

Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N., 2001, Statistical evolution of isotope composition of nuclear fragments, *Physical Review C*, 63 (6).

Botvina, A. S., Lozhkin, O. V. ve Trautmann, W., 2002, Isoscaling in light-ion induced reactions and its statistical interpretation, *Physical Review C*, 65 (4).

Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N., 2004, Formation of hot heavy nuclei in supernova explosions, *Physics Letters B*, 584 (3-4), 233-240.

Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N., 2005, Multifragmentation reactions and properties of stellar matter at subnuclear densities, *Physical Review C*, 72 (4).

Botvina, A. S., Buyukcizmeci, N., Erdogan, M., Lukasik, J., Mishustin, I. N., Ogul, R. ve Trautmann, W., 2006, Modification of surface energy in nuclear multifragmentation, *Physical Review C*, 74 (4).

Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N., 2010, Statistical approach for supernova matter, *Nuclear Physics A*, 843, 98-132.

Botvina, A. S., Gudima, K. K., Steinheimer, J., Bleicher, M. ve Mishustin, I. N., 2011, Production of spectator hypermatter in relativistic heavy-ion collisions, *Physical Review C*, 84 (6).

Botvina, A. S. ve Gross, D. H. E., 1997,, Charge distributions in multifragmentation indicating the nuclear liquid-gas phase-transitions,, *Phys.Lett.B* 408, , 31-34.

Bradt, H. L. ve Peters, B., 1949, Nuclear Collisions of Heavy Cosmic-Ray Primaries, *PhysRev.*, 75., 1779.

Buyukcizmeci, N., Ogul, R. ve Botvina, A. S., 2005, Isospin and symmetry energy effects on nuclear fragment production in liquid-gas-type phase transition region, *European Physical Journal A*, 25 (1), 57-64.

Buyukcizmeci, N., Botvina, A. S., Mishustin, I. N. ve Ogul, R., 2008, Role of bulk energy in nuclear multifragmentation, *Physical Review C*, 77 (3).

Buyukcizmeci, N., Bulut, F., Erdogan, M., Imal, H., Ogul, R., Botvina, A. S., Mishustin, I. N. ve Trautmann, W., 2011, Investigating the Isotopic Effects in Nuclear Fragmentation, *Acta Physica Polonica B*, 42 (3-4), 697-700.

Buyukcizmeci, N., Imal, H., Ogul, R., Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N., 2012, Isotopic yields and symmetry energy in nuclear multifragmentation reactions, *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, 39 (11).

Buyukcizmeci, N., Botvina, A. S., Mishustin, I. N., Ogul, R., Hempel, M., Schaffner-Bielich, J., Thielemann, F. K., Furusawa, S., Sumiyoshi, K., Yamada, S. ve Suzuki, H., 2013, A comparative study of statistical models for nuclear equation of state of stellar matter, *Nuclear Physics A*, 907, 13-54.

Carbone, A., Polls, A. ve Rios, A., 2012, High-momentum components in the nuclear symmetry energy, *Europhysics Letters Association*, 97, 2.

Charity, R. J., 1998, N-Z distributions of secondary fragments and the evaporation attractor line, *Physical Review C*, 58 (2), 1073-1077.

Cherepanov, E. A., Iljinov, A. S. ve Mebel, M. V., 1983, The Energy-Dependence of the Neutron Emission-to-Fission Ratio Gamma-N/Gamma-F for Trans-Uranium Nuclei, *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, 9 (11), 1397-1406.

Cubero, M., Schonhofen, M., Friman, B. L. ve Norenberg, W., 1990, Relaxation Processes in Intermediate Energy Heavy-Ion Collisions, *Nuclear Physics A*, 519 (1-2), C345-C356.

Curtin, M. W., Toki, H. ve Scott, D. K., 1983, Liquid-Gas Phase Instabilities in Nuclear Systems, *Physics Letters B*, 123 (5), 289-292.

DAgostino, M., Botvina, A. S., Milazzo, P. M., Bruno, M., Kunde, G. J., Bowman, D. R., Celano, L., Colonna, N., Dinius, J., Ferrero, A., Fiandri, M., Gelbke, C. K., Glasmacher, T., Gramegna, F., Handzy, D. O., Horn, D., Hsi, W. C., Huang, M., Iori, I., Lisa, M., Lynch, W., Manduci, L., Margagliotti, G. V., Mastinu, P. F., Mishustin, I. N., Montoya, C. P., Moroni, A., Peaslee, G. F., Petruzzelli, F., Phair, L., Rui, R., Schwarz, C., Tsang, M. B., Vannini, G. ve Williams, C., 1996, Statistical

multifragmentation in central Au+Au collisions at 35 MeV/u, *Physics Letters B*, 371 (3-4), 175-180.

Das, C. B., Das Gupta, S. ve and Mekjian, A. Z., 2002, , Model of multifragmentation, equation of state and phase transition, , *arXiv:nucl-th/0209010v1*.

Das, C. B., Das Gupta, S., Lynch, W. G., Mekjian, A. Z. ve Tsang, M. B., 2005, The thermodynamic model for nuclear multifragmentation, *Physics Reports-Review Section of Physics Letters*, 406 (1), 1-47.

Dean, D. J., Koonin, S. E., Langanke, K. ve Radha, P. B., 1995, Temperature-Dependence of the Nuclear Symmetry Energy, *Physics Letters B*, 356 (4), 429-433.

Devaraja, H. M., Heinz, S., Beliuskina, O., Coma, V., Hofmann, S., Hornung, C., Münzenberg, G., Nishio, K., Ackermann, D., Gambhir, Y. K., Gupta, M., Henderson, R. A., Heßberger, F. P., Bondorf, J. P., Kindler, B., Lommel, B., Moody, K. J., Maurer, J., Mann, R., Popeko, A. G., Shaughnessy, D. A., Stoyer, M. A. ve Yeremin, A. V., 2015, Observation of new neutron-deficient isotopes with $Z \geq 92$ in multinucleon transfer reactions, *Physics Letters B*, 748, 199-203.

