T.C
SELÇUK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

AĞIR İYON PARÇALANMALARINDA SİMETRİ ENERJİSİ ETKİLERİNİN İSTATİSTİKSEL PARÇALANMA MODELİNE GÖRE İNCELENMESİ

Hamide İMAL

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
Konya, 2009

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

AĞIR İYON PARÇALANMALARINDA SİMETRİ ENERJİSİ ETKİLERİNİN İSTATİSTİKSEL PARÇALANMA MODELİNE GÖRE İNCELENMESİ

Hamide İMAL

Selçuk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Doç. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ
2009, 51 Sayfa

Jüri: Prof. Dr. Rıza OĞUL
Doç. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ
Yrd. Doç. Dr. Mehmet ERDOĞAN

Farklı ortalama nötron-proton oranları <N>/Z için, simetri enerji katsayısının parçacık yük dağılımına etkisi, çeşitli Z_{bound} (bağ yükü) ve E_x (uyarma enerjisi) değerleri için araştırıldı. Parçacıkların simetri enerjisinin yük dağılımını temel olarak etkilemediği gözlendi. Ortalama IMF (Intermediate Mass Fragment) değerlerinin Z_{bound}'a göre değişimine bakılarak, simetri enerji katsayısının, isoscaling parametresi γ'ya etkisi, nötron fakir ve nötron zengin çekirdekler için araştırıldı. Z=3-20 aralığında IMF dağılımlarına simetri enerji katsayısının etkisinin ihmal edilebilir boyutlarda olduğu gözlendi. Çünkü gama parametresi izotop dağılımının genişliğinden sorumludur, bu yüzden, genel yük dağılımına etkisi çok sınırlıdır.

Ortalama <N>/Z oranları da hesaplandı. Z>5 olan parçacıklar için nötron sayısının azalan simetri enerjisi ile arttığı görüldü ve büyük IMF'ler için (Z>6) simetri enerji katsayısı değerlerine karşı duyarlı olduğu gözlendi (çünkü sıvı-damla modeli bu parçacıklar için çok daha uygundur). Deneysel ve teorik sonuçlar karşılaştırılınca <N>/Z oranının sadece gamanın 14 MeV değerinde tanımlanabildiği görüldü. Bu, soğuk parçacıklar için standart değer olan 25 MeV'den daha küçük bir değerdir.

Ek olarak, izotopik dağılım genişliğine karşı duyarlı olan isoscaling analizi yardımı ile izotopik gözlenebilirler araştırıldı. Sıcak parçacıklar için isoscaling katsayıları simetri enerjisine hemen hemen lineer bağımlı olmakla birlikte, sonlu boyut etkileri lineerlikten hafif sapmalara neden olmaktadır. Bununla beraber, ikincil uyarılmalarla soğuyan parçacıklar için alfa katsayısının simetri enerjisine duyarlılığı özellikle yüksek uyarılma enerjilerinde, küçük parçacıklar için önemli ölçüde azalmaktadır.

Anahtar Kelimeler: İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli, simetri enerjisi, isoscaling

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

INVESTIGATION OF SYMMETRY ENERGY EFFECTS IN FRAGMENTATION OF HEAVY IONS BY STATISTICAL MULTIFRAGMENTATION MODEL

Hamide İMAL

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

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ
2009, 51 Pages

Jury: Prof. Dr. Rıza OĞUL
Assoc. Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ
Assis. Prof. Dr. Mehmet ERDOĞAN

Influence of the symmetry energy parameter gamma on charge distributions of produced fragments in different ranges of the Z_{bound} and the excitation energy E_x is investigated for the nuclei with different <N>/Z ratio. We observed that the symmetry energy of individual fragments does not essentially influence the charge distributions. Influence of the symmetry energy parameter γ on the curve of average IMF multiplicities versus Z_{bound} was also studied for neutron rich and neutron poor projectiles. We obtained the same conclusion by looking at multiplicities of produced intermediate mass fragments (IMF), with charges Z=3-20, namely the effect of the symmetry energy is negligible. This is because the gamma parameter is mainly responsible for widths of isotope distributions of fragments, therefore, its influence on general charge yields is very limited.

Mean neutron to proton ratios <N>/Z of the elements are also calculated. It is seen that the neutron content of cold fragments with Z > 5 increases considerably with decreasing symmetry energy, and large IMF (with Z >6) are more sensitive to the variation of the symmetry energy coefficient gamma, since the liquid-drop approximation is more suitable for them. Small nuclei are much more influenced by shell effects on last stages of their de-excitation. It is seen clearly from the comparison that the <N>/Z data can be described only by the symmetry energy coefficient at 14 MeV. It is lower than the standard value of 25 MeV for cold isolated fragments.

Additionally, we have investigated isotopic observables with help of isoscaling analysis, which is sensitive to the widths of the isotope distributions. There is a nearly linearly dependence of isoscaling coefficient alpha for hot primary fragments versus symmetry energy, which is slightly distorted by finite-size effects. However, after secondary de-excitation the sensitivity of alpha to the symmetry energy considerably decreases, especially for small sources and high excitation energies.

Key Words: Statistical Multifragmentation Model, symmetry energy, isoscaling

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 Doç. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ'ye teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında yardım ve desteğini esirgemeyen, bıkmadan usanmadan sorularımı cevaplayan Sayın Prof. Dr. Rıza OĞUL'a teşekkürü bir borç bilirim.

Bugüne kadar maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Hamide İMAL

Temmuz 2009, Konya

İÇİNDEKİLER

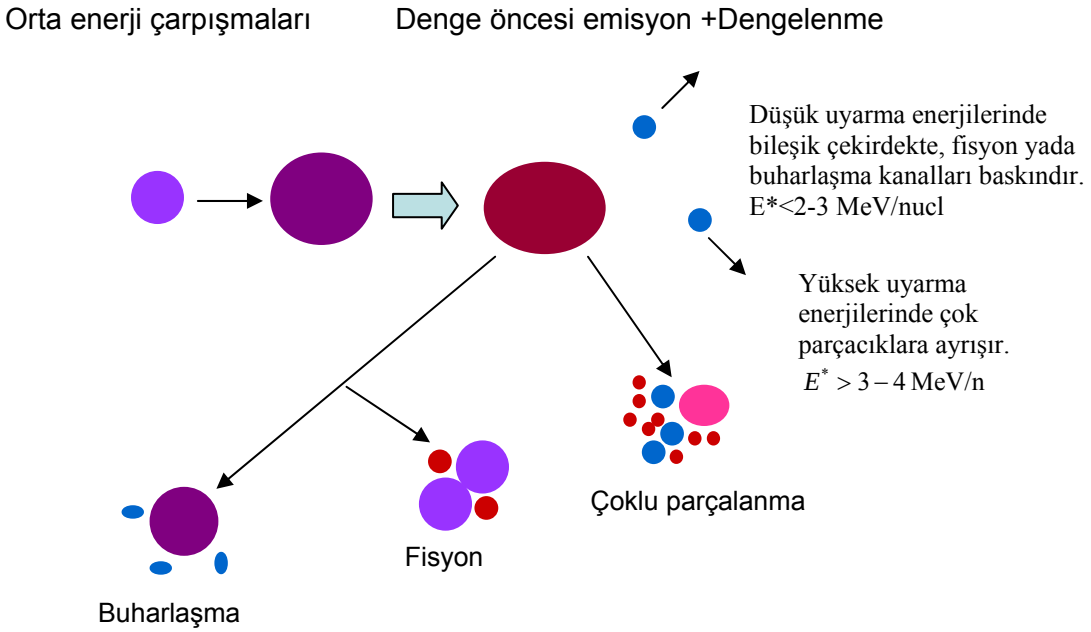
ÖZET.....iii
ABSTRACT.....iv
ÖNSÖZ.....v
İÇİNDEKİLER.....vi
1. GİRİŞ 1
2. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİ 6
2.1. Bozunma Durumlarının Sınıflandırılması 9
2.2. Mikrokanonik Topluluk 13
2.3. Parçalanan Bir Sistemin Serbest Enerjisi 16
2.3.1. Serbest enerjinin ayrışması… 16
2.3.2. Parçacıkların öteleme hareketi 18
2.3.3. Bulk serbest enerjisi 20
2.3.4. Yüzey serbest enerjisi 21
2.3.5. Çok parçacıklı bir sistemin Coulomb enerjisi 22
2.4. Ayrışmadan Sonra Parçacıkların Davranışları 23
3. NÜKLEER ÇOK KATLI PARÇALANMAYA SİMETRİ ENERJİSİNİN ETKİLERİ 24
3.1. Simetri Enerjisinin <N>/Z Oranına Etkisi 25
3.2. Simetri Enerjisinin İsoscaling Katsayılarına Çeşitli Uyarılma Enerjilerindeki Etkileri 28
4. ARTIK ÇEKİRDEK İSTATİSTİK TOPLULUĞUNUN RASGELE HESAPLANMASI 32
4.1. Simetri Enerjisinin Yük Dağılımına Etkileri 38
4.2. Simetri Enerjisinin IMF'ye Etkisi 40
4.3.Simetri Enerjisinin İsoscaling Katsayılarına Çeşitli Z_{bound} Aralıklarındaki Etkileri 42

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA 45
6. KAYNAKLAR 47

1. GİRİŞ

Nükleer reaksiyonlar 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 atom çekirdeğinin parçalanması dinamiği istatistiksel yaklaşımlarla ele alınmıştır. 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 salkım yaklaşımı 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 parçalanma dinamiğini çalıştık. 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 modern hızlandırıcılarda 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 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). (Şekil 1.1)



Şekil 1.1. Nükleer reaksiyonlarda istatistiksel denge yaklaşım: denge durumu

Nükleer kuvvetler kısa mesafelerde itici uzun mesafelerde çekici olduğundan homojen nükleer maddenin durum denklemi Van der Waals denklemine benzer. 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 (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, çok katlı parçalanma olayını sonlu bir nükleer sistemin sıvı-gaz faz geçişinin bir belirtisi olarak ele alabiliriz. Dolayısıyla, uyarılmış nükleer maddede bir sıvı-gaz faz geçişi düşünülerek parçalanma olayı çalışılabilir (Jaqaman ve ark. 1983, Curtin ve ark. 1983, 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 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 yıl içinde 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).

