

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

NÜKLEER PARÇALANMAYA SİMETRİ ENERJİSİNİN ETKİLERİ

Tuğba KARACA

Selçuk Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ

2009, 58 Sayfa

Jüri: Prof. Dr. Rıza OĞUL

Doç. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ

Yrd. Doç. Dr. Mustafa KOYUNCU

Bu çalışmada, nükleer çok katlı parçalanmada parçacık dağılımları üzerinde simetri ve yüzey enerjilerinin etkilerini gösterdik. Bu amaçla, istatistiksel çok katlı parçalanma modeli (SMM) temelinde çeşitli nötron-proton (N/Z) oranlarındaki U, Au, Xe, Sn ve La çekirdeklerini analiz ettik. Simetri enerjisinin, oluşan parçacıkların nötron zenginliğini doğrudan belirlediği görüldü. Simetri enerjisi, yüzey enerjisi ve izospinin τ ve τ_z parametreleri üzerine etkilerini de inceledik. Deneylerde ölçülen parametre değerleri standart SMM kabulü ile tutarlıdır. Simetri enerjisinin, entropi, bağıl kütle değerleri, orta kütleli parçacıkların oluşumu ve maksimum kütleli parçacıkların oluşumunu nasıl etkilediğini inceledik. Simetri enerji parametresi $\gamma = 25, 16$ ve 8 MeV değerleri için hesaplamalar yapıldı. Standart değer ile elde edilen sonuçlar ile diğer değerler arasında dikkate değer fark olmadığı görüldü. Simetri enerjisinin τ ve τ_z , entropi, bağıl kütle değerleri, orta kütleli parçacıkların oluşumu ve maksimum kütleli parçacıkların oluşumunda çok fazla etkili olmadığını gösterdik. Bu nedenle, deneysel verilerden simetri enerjisinin belirlenmesi nükleer fizik ve astrofiziksel çalışmalar için çok önemlidir.

Anahtar Kelimeler: istatistiksel çok katlı parçalanma modeli, nükleer madde, izospin, nükleer sıvı-gaz faz geçişi, simetri enerjisi.

ABSTRACT

EFFECTS OF THE SYMMETRY ENERGY OF NUCLEAR MULTIFRAGMENTATION

Tuğba KARACA

Selçuk University

Graduate School of Natural and Applied Science

Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ

2009, 58 Page

Jury: Prof.Dr. Rıza OĞUL

Assoc. Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ

Assis. Prof. Dr. Mustafa KOYUNCU

In the study, we have demonstrated the effects of symmetry and surface energy on the distribution of the particles in nuclear multifragmentation. For this purpose we have analyzed U, Au, Xe, Sn, and La nuclei with various neutron-to-protons (N/Z) ratio on the basis of statistical multifragmentation model (SMM). The symmetry energy determines directly the neutron richness of the produced fragments. We have also investigated the influences of symmetry, surface energy and isospin on τ and τ_z parameters. Experimental values of the parameters are in agreement with the standard SMM predictions. The effect of the symmetry of energy on entropy, formations of intermediate mass particles, relative mass numbers, and the maximum mass of particles was studied. The symmetry energy parameters used in the calculations were $\gamma = 25, 16$ and 8 MeV and it is observed that the experimental results were no considerable difference from the accepted standard values. It is determined that the entropy, formations of intermediate mass particles, relative mass values, and the creation of maximum mass of particles had no very much influence on the symmetry energy τ ve τ_z . That is why an extraction of this symmetry energy from the data is very important for nuclear physics and astrophysical studies.

Key Words: statistical multifragmentation model (SMM), nuclear matter, isospin, nuclear liquid-gas phase transition, symmetry energy.