Donati, P., Pizzochero, P. M., Bortignon, P. F. ve Broglia, R. A., 1994, Temperature-Dependence of the Nucleon Effective-Mass and the Physics of Stellar Collapse, *Physical Review Letters*, 72 (18), 2835-2838.

Eren, N., Buyukcizmeci, N., Ogul, R. ve Botvina, A. S., 2013, Mass distribution in the disintegration of heavy nuclei, *European Physical Journal A*, 49 (4).

Ergun, A., Imal, H., Buyukcizmeci, N., Ogul, R. ve Botvina, A. S., 2015, Influence of angular momentum and Coulomb interaction of colliding nuclei on their multifragmentation, *Physical Review C*, 92 (1).

Fai, G. ve Randrup, J., 1982, Explosion-Evaporation Model for Fragment Production in Medium-Energy Nuclear Collisions, *Nuclear Physics A*, 381 (3), 557-576.

Fai, G. ve Randrup, J., 1983, Statistical Simulation of Complete Events in Energetic Nuclear Collisions, *Nuclear Physics A*, 404 (3), 551-577.

Fermi, E., 1950, Progr. Theor. , *Progr. Theor. Phys*, 5, 570.

Fohr, V., Bacquias, A., Casarejos, E., Enqvist, T., Junghans, A. R., Kelic-Heil, A., Kurtukian, T., Lukic, S., Perez-Loureiro, D., Pleskac, R., Ricciardi, M. V., Schmidt, K. H. ve Taieb, J., 2011, Experimental study of fragmentation products in the reactions Sn-112+Sn-112 and Sn-124+Sn-124 at 1A GeV, *Physical Review C*, 84 (5).

Fong, P., 1956, Statistical theory of nuclear fission: Asymmetric fission, *Phys. Rev. Lett.*, 102, 434-448.

Fountas, P. N., Souliotis, G. A., Veselsky, M. ve Bonasera, A., 2014, Systematic study of neutron-rich rare isotope production in peripheral heavy-ion collisions below the Fermi energy, *Physical Review C*, 90 (6).

Friedmann, B. ve Pandharipande, V. R., 1981, Hot and cold, nuclear and neutron matter, *Nucl. Phys. A*, 361, 502-520.

Gagarin, Y. F. ve ark., v., 1970, *Sov. J. Nucl. Phys*, 11, 698.

Gagarin, Y. F. ve ark., v., 1975, Proceedings of the 14th International Cosmic rays Conference, Munich, August.

Geissel, H., Armbruster, P., Behr, K. H., Brunle, A., Burkard, K., Chen, M., Folger, H., Franczak, B., Keller, H., Klepper, O., Langenbeck, B., Nickel, F., Pfeng, E., Pfutzner, M., Roeckl, E., Rykaczewski, K., Schall, I., Schardt, D., Scheidenberger, C., Schmidt, K. H., Schroter, A., Schwab, T., Summerer, K., Weber, M., Munzenberg, G., Brohm, T., Clerc, H. G., Fauerbach, M., Gaimard, J. J., Grewe, A., Hanelt, E., Knodler, B., Steiner, M., Voss, B., Weckenmann, J., Ziegler, C., Magel, A., Wollnik, H., Dufour, J. P., Fujita, Y., Vieira, D. J. ve Sherrill, B., 1992, The Gsi Projectile Fragment Separator (Frs) - a Versatile Magnetic System for Relativistic Heavy-Ions, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms*, 70 (1-4), 286-297.

Goldhaber, A. S. ve Heckman, H. H., 1978, High Energy Interactions of Nuclei, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 28: , 161-205.

Goodman, A. L., Kapusta, J. I. ve Mekjian, A. Z., 1984, Liquid-Gas Phase Instabilities and Droplet Formation in Nuclear-Reactions, *Physical Review C*, 30 (3), 851-865.

Gould, H., Greiner, D., Lindstrom, P., Symons, T. J. M. ve Crawford, H., 1984, Electron-Capture by U-91+ and U-92+ and Ionization of U-90+ and U-91+, *Physical Review Letters*, 52 (3), 180-183.

Gross, D. H. E., 1997, Microcanonical thermodynamics and statistical fragmentation of dissipative systems. The topological structure of the N-body phase space, *Physics Reports-Review Section of Physics Letters*, 279 (3-4), 120-201.

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

Hahn, D. ve Stöcker, H., 1988, The quantum statistical model of fragment formation: Entropy and temperature extraction in heavy ion collisions, *Nucl. Phys. A*, 476, 718-772.

Hauger, J. A., Warren, P., Albergo, S., Bieser, F., Brady, F. P., Caccia, Z., Cebra, D. A., Chacon, A. D., Chance, J. L., Choi, Y., Costa, S., Elliott, J. B., Gilkes, M. L., Hirsch, A. S., Hjort, E. L., Insolia, A., Justice, M., Keane, D., Kintner, J. C., Lindenstruth, V., Lisa, M. A., Matis, H. S., McMahan, M., McParland, C., Muller, W. F. J., Olson, D. L., Partlan, M. D., Porile, N. T., Potenza, R., Rai, G., Rasmussen, J., Ritter, H. G., Romanski, J., Romero, J. L., Russo, G. V., Sann, H., Scharenberg, R. P., Scott, A., Shao, Y., Srivastava, B. K., Symons, T. J. M., Tincknell, M., Tuve, C., Wang, S., Wieman, H. H., Wienold, T. ve Wolf, K., 1998, Multifragmentation of the remnant produced in the reaction of 1A GeV gold with carbon, *Physical Review C*, 57 (2), 764-783.