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

Biz bu çalışmada, nükleer parçalanmanın modellenmesinde, oldukça başarılı olan İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modelini (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullandık(Bondorf ve ark. 1982-95). Tezin birinci bölümünde sunulan

girişten sonra ikinci bölümünde modelin temel özellikleri tanıtıldı. Üçüncü bölümde, standart SMM kullanılarak, nükleon başına 4-8 MeV uyarma enerjisi bölgesinde nötron zengin ^{124}Sn ve nötron fakir ^{112}Sn çekirdeklerinin çok katlı parçalanmalarına simetri enerjisinin etkileri hesaplandı. Bu elementlerin parçalanma ürünlerinden gidilerek isoscaling katsayıları 4-8 MeV/nükleon uyarma enerjisi bölgesinde hesaplandı ve simetri enerjisi etkileri gösterildi. Aynı zamanda ortalama <N>/Z oranları Z=3-10 aralığındaki küçük parçacıklar için hesaplandı ve simetri enerjisinin bu oranlara etkisi gösterildi. Dördüncü bölümde ise üçüncü bölümde yaptığımız hesapları istatistiksel artık çekirdek topluluğu modeli kullanılarak tekrarlandı. Bu modelde değişken olarak uyarılma enerjisi yerine bağ yükü Z_{bound}'u kullandık. Bunun nedeni: deneysel verilerin okunmasında yüklü parçacıklar dedekte edilebildiği için Z_{bound} değişkeni kullanılır ve teorik olarak da aynı değişken kullanılırsa sonuçların deneysel sonuçlarla karşılaştırılması mümkün olur. Beşinci bölümde ise sonuçlar ve tartışma sunulmuştur.

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

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 20 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.

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 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 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 (Botvina ve ark. 1995, D'Agistino ve ark. 1996, 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: kuvvetli etkileşmelerin etkin olduğu bir ρ_b yoğunluğundan genişleme ve parçalanma moduna geçiş çok şiddetli olur, sistemin termodinamik karakterlerini yansıtan sıcaklık T ve entropi S gibi fiziksel büyüklüklerin tanımlanması için gerekli olan bir termodinamik denge oluşmalıdır, farklı bozunma kanallarının olasılıklarının istatistiksel bir dağılımı olmalıdır.

2.1. Bozunma Durumlarının Sınıflandırılması

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 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.

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

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

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

Sanki-klasik yaklaşımda, F şekilleniminin toplam enerjisi

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

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:

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

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 ve Koonin 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

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

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;

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

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,

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

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

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.

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

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

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.

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

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 (2.5) deki gibidir.

2.2. Mikrokanonik Topluluk

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

$$\langle Q\rangle = \frac{\sum_{\{f\}} Q_f \Delta\Gamma_f}{\sum_{\{f\}} \Delta\Gamma_f} \tag{2.12}$$

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

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

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:

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

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

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

ifadelerine eşittir. Ortalama yükleri ve yük dağılımlarının dispersiyonu

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

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

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.

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

$$\forall \mathrm{f}\ \mathrm{E_f}(\mathrm{T_f}, \mathrm{V}) = \mathrm{E_0} \tag{2.17}$$

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,

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

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.

2.3. 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.

2.3.1. Serbest enerjinin ayrışması

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

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

Serbest enerji aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

$$F_f = -T \ln Z_f \tag{2.20}$$

Burada verilen bir f dağılımı için istatistiksel toplam,

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

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

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

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 ($r_0 = 1.17\,\mathrm{fm}$) 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},

$$F_{AZ} = F_{AZ}^{\mathrm{Bulk}} + F_{AZ}^{\mathrm{Yüzey}} + F_{AZ}^{\mathrm{Simetri}} + F_{AZ}^{\mathrm{Coulomb}} \tag{2.23}$$

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

2.3.2. Parçacıkların öteleme hareketi

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

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

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.

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

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 → ∞ 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

$$V_f = \chi V_0 = \chi A_0 / \rho_0 \tag{2.26}$$

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

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

şeklinde yazılabilir. Burada birinci terim termal bileşenden gelir ve

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

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,

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

$m_A = m_N A$ 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.

2.3.3. Bulk 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 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.

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

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,

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

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.

2.3.4. Yüzey serbest enerjisi

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

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

ile ifade edilir. Burada $\beta(0) = \beta_0 \approx 18\,MeV$ 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

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

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

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

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.

2.3.5. 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.

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

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

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

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

2.4. 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. $A \leq 4$'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

Simetri enerjisi, oluşan parçacıkların nötron zenginliğine bağlıdır. A kütleli ve Z yüklü bir parçacığın simetri enerjisi, $E_{simetri} = \gamma(A-2Z)^2 / A$ şeklinde tanımlanır. Burada γ, veri ile karşılaştırmayla bulunması gereken olaycıl bir 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 buldular. 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.

Biz bu çalışmada ^{124}Sn ve ^{112}Sn çekirdeklerini kullanarak simetri enerjisinin yük dağılımına, IMF'ye, <N>/Z oranına ve isoscaling katsayılarına etkilerini inceledik. Tablo 3.1 de hesaplamalarda kullanılan çekirdeklerin kütle numaraları, atom numaraları, nötron sayıları ve N/Z oranları verilmiştir. Bu çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanması soğuk parçalanma ve sıcak parçalanma olarak iki bölümde ele alınmıştır. Sıcak ve soğuk parçalanmayı aşağıdaki gibi açıklayabiliriz. Ağır bir çekirdek uyarıldığı zaman (bu uyarılma iki ağır iyonun çok yüksek hızlarda çarpışmasıyla ya da ağır bir iyonun yüksek enerjili hafif parçacıklarla bombardıman edilmesi ile sağlanır.) sıcak ve sıkışmış bir nükleer maddeye dönüşür. Bu sıcak ve sıkışmış madde kısa menzilli itici nükleon-nükleon kuvvetlerinin etkisiyle genişlemeye başlar. Donma sıcaklığında termodinamik dengeye ulaştığı varsayılan bu madde sıvı-gaz faz geçişleri teorisiyle açıklanan damlacık oluşumları ile irili ufaklı sıcak nükleer ürün çekirdeklere dönüşür. Bu olaya sıcak parçalanma (hot fragmentation) denir. Bu sıcak parçacıklar daha hafif parçacıklar yayınlayarak

bozunur ve kararlı duruma dönüşürler. Bu parçalanmaya da soğuk parçalanma (cold fragmentation) denir.

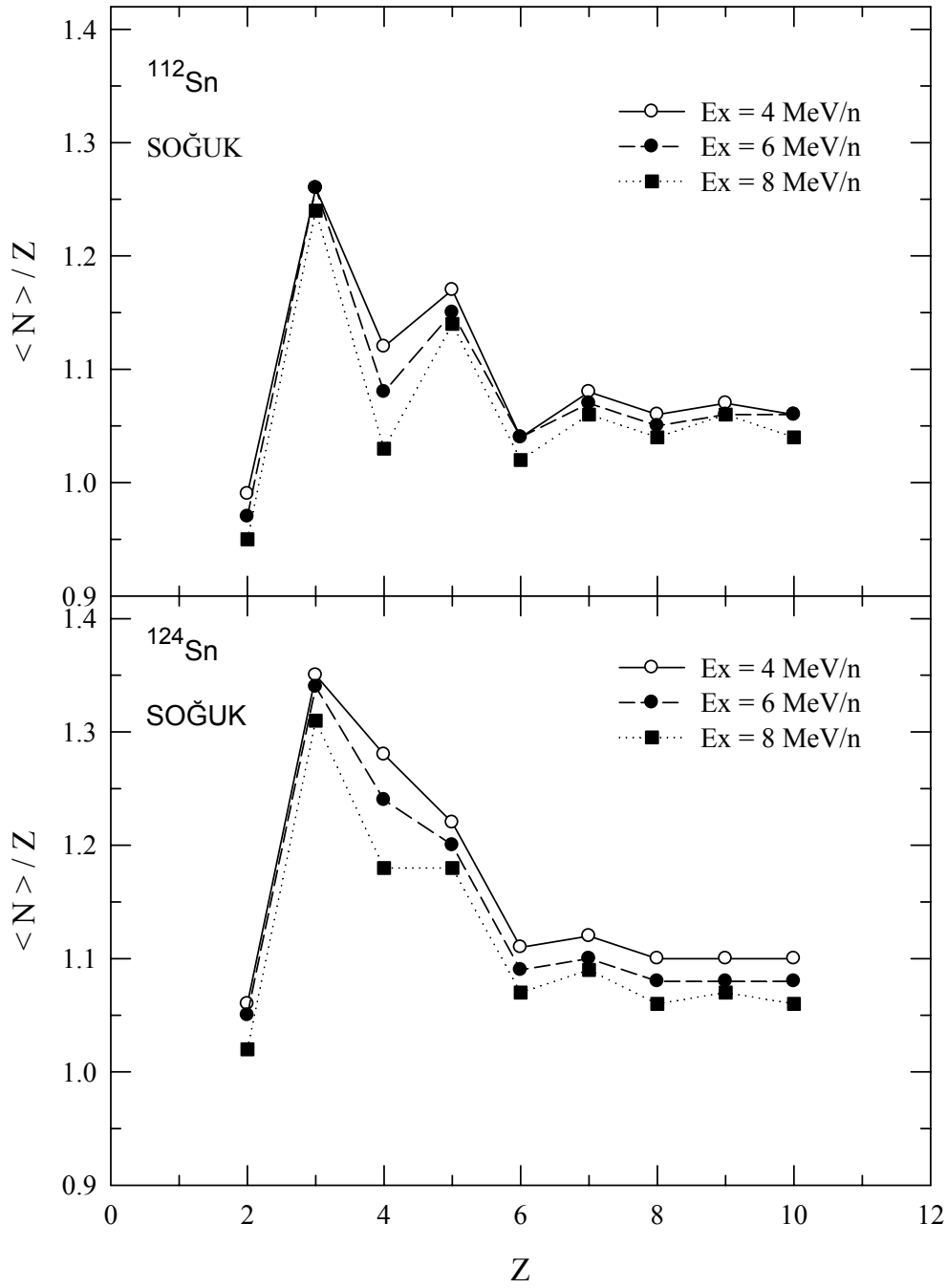
Tablo 3.1. Hesaplamalarımızda kullanılan çekirdeklerin kütle ve atom numaraları, nötron sayıları ve N/Z oranları.