1.GİRİŞ

Nükleer maddenin yüksek basınç ve sıcaklık altında davranışını incelemek, durum denklemini bulmak ve olası faz dönüşümlerini ortaya çıkarmak, Nükleer Fizik alanında yapılan son araştırmaların hedeflerinden birisidir. Nükleer reaksiyonların deneysel ve teorik olarak analizleri yalnızca nükleer fizik açısından değil, sağlık fiziğinde ağır-iyonla kanser tedavisi ve nükleer enerji teknolojisinin uygulanmasında da temel bilgiler olarak yer alır. Orta ve yüksek enerjide protonlar, ağır iyonlar ve pionlar modern araştırma laboratuvarlarında üretilmektedir. Hedef çekirdekle gönderilen bu tür parçacıkların esnek olmayan çarpışmaları, nükleer taban durumundan uyarılmış durumdaki ara nükleer sistemleri oluşturabilmektedir. Yeterince yüksek uyarma enerjilerinde, çekirdeğin iç özellikleri, özellikle kabuk yapısı önemini kaybeder ve oluşan maddenin uyarılmış durumdaki özelliklerini araştırabiliriz. Son olarak gözlemlenen, parçacıkların hızlandırıcılarda ulaşılan uyarma enerji aralığı, MeV mertebesinden birkaç GeV mertebesine kadardır. Düşük enerjilerde bileşik çekirdekte tipik olarak nükleon başına 1–2 MeV uyarma enerjisi depo edilir. Çarpışan iyonların birleşmesi sonucu sistem termodinamik dengeye ulaşır ve sıcak bir bileşik çekirdek oluşur. Bileşik çekirdek belli bir süre yapısını koruduktan sonra hafif parçacık ve gamma ışını yayınlamaya başlar. Uygulanan bombardıman enerjisi arttıkça bileşik çekirdeğe depo edilen uyarma enerjisi artar ve dolayısıyla sıcaklık da buna bağlı olarak artış gösterir ve sıkışma sonucu sistemin yoğunluğu da yükselir. Bu tür enerjilerde bileşik çekirdeği sıkışmış ve sıcak ara durum gibi görmek daha uygun olur. Basınç ve sıcaklık yüksek ise, genişleme durumunda sistem tamamen nötron ve protonlara ayrılır, buna **patlama** veya **buharlaştırma** denilir. Basınç ve sıcaklık çok fazla değilse, genişleme durumunda buharlaştırma yerini, irili ufaklı nükleer damlalara ayrılmaya bırakır, buna da **nükleer çok katlı parçalanma** denilir.

Nükleer kuvvetler kısa mesafelerde itici uzun mesafelerde çekici olduğundan, parçalanma ve buharlaştırma olaylarının gözlemlenmesi homojen nükleer maddenin dinamiği göz önünde tutularak nitel olarak anlaşılır. Nükleer maddenin durum denklemi Van der Waals denklemine benzer. Sıkışabilirlik katsayısının negatif olduğu yerde nükleer madde termodinamik olarak kararsızdır ve kararsız olduğu yerde büyük genlikli yoğunluk dalgalanmalarına bağlı olarak, nükleer madde irili ufaklı nükleer

damlacıkların karışımı şeklinde görülür. Bu damlalar arası etkileşmelerin kargaşalı olarak geliştiğini varsayarsak, donma hacminde nükleer damlalardan meydana gelen sıvı faz ile protonlardan ve nötronlardan meydana gelen gaz fazının termodinamik denge halinde bulunduğunu düşünebiliriz ve parçalanma olayını nükleer maddenin sıvı-gaz faz dönüşümü olarak görebiliriz.

Nükleer maddenin dinamik olarak nasıl bir davranış özelliği göstereceği başlangıçta uygulanan sıcaklık ve basınca bağlıdır. Sıkışmış ve sıcak madde basıncında etkisiyle radyal olarak genişler. Sıcaklık kritik bir değerin üzerinde olduğu zaman basınç her yerde pozitif olduğundan madde dışarı doğru hareketlenir. Potansiyel enerji ve kısmen termal enerji kollektif enerjiye dönüşür ve madde ani bir şekilde buharlaşır. Başlangıçta sıcaklık ve yoğunluk çok fazla değilse, belli bir noktadan sonra basınç negatif olduğu zaman genişleme yavaşlar ve madde normal yoğunluk civarında salınır. Başlangıçtaki durumda sıcaklık ve yoğunluk kritik şartların altında olduğu zaman genişleme durmasına yakın madde kararsız bölgeye girebilir ve bu da parçalanma ile sonuçlanabilir.

Nükleer maddenin kararsız bölgedeki termodinamik özelliklerini damlalar arası etkileşmeleri göz önüne alarak incelemek için; istatistik mekaniğin temel prensiplerine göre belli bir enerjide ve belli bir sayıda parçacıktan oluşan kapalı bir sistem için sistemin mikrokantonik dağılım fonksiyonunu bulmak gerekmektedir ve dağılım fonksiyonundan sistemin tüm termodinamik ile istatistiksel özelliklerini bulmak mümkündür. Yapılan hesaplamalarda sistemin donma hacmindeki sıcaklık 5-6 MeV civarına ulaştığı zaman bir faz dönüşümünü ve buna bağlı olarak bozunma mekanizmasının değişimi görülür.

Orta enerjilerde (nükleon başına bombardıman enerjisi, $E^*/A=2-15\text{MeV}$) ağır iyon reaksiyonları üzerine hem deneysel, hem de teorik çalışmalar yoğun bir şekilde yapılmaktadır. Teorik açıdan reaksiyon mekanizmasının incelenmesi için gerçekçi ve çok parçacık bağlantılarını içine alan dinamik modellerin geliştirilmesi zorunludur. Deneysel çalışmalarda, reaksiyon mekanizmasının iyi bir şekilde bulunabilmesi için ortaya çıkan tüm reaksiyon ürünlerinin kütle, enerji ve açısal dağılımlarının ölçülmesi zorunludur. Bu yüzden geniş yüzeyli detektör sistemlerinin olması gerekir.