Henzlova, D., Botvina, A. S., Schmidt, K. H., Henzl, V., Napolitani, P. ve Ricciardi, M. V., 2010, Symmetry energy of fragments produced in multifragmentation, *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, 37 (8).

Hirsch, A. S., Bujak, A., Finn, J. E., Gutay, L. J., Minich, R. W., Porile, N. T., Scharenberg, R. P., Stringfellow, B. C. ve Turkot, F., 1984, Experimental Results from High-Energy Proton-Nucleus Interactions, Critical Phenomena, and the Thermal Liquid-Drop Model of Fragment Production, *Physical Review C*, 29 (2), 508-525.

Hongfei Xi, T. Odeh, R. Bassini, M. Begemann-Blaich, A. S. Botvina, S. Fritz, S. J. Gaff, C. Groß, G. Immé, I. Iori, U. Kleinevoß, G. J. Kunde, W. D. Kunze, U. Lynen, V. Maddalena, M. Mahi, T. Möhlenkamp, A. Moroni, W. F. J. Müller, C. Nociforo, B. Ocker, F. Petruzzelli, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Riccobene, F. P. Romano, Th. Rubehn, A. Saija, M. Schnittker, A. Schüttauf, C. Schwarz, W. Seidel, V. Serfling, C. Sfienti, W. Trautmann, A. Trzcinski, G. Verde, A. Wörner ve Zwieglinski, B., 1997, Breakup temperature of target spectators in 197Au + 197Au collisions at E/A = 1000 MeV, *Phys A - Particles and Fields* (4), 397–406.

Hsi, W. C., Kwiatkowski, K., Wang, G., Bracken, D. S., Cornell, E., Ginger, D. S., Viola, V. E., Korteling, R. G., Morley, K. B., Huang, R., Lynch, W. G., Tsang, M. B., Xi, H., Gimeno-Nogues, F., Ramakrishnan, E., Rowland, D., Yennello, S. J., Breuer, H., Gushue, S., Remsberg, L. P., Botvina, A. ve Friedman, W. A., 1999, Exclusive studies of angular distributions in GeV hadron-induced reactions with Au-197, *Physical Review C*, 60 (3).

Hubele, J., Kreutz, P., Lindenstruth, V., Adloff, J. C., Begemannblaich, M., Bouissou, P., Imme, G., Iori, I., Kunde, G. J., Leray, S., Liu, Z., Lynen, U., Meijer, R. J., Milkau, U., Moroni, A., Muller, W. F. J., Ngo, C., Ogilvie, C. A., Pochodzalla, J., Raciti, G., Rudolf, G., Sann, H., Schuttauf, A., Seidel, W., Stuttge, L., Trautmann, W., Tucholski, A., Heck, R., Deangelis, A. R., Gross, D. H. E., Jaqaman, H. R., Barz, H. W., Schulz, H., Friedman, W. A. ve Charity, R. J., 1992, Statistical Fragmentation of Au Projectiles at E/a=600 Mev, *Physical Review C*, 46 (5), R1577-R1581.

Hudan, S., McIntosh, A. B., Black, J., Mercier, D., Metelko, C. J., Yanez, R., de Souza, R. T., Chbihi, A., Famiano, M., Fregeau, M. O., Gauthier, J., Moisan, J., Roy, R., Bianchin, S., Schwarz, C., Trautmann, W. ve Botvina, A. S., 2009, Charge correlations and isotopic distributions of projectile fragmentation events in Xe-124+Sn-112 at E/A=50 MeV, *Physical Review C*, 80 (6).

Ignatiuk, A. V., Mikhailov, I. N., Nazmitdinov, R. G., Nerlo-Pomorska, B. ve Pomorski, K., 1978, Equilibrium properties of fast-rotating headed nuclei, *Physics Letters B*, 76 (5), 543-546.

Ignatyuk, A. V., Klepatskii, A. B., Maslov, V. M. ve Sukhovitskii, E. S., 1985, Analysis of the Cross-Sections for Fission of the Isotopes of U and Pu by Neutrons in the Region of the 1st Plateau, *Soviet Journal of Nuclear Physics-Ussr*, 42 (3), 360-365.

Iljinov, A., Oganesyan, Y. T. a. ve Cherepanov, E. A., 1982, Sov. J. Nucl. Phys. (1982) *Sov. J. Nucl. Phys. (1982)*

36 (69).

Imal, H., Ergun, A., Buyukcizmeci, N., Ogul, R., Botvina, A. S. ve Trautmann, W., 2015, Theoretical study of projectile fragmentation in the Sn-112+Sn-112 and Sn-124+Sn-124 reactions at 1 GeV/nucleon, *Physical Review C*, 91 (3).

Jaqaman, H., Mekjian, A. Z. ve Zamick, L., 1983, Nuclear Condensation, *Physical Review C*, 27 (6), 2782-2791.

Kienle, P., 1988, Studies of Radioactive Decays of Completely Ionized Nuclei in a Heavy-Ion Storage Ring, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 271 (2), 277-279.

Konopka, J., Peilert, G., Stocker, H. ve Greiner, W., 1993, Formation and Decay of Highly Excited Nuclear Clusters, *Progress in Particle and Nuclear Physics, Vol 30*, 30, 301-302.

Koonin, S. E. ve Randrup, J., 1987, Microcanonical Simulation of Nuclear Disassembly, *Nuclear Physics A*, 474 (1), 173-192.

Kopylov, G. I., 1970, Principles of resonance kinematics,, , *Moscow*.

