



T.C.

SELÇUK ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NÜKLEER PARÇALANMADA OLUŞAN PARÇACIKLARIN ORTALAMA NÖTRON-PROTON SAYISI ORANINA SİMETRİ ENERJİSİNİN ETKİLERİ

Saadet Derya İNCİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

TEMMUZ-2011
KONYA
Her Hakkı Saklıdır

TEZ KABUL VE ONAYI

Saadet Derya İNCİ tarafından hazırlanan "NÜKLEER PARÇALANMADA OLUŞAN PARÇACIKLARIN ORTALAMA NÖTRON-PROTON SAYISI ORANINA SİMETRİ ENERJİSİNİN ETKİLERİ" adlı tez çalışması 14/07/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda YÜKSEK LİSANS olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri	**İmza**
Başkan Prof. Dr. Rıza OĞUL	
Danışman Yrd. Doç. Dr. Mehmet ERDOĞAN	
Üye Yrd. Doç. Dr. Ahmet SARIKOÇ	

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Bayram SADE
FBE Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

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

DECLARATION PAGE

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

İmza

Saadet Derya İNCİ

Tarih: 15/07/2011

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

NÜKLEER PARÇALANMADA OLUŞAN PARÇACIKLARIN ORTALAMA NÖTRON-PROTON SAYISI ORANINA SİMETRİ ENERJİSİNİN ETKİLERİ

Saadet Derya İNCİ

Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Mehmet ERDOĞAN

2011, 48 Sayfa

Jüri
Yrd. Doç. Dr. Mehmet ERDOĞAN
Prof. Dr. Rıza OĞUL
Yrd. Doç. Dr. Ahmet SARIKOÇ

Nükleer parçalanma reaksiyonları son yıllarda önemli bir ilgi çekmektedir . Bu çalışmada, İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli kullanılarak ^{124}Sn + ^{124}Sn ve ^{112}Sn + ^{112}Sn MSU merkezi çarpışma reaksiyonlarında kullanılan ^{124}Sn ve ^{112}Sn çekirdeklerinin ve çarpışma anında oluştuğu düşünülen ve aynı <N>/Z oranlarına sahip keyfi ^{186}X ve ^{168}X çekirdeklerinin parçalanma ürünlerinin ortalama <N>/Z değerleri hesaplandı. Ürün çekirdeklerin <N>/Z değerlerine simetri enerjisinin etkileri incelendi. Hafif izotopik ürünlerin ortalama <N>/Z oranlarının, Z>6 için simetri enerji katsayısı değerlerine karşı duyarlı olduğu gözlendi. Teorik hesaplamalar ile deneysel veriler karşılaştırıldığında simetri enerji katsayısının standart değerine (25 MeV) göre önemli ölçüde düşük değerlerde uyum sağladığı (12-14 MeV civarında) gözlendi. Ayrıca bu çekirdeklerin parçalanması sonucu oluşan ürünlerinin sıcaklıklarının uyarılma enerjisi ile değişimi incelenmiştir.

Anahtar Kelimeler: <N>/Z oranı, simetri enerjisi, kalorik eğri, sıvı-gaz faz geçişi, uyarılma enerjisi

ABSTRACT

MS THESIS

EFFECT OF SYMMETRY ENERGY ON THE MEAN NEUTRON TO PROTON RATIO OF THE FRAGMENTS PRODUCED IN NUCLEAR FRAGMENTATION

Saadet Derya İNCİ

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

Advisor: Asst. Prof. Dr. Mehmet ERDOĞAN

2011, 48 Pages

Jury
Asst. Prof. Dr. Mehmet ERDOĞAN
Prof. Dr. Rıza OĞUL
Asst. Prof. Dr. Ahmet SARIKOÇ

Nuclear fragmentation have attracted great interest in recent years. In this study, the mean neutron-to-proton ratios $< N >/Z$ of the produced fragments of single nuclei ^{124}Sn, ^{112}Sn, and ^{186}X, ^{168}X which are believed to be produced during the central collisions for ^{124}Sn+^{124}Sn and ^{112}Sn+^{112}Sn reactions, are calculated on the basis of the Statistical Multifragmentation Model (SMM) . The effect of symmetry energy coefficient on the mean neutron-to-proton ratios $< N >/Z$ of the produced fragments is investigated. It is seen that $< N >/Z$ values of the fragments are sensitive to the symmetry energy coefficient for the fragments of $Z > 6$. As a result of the comparison of the present results and experimental data it is seen that there is a good agreement for the values of the symmetry energy coefficients 12-14 MeV instead of the Standard value of 25 MeV. Additionally, variations of the temperature with excitation energy are determined for the abovementioned nuclei.

Keywords: mean neutron-to-proton ratio, symmetry energy, caloric curve, liquid-gas phase transition, excitation energy

ÖNSÖZ

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

Bu tezin hazırlanmasında bilgi ve tecrübeleri ile bu konuda çalışmamı öneren ve teşvik eden danışman hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Mehmet ERDOĞAN 'a teşekkür ederim. Ayrıca Prof. Dr. Rıza OĞUL ve Doç. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ' ye ayrı ayrı teşekkürü bir borç bilirim.

Bugüne kadar maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen, bana bugüne kadar hep destek olan Anneme, Babama ve biricik Kardeşime sonsuz sevgimi ve teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca bana her zaman manevi destek veren Abdullah SAĞLAM' a teşekkür ederim.

Saadet Derya İNCİ
KONYA-2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET **1**

ABSTRACT **2**

ÖNSÖZ **3**

İÇİNDEKİLER **4**

1.GİRİŞ **5**

2. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİ (STATISTICAL MULTIFRAGMENTATION MODEL, SMM) **10**

2.1. Modelin Tanıtımı 10
2.2. Nükleer Çok Katlı Parçalanmanın Fiziksel Tanımı 11
2.3. Bozunma Durumlarının Sınıflandırılması 14
2.3.1. Bozunma şekillenimi 14
2.3.2. Parçalanma olayı 16
2.3.3. Parçalanma dağılımı 16
2.4. İstatistik Topluluklar 17
2.4.1. Mikrokanonik topluluk 19
2.5. Parçalanan Bir Sistemin Serbest Enerjisi 20
2.5.1. Serbest enerjinin ayrışması 20
2.5.2. Parçacıkların öteleme hareketi 22
2.5.4. Yüzey serbest enerjisi 24
2.5.5. Çok parçacıklı bir sistemin Coulomb enerjisi 25
2.6. Ayrışmadan Sonra Parçacıkların Davranışları 26

3. NÜKLEER ÇOK KATLI PARÇALANMAYA SİMETRİ ENERJİSİNİN ETKİLERİ **28**

3.1. Simetri Enerjisinin İzotopik Ürünlerin <N>/Z Oranına Etkisi 29
3.2. Orta ve Yüksek Enerjilerde Nükleer Parçalanmanın İncelenmesi 35
3.2.1. Uyarılma enerjisine bağlı olarak sıcaklık değişiminin hesaplanması 35

4. MATERYAL VE METOT **38**

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER **39**

6.KAYNAKLAR **42**

ÖZGEÇMİŞ **48**

1.GİRİŞ

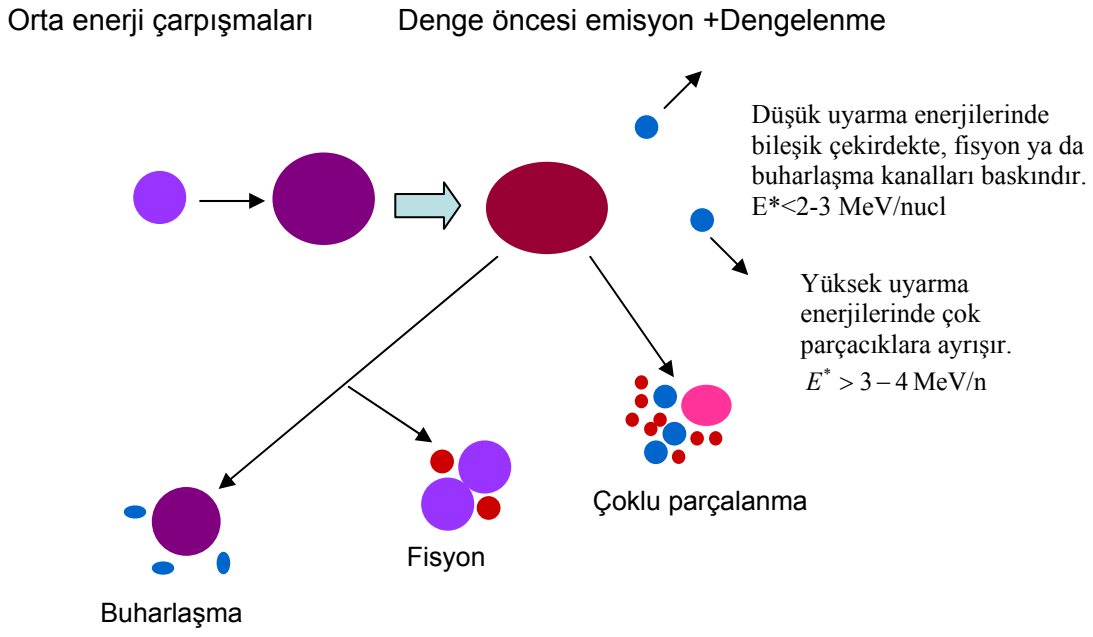
Geçmişten bugüne kadar birçok teorik ve deneysel çalışmalar yapılmış olmasına rağmen atom çekirdeğinin tam olarak tasvirini yapabilmek halen mümkün değildir. Çekirdeği tanımlayabilmek için birçok istatistiksel model geliştirilmiş ve geliştirilmeye devam edilmektedir. Bu modellerin her biri çekirdekle ilgili belli bir alanı inceleyip açıklamaktadır. Modellerin kullanışlılığı ise laboratuarlarda parçacık hızlandırıcılarıyla yapılan deneysel çalışmalardan elde edilen verilerle kıyaslanarak ortaya çıkmaktadır. Bir modelin eksiklikleri, diğer bir model veya modellerle tamamlanabilmektedir.

Çekirdek parçalanmaları nükleer fiziğin temel konularından biri olmakla beraber astrofizikte de önemli bir yer tutmaktadır. Süpernova patlamaları ve büzülmesi, nötron yıldızları ve stellar maddenin dinamiğini çalışmak için nükleer fizikte yapılan deneylerin sonuçları çok önemlidir. Bu çalışmada, çeşitli uyarılma enerjilerinde parçalanan ağır atom çekirdeklerinin parçalanma ürünlerinin oluşumları İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli'ne göre incelendi. 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 çok katlı parçacık üretim teorisi kullanılarak yapılmıştır. Çok-parçacık demet yaklaşımı ilk kez A. Mekjian tarafından istatistiksel termodinamik kullanılarak çalışılmıştır. Bu çalışmada nükleer sıvı damlası modeli üzerine kurulan sıvı-gaz faz geçişleri teorisi kullanılarak nükleer parçalanmanın dinamiği çalışıldı.

Bir çekirdek uyarıldığı zaman (bu iki çekirdeği çarpıştırarak ya da bir çekirdeği proton, nötron ve alfa parçacıkları ile bombardıman ederek yapılabilir) sıcak ve yoğun nükleer madde oluşur. Bu sıcak ve yoğun madde kısa menzilli itici nükleon-nükleon etkileşmeleri sonucunda genişlemeye başlar. Bu genişleme sırasında bu madde belli bir yerde termodinamik dengeye ulaşır ve bunun sonucu olarak sıvı 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 hal denklemi belirlenerek olası sıvı-gaz faz geçişleri araştırılabilir.