Coulomb etkileşmesinin göz önüne alınmadığı ve termodinamik denge şartının sağlandığı sonsuz nükleer madde tanımı gerçekçi bir tanım olarak kabul edilemez. Gerçekçi bir hesaplamada yüzey ve Coulomb etkileri mutlaka göz önüne alınmalıdır. Çünkü gerçek nükleer sistemler sonludur ve birkaç yüz nükleondan meydana gelir. Bu sebeple, sonlu parçacık etkileri faz geçişlerinde önemli değişimler yaratır. Son yirmi yıl içinde tüm bu etkiler değişik modellerle yoğun olarak çalışılmaktadır.

Bu yüksek lisans çalışmasında, uyarılmış nükleer sistemleri çok uygun biçimde tanımlayabilen İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullanıldı. Bu model, basit ve uyarılmış durumdaki nükleer sistemlerin tanımlanması için çok uygundur. Kabule göre yüksek uyarma enerjisinde sistemin girilebilir durumlarının sayısı artar ve parçalanma süreci içinde çeşitli bozunma kanallarının olasılıkları, istatistiksel ağırlık fonksiyonu ile belirlenir. Böylece olası bütün serbestlik dereceleri hesaba katılmış olur. Model ile bugüne kadar yapılan hesaplamalar, deneysel değerlerle çok iyi uyumaktadır. Tezin içeriğini aşağıdaki gibi özetleyebiliriz.

İkinci bölümde, istatistiksel yaklaşımın tarihi gelişiminden başlayarak, kullanılacak olan model ve matematiksel ifadeler kısaca tanıtılacaktır. Üçüncü bölümde, U, Au, Xe, Sn ve La çekirdeklerinin çeşitli uyarma enerjilerindeki parçalanma özelliklerini belirlemek için SMM kullanılacaktır. Nükleon başına 2–15 MeV uyarma enerjisi aralığındaki, çekirdeklerin kütle dağılımları için yapılan hesaplar tartışılarak, nükleon başına uyarma enerjisinin sıcaklıkla değişiminin grafiği (kalorik eğri) verilecektir. Standart sapma, entropi gibi termodinamiksel nicelikler hesaplanarak kalorik eğri tartışılacak. Parçalanma sürecinde ortaya çıkan parçacıkların kütle dağılımlarına simetri enerjisinin etkileri tartışılacaktır.

2. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİ

Çok sayıda nükleer parçacığın oluştuğu nükleer parçalanma süreci, 40 yıldan fazla bir süre önce, ağır çekirdeklerin orta ve yüksek enerjili protonlarla yaptığı reaksiyonların sonucunda keşfedildi. Daha sonra böyle olaylar, kozmik ışınlardaki ağır iyonların foto-emülsiyonla etkileşimlerinde ve pion-çekirdek reaksiyonlarında gözlemlendi. Seksenli yıllarda nükleer parçalanma çalışmaları orta enerjilerdeki ağır iyon reaksiyonları ile başladı. Şimdi yalnızca kütle ve yükün enerjiye bağlı dağılımlarına değil aynı zamanda farklı korelasyon fonksiyonları ve dış karakteristik verilerine de ulaşılabilir. Parçalanma farklı modellere dayanan böyle verilerin sistematik analizi teorik çalışmalar için büyük önem taşımaktadır.

Son 20 yılda nükleer parçalanma için çok çeşitli modeller önerilmiştir. Bugünkü modeller aşağıdaki gibi gruplandırılabilir.

- * Olasılık modellerine örnek olarak, en küçük bilgi ilkesi gösterilebilir.
- * Makroskopik modellere örnek olarak, Faz-Geçişleri Teorisi verilebilir.
- * Mikroskopik dinamik modellere örnek olarak Zamana Bağlı Hartree-Fock Teorisi, Moleküler Dinamik Model, Kuantum Moleküler Dinamik Model gösterilebilir
- * Kinetik modellere örnek olarak Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU), Vlasov-Uehling-Uhlenbeck (VUU) denklemleri, karasız modlar yaklaşımı, dalgalanma yaklaşımları vardır.
- * Farklı türlerde istatistiksel modeller (FREESCO, MMMC, SMM, vb.) bulunmaktadır.
- * Anlık Buharlaştırma
- * Hibrit modeller (Reaksiyonun farklı aşamalarında farklı yaklaşımlar kullanılmaktadır.) bulunmaktadır.