Kreutz, P., Adloff, J. C., Begemannblaich, M., Bouissou, P., Hubele, J., Imme, G., Iori, I., Kunde, G. J., Leray, S., Lindenstruth, V., Liu, Z., Lynen, U., Meijer, R. J., Milkau, U., Moroni, A., Muller, W. F. J., Ngo, C., Ogilvie, C. A., Pochodzalla, J., Raciti, G., Rudolf, G., Sann, H., Schuttauf, A., Seidel, W., Stuttge, L., Trautmann, W. ve Tucholski, A., 1993, Charge Correlations as a Probe of Nuclear Disassembly, *Nuclear Physics A*, 556 (4), 672-696.

Küpper, W. A., Wegmann, W. ve Hilf, E. R., 1974, Thermostatic properties of symmetric nuclear matter., *Ann. Of Phys.*, 88, 454-471.

Landau, L. D., 1953, On the multiple production of particles in high energy collisions, *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz.*, 17, 51.

Le Fevre, A. ve ark., v., 2005, İsotopic Scaling and the symmetry energy in spectator fragmentation. , *Phys. Rev. Lett.*, 94, 162701.

Lehaut, G., Gulminelli, F. ve Lopez, O., 2009, Isoscaling as a Measure of Symmetry Energy in the Lattice Gas Model, *Physical Review Letters*, 102 (14).

Li, B.-A. ve Chen, L.-W., 2006, Evolution of the symmetry energy of hot neutron-rich matter formed in heavy-ion reactions, *Phys. Rev. C*, 74, 034610

Li, B. A., Deangelis, A. R. ve Gross, D. H. E., 1993, Statistical-Model Analysis of Aladin Multifragmentation Data, *Physics Letters B*, 303 (3-4), 225-229.

Liu, T. X., Goethem, M. J. v., Liu, X. D., Lynch, W. G., Shomin, R., Tan, W. P., Tsang, M. B., Verde, G., Wagner, A., Xi, H. F., Xu, H. S., Colonna, M., Toro, M. D.,

Zielinska-Pfabe, M., Wolter, H. H., Beaulieu, L., Davin, B., Larochelle, Y., Lefort, T., de Souza, R. T., Yanez, R., Viola, V. E., Charity, R. J. ve Sobotka, L. G., 2004, Isotope yields from central Sn112,124+Sn112,124 collisions: Dynamical emission?, *Phys. Rev. C*, 69, , 014603.

Lopez, J. A. ve Randrup, J., 1989, Theory of Nuclear Multifragmentation .1. Transition-State Treatment of the Breakup Process, *Nuclear Physics A*, 503 (1), 183-222.

Lopez, J. A. ve Randrup, J., 1990, Theory of Nuclear Multifragmentation .2. Posttransition Dynamics, *Nuclear Physics A*, 512 (2), 345-364.

Manisa, K., Atav, U. ve Ogul, R., 2005, VMC calculations of the ground state properties of nuclear matter, *International Journal of Modern Physics E-Nuclear Physics*, 14 (2), 255-267.

Mekjian, A. Z., 1978, Explosive nucleosynthesis, equilibrium thermodynamics, and relativistic heavy-ion collisions, *Phys. Rev. C*, 17, 1051-1070.

Milazzo, P. M., Botvina, A. S., Vannini, G., Bruno, M., Colonna, N., D'Agostino, M., Gramegna, F., Iori, I., Margagliotti, G. V., Mastinu, P. F., Moroni, A. ve Rui, R., 2002, Isotopic composition of fragments in multifragmentation of very large nuclear systems: Effects of the chemical equilibrium, *Physical Review C*, 66 (2).

Mishustin, I. N., 1986, Statistical Break-up of Highly Excited Nuclei, *Nuclear Physics A*, 447, C67-C94.

Muller, H. ve Serot, B. D., 1995, Phase-Transitions in Warm, Asymmetric Nuclear-Matter, *Physical Review C*, 52 (4), 2072-2091.

Mustafa, M. G., Blann, M., Ignatyuk, A. V. ve Grimes, S. M., 1992, Nuclear-Level Densities at High Excitations, *Physical Review C*, 45 (3), 1078-1083.

Müller, H. ve Dreizler, R. M., 1994a, Thomas-Fermi approach to thermal quantum hadrodynamics, *Nucl. Phys. A*, 563, 649-670.

Müller, H. ve Dreizler, R. M., 1994b, Thomas-Fermi approach to thermal quantum hadrodynamics. , *Nucl. Phys. A*, 563, 649-670.

Myers, W. D. ve Swiatecki, W. J., 1966 Nuclear masses and deformations. , *Nucl. Phys.*, 81, 1-60.

Ogul, R., 1998, On the spinodal instabilities at subnuclear densities, *International Journal of Modern Physics E-Nuclear Physics*, 7 (3), 419-424.

Ogul, R. ve Botvina, A. S., 2002, Critical temperature of nuclear matter and fragment distributions in multifragmentation of finite nuclei, *Physical Review C*, 66 (5).

Ogul, R. ve Atav, U., 2003, Investigating the droplet formation in a nucleonic vapor, *Physica Scripta*, 67 (1), 34-36.

Ogul, R., Buyukcizmeci, N. ve Botvina, A. S., 2005, Nuclear fragmentation and critical temperature for the liquid-gas phase transition region, *Nuclear Physics A*, 749, 126c-129c.

Ogul, R., Atav, U., Bulut, F., Buyukcizmeci, N., Erdogan, M., Imal, H., Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N., 2009, Surface and symmetry energies in isoscaling for multifragmentation reactions, *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, 36 (11).