Nükleer fizik deneyleri laboratuarlarda modern hızlandırıcılarla yapılmaktadır. Bu hızlandırıcıların parçacıklara kazandırdığı uyarma enerjisi, MeV mertebesi ile birkaç GeV mertebesi aralığında olup orta ve yüksek enerjide ağır iyonlar, pionlar ve yüksek şiddetli proton ışınları üretilebilmektedir. Hedef çekirdek ile hedefe gönderilen çekirdek (projectile nuclei) veya hızlandırılan parçacıkların esnek olmayan (deep-inelastic)

çarpışmaları, nükleer sistemi, nükleer taban durumdan uyarılmış durumdaki ara nükleer sisteme dönüştürebilir. Uyarma enerjisi yeterince yüksekse, çekirdeğin iç özellikleri, özellikle kabuk yapısı önemini kaybeder ve çekirdek veya hadronik maddenin uyarılmış durumdaki özellikleri araştırılabilir. İki iyonun çarpışıp kaynaşması sonucunda sistem termodinamik dengeye ulaşır. Böylece bileşik sıcak çekirdek oluşmuş olur. Standart bileşik çekirdek durumu sadece düşük uyarma enerjilerinde geçerlidir. Çünkü bu durumda hafif parçacıkların buharlaşması ve fisyon kanalları baskındır. Düşük enerjilerde bileşik çekirdekte nükleon başına 1-2 MeV uyarılma enerjisi depo edilir. Hedef çekirdeğe gönderilen çekirdeğin veya hızlandırılmış parçacığın enerjisi arttıkça, bileşik çekirdekte depo edilen uyarılma enerjisi ve bileşik çekirdeğin sıcaklığı da artar. Ayrıca, çarpışma sonucu oluşan bileşik çekirdek sıkışır ve sistemin yoğunluğu artar. Bu yüzden yüksek enerjilerde bileşik çekirdeği, sıkışmış ve sıcak bir ara durum gibi düşünebiliriz. Bu ara durumun hayatta kalma süresi, bileşik çekirdekte depo edilen uyarılma enerjisine ve basıncına bağlıdır. Yüksek uyarılma enerjilerinde, yüksek sıcaklık ve basınçtan dolayı sistem genişleme sürecine girmeden tamamen proton ve nötronlarına ayrışır. Bu durum buharlaşma veya patlama olarak adlandırılabilir. İlk

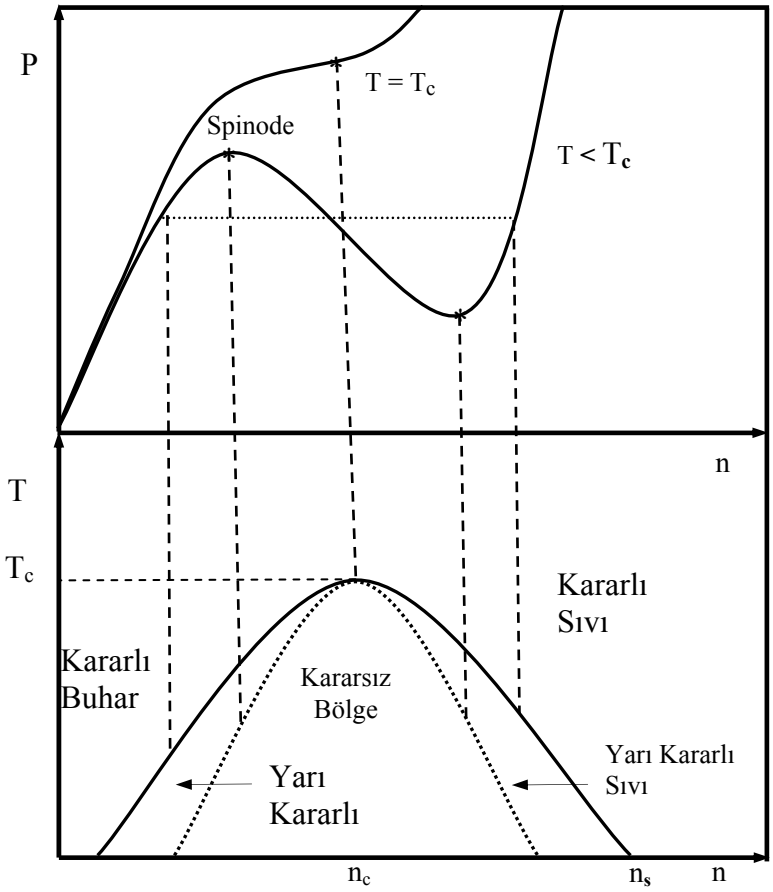


Şekil 1.1. Nükleer reaksiyonlarda istatistiksel denge yaklaşımı denge durumu

sıcaklık ve basınç çok fazla değilse sistem, genişleme süreci sonunda parçalanma yerine irili ufaklı parçalara ayrılır. Bu parçalar nükleer damlalar olarak kabul edilir. Bu olay da nükleer çok katlı parçalanma (‘‘multifragmentation’’) olarak adlandırılır(Bondorf 1976). Nükleer çok katlı parçalanma olayının şematik gösterimi Şekil 1.1’de görülebilir.

Nükleer kuvvetler kısa mesafelerde itici, orta ve uzun mesafelerde çekici olduğundan homojen nükleer maddenin durum denklemi Van der Waals denklemine benzer. Van der Waals denklemine uyan bir sıvı için şematik faz diyagramı Şekil 1.2’de görülmektedir. Nükleer maddenin dinamik davranışı başlangıçtaki sıcaklık ve yoğunluğuna bağlıdır. 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 kolektif enerjiye dönüşür ve madde aniden buharlaşır. Başlangıçta sıcaklık ve yoğunluk pek fazla değilse, belli bir noktadan sonra basınç negatif olduğunda genişleme yavaşlar ve madde normal yoğunluk civarında salınır. Nükleer madde, 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 ve parçalanma (damlacık oluşumu, droplet formation) oluşabilir. Nükleer madde bu bölgede küçük genlikli yoğunluk dalgalanmalarına karşı kararlıdır. Fakat büyük genlikli yoğunluk dalgalanmaları sonucunda nükleer madde irili ufaklı nükleer damlacıkların karışımı şeklini alır. Damlalar arası etkileşmelerin kargaşalı olarak geliştiğini kabul edersek, donma hacminde nükleer damlalardan oluşan sıvı faz ile nükleonlardan oluşan gaz fazın termodinamik denge halinde bulunduğunu düşünebiliriz. Sonuç olarak, çok katlı parçalanma olayı sonlu bir nükleer sistemin sıvı-gaz faz geçişinin bir belirtisi olarak ele alınabilir. Dolayısıyla, uyarılmış nükleer maddede bir sıvı-gaz faz geçişi düşünülerek parçalanma olayı çalışılabilir (Jaqaman ve ark. 1983, Curtin ve ark. 1983, Siemens 1983, Goodman ve ark. 1984).

Termodinamiksel olarak kararsız bölgedeki nükleer maddenin özellikleri, damlalar arası etkileşmeler hesaba katılarak istatistik mekaniğin temel prensiplerine göre incelenebilir. Bunun için sistemin mikrokanonik dağılım fonksiyonunun bulunması gerekir. Belli bir enerjide ve belli sayıda parçacıktan oluşan bir sistem düşünülürse, bu sistemin mikrokanonik dağılım fonksiyonu hesaplanarak bütün termodinamik ve istatistiksel özellikleri ortaya çıkarılabilir. ALADIN deneylerinin verilerine göre yüksek



Şekil 1.2. Van der Waals sıvısı için şematik faz diyagramı

enerjilerdeki yüzeysel çekirdek-çekirdek reaksiyonlarında kaynağın çok katlı parçalanması hakkında öğretici bilgiler sağlanmıştır (Schüttauf ve ark. 1996).

Coulomb etkileşiminin ihmal edildiği ve termodinamik denge şartının sağlandığı sonsuz nükleer madde tanımı gerçekçi değildir. Bunun sebebi de gerçek nükleer sistemlerin birkaç yüz nükleondan oluşan sonlu sistemler olmasıdır. Bu yüzden sonlu parçacık etkileri faz geçişlerinde önemli değişmelere neden olur. Ayrıca, gerçekçi bir hesaplamada yüzey ve Coulomb etkileri dikkate alınmalıdır. Son yirmi yıldır 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. 1983, Ogul ve Atav 2003, Manisa ve ark. 2005, Botvina ve ark. 2006, Erdoğan M. Doktora Tezi 2007, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya, Büyükçizmeci N. 2005, Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya).

Çekirdeğin çok katlı parçalanması üzerine yapılan çalışmaların başlıca iki amaca hizmet ettiğine inanılır. Bunlardan birincisi, bu reaksiyonların daha iyi tanımlanması ve genel anlamıyla ilişkilidir. Bu reaksiyonların % 10-15 kadarı yüksek enerjili hadron-

çekirdek çarpışmaları ve yaklaşık bunun iki katı da çekirdek-çekirdek çarpışmalarıdır. İkincisi, çok katlı parçalanma reaksiyonu, sıcak parçacıkların özelliklerini, $\rho \approx (0{,}1-0{,}3)\,\rho_0$ yoğunluklarda (normal nükleer madde yoğunluğu, $\rho_0 \approx 0{,}15\,\mathrm{fm}^{-3}$) ve nükleer maddenin donma hacmine ulaşmasının beklendiği $T \approx 3-8\,\mathrm{MeV}$ civarındaki sıcaklıklardaki faz diyagramını çalışmak için deneysel bir vasıta olarak göz önünde bulundurulabilir. Çok katlı parçalanma, sıcak ortamda çekirdekteki değişimleri belirlemek için ve faz diyagramının bu bölümünü araştırmak için bir olanak sağlar. Bu ikinci nokta birçok astrofiziksel uygulamalar için çok önemlidir. Özellikle, Supernova II tipi patlamalar esnasındaki süreçleri ve nötron yıldızlarının oluşumu için oldukça önemlidir(Bethe 1990, Botvina ve Mishustin 2004, Botvina ve Mishustin 2005).

Bu çalışmada, nükleer parçalanmanın modellenmesinde, oldukça başarılı olan İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullanılmıştır (Bondorf ve ark. 1982-95). Tezin birinci bölümünde sunulan girişten sonra ikinci bölümünde modelin temel özellikleri tanıtıldı. Üçüncü bölümde, SMM kullanılarak, MSU' da ^{124}Sn + ^{124}Sn ve ^{112}Sn + ^{112}Sn merkezi ve yanal çarpışma deneylerinde kullanılan ^{124}Sn ve ^{112}Sn tek çekirdekleri ile sırasıyla aynı N/Z oranlarına sahip keyfi ^{186}X ve ^{168}X çekirdekleri kullanılarak, farklı uyarma enerjileri için simetri enerjisinin, nükleer parçalanma sonucu oluşan izotopik ürünlerin <N>/Z oranlarına etkileri incelendi. Hesaplamalar Z=1-10 aralığındaki sıcak ve soğuk hafif parçacıklar için incelendi. Ayrıca N/Z oranı 1,48 olan nötron zengin ^{124}Sn ve N/Z oranı 1,24 olan nötron fakir ^{112}Sn tek çekirdekleri ve bu çekirdeklerle aynı N/Z oranına sahip keyfi ^{186}X ve ^{168}X çekirdekleri için nükleon başına uyarma enerjisinin sıcaklığa bağlı değişim grafiği(kalorik eğri) gösterildi. Dördüncü bölümde ise elde edilen sonuçlar MSU deneysel verileriyle karşılaştırılıp tartışılarak sunulmuştur.

2. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİ (STATISTICAL MULTIFRAGMENTATION MODEL, SMM)

2.1. Modelin Tanıtımı

Çok sayıda nükleer parçacığın oluştuğu nükleer parçalanma süreci ağır çekirdeklerin orta ve yüksek enerjili protonlarla yaptığı reaksiyonların sonucunda keşfedildi(Barashenkov ve ark. 1959, Perfilov ve ark. 1962, Tolstov 1984). Benzer olaylar, kozmik ışınlardaki ağır iyonların foto-emilsiyonla etkileşimlerinde ve pion-çekirdek reaksiyonlarında gözlendi(Gagarin ve ark. 1970, Gagarin ve ark. 1975, Gutborg 1978). Seksenli yıllarda nükleer parçalanma çalışmaları orta enerjilerdeki ağır iyon reaksiyonları ile başladı(Goodman ve ark. 1984).

Son yıllarda kurulan modern çekirdek hızlandırıcılarında yapılan, çekirdek-çekirdek ve hadron-çekirdek reaksiyonları sonucunda nükleer parçacık üretimi hakkında zengin deneysel bilgiler toplanmıştır. Şimdi yalnızca kütle ve yükün enerjiye bağlı dağılımlarına değil aynı zamanda farklı bağlantı fonksiyonları verilerine de ulaşılabiliyor. Parçalanmada farklı modellere dayanan böyle verilerin sistematik analizi teorik fizikçiler için büyük önem taşımaktadır.

Son 30 yılda nükleer parçalanma için çok çeşitli modeller önerilmiştir. Modellerdeki çok çeşitlilik, çalışılan olayın karmaşık karakterini yansıtır. 80'li yıllardan buyana yapılan çalışmalar, hiçbir modelin orta ve yüksek enerjideki bir reaksiyonda çok uyarılmış nükleer sistemlerin bozunma, oluşum ve gelişiminin yeterli tarifini tek başına vermediğini gösterir. Reaksiyonun seçilen bazı özelliklerini tanımlayan çeşitli yaklaşımları geliştirmek problemi çözmek için en uygun yol gözükmektedir. Buna göre her bir teorik modelin sonuçları ile deneysel sonuçlar sistematik olarak karşılaştırılmalıdır.