Çekirdek	Kütle numarası	Atom numarası	Nötron sayısı	N/Z
Sn	124	50	74	1.48
Sn	112	50	62	1.24

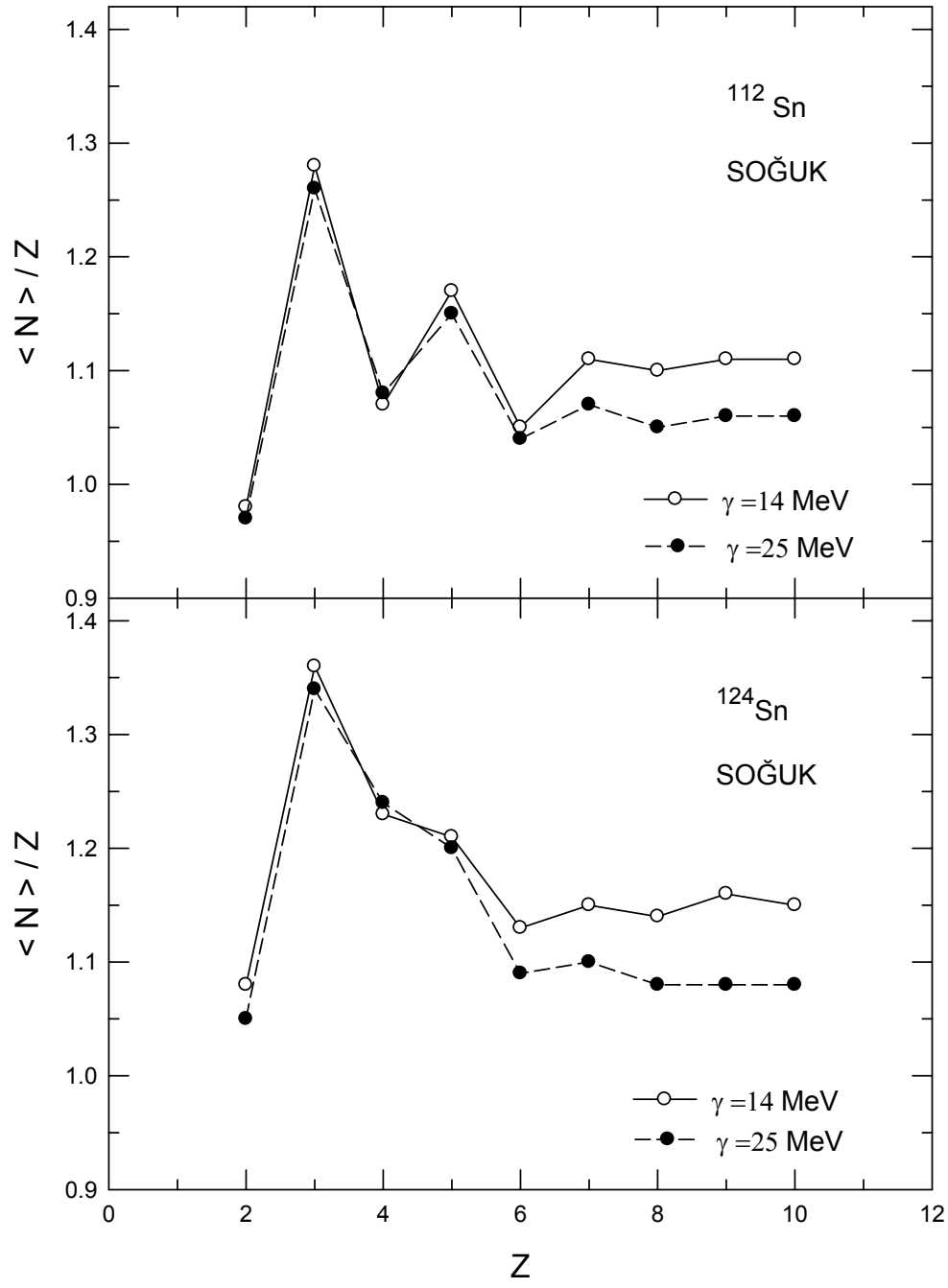
3.1. Simetri Enerjisinin <N>/Z Oranına Etkisi

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)). Biz bu çalışmamızda istatistiksel çok katlı parçalanma modelini kullanarak simetri enerjisindeki azalmanın parçalanma ürünleri ve izotop dağılımlarına etkilerini hesapladık. Bugüne kadar yapılan deneysel çalışmalarda nükleer parçalanma reaksiyonları sonucunda 'rise-and-fall', kalorik eğrilerde plato davranışı gibi parçalanma ürünlerinin dağılımı hakkında önemli bilgiler edinilmiştir. Şekil 3.1 'de ortalama <N>/Z oranının Z'ye göre değişimi Z=3-10 aralığındaki hafif parçacıklar için gösterilmiştir. Bu şekilde <N>/Z oranının uyarılma enerjisine bağlılığı da gösterilmiştir. Nötron fakir element ^{112}Sn 'nin <N>/Z oranları nötron zengin ^{124}Sn 'ye ait oranlardan daha düşüktür. Bu durum deneysel analizlerle uyum içerisindedir (C.Sfienti ve ark.(2009)). Şekil 3.2'de ise simetri enerji katsayısı gamanın <N>/Z oranlarına etkisi gösterilmektedir. Simetri

enerjisindeki değişimin <N>/Z oranlarında önemli değişikliklere neden olduğu görülmüştür.



Şekil 3.1. Ortalama <N>/Z oranlarının çeşitli uyarılma enerjilerinde parçacık yükünün bir fonksiyonu olarak değişimi



Şekil 3.2. Ortalama <N>/Z oranlarının simetri enerjisine göre değişimi

3.2. Simetri Enerjisinin İsoscaling Katsayılarına Çeşitli Uyarılma Enerjilerindeki Etkileri

İsoscaling yaklaşımı buharlaşma, kuvvetli sönümlü ikili çarpışmalar ve nükleer çok katlı parçalanma gibi birçok reaksiyonda uygulanmaktadır. Nötron proton oranları farklı iki ağır iyon çarpıştığı zaman elde edilen izotop ürünlerinin analizi bize reaksiyon hakkında önemli bilgiler verir. İsoscaling katsayıları aşağıdaki formülde α ve β olarak tanımlanmaktadır.

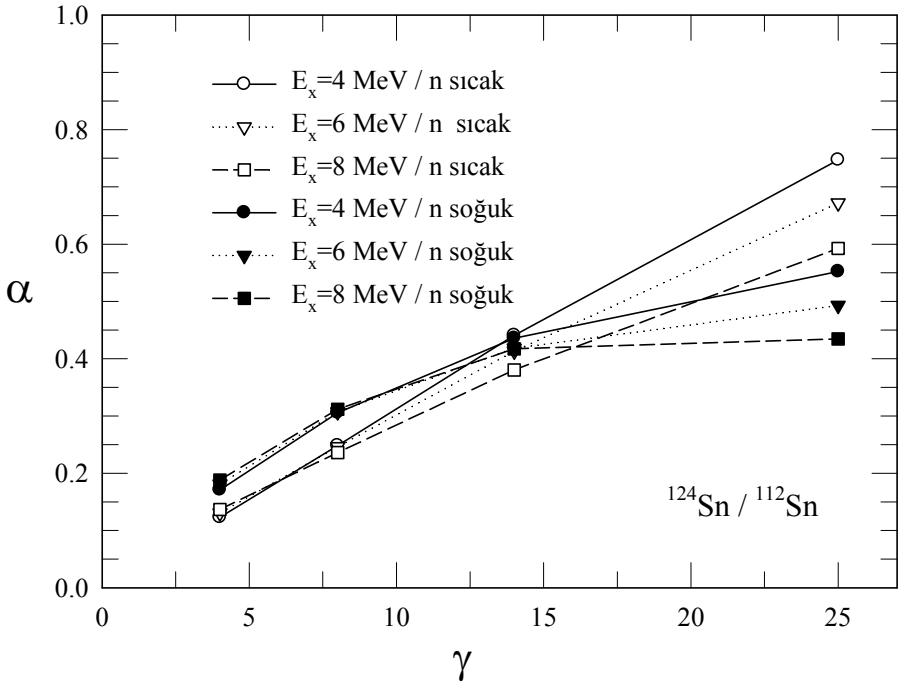
$$R_{21}(N,Z) = Y_2(N,Z)/Y_1(N,Z) = C\exp(N\alpha + Z\beta) \tag{3.1}$$