Ogul, R., Botvina, A. S., Atav, U., Buyukcizmeci, N., Mishustin, I. N., Adrich, P., Aumann, T., Bacri, C. O., Barczyk, T., Bassini, R., Bianchin, S., Boiano, C., Boudard, A., Brzychczyk, J., Chbihi, A., Cibor, J., Czech, B., De Napoli, M., Ducret, J. E., Emling, H., Frankland, J. D., Hellstrom, M., Henzlova, D., Imme, G., Iori, I., Johansson, H., Kezzar, K., Lafriakh, A., Le Fevre, A., Le Gentil, E., Leifels, Y., Luhning, J., Lukasik, J., Lynch, W. G., Lynen, U., Majka, Z., Mocko, M., Muller, W. F. J., Mykulyak, A., Orth, H., Otte, A. N., Palit, R., Pawlowski, P., Pullia, A., Raciti, G., Rapisarda, E., Sann, H., Schwarz, C., Sfienti, C., Simon, H., Summerer, K., Trautmann, W., Tsang, M. B., Verde, G., Volant, C., Wallace, M., Weick, H., Wiechula, J., Wieloch, A. ve Zwieglinski, B., 2011, Isospin-dependent multifragmentation of relativistic projectiles, *Physical Review C*, 83 (2).

Ono, A. ve ark., 2003, Isospin fractionation and isoscaling in dynamical simulations of

nuclear collisions, *Phys.Rev. C*, 68, , 051601.

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., Hsi, W. C., Beaulieu, L., Viola, V. E., Botvina, A., Korteling, R. G., Laforest, R., Martin, E., Ramakrishnan, E., Rowland, D., Ruangma, A., Winchester, E., Yennello, S. J., Back, B., Breuer, H., Gushue, S. ve Remsberg, L. P., 2002, Breakup time scale studied in the 8 GeV/c pi(-)+Au-197 reaction, *Physical Review C*, 65 (6).

Pochodzalla, J., 1997, The search for the liquid-gas phase transition in nuclei, *Particle and Nuclear Physics, Vol 39*, 39, 443-501.

Raduta, A. H. ve Raduta, A. R., 2000, Microcanonical studies concerning the recent experimental evaluations of the nuclear caloric curve, *Physical Review C*, 61 (3).

Randrup, J. ve Koonin, S. E., 1981, The Disassembly of Nuclear-Matter, *Nuclear Physics A*, 356 (1), 223-234.

Randrup, J. ve Koonin, S. E., 1987, Microcanonical Simulation of Nuclear Multifragmentation, *Nuclear Physics A*, 471 (1-2), C355-C370.

Ravenhall, D. G., Pethick, C. J. ve Lattimer, J. M., 1983a, Nuclear Interface Energy at Finite Temperatures, *Nuclear Physics A*, 407 (3), 571-591.

Ravenhall, D. G., Pethick, C. J. ve Wilson, J. R., 1983b, Structure of Matter Below Nuclear Saturation Density, *Physical Review Letters*, 50 (26), 2066-2069.

Reisdorf, W. ve Ritter, H. G., 1997, Collective flow in heavy-ion collisions, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 47, 663-709.

Reisdorf, W., Andronic, A., Averbeck, R., Benabderrahmane, M. L., Hartmann, O. N., Herrmann, N., Hildenbrand, K. D., Kang, T. I., Kim, Y. J., Kis, M., Koczon, P., Kress, T., Leifels, Y., Merschmeyer, M., Piasecki, K., Schuttauf, A., Stockmeier, M., Barret, V., Basrak, Z., Bastid, N., Caplar, R., Crochet, P., Dupieux, P., Dzelalija, M., Fodor, Z., Gasik, P., Grishkin, Y., Hong, B., Kecskemeti, J., Kirejczyk, M., Korolija, M., Kotte, R., Lebedev, A., Lopez, X., Matulewicz, T., Neubert, W., Petrovici, M., Rami, F., Ryu, M. S., Seres, Z., Sikora, B., Sim, K. S., Simion, V., Siwek-Wilczynska, K., Smolyankin, V., Stoicea, G., Tyminski, Z., Wisniewski, K., Wohlfarth, D., Xiao, Z. G., Xu, H. S., Yushmanov, I. ve Zhilin, A., 2010, Systematics of central heavy ion collisions in the 1A GeV regime, *Nuclear Physics A*, 848 (3-4), 366-427.

Rejmund, F., Ignatyuk, A. V., Junghans, A. R. ve Schmidt, K. H., 2000, Pair breaking and even-odd structure in fission-fragment yields, *Nuclear Physics A*, 678 (3), 215-234.

Röpke, G., Münchov, L. ve Schulz, H., 1982, Particle clustering and Mott transitions in nuclear matter at finite temperature (I). Method anf general aspect., *Nucl. Phys. A*, 379, 536-552.

Sauer, G., Chandra, H. ve Mosel, U., 1976, Thermal properties of nuclei, *Nucl. Phys. A*, 264, 221-243.

Scharenberg, R. P., Srivastava, B. K., Albergo, S., Bieser, F., Brady, F. P., Caccia, Z., Cebra, D. A., Chacon, A. D., Chance, J. L., Choi, Y., Costa, S., Elliott, J. B., Gilkes, M. L., Hauger, J. A., Hirsch, A. S., Hjort, E. L., Insolia, A., Justice, M., Keane, D., Kintner, J. C., Lindenstruth, V., Lisa, M. A., Matis, H. S., McMahan, M., McParland, C., Muller, W. F. J., Olson, D. L., Partlan, M. D., Porile, N. T., Potenza, R., Rai, G., Rasmussen, J., Ritter, H. G., Romanski, J., Romero, J. L., Russo, G. V., Sann, H., Scott, A., Shao, Y., Symons, T. J. M., Tincknell, M., Tuve, C., Wang, S., Warren, P., Wieman, H. H., Wienold, T., Wolf, K. ve Collaboration, E., 2001, Comparison of 1A GeV Au-197+C data with thermodynamics: The nature of the phase transition in nuclear multifragmentation, *Physical Review C*, 64 (5).