Şimdi çoğunlukla Copenhagen Modeli olarak adlandırılan SMM, Bondorf ve ark. (1985), Botvina ve ark. (1985), Mishustin (1985), Barz ve ark. (1986), Botvina ve ark. (1986), Botvina ve ark. (1987), Sneppen (1987), Sneppen ve Donangelo (1989) nun 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 çözümle gerçekleştirilmiştir.

Sonlu nükleer sistemler için uygun olan istatistiksel parçalanma modelleri, J. Randrup ve arkadaşları (Fai ve Randrup 1983, Lopez ve Randrup 1990) ve D.H.E. Gross ve arkadaşları (Gross 1984, Zhang ve ark. 1987, Gross ve Massmann 1987, Gross 1990) tarafından da geliştirilmiştir. Modelin böyle versiyonları; sayısal hesaplama metotları, bireysel parçacıkların tanımı ve istatistiksel topluluğun seçiminde farklılık gösterir. Yine de istatistik modeller farklılıklardan daha çok ortak özelliklere sahiptirler.

2.2. Nükleer Çok Katlı Parçalanmanın Fiziksel Tanımı

Nükleer parçacıkların oluşum süreci 3 alt bölüme ayrılarak incelenir.

a) Orta düzeyde uyarılmış nükleer sistemin oluşumu
b) Sistemin genişlemesi ve bireysel parçacıkların ayrışması
c) Sıcak birincil parçacıkların yeniden uyarılması

İki ağır iyon orta enerjilerde çarpıştığında ya da çekirdeğin yüksek enerjili hafif parçacıklarla bombardıman edilmesi sonucunda sıcak ve sıkışmış bir nükleer madde oluşur. Bu orta enerjili iki çekirdeğin çarpışması, yüksek enerjili bir hadron-çekirdek etkileşimi veya çekirdek içinde bir antinükleonun yok olması bile olabilir. 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 parçacıkları yayınlayarak (buharlaşarak) soğur ve nükleer parçacıklar ortaya çıkarlar(cold fragments). Hesaplamalara göre (Ravenhall ve ark. 1983), $\rho < \rho_0/2$ de nükleonlarla sarılmış damlacıkların fazı gerçekleşirken, $\rho_0/2 < \rho < \rho_0$ da gaz (bubble-kabarcık) faz oluşur. İç basınç yeterince büyük değilse sistem çatlama (cracking) noktasına ulaşamaz ve biraz genişledikten sonra tekrar bir kabarcık oluşturacak şekilde sıkışır. Sistem, salınımlar yaparak uyarılma enerjisini salar ve buharlaşır ya da fisyona

uğrar. Bu yeterince uzun yaşam süreli duruma bileşik çekirdek (compound nucleus) denir. Standart bileşik çekirdek durumu sadece düşük uyarma enerjilerde geçerlidir. Çünkü bu durumda hafif parçacıkların buharlaşması ve fisyon kanalları baskındır. Bununla birlikte bu durum, çekirdek hızlı bir biçimde çok sayıda parçacıklara bozunduğundan yüksek uyarma enerjilerinde ($E^* \geq 2-3\,\mathrm{MeV/nükleon}$) uygulanabilir değildir. Çoğu deneyde (De Sauza ve ark. 1991, Bowman ve ark. 1991, Hubele ve ark. 1992, Botvina ve ark. 1995, D'Agistino ve ark. 1996, Xi ve ark. 1997, Scharenberg ve ark. 2001, Pienkowski ve ark. 2002, Bellaize ve ark. 2002, Avdeyev ve ark. 1998, Avdeyev 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.

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 yüzeysel ağır iyon reaksiyonları için birkaç 100 fm/c kadar uzun olabilir(hadron-çekirdek, merkezcil olmayan çekirdek- çekirdek çarpışmaları sonucunda).

"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 (çok katlılık, ''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 $\rho_0 \sim 0.15$ fm^{-3} dengedeki çekirdek yoğunluğudur.

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 geriye kalan iş, 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

2.3. Bozunma Durumlarının Sınıflandırılması

2.3.1. Bozunma şekillenimi

Bozunma şekillenimi J. Randrup ve S. E. 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 kullanılabilir. 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.

$$F: \left\{A_i, Z_i, \vec{P}_i, \varepsilon_i, \vec{s}_i, \vec{r}_i, 1 \le M\right\} \qquad (2.1)$$

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

$$A_F = \sum_{i=1}^{M} A_i = A_0 \qquad \text{ve} \qquad Z_F = \sum_{i=1}^{M} Z_i = Z_0 \qquad (2.2)$$

Sanki-klasik yaklaşımda, F şekilleniminin toplam enerjisi

$$E_F = \sum_{i=1}^{M} \left(E_i^{\text{taban durum}} + \frac{P_i^2}{2m_i} + \frac{s_i^2}{2I_i} + \varepsilon_i \right) + U_F \qquad (2.3)$$

olarak gösterilir. Burada parantez içindeki terimler sırasıyla, parçacığın taban durum, öteleme, dönme ve iç uyarma enerjileridir. Burada m_i öteleme hareketi yapan i. parçacığın etkin kütlesidir. $m_i = m_N A_i$ olarak alınır. m_N=938 MeV durgun nükleon kütlesidir. (2.3) denklemindeki son terim, parçacık uyarma enerjisidir ve 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:

$$U_F^N = \begin{cases} \infty, & \left|\vec{r}_i - \vec{r}_j\right| < R_i + R_j \\ 0, & \left|\vec{r}_i - \vec{r}_j\right| > R_i + R_j \end{cases} \qquad (2.4)$$

Burada $R_i = r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1.17$fm) 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) yılında yapılmıştır(Randrup J. ve Koonin S. E. 1987, Koonin S. E. Ve Randrup J. 1987, Lopez ve Randrup 1989, Lopez ve Randrup 1990). Uzun menzilli Coulomb etkileşimi parçacıkların ayrışması aşamasında ve sonraki aşamalarda parçacıkların yayılmasını idare eder. Wigner Seitz yaklaşımında toplam Coulomb enerjisi

$$E_F^C = E_0^C(V) + \sum_{i=1}^{M} E_i^C(V) \qquad \text{ve} \quad E_0^C(V) = \frac{3}{5}\frac{Z_0^2 e^2}{R} \qquad (2.5)$$

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

$$E_F = E_0^* + E_{A_0,Z_0}^{\text{taban durum}} = E_0 \qquad (2.6)$$

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

$$\vec{P}_F = \sum_{i=1}^{M} \vec{P}_i = \vec{P}_0 \qquad (2.7)$$

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

2.3.2. Parçalanma olayı

Parçalanma olayında yukarıda tanımlanan değişkenler seti (2.1), (2.2), (2.6) ve (2.7) denklem sınırlamalarıyla genelde fazlalık teşkil eder. Yalnızca asimptotik karakterler deneyle gözlenebilir olduğundan son durumların böyle detaylı bir tanımı gerekli değildir. Bu nedenle, parçacık kütleleri, yükleri ve momentumlarıyla, bozunmadaki sistemi karakterize eden değişken sayısını bir yerde kesmek gerekir. Üstelik termal denge kabulü sayesinde, parçacık momentumu diğer değişkenler setine dâhil edilmeyebilir. Sistem termal dengeye ulaştığı zaman, belli bir T sıcaklığı alınır ve bu sıcaklık değeri için bütün girilebilir durumları üzerinden sistemin bölüşüm fonksiyonu belirlenir. Bu sıcaklıkta, aynı zamanda parçacıkların denge momentum dağılımları (Maxwellian) da belirlenir. Bu durum göz önüne alınarak, son durumdaki bütün parçacıkların momentumlarını Monte Carlo metodu ile seçmek mümkündür.

2.3.3. Parçalanma dağılımı

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 (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 kısaltılışı f ile gösterilecek ve buna ayrışma dağılımı denilecektir.

$$f : \{N_{AZ} ; 1 \le A \le A_0, 0 \le Z \le Z_0\} \qquad (2.8)$$

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 (2.2)

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

$$\sum_{(A,Z)} N_{AZ} A = A_0 \qquad \text{ve} \qquad \sum_{(A,Z)} N_{AZ} Z = Z_0 \tag{2.9}$$

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

$$M_f = \sum_{(A,Z)} N_{AZ} \tag{2.10}$$

ile verilir.

Ayrılma durumlarının daha kaba sınıflandırması (denklem (2.8)), enerjinin daha kaba bir temsilini getirir. Yani denklem (2.3) 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.

$$E_f(T,V) = E_f^{\ddot{o}}(T,V) + \sum_{(A,Z)} E_{AZ}(T,V)\, N_{AZ} + E_0^C(V) \tag{2.11}$$

Burada, $E_f^{\ddot{o}}(T,V)$ öteleme hareketi enerjisi ve $E_{AZ}(T,V)$ tek tek bütün parçacıkların iç ve Coulomb enerjisini de içine alan ortalama enerjidir. Son terim ise denklem (2.5) deki gibidir.

2.4. İstatistik Topluluklar

SMM hesaplamalarında istatistik model çerçevesinde, şekillenimler, olaylar veya dağılımlar (partition) olarak sınıflandırılabilen bozunma kanallarını kullanacağız. 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

$$\langle Q\rangle = \frac{\sum_{\{f\}} Q_f \Delta\Gamma_f}{\sum_{\{f\}} \Delta\Gamma_f} \qquad (2.12)$$

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

$$\langle N_{AZ}\rangle = \frac{\sum_{\{f\}} (N_{AZ})\Delta\Gamma_f}{\sum_{\{f\}} \Delta\Gamma_f} \qquad \text{ve} \quad \sigma_{AZ} = \sqrt{\langle N_{AZ}^2\rangle - \langle N_{AZ}\rangle^2} \qquad (2.13)$$

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 bulunur:

$$\langle Q\rangle = \sum_{(A,Z)} Q_{AZ} \langle N_{AZ}\rangle . \qquad (2.14)$$

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

$$\langle N_A\rangle = \sum_{Z=0}^{A} \langle N_{AZ}\rangle \qquad \text{ve} \qquad \sigma_A = \sqrt{\langle N_A^2\rangle - \langle N_A\rangle^2} \qquad (2.15)$$

ifadelerine eşittir. Ortalama yükleri ve yük dağılımlarının dispersiyonu

$$\langle Z_A\rangle = \sum_{Z=0}^{A} Z_A \left\langle \frac{N_{AZ}}{N_A} \right\rangle \qquad \text{ve} \qquad \sigma_Z^A = \sqrt{\langle Z_A^2\rangle - \langle Z_A\rangle^2} \qquad (2.16)$$

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

2.4.1. Mikrokanonik topluluk

İstatistiksel topluluklar, mikrokanonik, kanonik ve makrokanonik olmak üzere üç grupta incelenir(Çizelge 2.1). 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. (2.1) denkleminde tanımlanan F değişkenler setine göre ayrışma konfigürasyonlarının (şekillenimlerinin) sınıflandırılması bu topluluğa karşılık gelir.

Çizelge 2.1. V hacminde, A_0 kütle numaralı Z_0 yüklü ve E_0 toplam enerjili parçalanan nükleer sistem için istatistiksel toplulukların sınıflandırılması

Sistem A_0, Z_0, E_0, V Parçacıkların Dağılımı: N_{AZ}, $1 \le A \le A_0$, $0 \le Z \le Z_0$		
Mikrokanonik	Kanonik	Makrokanonik
$\Sigma A N_{AZ}=A_0$	$\Sigma A N_{AZ}=A_0$	$\Sigma A\langle N_{AZ}\rangle=A_0$
$\Sigma Z N_{AZ}=Z_0$	$\Sigma Z N_{AZ}=Z_0$	$\Sigma Z\langle N_{AZ}\rangle=Z_0$
$E_f(N_{AZ},T_f,V)=E_0$	$\left\langle E_f\left(N_{AZ},T_f,V\right)\right\rangle=E_0$	$\left\langle E_f(\langle N_{AZ}\rangle,T_f,V)\right\rangle=E_0$
$W_f^{mic}\approx \exp S_f\left(E_0,V,A_0,Z_0\right)$	$W_f^{can}\approx \exp(-\frac{F_f(T,V,A_0,Z_0)}{T})$	$W_f^{mac}\approx \exp(-\frac{F_f(T,V,A_0,Z_0)-\mu\Sigma A-\upsilon\Sigma Z}{T})$

Parçacıkların uyarma enerjileri, momentumları ve koordinatlarıyla ilgilenilmiyorsa, böyle bütün değişkenler üzerinden bir toplam alınabilir. Sonra parçacık çarpanlarının f seti ile (denklem (2.8)) ayrışma kanallarını ifade eden dağılımlara ulaşılır. Bu durumda verilen bir dağılıma neden olan tüm mikroskopik durumlar üzerinden (2.6) enerji korunum denkleminin ortalaması alınır. Sonuç olarak, bir f dağılımıyla ilgili yalnızca ortalama enerjiyi sınırlayan denklem

$$\forall f \;\; E_f(T_f,V)=E_0 \qquad (2.17)$$

elde edilir. Denklemin sol tarafı (2.11) 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,

$$W_f^{mikro} = \frac{1}{\xi}\exp S_f(E_0, V, A_0, Z_0) \; ve \; \xi = \sum_f \exp S_f(E_0, V, A_0, Z_0) \qquad (2.18)$$

ile ifade edilir. Burada ξ normalizasyon sabitidir. Burada bütün parçacıkların toplam kütle ve yükünün denklem (2.9) ile sabitlendiği kabul edilir. Böyle sınırlamalar parçacık çarpanlarının çok büyük olmadığı sonlu nükleer sistemler için çok önemlidir.