1980'li yıllardan bu yana yapılan çalışmalar, hiçbir modelin orta ve yüksek enerjideki bir reaksiyonda çok uyarılmış nükleer sistemlerin bozunma, oluşum ve gelişiminin yeterli tarifini tek başına vermediğini çalışılan olayın karmaşık olduğunu

gösterir. Reaksiyonun seçilen bazı özelliklerini tanımlayan çeşitli yaklaşımları geliştirmek problemi çözmek için en uygun yol gözükmektedir. Deneysel sonuçlar ile her bir teorik modelin sonuçları sistematik olarak karşılaştırılmalıdır.

2.1. Nükleer Çok Kath Parçalanmanın Fiziksel Anlatımı

Nükleer parçacıkların oluşum süreci çeşitli aşamalara ayrılabilir.

- a. Orta derecede uyarılmış nükleer sistemin oluşumu
- b. Bireysel parçacıkların ayrışması ve sistemin genişlemesi
- c. Sıcak birincil parçacıkların yeniden uyarılması

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 dönüşür. İrili ufaklı bu nükleer damlacıklar, p , n , d , t , ${}^3\text{He}$ ve α gibi parçacıkları yayınlamaya (buharlaşarak) soğur ve nükleer parçacıklar olarak ortaya çıkarlar. İç basınç yeterince büyük değilse sistem çatlama noktasına ulaşamaz ve biraz genişledikten sonra tekrar bir kabarcık oluşturacak şekilde sıkışır. Sistem, salınımlar yaparak uyarılma enerjisini salar ve buharlaşır ya da fisyonu uğrar. Bu yeterince uzun yaşam süreli duruma bileşik çekirdek denir.

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. İstatistiksel 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.

Yukarıda tanımlanan ara sistemin ayrışması durumu için bazı kabuller yapılmıştır. Kuvvetli etkileşmelerin etkin olduğu bir ρ_b yoğunluğundan genişleme ve parçalanma moduna geçiş çok şiddetli olur. Sistemin termodinamik karakterlerini yansıtan sıcaklık T, entropi S gibi fiziksel büyüklüklerin tanımlanması için gerekli olan bir termodinamik denge oluşmalıdır. Farklı bozunma kanallarının olasılıklarının istatistiksel bir dağılımı olmalıdır.

2.3.1 Bozunma Şekillenimi

Bozunma şekillenimi ilk olarak, J. Randrup ve S. E. Konin (1981) tarafından gösterilmiştir. Bozunmada sistemin durumunu karakterize eden değişkenlerin tam bir seti, bütün parçacıkların kütle merkezlerinin koordinatları, açıl momentumu s_i , uyarma enerjisi E_i , momentumu P_i , yükleri Z_i ve kütleleri A_i 'yi içerir. Bu değişkenlerle karakterize edilen bu duruma F ile gösterilen bir bozunma şekillenimi denir.

$$F : \{A_i, Z_i, \vec{P}_i, \epsilon_i, \vec{s}_i, \vec{r}_i, 1 \leq M\} \quad (2.1)$$

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

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

Sanki-klasik yaklaşımında, F şekilleniminin toplam enerjisi

$$E_F = \sum_{i=1}^M \left(E_i^{td} + \frac{P_i^2}{2m_i} + \frac{S_i^2}{2I_i} + \varepsilon_i \right) + U_F \quad (2.3)$$

olarak gösterilir. Burada parantez içindeki terimler sırasıyla, i. 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 ve U_F^N nükleer etkileşimlerinin toplamı olarak yazılabilir. Kuvvetli (nükleer) etkileşimler ayrışma süreci sonunda sona erer. Bu durumu sert küre potansiyeli ile tanımlayabiliriz:

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

Burada $R_i = r_0 A_i^{1/3}$ ($r_0 = 1.17$ fm) i. Parçacığın yarıçapıdır. Gerçekçi bir yöntemle parçacıkların artık etkileşimlerini dikkate alan yaklaşımlar J. Randrup (1987) tarafından yapılmıştır. Parçacıkların küre şeklinde oldukları kabul edilir. Uzun menzilli Coulomb etkileşimi parçacıkların ayrışması aşamasında ve sonraki aşamalarda parçacıkların yayılmasını idare eder. Aşağıda görülebileceği gibi Wigner-Seitz yaklaşımında toplam Coulomb enerjisi

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

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

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

olarak yazılabilir. Burada sistemin E_0 toplam enerjisi ve E_0^* uyarılma enerjisidir. Aşağıda genelde nükleon başına uyarma enerjisi $\varepsilon^* = E_0^* / A_0$ 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. Parçacık momentumlarının toplamı,

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

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

2.3.2. Parçalanma Olayı

Yukarıda tanımlanan değişkenler seti (2.1), (2.2), (2.6) ve (2.7) denklem sınırlamalarıyla genelde fazlalık teşkil eder. Son durumların böyle detaylı bir tanımı

gerekli değildir, çünkü yalnızca asimptotik karakterler deneyle gözlenebildiği için, parçacık kütleleri, yükleri ve momentumlarıyla, bozunmadaki sistemi karakterize eden değişken sayısını bir yerde kesmek gerekir. Termal denge kabulü sayesinde, parçacık momentumu diğer değişkenler setinde 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 sıcaklıkla, aynı zamanda parçacıkların denge momentum dağılımları da belirlenir. Son durumdaki bütün parçacıkların momentumlarını Monte Carlo metodu ile seçmek mümkündür.