Scheidenberger, C., Pshenichnov, I. A., Sümmerer, K., Ventura, A., Bondorf, J. P., Botvina, A. S., Mishustin, I. N., Boutin, D., Datz, S., Geissel, H., Grafström, P., Knudsen, H., Krause, H. F., Lommel, B., Møller, S. P., Münzenberg, G., Schuch, R. H., Uggerhøj, E., Uggerhøj, U., Vane, C. R., Vilakazi, Z. Z. ve Weick, H., 2004, Charge-changing interactions of ultrarelativistic Pb nuclei, *Phys. Rev. C*, 70,, 014902.

Schlagel, T. J. ve Pandharipande, V. R., 1987, Classical Simulations of Heavy-Ion Collisions, *Physical Review C*, 36 (1), 162-180.

Schmidt, K. H., Brohm, T., Clerc, H. G., Dornik, M., Fauerbach, M., Geissel, H., Grewe, A., Hanelt, E., Junghans, A., Magel, A., Morawek, W., Munzenberg, G., Nickel, F., Pfutzner, M., Scheidenberger, C., Summerer, K., Vieira, D., Voss, B. ve Ziegler, C., 1993, Distribution of Ir and Pt Isotopes Produced as Fragments of 1 a Gev Au-197 Projectiles - a Thermometer for Peripheral Nuclear Collisions, *Physics Letters B*, 300 (4), 313-316.

Schmidt, K. H., Steinhauser, S., Bockstiegel, C., Grewe, A., Heinz, A., Junghans, A. R., Benlliure, J., Clerc, H. G., de Jong, M., Muller, J., Pfutzner, M. ve Voss, B., 2000, Relativistic radioactive beams: A new access to nuclear-fission studies, *Nuclear Physics A*, 665 (3-4), 221-267.

Schuttauf, A., Kunze, W. D., Worner, A., BegemannBlaich, M., Blaich, T., Bowman, D. R., Charity, R. J., Cosmo, A., Ferrero, A., Gelbke, C. K., Gross, C., Hsi, W. C., Hubele, J., Imme, G., Iori, I., Kempter, J., Kreutz, P., Kunde, G. J., Lindenstruth, V., Lisa, M. A., Lynch, W. G., Lynen, U., Mang, M., Mohlenkamp, T., Moroni, A., Muller, W. F. J., Neumann, M., Ocker, B., Ogilvie, C. A., Peaslee, G. F., Pochodzalla, J., Raciti, G., Rosenberger, F., Rubehn, T., Sann, H., Schwarz, C., Seidel, W., Serfling, V., Sobotka, L. G., Stroth, J., Stuttge, L., Tomasevic, S., Trautmann, W., Trzcinski, A., Tsang, M. B., Tucholski, A., Verde, G., Williams, C. W., Zude, E. ve Zwieglinski, B., 1996, Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies, *Nuclear Physics A*, 607 (4), 457-486.

Senger, P., 2004, Particle production in heavy-ion collisions, *Progress in Particle and Nuclear Physics, Vol 53, No 1*, 53 (1), 1-23.

Serot, B. D. ve Walecka, J. D., 1986, The Relativistic Nuclear Many-Body Problem, *Advances in Nuclear Physics*, 16, 1-320.

Shetty, D. V., Yennello, S. J. ve Souliotis, G. A., 2007, Density dependence of the symmetry energy and the nuclear equation of state: A dynamical and statistical model perspective (vol 76, pg 024606, 2007), *Physical Review C*, 76 (3).

Siemens, P. J., 1983, Liquid-Gas Phase-Transition in Nuclear-Matter, *Nature*, 305 (5933), 410-412.

Sneppen, K., 1987, Partitioning of a 2 Component Particle System and the Isotope Distribution in Nuclear Fragmentation, *Nuclear Physics A*, 470 (1), 213-229.

Sneppen, K. ve Donangelo, R., 1989, Coarse Graining of Microscopic Variables in the Minimal Information Approach, *Physical Review C*, 39 (1), 263-264.

Souliotis, G. A., Veselsky, M., Chubarian, G., Trache, L., Keksis, A., Martin, E., Shetty, D. V. ve Yennello, S. J., 2003, Enhanced production of neutron-rich rare isotopes in peripheral collisions at Fermi energies, *Physical Review Letters*, 91 (2).

Souliotis, G. A., Botvina, A. S., Shetty, D. V., Keksis, A. L., Jandel, M., Veselsky, M. ve Yennello, S. J., 2007, Tracing the evolution of the symmetry energy of hot nuclear fragments from the compound nucleus towards multifragmentation, *Physical Review C*, 75 (1).

Steinhauser, S., Benlliure, J., Bockstiegel, C., Clerc, H. G., Heinz, A., Grewe, A., de Jong, M., Junghans, A. R., Muller, J., Pfutzner, M. ve Schmidt, K. H., 1998, Odd-even effects observed in the fission of nuclei with unpaired protons, *Nuclear Physics A*, 634 (1-2), 89-111.

Stocker, W. ve Burzlaff, J., 1973, Liquid-drop description of the nuclear excitation energy, *Nucl. Phys. A*, 202, 265-273.

Stöckher, W. ve Burzlaff, J., 1973, Liquid-drop description of the nuclear excitation energy, *Nucler Physics A*, 202, 265-273.

Summerer, K. ve Blank, B., 2000, Modified empirical parametrization of fragmentation cross sections, *Physical Review C*, 61 (3).

Suraud, E., 1987, Semiclassical Calculations of Hot Nuclei, *Nuclear Physics A*, 462 (1), 109-149.