2.5. 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.

2.5.1. Serbest enerjinin ayrışması

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

$$S_f = -\left(\frac{\partial F_f}{\partial T}\right)_{V,\{N_{AZ}\}} \qquad \text{ve} \quad E_f = F_f + TS_f \qquad (2.19)$$

Serbest enerji aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

$$F_f = -T \ln Z_f \qquad (2.20)$$

Burada verilen bir f dağılımı için istatistiksel toplam,

$$Z_f(T,V) = \sum_{\{r,p,\varepsilon\}} \exp\left(-\frac{E_f}{T}\right) \qquad (2.21)$$

olarak yazılır.

Burada E_f denklem (2.3) de verilmiştir. Toplam, f dağılımını oluşturan parçacıkların uyarılma enerjileri, momentumları ve tüm koordinatları üzerinden alınmaktadır. (2.3) denkleminde verilen E_f ayrışma enerjisi bu özelliğe karşılık gelir. İstatistiksel toplamın hesaplanmasından sonra sistemin serbest enerjisi

$$F_f(T,V) = F_f^{öt}(T,V) + \sum_{(A,Z)} F_{AZ}(T,V) N_{AZ} + E_0^C(V) \qquad (2.22)$$

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 direk olarak hesaplanması çok karışıktır. Bu problemin pek çok araştırmacı tarafından ele alınmasına rağmen hala açık olamayan araştırılacak soruları vardır. Standart SMM yaklaşımı, istatistiksel toplamın direk olarak hesaplanmasını gerektirmez. Hafif parçacıklar dışında tüm parçacıklar nükleer maddenin damlaları olarak kabul edilir. Taban durumdaki çekirdeğin tersine, böyle damlacıklar sıfırdan farklı sıcaklıklarda ve nükleon ve parçacıklarla çevrilidir. Böyle damlaların normal nükleer yoğunluğa ($r_0 = 1.17\,\text{fm}$) 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},

$$F_{AZ} = F_{AZ}^{Hacim} + F_{AZ}^{Yüzey} + F_{AZ}^{Simetri} + F_{AZ}^{Coulomb} \qquad (2.23)$$

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

2.5.2. Parçacıkların öteleme hareketi

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

$$\upsilon_i(\vec{r}) = \upsilon_i^t(\vec{r}) + \upsilon^a(\vec{r}) \qquad (2.24)$$

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.

$$F_f^{\delta}(T,V) = -T\sum_{(A,Z)}\left[N_{AZ}\ln(g_{AZ}\frac{V_f}{\lambda_T^3}A^{3/2}) - \ln(N_{AZ}!)\right] + T\ln(\frac{V_f}{\lambda_T^3}A_0^{3/2}) \qquad (2.25)$$

Burada $\lambda_T = (2\pi\hbar/m_N T)^{1/2}$ nükleon termal dalga boyudur. Ortak kütle merkezinin konumu ve toplam parçacık momentumu üzerindeki sınırlamalar dikkate alınır. Bu, M=1 ve $N_{A_0Z_0} = 1$ olduğunda bileşik çekirdek için termal hareket katkısını yok eder. Bu durumda yalnızca onun iç enerjisi istatistik toplama katkıda bulunur. Denklem (2.25) tam bir termodinamik limittedir ve $M \to \infty$ da bir tür parçacık durumunda Boltzmann gazının serbest enerjisine dönüşür.

Denklem (2.25) serbest hacim V_f terimini içerir. Bu terim parçacıkların kuvvetli etkileşimi ve sonlu ölçüleri nedeniyle gerçek V hacminden farklıdır. 1. prensipten V_f'yi hesaplamak zordur. Bu nedenle V_f, 1 mertebesinde olduğu düşünülen boyutsuz χ parametresi cinsinden

$$V_f = \chi V_0 = \chi A_0/\rho_0 \qquad (2.26)$$

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

$$E_f^{öt} = E_f^{termal}(T) + E^{akı} \qquad (2.27)$$

şeklinde yazılabilir. Burada birinci terim termal bileşenden gelir ve

$$E_f^{termal} = \frac{3}{2}(M-1)T \qquad (2.28)$$

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

Akı hızı $\upsilon^{akı}(r) = (r/R)\upsilon_0$ ifadesine denktir. (2.27) denkleminin ikinci terimi toplam akı enerjisi,

$$E^{akı} = \frac{3}{10} m_N A_0 \upsilon_0^2 \qquad (2.29)$$

$m_A = m_N A$ kütleli bir parçacığın ortalama akı enerjisi $E^{akı} = \frac{3}{10} m_A \upsilon_0^2$ ifadesidir ve parçacık kütle numarası A ile orantılıdır. (2.29) ifadesi sistemin toplam kütle numarası üzerindeki (2.2) sınırlamasını kullanarak ve bütün parçacıklar için katkıları toplayarak elde edilir.

2.5.3. Hacim serbest enerjisi

Bir parçacığın taban durum ve termal enerjisinin toplamı, bulk serbest enerjisini verir. İç parçacık yoğunluğu ρ_0 sabit olduğu için, A kütle numaralı bir parçacığın hacim(bulk) 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) formülü kullanılarak Fermi gaz modeli ile hesaplanabilir.

$$\rho_A(E) = \frac{\pi^{1/2}}{12E^{5/4}a^{1/4}} \exp(2\sqrt{aE}) \qquad (2.30)$$

Burada a seviye yoğunluk parametresidir, 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,

$$F_{AZ}^{bulk}(T) = -(W_0 + T^2/\varepsilon_0)A \qquad (2.31)$$

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 =40 MeV ve ε_0=16 MeV'dir. Az uyarılmış çekirdek için ε_0 'ın deneysel değeri 2 çarpanı kadar küçüktür ve kütle numarasına önemli derecede bağlıdır. Bu davranış sonlu ölçü ve kabuk etkileriyle açıklanabilir(Bohr ve Mottelson 1969). Termal denge şartı altında $\varepsilon_0 \approx 16$ MeV'dir.

Denklem (2.31) ile verilen ifade 20 MeV altındaki sıcaklıklarda daha gerçekçidir. Sonlu çekirdekteki bağıl olarak uzun ömürlü durumların yoğunluğu 5 MeV/n'den daha düşük uyarma enerjilerinde (2.30) 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) tarafından önerildiği gibi, Fermi gazı seviye yoğunluğu exp(-E/T) üsteli ile azalacak şekilde tanımlanarak ele alınır. Bu düzeltmeden sonra, bulk termal enerjisi yüksek sıcaklıklarda $\varepsilon^*_{lim} = T_0^2/\varepsilon_0$ limit değerine yönelir.

2.5.4. Yüzey serbest enerjisi

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

$$F_{AZ}^{yüzey}(T) = 4\pi R_{AZ}^2 \sigma(T) = \beta(T)A^{2/3} \qquad (2.32)$$

ile ifade edilir. Burada $\beta(0)=\beta_0\approx 18\,\mathrm{MeV}$ Bethe-Weizsaecker formülündeki yüzey katsayısıdır. $\sigma(T)$'nin hesaplanması için pek çok çalışma yapılmıştır(Stocker ve Burzlaff 1973, Ravenhall ve ark. 1983, Suraud 1987, Müller ve Dreizler 1994). Bütün hesaplamalar yüzey geriliminin sıcaklık artarken azaldığını ve T_c kritik sıcaklığında sıfır olduğunu göstermiştir. Düşük sıcaklıkta, sıcaklığa bağlı $\sigma(T)$ katkısı T^2 ile orantılıdır. Yüksek sıcaklıkta yüzey geriliminin davranışı, nükleer madde içindeki sıvı-gaz faz geçişinden belirlenir. $T=T_c$ kritik nokta sıcaklığında sıvı ve gaz faz arasında hiçbir fark yoktur ve $\sigma(T)=0$'dır. $\beta(T)$ için Bondorf ve ark. (1983) ve Ravenhall ve ark. (1983) tarafından kullanılan ifade

$$\beta(T)\equiv 4\pi r_0^2\sigma(T)=\beta_0\left(\frac{T_c^2-T^2}{T_c^2+T^2}\right)^{5/4} \qquad (2.33)$$

ile verilir. Bu ifade düşük sıcaklıklarda iyi sonuçlar vermektedir. Yüzey geriliminin azalmasıyla sıcak çekirdek içinde fisyon ve parçalanma olasılığı artar. (2.19) formülü kullanılarak,

$$E_{AZ}^{\text{yüzey}}(T)=\left(\beta(T)-T\frac{d\beta(T)}{dT}\right)A^{2/3} \qquad (2.34)$$

elde edilen ifadeyle parçacık yüzey enerjisi bulunabilir. Bu formülde (2.33) ifadesi yerine yazılırsa, T'nin artışı ile yüzey enersinin (serbest enerjinin tersine) ilk olarak artarak maksimuma ulaştığı ve sonra azalarak $T=T_c$'de sıfır olduğu görülür. Bu ifade yalnızca termodinamik denge altında uygulanabilir.

2.5.5. 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.

$$\Delta E_f^C = \sum_{A,Z} N_{AZ} E_{AZ}^C \qquad (2.35)$$

Böylece, f dağılımındaki toplam Coulomb enerjisi (2.5) formülü ile hesaplanabilir. Bir parçacık içindeki yük yoğunluk dağılımına basamak fonksiyonu ile yaklaşılırsa, tek bir hücrenin Coulomb enerjisi

$$E_{AZ}^C = \frac{3}{5} Z^2 e^2 \left(\frac{1}{R_{AZ}} - \frac{1}{R_{AZ}^C} \right) \qquad (2.36)$$

ifadesi ile hesaplanabilir. Wigner-Seitz yaklaşımı ile yapılan hesaplamalar, az sayıda parçacık içeren dağılımlarda bile iyi sonuçlar vermektedir.

2.6. Ayrışmadan Sonra Parçacıkların Davranışları

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.

Sıvı damlası yaklaşımı hafif parçacıklar için anlamsızdır. A≤4'den hafif ve ağır parçacıkları ayrı ele almak gerekir. ^{2}H, ^{3}H ve ^{3}He uyarılmış durumda olmadıkları sürece, nükleonlarıyla birlikte, deneysel kütleleri $m_{A,Z}$ (Bağlanma enerjileri $B_{A,Z}$), yarıçapları $R_{A,Z}$ ve taban durum spin dejenerasyon çarpanları $g_{A,Z}$ ile karakterize edilen

temel parçacıklardır. Bu parçacıkların öteleme serbest enerjisi ve Coulomb enerjilerine katkıları (2.25) ve (2.36) genel formülleri kullanılarak hesaplanır

3. NÜKLEER ÇOK KATLI PARÇALANMAYA SİMETRİ ENERJİSİNİN ETKİLERİ

Doğada bulunan en kararlı çekirdeklerin proton ve nötron sayıları birbirine yakındır. Dolayısıyla da bu çekirdeklerin bağlanma enerjileri yüksektir. Bir çekirdeğin proton ve nötron sayıları arasındaki fark arttıkça çekirdek kararsızlaşır ve bağlanma enerjisi azalır. Nötron ve proton sayıları arasındaki bu fark simetriden sapmanın bir göstergesi olup bu olay simetri enerjisiyle tanımlanır. Simetri enerjisi, oluşan parçacıkların nötron zenginliğine bağlıdır. Yarı-deneysel kütle formülüne göre A kütleli ve Z yüklü bir parçacığın simetri enerjisi, $E_{simetri} = \gamma(A-2Z)^2 / A$ şeklinde tanımlanır. Burada γ, deneysel veri ile karşılaştırılarak bulunan en uygun katsayıdır. Simetri enerjisinin gerçek γ parametresi değeri, daha önce Botvina ve arkadaşlarının (2002) yaptığı gibi bir isoscaling analizi yapılarak da belirlenebilir. Oluşan sıcak parçacıkların N/Z oranlarının analizini de bu amaç için kullanmak mümkündür. Örneğin; A.S.Botvina ve ark. (2002), A. Le Fevre ve ark. (2005), A.Ono ve ark. (2003) ve M.B.Tsang ve ark. (2004), parçacıkların sıcaklıkları arttıkça simetri enerjisinin azaldığına dair bazı deneysel kanıtlar bulmuşlardır. Sıcaklık arttıkça çekirdekler daha kararsız bir yapıya sahip olurlar. 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.