2.3.3. Parçalanma Dağılımı

Son durum, birincil parçacıkların yalnızca kütle ve yüklerini içerir. A kütle numaralı ve Z yüklü bir parçacık (A,Z) olarak ifade edilecektir. Aynı türden bir kaç tane bulunabilen bütün parçacıkları tek saymak yerine, her türün çarpanlarını kullanmak daha uygundur. A kütle numaralı ve Z yüklü parçacıkların sayısı (çarpanı) N_{AZ} ile gösterilir. $0, 1, 2, 3, \dots$ değerlerini alabilir. Bütün bu son durumlar, parçacık çarpanlarının setine göre sınıflandırılabilirler. Değişkenlerin böyle bir kısaltılışı f ile gösterilecek ve buna ayrışma dağılımı denilecektir.

$$f : \{N_{AZ}; 1 \leq A \leq A_0, 0 \leq Z \leq Z_0\}. \quad (2.8)$$

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. Parçacık çarpanları N_{AZ} cinsinden bu sınırlamalar

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

olarak yazılabilir. Burada toplam, f dağılımına ait bütün parçacıklar üzerinden alınır. f kanalındaki toplam parçacık çarpanı aşağıdaki gibi verilir.

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

Ayrılma durumları için, denge istatistik dağılımı kullanılarak bulunan öteleme, dönme ve iç enerji ortalamaları ve koordinatlar üzerinden ortalaması alınan Coulomb enerjisi kullanılır. Bu nedenle, bir dağılımın toplam enerjisi sistemin hacim ve sıcaklığının bir fonksiyonuna dönüşür:

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

Burada, $E_f^{\ddot{o}}(T, V)$ öteleme hareket 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. İstatistiksel Mikrokanonik Topluluk

İstatistik bir toplulukla, bozunan bir sistemin, momentum, enerji, yük ve kütlesi üzerindeki sınırlamaları sağlayan ve istatistik ağırlıklarıyla $\Delta\Gamma_f$ karakterize edilen bütün {f} kanallarının sınırlı ya da tam seti ifade edilebilir. Bu yaklaşımda bir Q fiziksel büyüklüğünün, bir f kanalındaki beklenen değeri Q_f ile verilir ve {f} topluluğu üzerinden alınan ortalama değeri ise

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

ile verilir. Burada, toplam topluluğun tüm elemanları üzerinden alınır. Örnek olarak, verilen bir (A,Z) türünde parçacıklar için ortalama çarpan,

$$\langle N_{AZ} \rangle = \frac{\sum_{\{f\}} (N_{AZ}) \Delta \Gamma_f}{\sum_{\{f\}} \Delta \Gamma_f} \quad (2.13)$$

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:

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

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

$$\langle N_A \rangle = \sum_{Z=0}^A \langle N_{AZ} \rangle \quad (2.15)$$

ifadelerine eşittir. Ortalama yükleri,

$$\langle Z_A \rangle = \sum_{Z=0}^A Z_A \left\langle \frac{N_{AZ}}{N_A} \right\rangle \quad (2.16)$$

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

Sistemin tüm mikroskopik durumlarının yük, kütle, açısal momentum, momentum ve enerji korunum kanunlarına sıkı biçimde uyduğu topluluğa mikrokronik topluluk denir. (2.1) denkleminde tanımlanan değişkenler seti F'ye göre ayrışma şekilleniminin sınıflandırılması bu topluluğa uyar.

Verilen bir dağılıma neden olan tüm mikroskopik durumlar üzerinden (2.6) enerji korunum denkleminin ortalaması alınır ve sonuçta bir f dağılımıyla ilgili yalnızca ortalama enerjiyi sınırlayan denklem elde edilir.

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

Burada denklemin sol tarafı denklem (2.11) ile verilmiştir. Bu ifade bir f dağılımını ifade eden T_f denge sıcaklığını verir. Verilen E_0 ve V değerleri için, ayrışma sıcaklığı T_f , oluşan dağılımların parçacık çarpanlarının fonksiyoneldir. Dağılımların sıcaklıkları üzerinde hiçbir kısıtlama yoktur.

Verilen bir dağılım için normalize edilmiş olasılık,

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

ile ifade edilir. Burada ξ normalizasyon sabitidir. Burada bütün parçacıkların toplam kütle ve yükünün denklem (2.9) ile sabitlendiği kabul edilir ve bu durum sonlu nükleer sistemler için çok önemlidir.