Tolstov, K. D., 1984, Inelastic interactions of hadrons and nuclei at high energies, *Alma-Ata*.

Toneev, V. D., Amelin, N. S., Gudima, K. K. ve Sivoklokov, S. Y., 1990, Dynamics of Relativistic Heavy-Ion Collisions, *Nuclear Physics A*, 519 (1-2), C463-C478.

Trautmann, W., 2001, Hot fragmentation of nuclei, *Nuclear Physics A*, 685, 233c-245c.

Trautmann, W., Adrich, P., Aumann, T., Bacri, C. O., Barczyk, T., Bassini, R., Bianchin, S., Boiano, C., Botvina, A. S., Boudard, A., Brzychczyk, J., Chbihi, A., Cibor, J., Czech, B., De Napoli, M., Ducret, J. E., Emling, H., Frankland, J. D., Hellstrom, M., Henzlova, D., Imme, G., Iori, I., Johansson, H., Kezzar, K., Lafriakh, A., Le Fevre, A., Le Gentil, E., Leifels, Y., Luhning, J., Lukasik, J., Lynch, W. G., Lynen, U., Majka, Z., Mocko, M., Muller, W. F. J., Mykulyak, A., Orth, H., Otte, A. N., Palit, R., Pawlowski, P., Pullia, A., Raciti, G., Rapisarda, E., Sann, H., Schwarz, C., Sfienti, C., Simon, H., Summerer, K., Tsang, M. B., Verde, G., Volant, C., Wallace, M., Weick, H., Wiechula, J., Wieloch, A. ve Zwieglinski, B., 2008, N/Z Dependence of Projectile Fragmentation, *International Journal of Modern Physics E-Nuclear Physics*, 17 (9), 1838-1849.

Tsang, M. B., Liu, T. X., Shi, L., Danielewicz, P., Gelbke, C. K., Liu, X. D., Lynch, W. G., Tan, W. P., Verde, G., Wagner, A., Xu, H. S., Friedman, W. A., Beaulieu, L., Davin, B., de Souza, R. T., Larochelle, Y., Lefort, T., Yanez, R., Viola, V. E., Charity, R. J. ve Sobotka, L. G., 2004, Isospin diffusion and the nuclear symmetry energy in heavy ion reactions, *Physical Review Letters*, 92 (6).

Tsang, M. B., Zhang, Y. X., Danielewicz, P., Famiano, M., Li, Z. X., Lynch, W. G. ve Steiner, A. W., 2009, Constraints on the Density Dependence of the Symmetry Energy, *Physical Review Letters*, 102 (12).

Typel, S., Ropke, G., Klahn, T., Blaschke, D. ve Wolter, H. H., 2010, Composition and thermodynamics of nuclear matter with light clusters, *Physical Review C*, 81 (1).

Urbon, J. A., Kaufman, S. B., Henderson, D. J. ve Steinberg, E. P., 1980, Angular and Energy-Distributions of Na-24 Fragments Formed by the Reaction of 11.5-Gev Protons with Au-197, *Physical Review C*, 21 (3), 1048-1055.

Weisskopf, V., 1937, Statistics and nuclear reactions. , *Phys. Rev. Lett.*, 52, 295-303.

Williams, C., Lynch, W. G., Schwarz, C., Tsang, M. B., Hsi, W. C., Huang, M. J., Bowman, D. R., Dinius, J., Gelbke, C. K., Handzy, D. O., Kunde, G. J., Lisa, M. A., Peaslee, G. F., Phair, L., Botvina, A., Lemaire, M. C., Souza, S. R., VanBuren, G., Charity, R. J., Sobotka, L. G., Lynen, U., Pochodzalla, J., Sann, H., Trautmann, W., Fox, D., deSouza, R. T. ve Carlin, N., 1997, Fragment distributions for highly charged systems, *Physical Review C*, 55 (5), R2132-R2136.

Zhang, Z. W., Bao, S. S., Hu, J. N. ve Shen, H., 2014, Symmetry energy of hot nuclei in the relativistic Thomas-Fermi approximation, *Physical Review C*, 90 (5).

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı	**:**	Hamide AVCI (İMAL)
Uyruğu	**:**	T.C.
Doğum Yeri ve Tarihi	**:**	Çankırı-1985
Telefon	**:**	0332 223 18 51
Faks	**:**	
e-mail	**:**	himal@selcuk.edu.tr

EĞİTİM

Derece		**Adı, İlçe, İl**	**Bitirme Yılı**
Lise	:	Çankırı Anadolu Lisesi	2003
Üniversite	:	Selçuk Üniversitesi	2007
Yüksek Lisans	:	Selçuk Üniversitesi	2009
Doktora	:	Selçuk Üniversitesi	2016

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	**Kurum**	**Görevi**
2011	Selçuk Üniversitesi	Araştırma Görevlisi

YABANCI DİLLER : İngilizce

YAYINLAR

1. R. Ogul, U. Atav, F. Bulut, N. Buyukcizmeci, M. Erdogan, H. Imal, A. S. Botvina, I. N. Mishustin, "Surface and symmetry energies in isoscaling for multifragmentation reactions" Jour. of Phys. G: Nuclear and Particle Physics 36 (2009) 115106. (Yüksek Lisans tezinden yapılmıştır)

2. M. Erdogan, N. Buyukcizmeci, F. Bulut, H. Imal and R. Ogul (In collaboration with A. S.Botvina). ''Modifications in Symmetry Energy for Nuclear Matter''. Turkish Physical Society 27TH International Physics Congress-2010. 741pp, September 14-17, 2010, İstanbul Türkiye (Yüksek Lisans tezinden yapılmıştır)