Bu çalışmada MSU merkezi çarpışma(central collision) ^{124}Sn + ^{124}Sn ve ^{112}Sn + ^{112}Sn reaksiyonlarında kullanılan ^{124} Sn ve ^{112}Sn tek (single) çekirdekleri ile sırasıyla aynı N/Z oranlarına sahip keyfi ^{186}X ve ^{168}X çekirdekleri kullanılarak, farklı uyarma enerjileri için simetri enerjisinin, nükleer çok katlı parçalanma sonucu oluşan izotopik ürünlerin <N>/Z oranına etkileri incelendi. Çizelge 3.1 de hesaplamalarda kullanılan bu çekirdeklerin kütle numaraları, atom numaraları, nötron sayıları ve N/Z oranları verilmiştir.

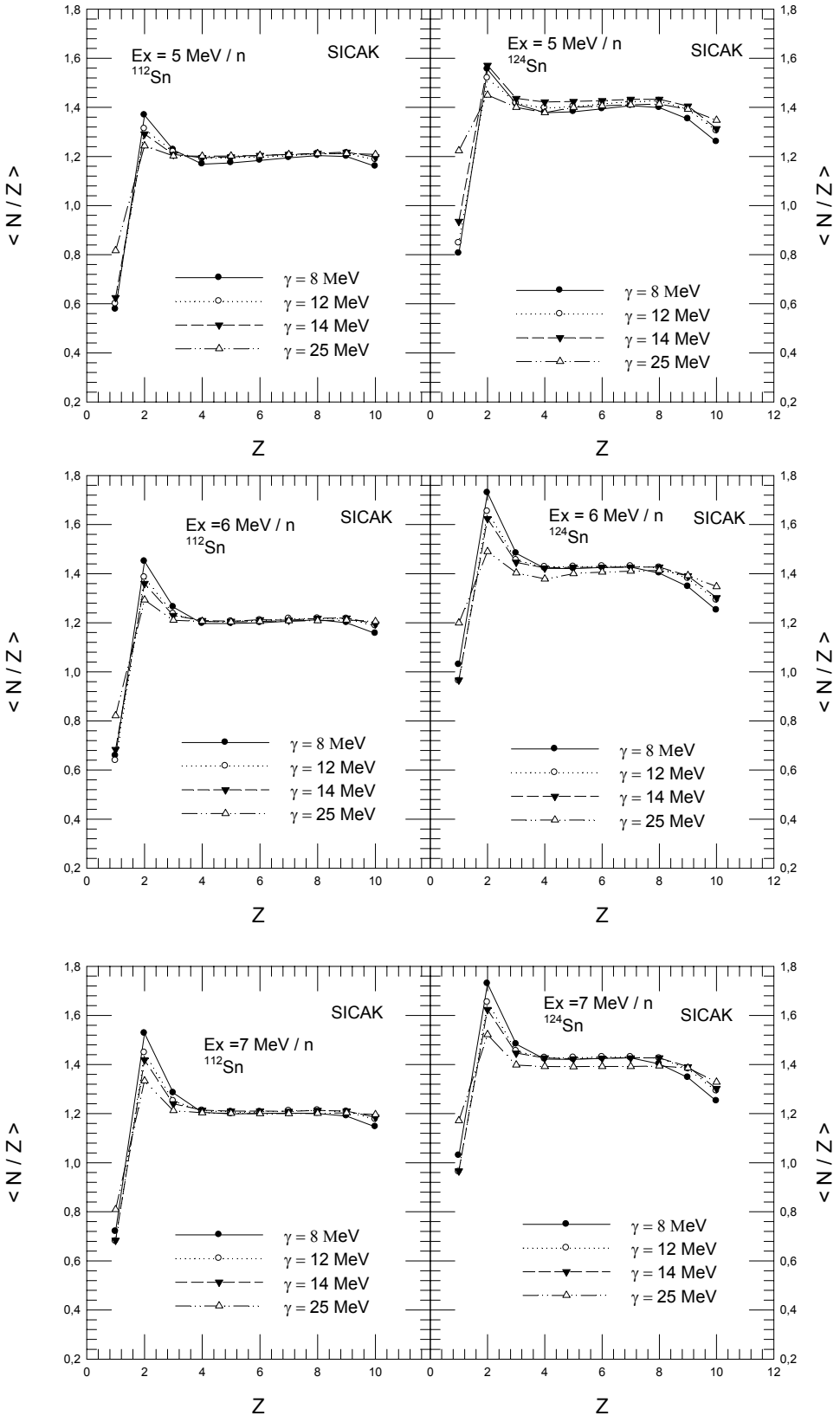
Çizelge 3.1. Hesaplamalarda kullanılan çekirdeklerin kütle ve atom numaraları, nötron sayıları ve N/Z oranları.

Çekirdek	Kütle numarası	Atom numarası	Nötron sayısı	N/Z
Sn	124	50	74	1.48
Sn	112	50	62	1.24
X	186	75	111	1.48
X	168	75	93	1.24

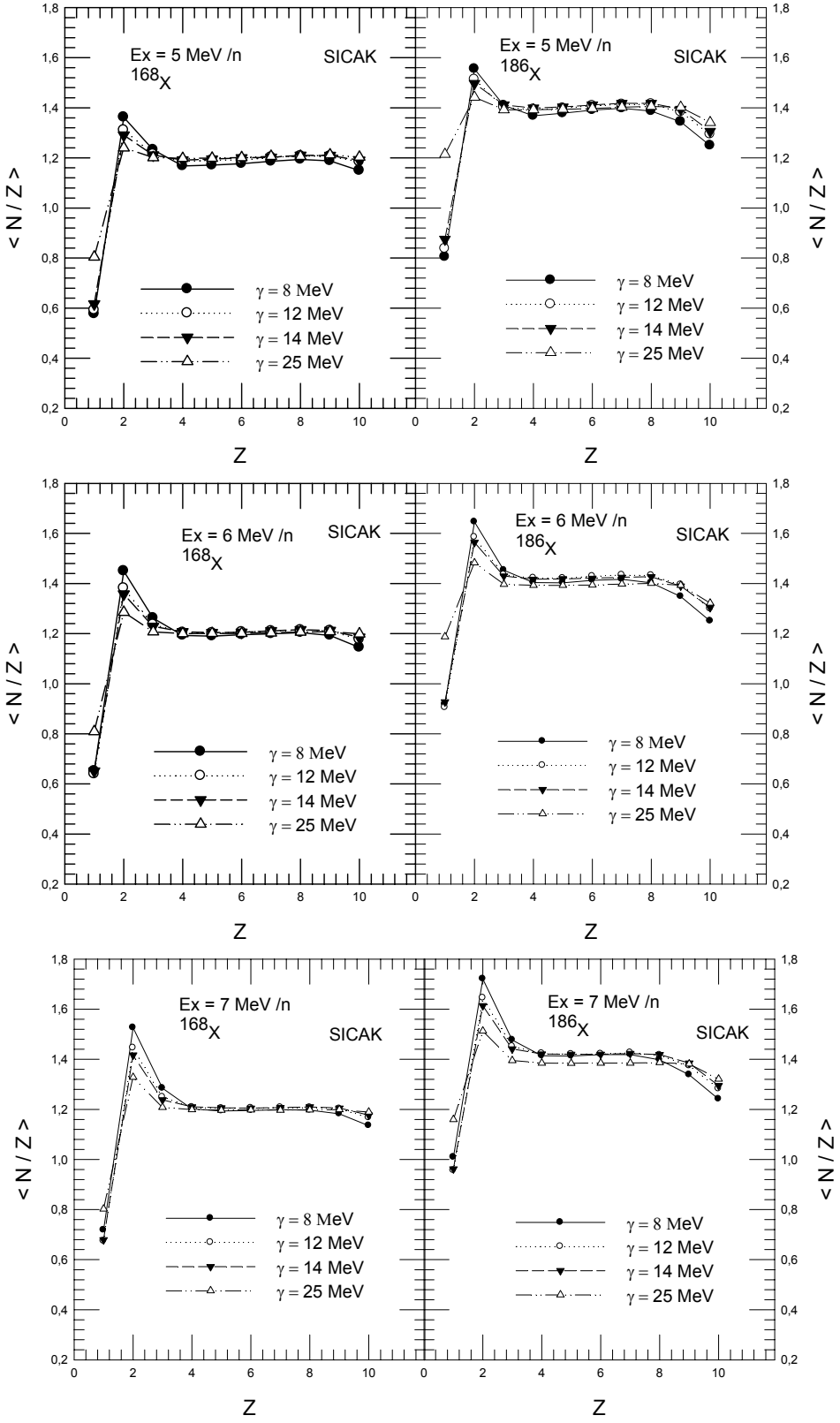
3.1. Simetri Enerjisinin İzotopik Ürünlerin <N>/Z Oranına Etkisi

Nükleer parçalanmada izotopik etkiler sadece nükleer fizik alanında değil, süpernova patlaması, nötron yıldızı modelleri ve stellar maddenin durum denklemi gibi astrofiziksel alanlarda da çok büyük önem taşır. Bugüne kadar yapılan çalışmalarda rölativistik ağır iyon çarpışmalarıyla elde edilen deneysel ve teorik çalışmalarda parçalanmanın <N>/Z 'ye bağlılığı simetri enerjisinde bazı değişimlerin olması gerektiğini ortaya koymuştur (A.S.Botvina ve ark.(2002), A.Le Fevre ve ark. (2005), A.Ono ve ark.(2003), M.B. Tsang ve ark. (2004)). Bu çalışmada İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli kullanılarak simetri enerjisindeki azalmanın parçalanma ürünleri ve izotop dağılımlarına etkileri hesaplandı. Bugüne kadar yapılan deneysel çalışmalarda nükleer parçalanma reaksiyonları sonucunda 'rise-and-fall', kalorik eğrilerde plato davranışı gibi parçalanma ürünlerinin dağılımı hakkında önemli bilgiler edinilmiştir(ALADIN S254 deneyleri, GSI). Şekil 3.1' de ^{112}Sn ve ^{124}Sn tek çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanma sonucu oluşan sıcak izotopik ürünlerin ortalama <N>/Z oranlarının Z' ye göre değişimi Z=1-10 aralığındaki hafif parçacıklar için gösterilmiştir. Hesaplamalarda, izotopik ürünlerin <N>/Z oranlarının Z ile değişiminin uyarma enerjisine ve simetri enerjisine bağlılığı da gösterilmiştir. Uyarma enerjisi E^*= 5,6 ve 7 MeV / n, simetri enerji katsayısı γ = 8, 12, 14 ve 25 MeV olarak alınmıştır. Nötron fakir element ^{112}Sn ' nin izotopik ürünlerinin <N>/Z oranları nötron zengin ^{124}Sn 'nin izotopik ürünlerinin <N>/Z oranlarından daha düşüktür. Bu durum deneysel analizlerle uyum içerisindedir (C.Sfienti ve ark., 2009). Şekil 3.2' de aynı