Bu denklemde R_{21} ürün (yield) oranı, Y_2 nötron fakir elementin parçalanma ürünü, Y_1 nötron zengin elementin parçalanma ürünü, C normalizasyon katsayısı, N nötron sayısı ve Z de proton sayısını göstermektedir. İsoscaling parametresi α ile simetri enerjisi arasındaki bağıntı deneysel ve teorik çalışmalarda aşağıdaki şekilde ele alınmıştır(A.S.Botvina ve ark.(2002), A.Le Fevre ve ark(2005)):

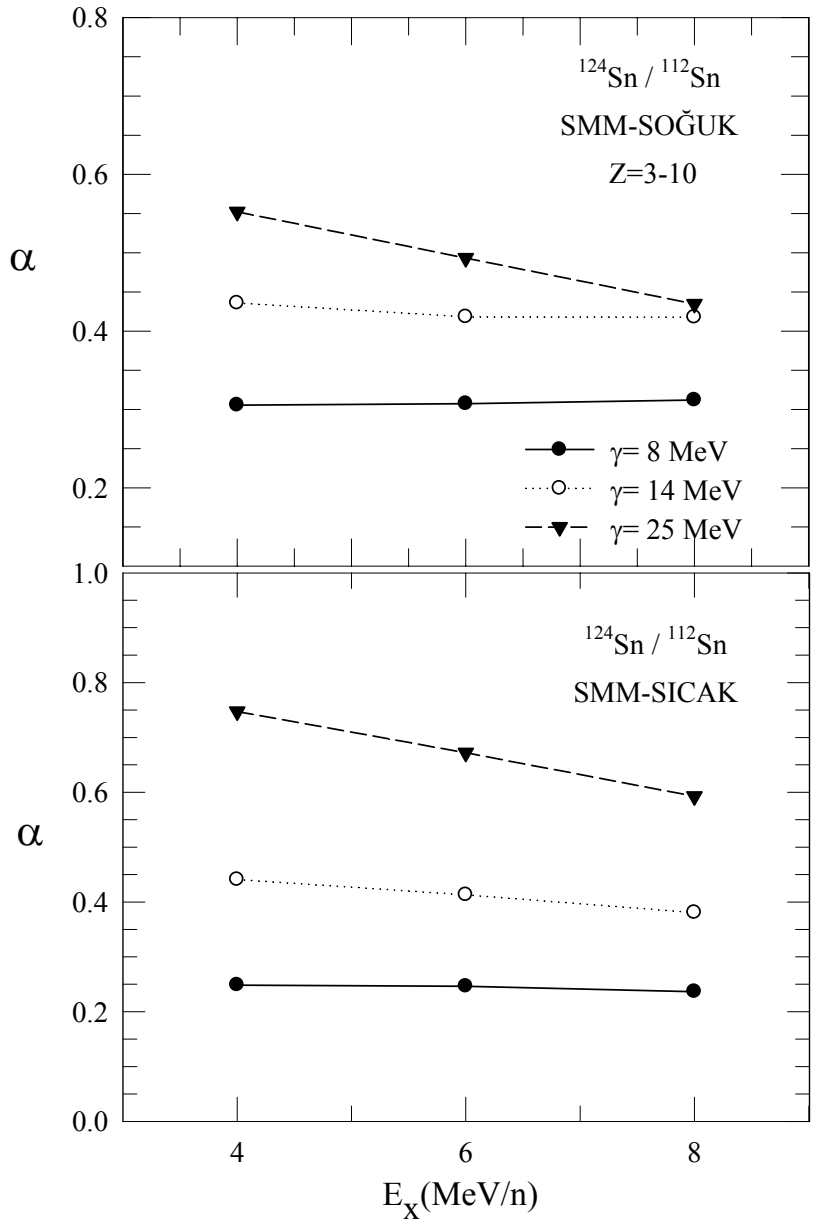
$$\alpha \approx \frac{4\gamma}{T}\left(\frac{Z_1^2}{A_1^2} - \frac{Z_2^2}{A_2^2}\right) \tag{3.2}$$

Burada Z_1, A_1 ve Z_2, A_2 nötron fakir ve nötron zengin elementlerin yük ve kütle numaralarıdır. Biz bu çalışmada isoscaling katsayılarının çeşitli uyarılma enerjilerinde simetri enerjisi katsayısı γ ile değişimini hesapladık. Hesaplamaları yaparken Z=3-10 aralığını ve uyarılma enerjisi için de $4 \le E_x \le 8$ MeV/nükleon aralığını kullandık. Şekil 3.3'de ^{112}Sn ve ^{124}Sn elementleri için isoscaling katsayısı α'nın simetri enerjisi katsayısı γ'ya göre değişimini gösterdik. Bu şekilde donma hacmindeki sıcak parçalanma ürünlerinden elde edilen α değerleri ile ikincil uyarılmalarla oluşan soğuk parçalanma ürünlerinden elde edilen α değerleri ayrı ayrı gösterilmiştir. Sıcak parçalanma ürünlerinden elde edilen α ile γ arasında hemen hemen lineer bir bağıntı gözlenirken ikincil uyarılmalar sonucu oluşan soğuk

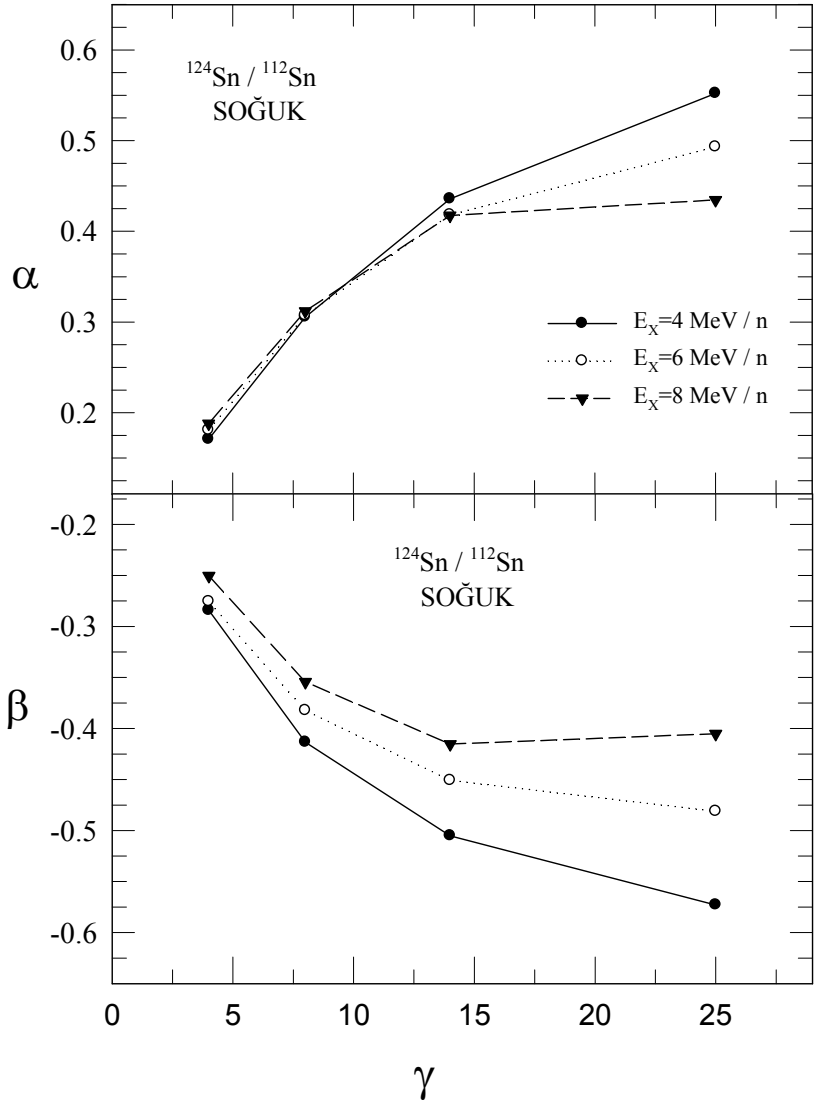
parçalanma ürünlerinden elde edilen α değerlerinin γ enerjisine duyarlılığında azalma gözlenmiştir (özellikle yüksek uyarılma enerjilerinde küçük parçacıklar için). Bu etki A. Le Fevre ve ark(2005) tarafından detaylı olarak incelenmiştir. Donma hacmi civarındaki yoğunluklarda simetri enerjisi katsayısı 14 MeV civarına kadar düşmektedir. Şekil 3.4.'de ise isoscaling katsayısı α'nın uyarılma enerjisi E_x'e göre değişimi gösterilmiştir. Şekilden de görüleceği gibi simetri enerji katsayısı γ'nın 25 MeV olduğu civarda α'lar E_x'e göre daha hassas olmakla beraber γ'nın daha alt değerleri için bu hassaslık kaybolmaktadır. Şekil 3.5'te ise isoscaling katsayıları α ve β'nın çeşitli uyarılma enerjilerinde simetri enerjisi katsayısı gama ile değişimi gösterilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü gibi, alfa isoscaling katsayıları simetri enerjisi katsayısı arttıkça önemli artışlar göstermektedir. Ayrıca alfa katsayılarının uyarılma enerjisiyle değişimi de bu şekilden görülebilmektedir. Aynı şekilde isoscaling katsayısı betanın değişimi de alfanın değişimi ile aynı eğilimi göstermektedir.



Şekil 3.3. İsoscaling katsayısı alfanın çeşitli uyarılma enerjilerinde, simetri enerjisi katsayısı gama ile değişimi.