2.5.Parçalanan Bir Sistemin Serbest Enerjisinin Ayrışması

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

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

Serbest enerji aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

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

Burada verilen bir f dağılımı için istatistiksel toplam,

$$Z_f(T, V) = \sum_{\{r, p, \varepsilon\}} \exp(-E_f / T) \quad (2.21)$$

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

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

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 direkt olarak hesaplanması çok karışıktır. Standart SMM yaklaşımı, istatistiksel toplamın direkt olarak hesaplanmasını gerektirmez. Hafif parçacıklar dışında tüm parçacıklar nükleer maddenin damlaları olarak kabul edilir. Bu damlaların normal nükleer yoğunluğa ($r_0 = 1.17 \text{ fm}$) karşılık gelen $R_{AZ} = r_0 A^{1/3}$ yarıçaplı küresel bir şekilde olduğu kabul edilir ve taban durumdaki çekirdeğin tersine, böyle damlacıklar sıfırdan farklı sıcaklıklarda ve nükleonlar ve parçacıklarla çevrilidir.

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

$$F_{AZ} = F_{AZ}^{hacim} + F_{AZ}^{yüzey} + F_{AZ}^{simetri} + F_{AZ}^{Coulomb} \quad (2.23)$$

şeklinde yazılabilir. Sağ taraftaki terimler sırayla, hacim, yüzey, simetri ve Coulomb enerjileridir.

2.5.1. Hacim Serbest Enerjisi

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

$$\rho_A(E) = \frac{\pi^{1/2}}{12E^{5/4}a^{1/4}} \exp(2\sqrt{aE}) \quad (2.24)$$

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,

$$F_{AZ}^{Hacim}(T) = -(W_0 + T^2 / \varepsilon_0)A \quad (2.25)$$

ifadesi geçerlidir. Burada, $\varepsilon_0 = A/a$ 'dır. İdeal Fermi gazı için $\varepsilon_0 = 4E_f / \pi^2$ olup, E_f Fermi enerjisidir. Normal nükleer madde yoğunluğunda, $E_f = 40$ MeV ve $\varepsilon_0 = 16$ 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 etkileri ile açıklanabilir. Termal denge şartı altında $\varepsilon_0 \approx 16$ MeV'dir.

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

$$F_{AZ}^{simetri} = E_{AZ}^{simetri} = \gamma(A - 2Z)^2 / A \quad (2.26)$$

Burada $\gamma = 25$ MeV'dir. Simetri enerjisi hacim enerjisinin bir kısmıdır. $Z \approx A/2$ olan ara kütleli çekirdek durumunda daha küçüktür. E_{AZ}^S 'nin sıcaklığa bağlılığı ihmal edilir.

2.5.2. Yüzey Serbest Enerjisi

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

$$F_{AZ}^{yüzey}(T) = 4\pi R_{AZ}^2 \sigma(T) = \beta(T) A^{2/3} \quad (2.27)$$

Burada $\beta(0) = \beta_0 \approx 18 \text{ MeV}$ Bethe-Weizsaecker formülündeki yüzey katsayısıdır. $\sigma(T)$ 'nin hesaplanması için pek çok çalışma yapılmıştır. Bütün hesaplamalar yüzey geriliminin sıcaklık artarken azaldığını 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. Kritik noktada $T = T_c$, sıvı ve gaz faz arasında hiçbir ayırım yoktur ve $\sigma(T_c) = 0$ 'dir. $\beta(T)$ için Bondorf (1983) ve Ravenhall ve ark. (1983) tarafından kullanılan ifade,

$$\beta(T) = 4\pi r_0^2 \sigma(T) = \beta_0 \left(\frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right)^{5/4} \quad (2.28)$$

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

$$E_{AZ}^{yüzey}(T) = \left(\beta(T) - T \frac{d\beta(T)}{dT} \right) A^{2/3} \quad (2.29)$$

Bu formül içinde (2.28) ifadesi yerine yazılırsa, T 'nin artışı ile yüzey enerjisinin (serbest enerjinin tersine) ilk olarak arttığını maksimuma ulaştığını ve sonra azalarak $T = T_c$ 'de sıfır olduğu gözlenir. Bu ifade yalnızca termodinamik denge altında uygulanabilir.

2.5.3. Çok Parçacıklı Bir Sistemin Coulomb Enerjisi

Coulomb enerjisini hesaplamak için en basit yol, yoğun madde teorisinde başarılı olarak uygulanan Wigner-Seitz yaklaşımıdır. Çok parçacığa ayrılmış bir sistemin Coulomb enerjisi, ayrışma hacminde parçacıkların konumları rasgele değiştiği için dağılımdan dağılıma farklılık gösterir. 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. 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. Böylece, f dağılımındaki toplam Coulomb enerjisi (2.5) formülünden hesaplanabilir.