3. N. Buyukcizmeci, F. Bulut, M. Erdogan, H. Imal, R. Ogul, A. S. Botvina, I.N. Mishustin, "Investigating the isotopic effects in nuclear fragmentation", Acta Phys. Pol. B 42 (2011) 697. (Yüksek Lisans tezinden yapılmıştır)

4. M. Erdogan, N. Büyükcizmeci, F. Bulut, H. Imal, R.Ogul, "Modifications in symmetry energy for nuclear matter" Balkan Physics Letters, BPL, 20, 201017, pp. 155-158 (2012) (Yüksek Lisans tezinden yapılmıştır)

5. N. Buyukcizmeci, H. Imal, R. Ogul, A.S. Botvina, I. N. Mishustin, "Isotopic yields and symmetry energy in nuclear multifragmentation reactions", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 39 (2012**)** 115102. (Doktora tezinden yapılmıştır)

6. H. Imal, A. Ergun, N. Buyukcizmeci, R Ogul, A.S. Botvina, W. Trautmann, "Theoretical study of projectile fragmentation in the Sn-112+Sn-112 and Sn-124+Sn-124 reactions at 1GeV/nucleon", Phys. Rev. C 91 (2015) 034605. (Doktora tezinden yapılmıştır)

7. R. Ogul, H. Imal, A. Ergun, N. Buyukcizmeci, A. S. Botvina, W. Trautmann, "Theoretical Study of Projectile Fragmentations in Relativistic Heavy-Ion Reactions", EPJ Web of Conferences 93, 02022 (2015) http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/ 20159302022. (Doktora tezinden yapılmıştır)

8. N. Buyukcizmeci, A. Ergun, H. Imal, R. Ogul, A.S. Botvina, "„Investigation of isotope composition of nuclear fragments with angular momentum and Coulomb effects in peripheral Kr-84+Sn-112, Sn-124 collisions at 35 A MeV", Nuclear Science and Techniques, 26 (2015) S20507.

9. A. Ergun, H. Imal, N. Buyukcizmeci, R Ogul, A.S. Botvina, "Influence of angular momentum and Coulomb interaction of colliding nuclei on their multifragmentation" Phys.Rev. C, 92 (2015) 014610,

10. R. Ogul, N. Buyukcizmeci, A.Ergun, H. Imal, A.S. Botvina, "Projectile Fragmentation in Nuclear Reactions at Fermi Energies" Acta Physica Polonica B . Vol.8. (2015) DOI:10.5506/APhysPolBSupp.8.1001

11. H. Imal, N. Buyukcizmeci, Ogul, R., "Nuclear symmetry energy in charge and isotopic distributions", 10th International Conference on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics (CLUSTER'12), MTA Inst Nucl Res, Debrecen, HUNGARY Sep 24-28, 2012, Book Series: Journal of Physics Conference Series 436 (2013) UNSP 012078, DOI: 10.1088/1742-6596/436/1/012078.

Yabancı Dilde Sözlü Sunulan ve Özeti Yayınlananlar

1. N. Buyukcizmeci, A.S. Botvina, A. Ergun, H. Imal, R. Ogul, "Isotopic compositions in projectile fragmentation at Fermi energies", International School of Nuclear Physics 37th Course Probing Hadron Structure with Lepton and Hadron Beams Erice-Sicily, September 16-24 2015

2. A. Ergun, H. Imal, N. Buyukcizmeci, R. Ogul, A.S. Botvina, "Statistical features of fragmentation in heavy-ion collisions and the fragment symmetry energy", NUFRA2015 Fifth International Conference on Nuclear Fragmentation From Basic Research to applications 4-11 October 2015, Kemer, Türkiye

Yabancı Dilde Poster Olarak Sunulan ve Özeti Yayınlananlar

1. F. Bulut and H. Imal (In collaboration with R. Ogul, U.Atav, A. S. Botvina, N. Büyükçizmeci, M. Erdogan, N. Eren, I. N.Mishustin, W. Trautmann). ''Surface and

Symmetry Energies in Isoscaling forMultifragmentation Reactions''. International Conference on NuclearFragmentation From Basic Research to Applications, 40pp, September 27- Octaber4, 2009, Kemer/Antalya/TÜRKİYE. (Yüksek Lisans tezinden yapılmıştır)

2. R. Ogul, N. Buyukcizmeci, H. Imal, N. Eren, M. Erdogan "What we understand from heavy ion collisions". RETUNE12, Relaxation, Turbulence, and Non-equilibrium Dynamics of Matter Fields, 21- 24 June 2012, Heidelberg, Germany.

3. A.Ergun**,** H. İmal, N. Buyukcizmeci, R. Ogul, A.S.Botvina, "Influence of Angular Momentum and Coulomb Proximity on Fragment Production in Heavy-ion Collisions at Fermi Energies" Fourth International Conference on Nuclear Fragmantation-From Basic Research to Application, NUFRA2013, September 29-October 6 2013, Kemer, Türkiye, www.uni-frankfurt.de/historical/nufra2013/

4. H. İmal, A.Ergun, N. Buyukcizmeci, R. Ogul, A.S. Botvina, "Theoretical study of fragmentation products in the reactions 112Sn + 112Sn and 124Sn +124Sn at 1 A GeV" Fourth International Conference on Nuclear Fragmantation-From Basic Research to Application, NUFRA2013, September 29-October 6 2013, Kemer, Türkiye, www.unifrankfurt.de/historical/nufra2013/ (Doktora tezinden yapılmıştır)

5. A. Ergun, H. Imal, N. Buyukcizmeci, R. Ogul, A.S. Botvina, "Some results on theoretical analysis of FAZIA experiment" NUFRA2015 Fifth International Conference on Nuclear Fragmentation From Basic Research to applications 4-11 October 2015, Kemer, Türkiye