Şekil 3.4. İsoscaling katsayısı alfanın çeşitli simetri enerjisi katsayıları için uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak değişimi



Şekil 3.5. İsoscaling katsayıları alfa ve betanın çeşitli uyarılma enerjilerinde, simetri enerjisi katsayısı gama ile değişimi

4. ARTIK ÇEKİRDEK İSTATİSTİK TOPLULUĞUNUN RASGELE HESAPLANMASI

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

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

İlk durumun ICM (Intranuclear Cascade Model) gibi dinamik bir modelle tanımlanabilmesine rağmen, deneysel verilerle direk olarak karşılaştırılabilmesi bakımından dengede olmayan bir durum sonrası dengeye ulaşan kaynakların bir topluluğunu belirlemek daha kullanışlıdır(Botvina ve Mishustin 1992). Oluşan artık çekirdeğin özellikleri istatistiksel çok katlı parçalanma modelleri ile

araştırılmıştır(Botvina ve Mishustin 1992, Barz ve ark. 1993, Li ve ark. 1993). Bu araştırmaların analizine göre, sıcak nükleer sistemin (SNS) dağılımı, nükleon başına uyarma enerjisinin artmasıyla istatistiksel çok katlı parçalanmaya maruz kalan artık çekirdeğin kütle numarası A değerinin azalmasının bir ilişkisiyle ve $\varepsilon^* = \frac{E^*}{A} \approx 6-8$ MeV aralığındaki değerlerde uyarma enerjisinin bir doyuma ulaştığı şeklinde karakterize edilmiştir(Botvina ve ark. 1995). İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullanılarak yapılan hesaplamalarda, uyarma enerjisi E^* değeri, ortalama kütle A ile ilişkilendirilerek, artık çekirdek (sıcak nükleer sistem, SNS) dağılımının deneysel verilerine uygun sonuçlar elde edilmiştir(Botvina ve ark. 1995). Böylece artık çekirdeğin E^* uyarma enerjisi ile ortalama kütle A arasında genel bir ilişki kurulmuştur. A kütle numarasına ve E^* uyarma enerjisine göre sürekli olan artık çekirdek ya da sıcak nükleer sistem (SNS) toplulukları göz önüne alınarak ve A ortalama kütle değeri civarındaki kütle numarasının gausyen dağılımları farz edilerek dengedeki kaynakların ortalama kütlesi A,

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

denklemi ile parametrize edilmelidir(Botvina ve ark. 1995, Botvina ve ark. 2006). Burada E^* kaynakların MeV cinsinden uyarma enerjisi, A_0 ise kaynakların kütlesidir. Ayrıca, $a_1 = 0{,}001\ (\text{MeV})^{-1}$ değerine eşitken, $a_2 \approx 0{,}009 - 0{,}015\ (\text{MeV})^{-2}$ aralığında değerler alabilir ve kaynakların enerjisine çok az bağlıdır. Ayrıca yapılan analizler sıcak artık çekirdeğin uyarma enerjisinin bir sınırlaması için bazı göstergelerin olduğu anlaşılır. Bunun sebebi de denge öncesi emisyondur. Yüksek bir enerji artık çekirdeğe aktarılırsa onun büyük bir kısmı parçalanma öncesi hızlı parçacıklarla uzağa taşınır. Böylece uyarma enerjisi ile parçacıkların bağlanma enerjisinin karşılaştırılabilirliğinin doğal bir sınırı olduğu beklenebilir. Buna göre denklem (4.1)'den nükleon başına maksimum uyarma enerjisinin $\varepsilon^*_{max} = \frac{E^*_{max}}{A} = 8{,}13\,\text{MeV}$ olduğu anlaşılır(Botvina ve ark. 1995). Denklem (4.1) reaksiyonun dengede

olmayan aşamasından sonra oluşan artık bir nükleer sistemin kütle numarası ve uyarma enerjisi arasındaki doğal bir ilişkiyi yansıtır. Yani yüksek uyarma enerjilerinde daha çok parçacık oluşur. Uyarma enerjisi ile kütle numarasının kabul edilen ilişkisi hem dinamik simülasyonlarla(Konopka ve ark. 1993, Barz ve ark. 1993) hem de diğer istatistik modellerle (Li ve ark. 1993, Botvina ve ark. 1995, Raduta A.H. ve Raduta A.R. 2000) tutarlı sonuçlar vermektedir. Farklı Z_{bound} (bağ yükü; parçacıklarda depolanan toplam yük, $Z \geq 2$) değerlerinde parçacık oluşumunun çok iyi bir tanımlama sağlamasının yanı sıra artık çekirdek topluluğunun topluluk parametresi ile yapılan hesaplamaları kalorik eğrinin davranışını yeniden oluşturur(Xi ve ark. 1997).

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

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

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

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

$$Y_{(\varepsilon^*)} \propto \exp\left(-c_1 \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon^*_{max}}\right) \tag{4.3}$$

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, ε^*_{max} civarında ürün dağılımlarının hedefe bağlı olduğunu göstermişlerdir. Hedef çekirdeğin Cu olması durumunda, eğer artık çekirdeklerin uyarma enerjileri ile bir birikiminin sınır değere yaklaşımı varsa, bu durumda, $\varepsilon^*_{küçük} < \varepsilon^* \leq \varepsilon^*_{max}$ civarındaki parametrizasyon

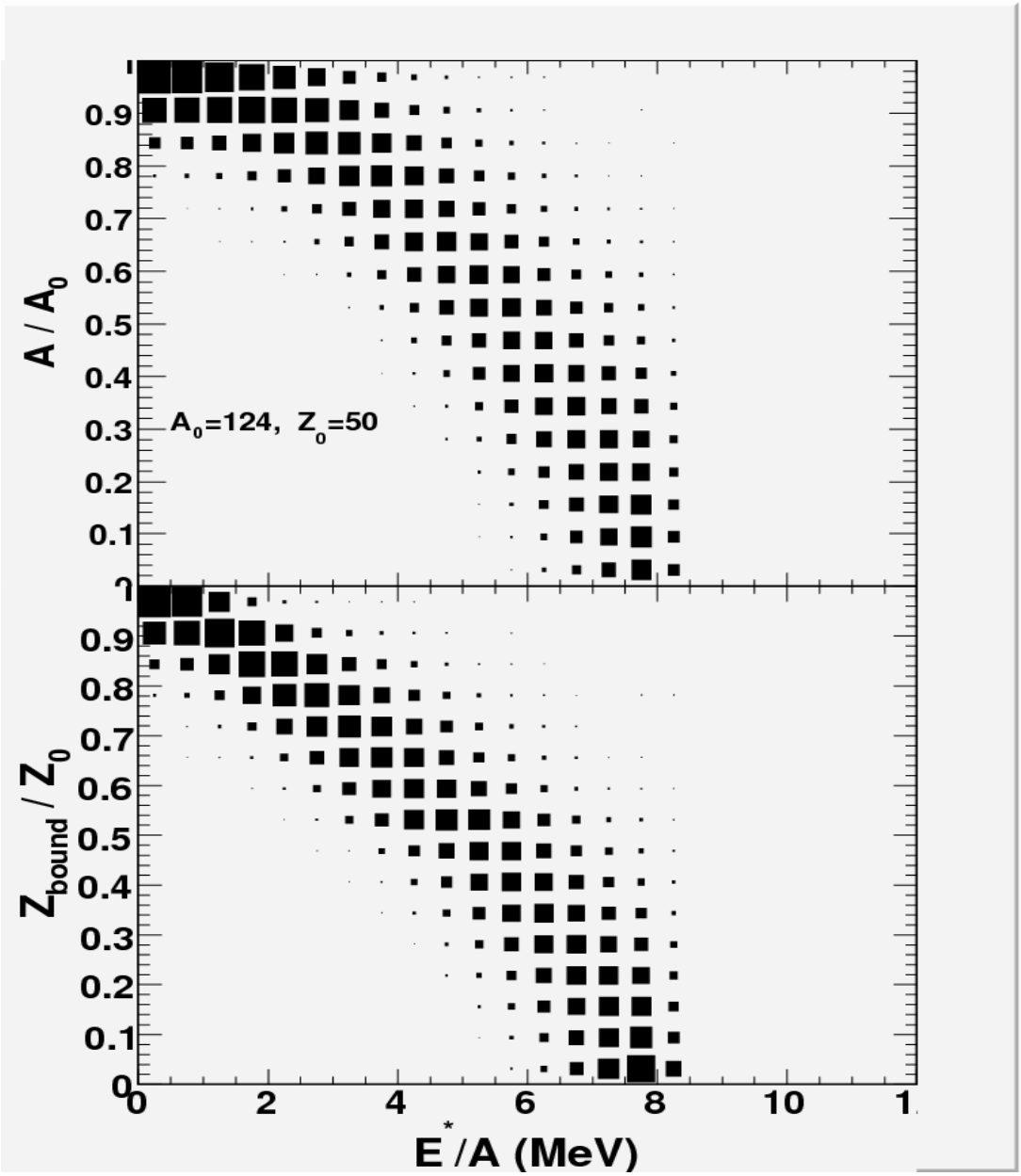
$$Y_{(\varepsilon)} \propto c_3 \left(-\alpha'(\varepsilon^*)\right) \exp(-c_2 (1-\alpha(\varepsilon^*))) \tag{4.4}$$

biçiminde yapılmıştır. Burada, artık çekirdek topluluğunun rasgele oluşumuna olanak tanımak için denklem (4.1) ile verilen $\alpha(\varepsilon^*)$ fonksiyonu ve bu fonksiyonun ε^*'a göre birinci türevi $\alpha'(\varepsilon^*)$ kullanılmıştır. Her iki parametrizasyon da $\varepsilon^* = \varepsilon^*_{küçük} = 5$ MeV değeri için $c_2 = 1{,}62\, c_1$ ve $c_3 = (-\alpha'(\varepsilon_{küçük}))^{-1} = 6{,}6$ eşitliklerini gerektirir. Bu parametrelerin, deneysel verilerle en iyi uyumu $c_1 = 0{,}16$, $\sigma_0 = 0{,}07$ ve $c_0 = 2$ değerleri için bulunmuştur(Botvina ve ark. 1995).