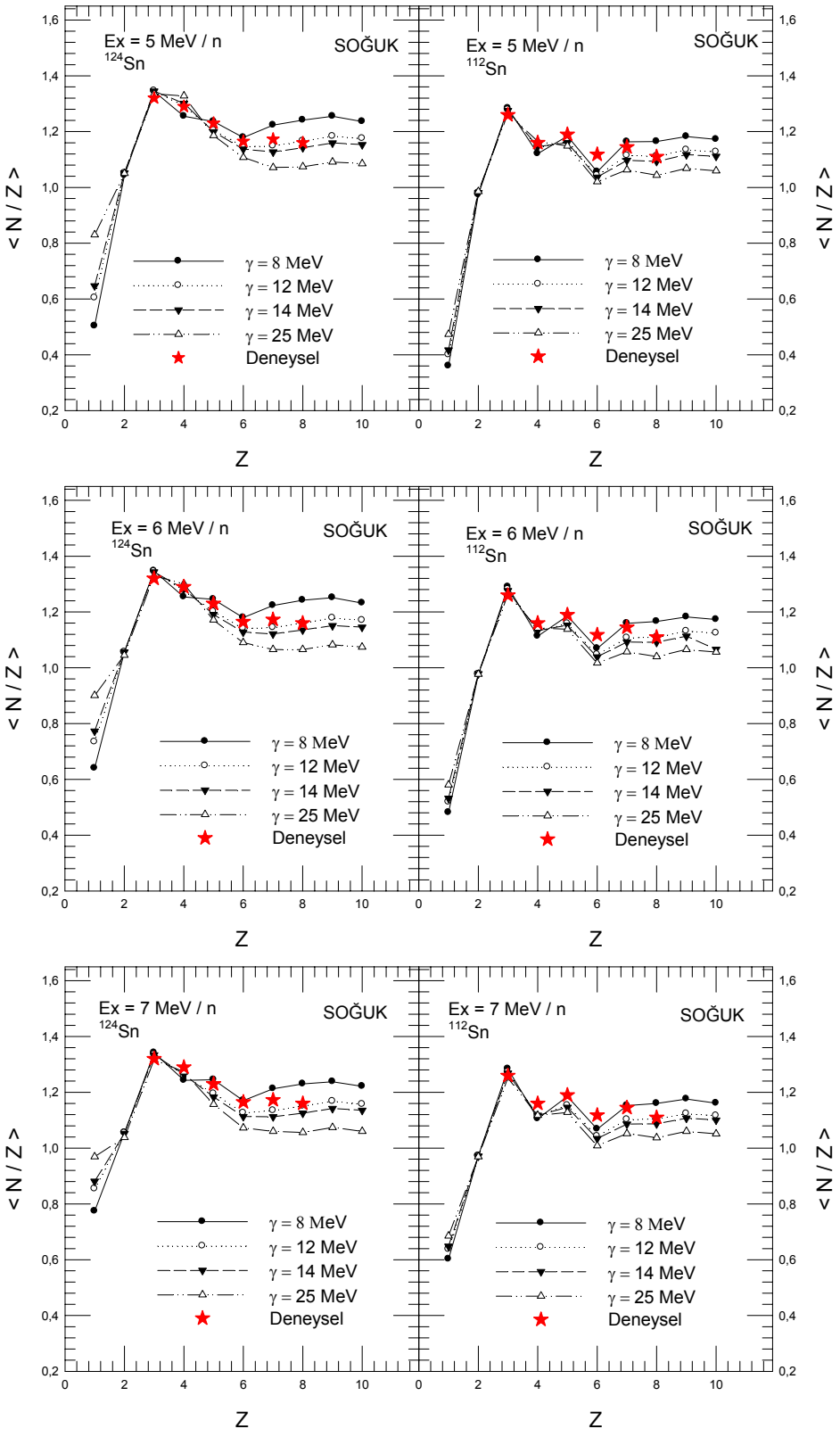
hesaplamalar ^{168}X ve ^{186}X keyfi çekirdekleri için yapılmıştır. Aynı çekirdeklerin soğuk izotopik ürünlerinin <N>/Z oranlarının Z ile değişiminin uyarma enerjisine ve simetri enerjisine bağlılığı da Şekil 3.3 ve Şekil 3.4'te gösterilmiştir. Uyarma enerjisi burada da E^*= 5,6 ve 7 MeV/n, simetri enerji katsayısı γ = 8, 12, 14 ve 25 MeV olarak alınmıştır. Nötron fakir element ^{112}Sn ' nin izotopik ürünlerinin <N>/Z oranları nötron zengin ^{124}Sn 'nin izotopik ürünlerinin <N>/Z oranlarından daha düşüktür. Yine uyarma enerjisinin yüksek değerlerinde sıcak izotopik ürünlerin <N>/Z oranlarının da yüksek olduğu görülmektedir. Şekil 3.1- 3.4'te verilen grafiklerde görüldüğü üzere sıcak parçacıkların N/Z değerleri soğuk parçacıklardan daha yüksektir. Bu durum sıcak parçacıkların kararsızlıklarının bir göstergesidir. Bu sıcak parçacıklar ikincil uyarılmalara maruz kaldıktan sonra yayılırken soğur ve kararlı hale gelirler. Dolayısıyla bu soğuk kararlı izotopik ürünlerin <N>/Z oranları da düşük olur. Soğuk parçacıklar için elde edilen deneysel verilerle karşılaştırma yapıldığında simetri enerji katsayısı γ 'nın standart değerine(γ=25 MeV) göre önemli ölçüde düşük değerlerde uyum sağladığı(γ=12-14 MeV civarında) gözlemlendi. Bu çalışma literatür ile uyumludur(Ogul ve ark.,2011, Das Gupta ve ark. 2005). Ayrıca sıcak parçacıkların izotopik ürünlerinin <N>/Z değerlerinin uyarma enerjisi arttıkça yükseldiği görülmektedir. Soğuk parçacıkların izotopik ürünlerinin <N>/Z değerlerinin ise Z>6 olan parçacıklar için γ simetri enerji katsayısı değişimine karşı hassas olduğu gözlendi. Yani Z>6 olan soğuk parçacıkların küçük simetri enerji katsayısı değerlerinde daha yüksek ortalama N/Z oranına sahip olduğu görüldü(Şekil 3.3 ve Şekil 3.4). Çünkü Z>6 olan çekirdekler sıvı damlası modeline uygundur. Deneylerde tespit edilen parçacıklar da bu soğuk hafif kararlı parçacıklar olduğu için deneysel verilerle karşılaştırılabilir. Bu durum Şekil 3.3-3.4'te verilmiştir. Şekil 3.3-3.4'te bu uyum görülmektedir.(Ogul R. ve ark.,2011, Das Gupta ve ark. 2005)



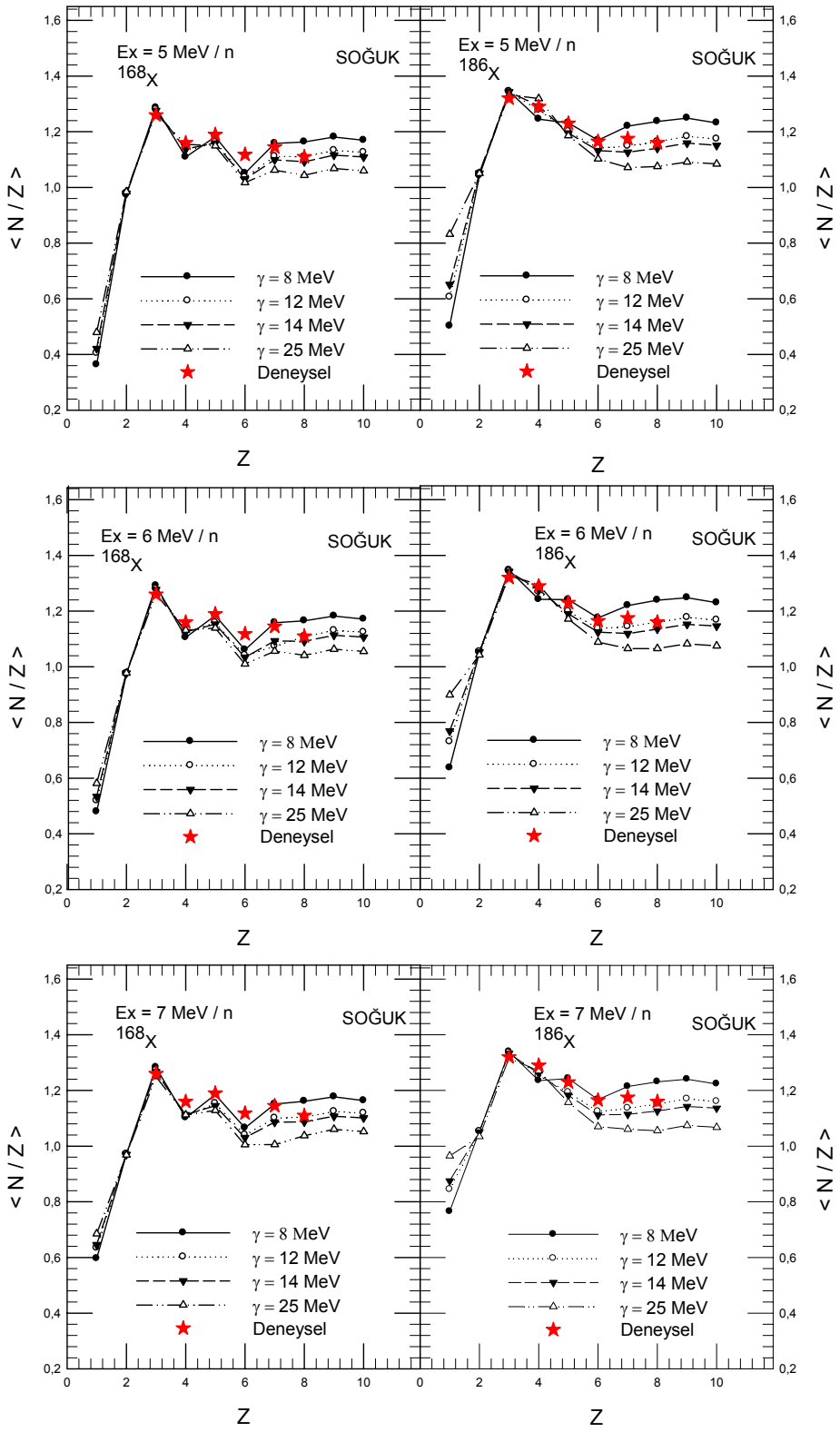
Şekil 3.1. ^{112}Sn ve ^{124}Sn tek(single) çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanma sonucu oluşan sıcak izotopik ürünlerinin farklı uyarma enerjileri ve simetri enerji katsayıları için <N>/Z oranlarının Z' ye göre değişimi



Şekil 3.2. ^{168}X ve ^{186}X keyfi çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanma sonucu oluşan sıcak izotopik ürünlerinin farklı uyarma enerjileri ve simetri enerji katsayıları için <N>/Z oranlarının Z' ye göre değişimi



Şekil 3.3. ^{124}Sn ve ^{112}Sn tek(single) çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanma sonucu oluşan soğuk izotopik ürünlerinin farklı uyarma enerjileri ve simetri enerji katsayıları için <N>/Z oranlarının Z' ye göre değişimi



Şekil 3.4. ^{168}X ve ^{186}X keyfi çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanma sonucu oluşan soğuk izotopik ürünlerinin farklı uyarma enerjileri ve simetri enerji katsayıları için <N>/Z oranlarının Z' ye göre değişimi