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

2.6. Ayrışma Olaylarının Oluşturulması

Birincil parçacıklar daha küçük hacimde oluşurlar ve yüksek uyarma enerjisine sahiptirler. Bu nedenle, daha sonra enerjilerini kaybeder ve itici Coulomb potansiyelinin ve termal hareketin etkisiyle yayılırlar. Her bir ayrışma olayında her bir parçacık için kütle, yük, momentum koordinatları ve uyarma enerjisi gibi bilgilere sahip olunursa, birincil parçacıkların oluşumu belirlenebilir. Tek parçalanma olaylarını

türetme yöntemi Monte Carlo metodu temelinde Botvina ve ark. (1986) tarafından önerilmiştir. Bu metotla, nükleer çok katlı parçalanma olayı, $W(E_0^*)$ uyarma enerjisi, $W(A_0)$ kütlesi ve $W(Z_0)$ yükündeki bazı dağılımlarla karakterize edilir.

2.7. Parçacıkların Momentum ve Uyarma Enerjilerinin Bulunması

Dağılım seçildikten sonra (parçacıkların kütleleri, yükleri ve çarpanları belirlendiğinde), parçacık uyarma enerjileri ve momentumları da elde edilebilir. İlk olarak sıcaklık T_f (2.17) mikrokronik denkleminin çözülmesinden bulunur. Sıcaklık biliniyorsa, her parçacığın ortalama uyarma enerjisi kolayca bulunabilir:

$$E_{AZ}^*(T_f) = E_{AZ}(T_f) - E_{AZ}(0) = \frac{T_f^2}{\varepsilon_0} A + \left(\beta(T_f) - T_f \frac{d\beta(T_f)}{dT_f} - \beta_0 \right) A^{2/3} \quad (2.30)$$

Burada $\beta(T)$ denklem (2.28) ile tanımlanır. $A < 4$ olan yapıların iç uyarmaları yoktur.

Parçacık momentumlarını bulmak için, önce kargaşalı termal hareket incelenir. Termodinamik denge kabulü altında, parçacıklar, parçalanmış sistemin durgun sisteminde (kütle merkezi sisteminde) izotropik denge dağılımına sahiptirler. Parçacıkların kinetik enerjileri, ortak T_f sıcaklığında Boltzmann-Maxwell dağılımına uyar.

2.8. Ayrışma Durumundan Sonra Parçacıkların Yayılmaları ve Yeniden Uyarılmaları

İstatistiksel tanım zamanı açıkça içermemesine rağmen, birincil parçacıkların oluşum süreci ve ayrışma hacminde sistemin yayılma süresi $\tau_{\text{exp}} \approx \frac{R}{C_s} \approx 50 - 100 \text{ fm/c}$ 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 ve bunların parçacık yayınlamaya dönüştüğü soğuk parçacıklar bu süreçlerin bir sonucudur.

3. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİNE GÖRE YAPILAN HESAPLAMALAR

Normal madde yoğunluğunun üçte biri olan donma yoğunluğunda ve farklı uyarma enerjilerinde U^{238} , Au^{197} , Xe^{129} , La^{124} ve Sn^{124} çekirdeklerinin parçalanma özelliklerini belirlemek için hesaplamalar yaptık. İncelediğimiz çekirdekler arasında Au^{197} ve Sn^{124} çekirdekleri farklı kütle numarasına sahip olmalarına rağmen N/Z oranları 1.49 ve 1.48 olup hemen hemen aynıdır. Sn^{124} ve La^{124} çekirdekleri aynı kütle numarasına sahip olmalarına karşın N/Z oranları (1.48 ve 1.18) farklıdır. Xe^{129} çekirdeğinin N/Z oranı 1.38 olup diğer çekirdeklerle karşılaştırıldığında orta ölçekteki. Tablo 3.1 de hesaplamalarımızda kullanılan çekirdeklerin kütle ve atom numaraları, nötron sayıları ve N/Z oranları verilmiştir. Au çekirdeği için yapılacak olan hesaplamaları yarı-yanal çarpışmalar için, elde edilen deneysel verilerin tanımlamalarını karşılaştırmak mümkündür. Xe ve Kr çekirdeklerinin parçacık dağılımları ile ilgili deneysel veriler literatürde bulunmaktadır. Bu nedenle tablo 3.1 de verilen çekirdekler üzerinde çalıştık. Bu bölümde, Tablo 3.1 de verilen çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanması durumunda oluşan parçacıkların kütle ve yük dağılımları, kuvvet kanunu terimleri τ ve τ_z ve entropiyi hesaplayarak, simetri enerjisinin parçalanma sürecinde parçacıkların oluşumuna etkisini inceleyeceğiz.