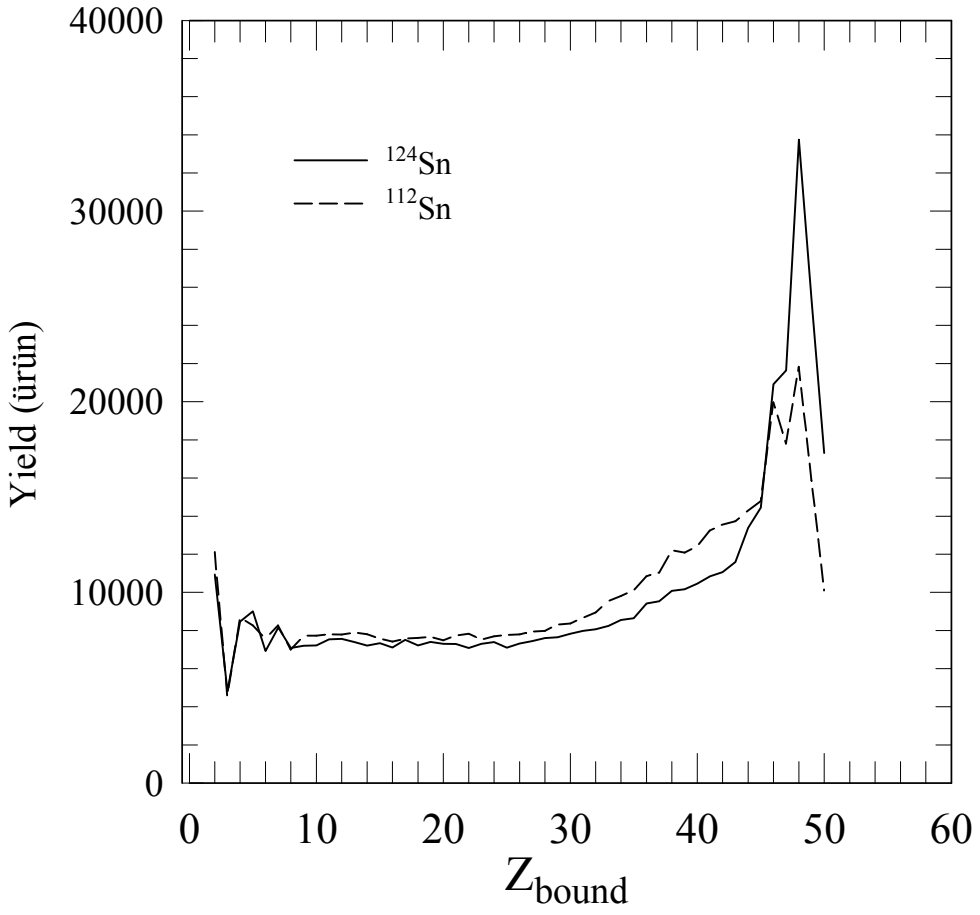
Biz çalışmamızda, (4.1)-(4.4) denklemleri ile genelleştirilen SNS (sıcak nükleer sistem) dağılımının kütle (Şekil 4.1, üst panel) ve bound (bağ) yükünün (Şekil 4.1, alt panel) uyarma enerjisiyle değişimini gösterdik. Yapılan hesaplamalarda topluluktaki tüm kaynakların N/Z oranlarının hedefe gönderilen çekirdekle aynı olduğu kabul edildi. Dinamik hesaplamalar, bunun düşük uyarma enerjili kaynaklar için oldukça makul bir yaklaşım olduğunu gösterir. N/Z oranındaki çok küçük bir azalma sadece çok yüksek uyarma enerjili kaynaklar için öngörülür(Botvina ve ark. 2002, Le Fevre ve ark. 2005). Şekil 4.1'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'den daha yüksek enerjilerle uyarılmış artık çekirdekler (sıcak nükleer sistem) $\frac{E^*}{A} > 9$ MeV değerinde dengeye ulaşmak için kütle ve enerji kaybetmesinden kaynaklanır. Bu durum termodinamik dengeye varana kadar devam eder. $\frac{E^*}{A} \approx 8-9$ MeV civarında artık çekirdek dengeye ulaşır. Ayrıca kaynakların boyutlarının nispeten büyük olması durumunda maksimum IMF üretimine yaklaşık 5-6 MeV/n civarındaki E^* değerinde ulaşılacağını belirtmek önemlidir(Şekil 4.1). Oluşan uyarılmış artık çekirdeklerin oluşturduğu istatistiksel topluluğun parçalanma ürünlerinin kütle numaralarının uyarılma enerjilerindeki sayısını (yoğunluğunu) gösteren grafik şekil 4.1'de verilmiştir.

Şekil 4.2.'de ise ^{112}Sn ve ^{124}Sn elementleri için parçalanma ürünlerinin Z_{bound} değerlerine göre değişimi gösterilmiştir. Z_{bound}<10 değerleri için (uyarılma enerjisi E_x'in yüksek olduğu durumlar) parçalanma ürünlerinin boyutları çok küçüktür. Küçük sayıda nükleondan oluşan sistemelere istatistiksel çok katlı parçalanma modelini uygulamak yeterli değildir. Bu yüzden $Z_{bound} \approx$10-40 aralığı deneysel sonuçlarla karşılaştırmak için uygun bir aralıktır. Bu aralık rise-fall karakteristiği ile tanımlanır.



Şekil 4.1. ^{124}Sn çekirdeğinin nükleer çok katlı parçalanması sonucunda oluşan artık çekirdek topluluğunun A/A_0 (üst panel) ve Z_{bound}/Z_0 (alt panel) değerlerinin E^*/A ile değişimleri. Karelerin alanları her bir kutudaki çekirdek sayısıyla orantılıdır.

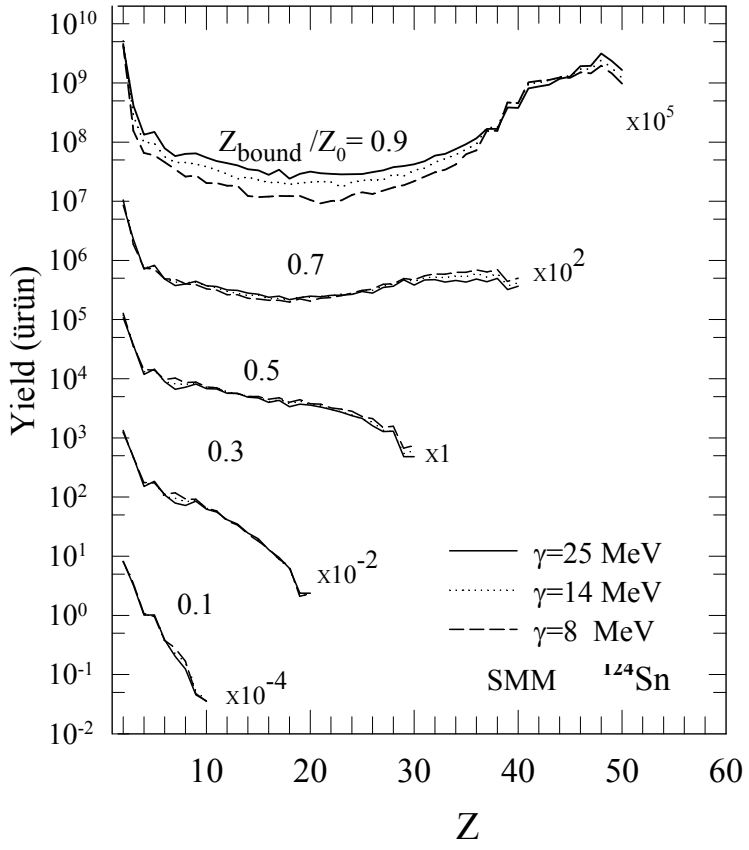


Şekil 4.2. ^{124}Sn ve ^{112}Sn çekirdeklerinin parçalanma ürünlerinin Z_{bound}'un fonksiyonu olarak değişimi

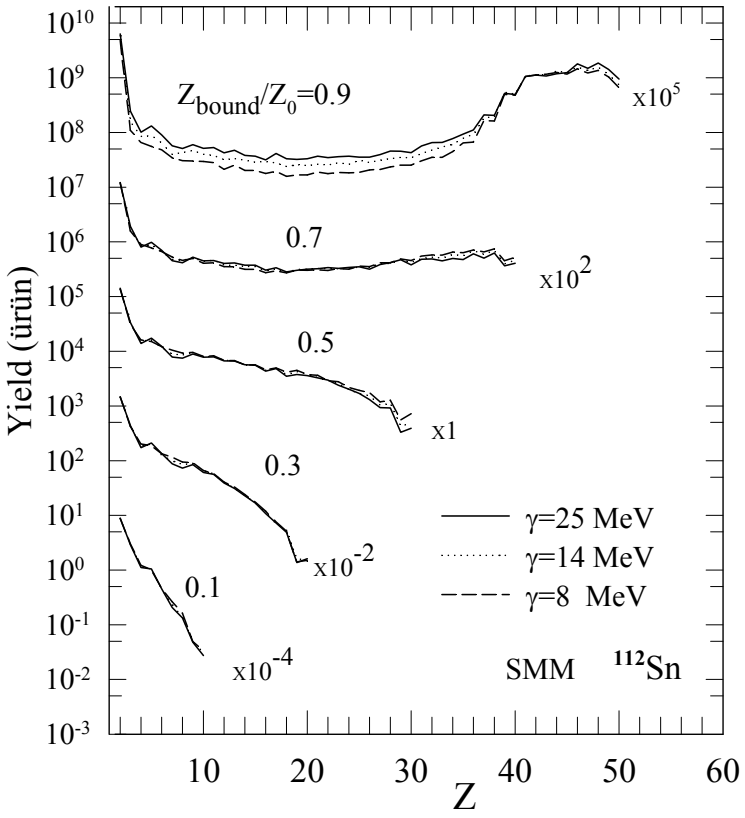
4.1. Simetri Enerjisinin Yük Dağılımına Etkileri