3.2. Orta ve Yüksek Enerjilerde Nükleer Parçalanmanın İncelenmesi

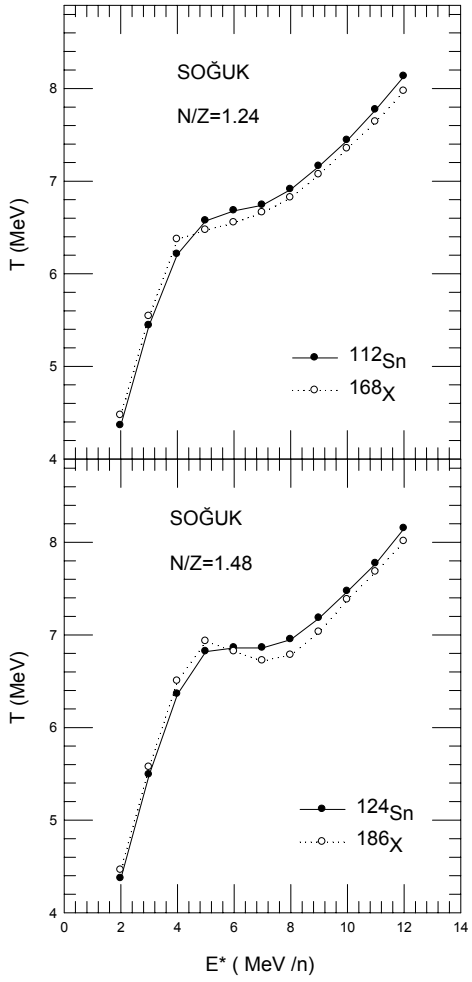
Uyarılmış bir çekirdeğin parçalanması sonucunda parçacıkların kütle ve yük dağılımları oluşur (Bondorf ve ark. 1985, 1995, Botvina ve ark. 1985, 1995, 2006; Scahanberg ve ark.2001). Uyarılma enerjisi arttıkça kütle dağılımının fisyon-benzeri dağılımı yok olmaya başlar ve düşük sıcaklıklarda ($T \leq 5$ MeV) büyük bir artık parçacık ve birkaç küçük parçacıktan oluşan topluluk meydana gelir. Bu parçacık topluluğu U şeklinde bir dağlıma dönüşür. Fakat ele alınan çekirdekler ağır iyon olduklarında, birkaç büyük parçacık açığa çıktığı gözlenir. Bu dağılım ise W şeklinde bir dağılıma karşılık gelir. Daha yüksek uyarılma enerjileri için (T>5-6 MeV) orta kütleli parçacıkların (IMF) kütle dağılımı elde edilir. Bu süreçte sıvı-gaz faz geçişi bölgesine erişildiği düşünülür. Geçiş bölgesinde ($T \approx 5\text{-}6$ MeV), sistemin sonluluğu nedeniyle bir fazdan diğer faza yavaş bir geçiş gözlenir. Uyarılma enerjisinin artışı yüzey gerilimini azaltacağı için bir çekirdek düşük sıcaklıklı daha küçük parçacıklara ayrılacaktır. Parçacıkların büyüklüklerindeki dalgalanmalar anlık olarak dikkate değer derecede artabilir. Sonuç olarak geçiş bölgesinde kütle ve yük dağılımı düz hale gelir. Bu bölgede, kalorik kıvrımın plato-benzeri davranışı, sıcaklıktaki ve ortaya çıkan parçacıkların sayısındaki büyük dalgalanmalar gibi çok sayıdaki özellik deneylerle elde edilmiştir. Yüksek uyarılma enerjilerinde ise kütle ve yük dağılımı üstel biçimde azalır. Yani atom numarası büyük olan çekirdekler uyarılma enerjisinin artışıyla hızlı biçimde bozunurlar(Botvina ve ark. 1995, Scahanberg ve ark. 2001, Botvina ve ark. 1990, Botvina ve ark. 1992).

3.2.1. Uyarılma enerjisine bağlı olarak sıcaklık değişiminin hesaplanması

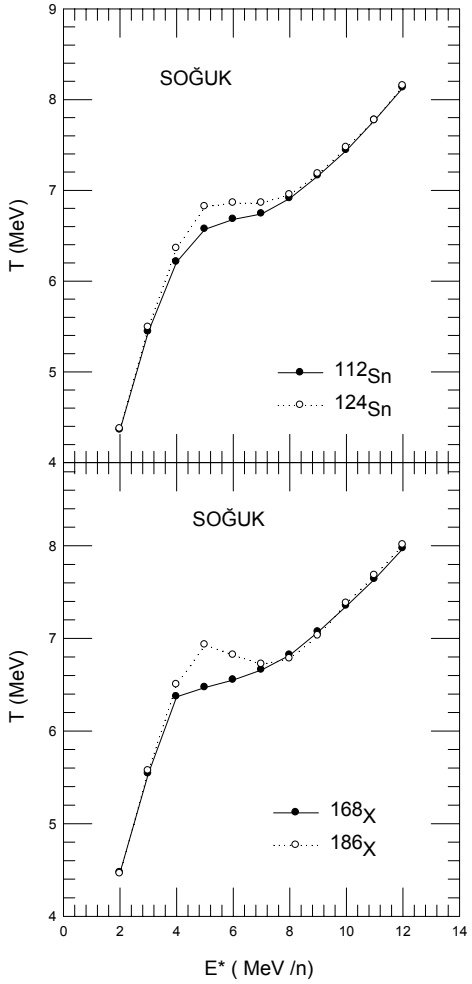
Bu kısımda ^{112}Sn ve ^{124}Sn tek çekirdekleri ve bu çekirdeklerle aynı N/Z oranına sahip ^{168}X ve ^{186}X keyfi çekirdekleri için parçalanma sisteminin 2-12 MeV/n uyarılma enerji aralığındaki ortalama sıcaklığı standart SMM ile hesaplanmıştır. Bu çalışmada ayrıca geçiş bölgesindeki parçalanma olayı SMM temelinde incelenmiştir. Hesaplanan sıcaklık değerleri uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak Şekil 3.5 ve Şekil 3.6' da gösterildi.

Düşük uyarılma enerjilerinde sıcaklık, bileşik çekirdeğin sıcaklığıdır ve uyarılma enerjisi $T \approx (\epsilon_0 E^*)^{1/2}$ ifadesi ile hesaplanır. Uyarılma enerjisinin E^*=4-7 MeV/n olduğu aralıkta sıcaklık yaklaşık olarak sabittir. Hesaplamalarda kullanılan çekirdekler için, faz

geçiş davranışının gözlendiği *T* sıcaklık değeri 6-7 MeV aralığında değişir. Sabit sıcaklık bölgesi (plato bölgesi) büyük çekirdekler için daha geniştir ve Şekil 3.5 ve Şekil 3.6.'da bu durum görülmektedir. Bu durum iki fazın bir arada olduğu(coexistence) bölge için karakteristiktir. Bu davranış sistem içinde transfer edilen enejinin parçacıkların kinetik enerjilerini arttırmak için değil de nükleonlar arasındaki bağları kırmak için kullanıldığını gösterir. Bu durumda bir bağı kırmak için ortalama E=8MeV/n'lik bir enerji gerekir.



Şekil 3.5. N/Z değeri 1.24 olan ^{112}Sn, ^{168}X çekirdekleri ile N/Z değeri 1.48 olan ^{124}Sn, ^{186}X çekirdekleri için uyarma enerjisi ile sıcaklığın değişimi



Şekil 3.6. N/Z değeri 1.24 olan ^{112}Sn, ^{168}X çekirdekleri ile N/Z değeri 1.48 olan ^{124}Sn, ^{186}X çekirdekleri için uyarma enerjisi ile sıcaklığın değişimi

Bu çalışmada kullanılan çekirdeklerden büyük N/Z oranına sahip ^{124}Sn ve ^{186}X çekirdeklerinin, T^* ayrışma sıcaklığına ulaştıktan hemen sonra sıcaklık değerinde hafif bir düşme(geri bükülme, back-bending) gözlemlenmiştir. Kalorik eğrideki back-bending davranışı birinci derece faz geçişinin bir göstergesidir. Bu durum ^{124}Sn ve ^{186}X çekirdeklerinde belirgin olarak görülmektedir(Şekil3.5-3.6). Nispeten hafif çekirdekler olan ^{112}Sn ve ^{168}X için bu back-bending davranışı görülmemektedir. Bu durum daha önce yapılan çalışmalarla uyum içindedir(Raduta A.H. ve ark. 2000, Büyükçizmeci N. 2005, Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya, Büyükçizmeci ve ark. 2005, Erdoğan M. Doktora Tezi 2007, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya).

4. MATERYAL VE METOT

Almanya'daki GSI Enstitüsü ALADIN grubu tarafından yapılan ağır-iyon çarpışma deneyleri S-254 ve S-114 verilerine teorik olarak açıklama getirebilmek için SMM(Statistical Multifragmentation Model) kullanılabilir. Bunun için Monte-Carlo örneklemesi ile Ağır-İyon çarpışmaları için benzetim yapılarak yapılmaktadır. Mikrokanonik toplulukların bozunma kanallarının üretimi için Monte-Carlo Metodu hesaplamalardaki temel etkenlerdendir. Bu hesaplamalar teorik olarak gerçekleştirilmektedir. İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli temel alınarak uyarılmış bir çekirdeğin parçalanma modları önceden belirlenen uyarılma enerjileri için ayrı ayrı hesaplanır. Bu hesaplar Monte-Carlo örneklemesi ile yapılır. Bu çalışmada yapılan hesaplar ^{124}Sn, ^{112}Sn ve ^{186}X, ^{168}X izotoplarının parçalanmasına uygulandı. Bunun için kişisel bilgisayarlar kullanıldı. Nükleer parçalanma olayı sonucunda oluşan hafif izotopik ürünlerin N/Z oranlarına simetri enerjisinin etkilerinin hesaplamaları 100000 olay üzerinden istatistiksel olarak yapılmıştır. Aynı çekirdeklerin kalorik eğri hesaplamaları ise 10000 olay üzerinden yapılmıştır. Literatür listesindeki kaynaklardan yararlanıldı. Almanya'nın Darmstadt şehrinde bulunan Gesell Schaft Für Schwerionenforschung (GSI) daki grupla ortak çalışmalar Selçuk Üniversitesi Nükleer Fizik Anabilim Dalı Başkanı Prof. Dr. Rıza OĞUL tarafından yürütülmektedir. Ağır iyon parçalanması ile ilgili deneysel verilere bu ortaklık sayesinde ulaşılabilmektedir. Böylece literatürde yer alan deneysel sonuçlarla yapılan teorik hesaplamaların karşılaştırmaları yapıldı. Bu karşılaştırmaları daha kapsamlı yapabilmek için konu ile ilgili kitap ve makaleler araştırıldı.

5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modelini (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullanılarak, farklı izospinli, nötron zengin ve nötron fakir ^{124}Sn, ^{186}X ve ^{112}Sn, ^{168}X çekirdeklerinin 5-7 MeV/n aralığındaki uyarma enerjileri için nükleer çok katlı parçalanmalarına simetri enerjisinin etkileri incelendi. Bu model enerji, momentum, açısal momentum, A_0 kütle numarası ve Z_0 yük sayısı gibi niceliklerinin korunumunu göz önüne almaktadır. Hesaplamalarda kullanılan çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanmaların sonucunda oluşan orta kütleli parçacıkların kütleleri $6 \leq A \leq 40$ aralığında ve yükleri $3 \leq Z \leq 20$ aralığında seçildi. Yani $A \leq 4$ kütle numaraları ve $Z \leq 2$ sayılı hafif parçacıklar 'kararlı parçacık' (nükleer gaz) olarak düşünülmüştür. Bu parçacıkların sadece geçiş serbestlik derecesi sistemin entropisine katkıda bulunmuştur. Nötron zengin ^{124}Sn, ^{186}X ve nötron fakir ^{112}Sn, ^{168}X çekirdeklerinin parçalanma ürünlerindeki hafif izotopik ürün oranları için Z=1-10 aralığı kullanıldı. Uyarılma enerjisi aralıkları için E^*=5-7 MeV/n aralığı ve simetri enerjisinin etkilerinin incelenmesi için kullanılan γ simetri enerjisi katsayısı γ= 8, 12, 14 ve 25 MeV aralığındaki değerleri kullanıldı. Hesaplamalarda kullanılan nötron zengin ^{124}Sn, ^{186}X ve nötron fakir ^{112}Sn, ^{168}X çekirdeklerinin hafif izotopik parçalanma ürünlerinin E^*=5-7 MeV/n uyarma enerjisi aralıklarındaki değişimlerinin ALADIN S254 deneysel sonuçları ile çok iyi bir uyum içinde olduğu gözlendi (Ogul ve ark., 2011, Das Gupta ve ark. 2005). Hesaplamalarda kullanılan çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanması sonucu oluşan ürünlerinin sıcaklıklarının uyarma enerjisi ile değişimleri incelendi ve uyarılma enerjisinin E^*=4-7 MeV/n olduğu aralıkta sıvı-gaz faz geçişinin olduğu düşünülmektedir. Geçiş bölgesinde ($T \approx 5\text{-}6$ MeV), sistemin sonluluğu nedeniyle bir fazdan diğer faza yavaş bir geçiş gözlenir. Hesaplamalarda kullanılan çekirdeklerin Uyarılma enerjisinin artışı yüzey gerilimini azaltacağı için bir çekirdek düşük sıcaklıklı daha küçük parçacıklara ayrılacaktır. Parçacıkların büyüklüklerindeki dalgalanmalar anlık olarak dikkate değer derecede artabilir. Sonuç olarak geçiş bölgesinde kütle ve yük dağılımı düz hale gelir. Bu bölgede, kalorik kıvrımın plato-benzeri davranışı, sıcaklıktaki ve ortaya çıkan parçacıkların sayısındaki büyük dalgalanmalar gibi çok sayıdaki özellik deneylerle elde edilmiştir.