Biz bu bölümde istatistiksel artık-çekirdek topluluğu yaklaşımını kullanarak parçacık yük dağılımının Z_{bound}'a göre değişimini ^{124}Sn ve ^{112}Sn çekirdeklerinin parçalanma reaksiyonları için inceledik. Şekil 4.3.a ve b'de bu elementlerin

parçalanma ürünlerinin bağ yükü dağılımının Z_{bound}'a göre değişimi gösterilmiştir. Bu şekilde Z_{bound}/Z_0= 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 değerlerinde gama simetri enerji katsayısının parçalanma ürünlerine etkisi hesaplanmıştır. Açıkca görüldüğü gibi yük dağılımları U-şeklinde olmaktadır ve simetri enerji katsayısının etkisi ihmal edilebilir düzeydedir.



Şekil 4.3.a. Nötron zengin ^{124}Sn çekirdeğinin farklı Z_{bound} aralıklarında simetri enerjisi parametresi γ'nın yük dağılımına etkisi

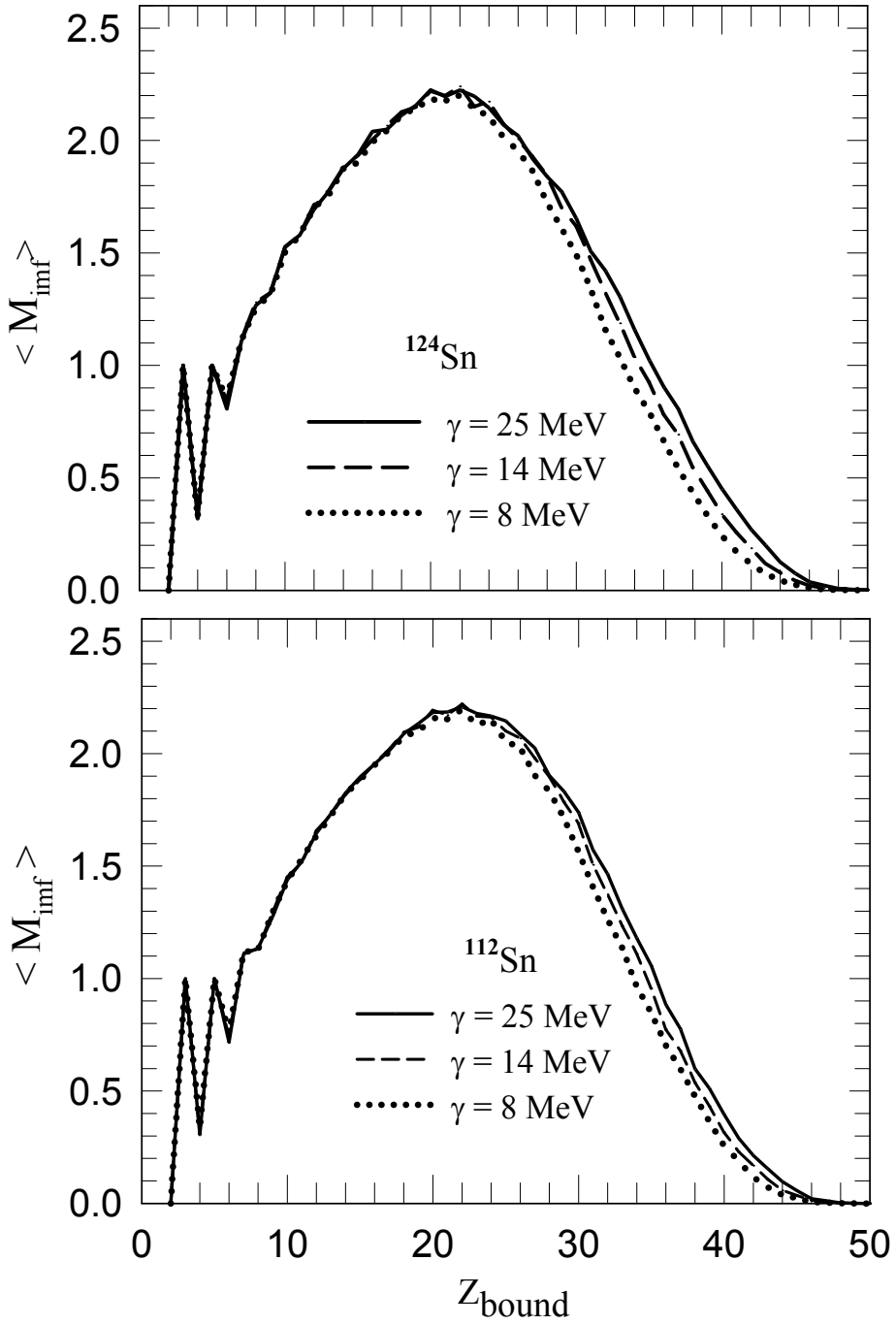


Şekil 4.3.b. Nötron fakir ^{112}Sn çekirdeğinin farklı Z_{bound} aralıklarında simetri enerjisi parametresi γ 'nın yük dağılımına etkisi

4.2. Simetri Enerjisinin IMF'ye Etkisi

^{124}Sn ve ^{112}Sn çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanması sonucunda oluşan orta kütleli parçacıkların (intermediate mass fragment, IMF) ortalama çok katlılığını $\langle M_{IMF} \rangle$, SMM'in öngördüğü topluluk parametrelerini kullanarak, farklı Z_{bound} değerleri için hesapladık. Simetri enerjisinin etkisini inceleyebilmek için γ değerimizi 8, 14 ve 25 MeV şeklinde değiştirerek hesaplamalar yaptık ve Şekil4.4'de

farklı Z_{bound} aralıklarına karşılık $\langle M_{IMF} \rangle$ garfiğini çizdik. Z=3-20 aralığında yaptığımız hesaplamaların sonucunda her iki element için de simetri enerjisi katsayısı gamanın IMF'ye etkilerinin ihmal edilebilir boyutlarda olduğunu gözledik.

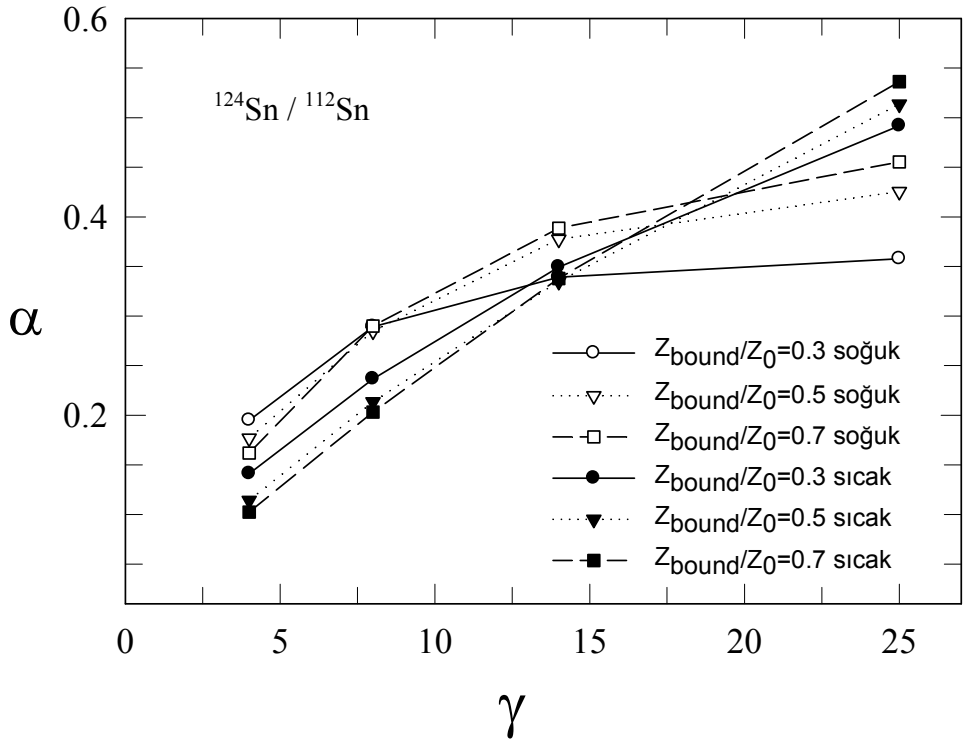


Şekil 4.4. IMF'nin çeşitli simetri enerji değerleri için Z_{bound} 'a göre değişimi