Üçüncü bölümde yapılan hesaplamalarda MSU merkezi çarpışma(central collision) ^{124}Sn + ^{124}Sn ve ^{112}Sn + ^{112}Sn reaksiyonlarında kullanılan ^{124} Sn ve ^{112}Sn tek çekirdekleri ile sırasıyla aynı N/Z oranlarına sahip keyfi ^{186}X ve ^{168}X çekirdekleri

kullanılarak, farklı uyarma enerjileri için simetri enerjisinin, nükleer çok katlı parçalanma sonucu oluşan izotopik ürünlerin <N>/Z oranına etkileri incelendi. Hesaplamalar Z=1-10 aralığındaki hafif parçacıklar için yapıldı. Bu hesaplamalarda simetri enerjisi katsayısı γ=8, 12, 14 ve 25 MeV olarak alındı. Bu durum sıcak ve soğuk parçalanma için Şekil 3.1, Şekil 3.2, Şekil 3.3 ve Şekil 3.4'te gösterildi. Sonuç olarak soğuk parçacıklar için elde edilen deneysel verilerle karşılaştırma yapıldığında simetri enerji katsayısı γ'nın standart değerine(25 MeV) göre önemli ölçüde düşük değerlerde uyum sağladığı(12-14 MeV civarında) gözlemlendi. Bu çalışma literatür ile uyumludur(Ogul ve ark. 2011, Das Gupta ve ark. 2005). Ayrıca sıcak parçacıkların izotopik ürünlerinin <N>/Z değerlerinin uyarma enerjisi arttıkça yükseldiği görülmektedir. Soğuk parçacıkların izotopik ürünlerinin <N>/Z değerlerinin ise Z>6 olan parçacıklar için γ simetri enerji katsayısı değişimine karşı hassas olduğu gözlendi. Yani Z>6 olan soğuk parçacıkların küçük simetri enerji katsayısı değerlerinde daha yüksek ortalama N/Z oranına sahip olduğu görüldü. Çünkü Z>6 olan çekirdekler sıvı damlası modeline uygundur. Yani simetri enerjisi küçüldükçe çekirdeğin bağlanma enerjisi artar ve çekirdek daha kararlı hale gelir. Dolayısıyla çekirdeğin N/Z oranını koruma eğilimi yükselir. Bunun tam tersi simetri enerjisi arttıkça bağlanma enerjisi azalır ve çekirdek daha kararsız hale gelir ve N/Z oranını koruma eğilimi düşer. Burada N/Z oranı yüksek olan ^{124}Sn ve ^{186}X çekirdeklerinin izotopik ürünlerinin <N>/Z oranlarının simetri enerjisi ile değişimleri nötron fakir ^{112}Sn ve ^{168}X çekirdeklerine göre daha fazladır(Şekil 3.3 ve Şekil 3.4).

Yine bu bölümde ^{112}Sn ve ^{124}Sn tek çekirdekleri ve bu çekirdeklerle sırasıyla aynı N/Z oranına sahip ^{168}X ve ^{186}X keyfi çekirdekleri için parçalanan sistemin 2-12 MeV/n uyarılma enerji aralığındaki ortalama sıcaklığı standart SMM ile hesaplandı. Hesaplanan sıcaklık değerleri uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak Şekil 3.5 ve Şekil 3.6' da gösterildi. Burada kullanılan çekirdeklerden büyük N/Z oranına sahip ^{124}Sn ve ^{186}X çekirdekleri T^* ayrışma sıcaklığına ulaştıktan hemen sonra sıcaklık değerinde hafif bir düşme(geri bükülme, back-bending) gözlendi. Bu durum ^{124}Sn ve ^{186}X çekirdeklerinde belirgin olarak görülmektedir(Şekil3.5-3.6). Nispeten hafif çekirdekler olan ^{112}Sn ve ^{168}X için bu davranış görülmemektedir. Ayrıca uyarılma enerjisinin E^*=4-7 MeV/n olduğu aralıkta sıcaklık yaklaşık olarak sabit kaldığı gözlemlendi. Buradaki hesaplamalarda kullanılan çekirdekler için faz geçiş davranışının gözlendiği *T* değeri 6-7 MeV aralığında sabit sıcaklık bölgesi (plato bölgesi) büyük çekirdekler için daha

geniştir. Bu olay büyüklük etkisi(size effect) olarak yorumlanabilir. Kalorik eğri grafiklerinde elde edilen bir diğer sonuç ise N/Z değeri yüksek olan ^{124}Sn ve ^{186}X ürün çekirdeklerinin sıcaklıkları, N/Z değeri düşük olan ^{112}Sn ve ^{168}X ürün çekirdeklerinin sıcaklıklarından daha yüksektir. Bu durum yine büyüklük etkisi ile açıklanabilir. Bulunan bu sonuçlar daha önce yapılan çalışmalarla uyum içindedir(Ogul, R. ve ark. 2002, Ogul, R. ve ark. 2005, Büyükçizmeci ve ark. 2005, Büyükçizmeci N. 2005, Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya, Iglio J. ve ark. 2006, Botvina ve ark., 2006, Büyükçizmeci ve ark. 2008, Erdoğan M. Doktora Tezi 2007, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya, Erdogan ve ark. 2007, Souliotis G. ve ark., 2007, Ogul R ve ark. 2009, Sfienti C. 2009, İmal H. 2009 Yüksek Lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya, Büyükçizmeci N ve ark. 2011, Yağmur Z. 2011 Yüksek Lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya,). Bu uyum uygulanan istatistiksel çok katlı parçalanma modelinin güvenilirliğini bir kat daha artırmaktadır.

6.KAYNAKLAR

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

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

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

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

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

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

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

Bethe, H. A. 1990 Supernova mechanisms. Rev. Mod. Phys. 62:801-866.

Bohr, N. 1936 Nature neutron capture and nuclear constitution. Nature 137:344.

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

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

Bondorf, J. P. 1982 Chaotic fragmentation of nuclei. Nucl. Phys. A 387:25c-36c.

Bondorf, J., Donangelo, R., Mishustin, I. N., Pethick, C. ve Sneppen, K. 1985 Sampling in statistical multifragmentation of nuclei. Phys. Lett. B 150:57-61.

Bondorf, J., Donangelo, R., Mishustin, I. N., Pethick, C., Schulz, H. ve Sneppen, K. 1985 Statistical multifragmentation of nuclei (I). Formilation of the model. Nucl. Phys. A 443:321-347.

Bondorf, J., Donangelo, R., Mishustin, I. N. ve Schulz, H. 1985 Statistical multifragmentation of nuclei (II). Application of the model to finite nuclei disassembly. Nucl. Phys. A 444:460-476.

Bondorf, J. P., Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mishustin, I. N. ve Sneppen, K. 1995 Statistical multifragmentation of nuclei. Phys. Rep. 57:133-221.

Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mishustin, I. N. 1985 Multifragmentation of nuclei at excitatiom energies ~10 MeV/nucleon. (Yad. Fiz. 42:1127-1137) Sov. J. Nucl. Phys. 42(5):712.

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

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

Botvina, A. S., Iljinov, A. S. ve Mishustin, I. N. 1990 Multifragment break-up of nuclei by intermediate energy protons. Nucl. Phys. 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. Phys. Rev. Lett. B 294(1):23-26.

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

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

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

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

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

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

Büyükçizmeci N. 2005, Nükleer parçalanmaya çekirdek yükünün etkileri, Doktora Tezi, *Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Konya

Buyukcizmeci N., Ogul R. and ., Botvina A.S., 2005 Isospin and symmetry energy effects on nuclear fragment production in liquid-gas-type phase transition region Eur. Phys.J. A 25, 57.

Buyukcizmeci N., Botvina A.S., Mishustin I.N., Ogul R., 2008 Role of bulk energy in nuclear multifragmentation Phys.Rev. C 77, 034608.

Buyukcizmeci N., Bulut F., Erdoğan M., Imal H., Oğul R., Botvina A.s., Mishustin I.N., Trautman W. 2011, Investıgating the isotopik effects in nükleer fragmentation , *Acta Physica Polonica* B*,* 42,697-700.

Curtin, M. W., Toki, H. ve Scott, D. K. 1983 Phys. Lett. B 123:289-292.

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

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

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

Erdoğan M. 2007, Doktora Tezi, Artık çekirdek istatistik topluluğunun rastgele hesaplanması: Yüzey gerilim enerjisinin nükleer çok katlı parçalanmaya etkisi, *Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Konya

Erdogan M., Buyukcizmeci N., Ogul R.,2007 Fragmentation of Xe-129 in the liquid-gas phase transition region. Turk Tr. J. Chem. 31, 403.

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

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

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

Gagarin, Yu. F. ve ark. 1970 Sov. J. Nucl. Phys. 11:698.

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

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

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

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

Gross, D. H. E. 1990 Statistical decay of very hot nuclei-the production of large clusters. Rep. Progr. Phys. 53:605-658.

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

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

Iglio J. ve ark., 2006, Symmetry energy and the isoscaling properties of the fragments produced in ^{40}Ar, ^{40}Ca+^{58}Fe , ^{58}Ni reactions at 25, 33, 45 and 53 MeV/nucleon Phys. Rev. C 74, 024605.

Imal, H. Yüksek Lisans Tezi, 2009, Ağır iyon parçalanmalarında simetri enerjisi etkilerinin istatistiksel parçalanma modeline göre incelenmesi**,** *Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Konya

Jaqaman, J., Mekjian, A. Z. ve Zamick, L. 1983 Nuclear condensation. Phys. Rev. C 27:2782-2791.

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

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. 2005 İsotopic Scaling and the symmetry energy in spectator fragmentation. Phys. Rev. Lett. 94:162701.

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

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

Manisa, K., Atav, U. ve Ogul, R. 2005 VMC calculations of the graund state properties of nuclear matter. Int. J. Mod. Phys. E 14(2):255-267.

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

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

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

Ogul, R. ve Botvina, A. S., 2002, Critical temperature of nuclear matter and fragment distributions in multifragmentation of finite nuclei, Phys. Rev. C 66,051601

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

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

Ogul, R. ve Atav, U., Bulut, F., Büyükçizmeci, N., Erdoğan, M., Imal, H., Botvina, A.S., Mishustin, I. N., 2009, Surface and symmetry energies in isoscaling for Multifragmentation reactions, J. Phys. G:Nucl. Part. Phys.,36,115106.

Ogul R. ve ark., 2011 Isospin Dependent Multifragmentation of Relativistic Projectiles Phys. Rev. C 83:024608.

Ono, A. ve ark., Isospin fractionation and isoscaling in dynamical simulations of nuclear collisions, 2003, 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. ve ark. 2002 Breakup time scale studied in the 8GeV/cπ^- + ^{197}Au reaction. Phys. Rev. C 65:064606-1-8.

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

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

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

Ravenhall, D. G., Pethick, C. J. ve Lattimer, J. M. 1983 Nuclear interface energy at finite temperatures. Nucl. Phys. A 407:571-591.

Ravenhall, D. G., Pethick, C. J. ve Wilson, J. R. 1983 Structure of matter below nuclear saturation density. Phys. Rev. Lett. 50:2066-2069.

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

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

Sfienti, C. ve ark., Isotopic depence of the nuclear caloric curce, 2009, Phys. Rev. Lett. 102, 152701.

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

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

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

Souliotis G. ve ark., Phys. Rev. C 75, 011601(R) (2007).

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

Suraud, E. 1987 Semi-classical calculations of hot nuclei. Nucl. Phys. A 462:109-149.

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

Yağmur, Z., 2011, Yüksek Lisans Tezi, Çeşitli enerjilerde ağır çekirdek çarpışmalarının parçalanma ürünleri, *Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Konya

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

Zhang, X. Z., Gross, D. H. E., Xu, S. ve Zheng, Y. M. 1987 On the decay of very hot nuclei (I). Canonical Metropolis sampling of multifragmentation. Nucl. Phys. A 461:641-647.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı	**:**	Saadet Derya İNCİ
Uyruğu	**:**	TC
Doğum Yeri ve Tarihi	**:**	Bakırköy/ 16.02.1986
Telefon	**:**	05052227035
Faks	**:**	
e-mail	**:**	inci.saadetderya@hotmail.com

EĞİTİM

Derece		**Adı, İlçe, İl**	**Bitirme Yılı**
Lise	:	Abdülkerim Bengi Anadolu Lisesi, Tarsus,Mersin	2004
Üniversite	:	Süleyman Demirel Üniversitesi , Çünür, Isparta	2009
Yüksek Lisans	:	Selçuk Üniversitesi , Selçuklu , KONYA	-

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	**Kurum**	**Görevi**
-	-	-

UZMANLIK ALANI

Nükleer İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli (Statistical Multifragmentation Model, SMM)

YABANCI DİLLER

İngilizce