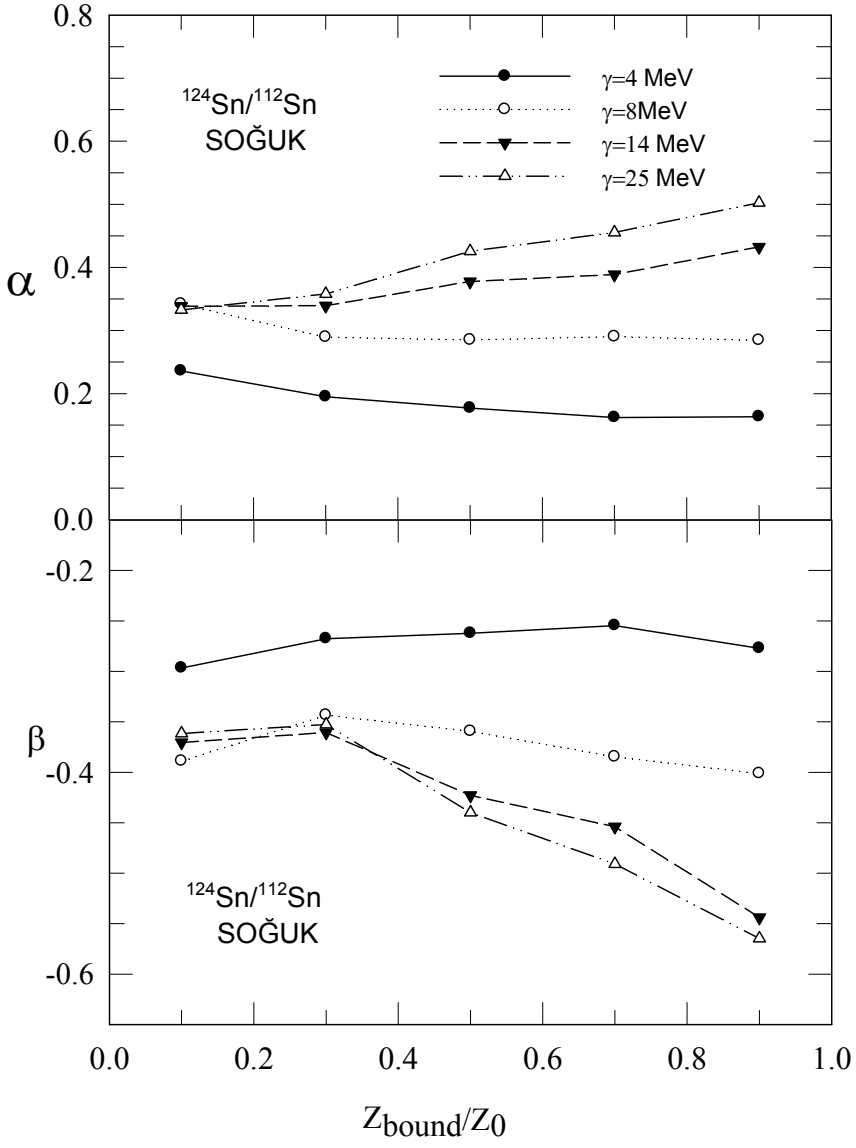
Gama parametresi parçacık izotop dağılımının genişliği üzerinde önemli derecede etkilidir.

4.3. Simetri Enerjisinin İsoscaling Katsayılarına Çeşitli Z_{bound} Aralıklarındaki Etkileri

Bu bölümde istatistiksel artık çekirdek topluluğu hesaplamalarını kullanarak, nötron zengin ve nötron fakir elementler ^{124}Sn ve ^{112}Sn için isoscaling katsayısı α'nın simetri enerjisi katsayısı γ'ya göre değişimini çeşitli Z_{bound} aralıkları için gösterdik. Şekil 4.5'te donma hacmindeki sıcak parçalanma ürünlerinden elde edilen α değerleri ile ikincil uyarılmalarla oluşan soğuk parçalanma ürünlerinden elde edilen α değerleri ayrı ayrı gösterilmiştir. Sıcak parçalanma ürünlerinden elde edilen α ile γ arasında hemen hemen lineer bir bağıntı gözlenirken ikincil uyarılmalar sonucu oluşan soğuk parçalanma ürünlerinden elde edilen α değerlerinin γ enerjisine duyarlılığında azalma gözlenmiştir (özellikle yüksek uyarılma enerjilerinde küçük parçacıklar için). Bu etki A. Le Fevre ve ark(2005) tarafından detaylı olarak incelenmiştir. Donma hacmi civarındaki yoğunluklarda simetri enerjisi katsayısı 14 MeV civarına kadar düşmektedir. Şekil 4.6'da ise isoscaling katsayıları α ve β'nın Z_{bound}/Z_0'a göre değişimi gösterilmiştir.



Şekil 4.5. Simetri enerji parametresi γ'nın isoscaling katsayısı α'ya çeşitli Z_{bound} aralıklarındaki etkisi



Şekil 4.6. İsoscaling katsayıları α ve β'nın çeşitli simetri enerji değerleri için Z_{bound} / Z_0'a göre değişimi

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

İstatistiksel çok katlı parçalanma modelini (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullanarak, farklı izospinli, nötron zengin ve nötron fakir ^{124}Sn ve ^{112}Sn çekirdeklerinin 4-8 MeV/n aralığındaki uyarma enerjileri için nükleer çok katlı parçalanmalarına simetri enerjisinin etkilerini inceledik. Hesaplamalarımızda kullanılan çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanmalarında oluşan orta kütleli parçacıkların kütleleri $6 \leq A \leq 40$ aralığında ve yükleri $3 \leq Z \leq 20$ aralığında seçildi. İsoscaling katsayılarını hesaplarken nötron zengin ve nötron fakir ^{124}Sn, ^{112}Sn çekirdeklerinin parçalanma ürünlerindeki izotopların ürün oranları için Z=3-10 aralığını kullandık. Uyarılma enerjisi aralıkları için E_x=4-8 MeV/n aralığını ve Z_{bound} / Z_0=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 değerlerini kullandık. Her iki çekirdeğin parçalanma ürünlerinin bu Z_{bound} aralıklarındaki değişimini ALADIN S254 deneysel sonuçları ile karşılaştırdık ve sonuçların çok iyi bir uyum içinde olduğunu gözledik (R.Ogul ve Ark. yayın için hazırlanıyor).

Üçüncü bölümde yaptığımız hesaplarda simetri enerjisi katsayısının parçalanma ürünlerinin <N>/Z ve isoscaling katsayılarına etkisini çeşitli uyarılma enerji değerleri için hesapladık. Z=3-10 aralığındaki hafif parçacıklar için yaptığımız hesaplamalarda simetri enerjisi katsayısı γ'nın <N>/Z oranlarını önemli ölçüde değiştirdiğini gözledik. İsoscaling katsayılarına γ'nın etkisini de inceledik. γ=25 MeV değerinde uyarılma enerjisi etkisi gözle görülür miktarda iken γ'nın düşük değerlerinde uyarılma enerjisinin etkisinin ihmal edilebilir boyutlarda olduğunu gözledik. Sıcak parçalanma ürünleri için isoscaling parametresi α ile γ arasındaki bağıntının lineer olduğu gözlenirken ikincil ışımalardan sonra oluşan soğuk parçalanma ürünleri için bulunan α değerlerinin γ değerlerine karşı daha az duyarlı olduğunu gözledik. Sonuç olarak düşük yoğunluktaki donma hacminde oluşan sıcak parçacıklar için simetri enerji katsayısı γ'nın önemli ölçüde düşük değerler aldığını (14 MeV civarında) gözledik. Asimetrik nükleer maddenin durum denkleminin

belirlenmesinde yoğunluğa bağlı simetri enerjisi katsayısını belirlemek önemlidir. Bu da sadece nükleer fizik için değil astrofizik olayları için de önemlidir.

Dördüncü bölümde yaptığımız hesaplarda simetri enerjisi katsayısının parçalanma ürünlerinin yük dağılımına, orta kütleli parçacıkların dağılımına ve isoscaling katsayılarına etkisini çeşitli Z_{bound} / Z_0 değerleri için hesapladık. Z_{bound} ile uyarılma enerjisi E_x ters orantılı olduğu için 3. ve 4. bölümdeki grafikleri incelemek ilginçtir. Fiziksel olarak artan Z_{bound} değerleri azalan E_x değerlerine karşılık geldiği için 3. bölümde bulunan tüm sonuçların 4. bölümde yaptığımız hesaplamalarla uyumlu olduğunu gözledik.

Sonuç olarak, elde ettiğimiz sonuçlar literatürde elde edilen deneysel ve teorik sonuçlarla uyum içerisindedir (Büyükçizmeci ve ark. 2008, Eren ve ark. 2007, Erdogan ve ark, 2007, Büyükçizmeci ve ark. 2005, Iglio J. Ve ark., 2006, Souliotis G. Ve ark., 2007) . 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. 1990 Supernova mechanisms. Rev. Mod. Phys. 62:801-866.

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

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

Bondorf, J. 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.

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.

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

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.

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

Eren N, Buyukcizmeci N., Ogul R. 2007Mass distributions for nuclear disintegration from fission to evaporation Phys.Scripta 76, 657.

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

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. et al., Phys. Rev. C 74, 024605 (2006).

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

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

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

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

Li, B. A., DeAngelis, A. R. ve Gross, D. H. E. 1993 Statistical-model analysis of ALADIN multifragmentation data. Phys. Lett. B 303:225-229.

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.

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

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

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

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

Ono, A. et al., Phys.Rev. *C* 68, 051601 (2003).

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. et al., Phys. Rev. Lett. 102, 152701 (2009).

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

Sneppen, K. 1987 Partitioning of a two component particle system and the isotope distribution in nuclear multifragmentation. 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. et al., Phys. Rev. C 75, 011601(R) (2007).

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.

Tsang, M.B. et al., Phys.Rev.Lett. V92, 062701 (2004).

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.