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
U	238	92	146	1,59
Au	197	79	118	1,49
Sn	124	50	74	1,48
Xe	129	54	75	1,38
La	124	57	67	1,18

3.1.Simetri Enerjisi Etkisinin Hesaplanması

Simetri enerjisi oluşan parçacıkların nötron sayılarıyla ilişkilidir. A kütleli ve Z yüklü bir parçacığın simetri enerjisi, SMM içinde $E_{simetri} = \gamma(A - 2Z)^2 / A$ (denklem (2.26)) olarak tanımlanır. Burada γ , veri ile karşılaştırmayla bulunması gereken olaycıl bir katsayıdır. Standart hesaplarda başlangıç yaklaşımı olarak, soğuk çekirdeğin kütle formülüne uygun olarak $\gamma = 25$ MeV kabul ettik. Daha sonra $\gamma = 8$ ve 16 MeV için hesaplamalar yaptık. Şekil 3.2.a, Şekil 3.2.b, Şekil 3.8, Şekil 3.6 ve Şekil 3.12 da simetri enerjisindeki farklı kabuller için τ ve τ_z , kalorik eğri, entropi ve topluluklardaki maksimum kütleli parçacıkları gösterdik. $\gamma = 8$ ve 16 MeV için sonuçlar, $\gamma = 25$ MeV Standart SMM kabulü için elde edilenlerden çok az farklıdır. Baskın olan toplulukların içine alınılmadık sayıda nötron ve proton içeren parçacıkların dâhil edilmesinden dolayı sıcaklıkta düşük bir düşüş görülebilir. Oluşan parçacıkların bu çalışmada incelenen fiziksel niceliklerinin ortalama karakteristikleri simetri enerjisine çok duyarlı değildir. Son olarak Le Fevre ve ark. (2005) parçacıkların sıcaklıkları arttıkça simetri enerjisinin azaldığına dair bazı deneysel kanıtlar buldular. Sıcaklıkla simetri enerjisinin azalmasının getireceği sonuçlar, astrofiziksel olayların açıklanabilmesi içinde oldukça önemlidir.

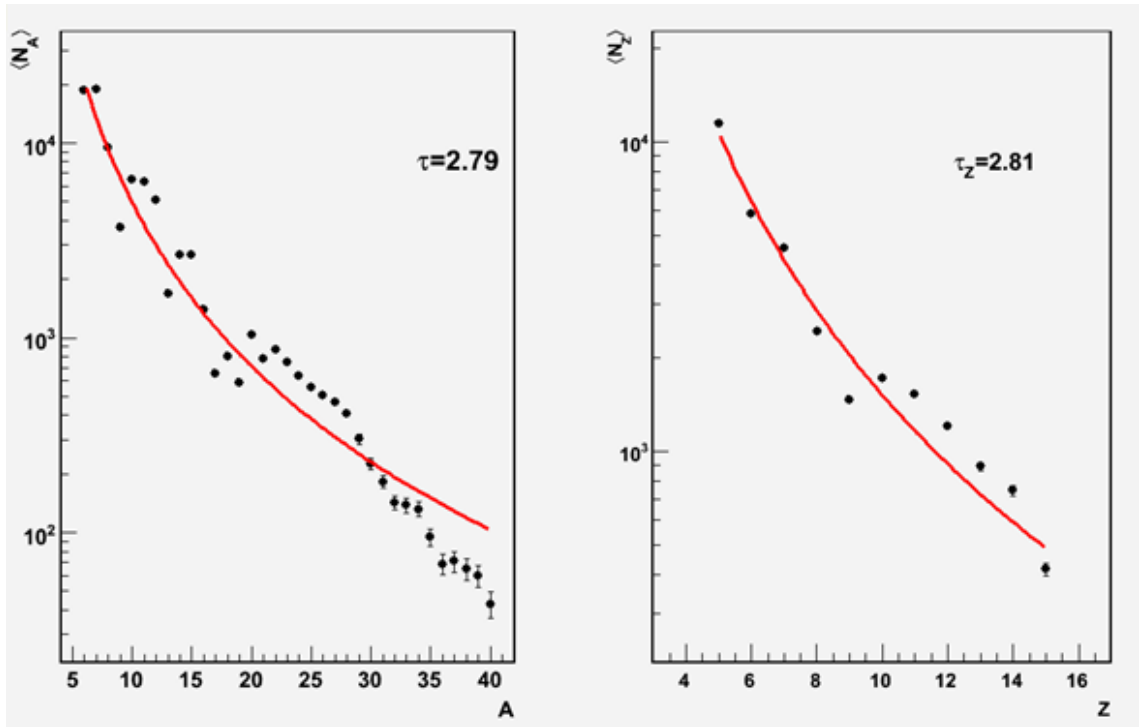
3.2. Üstel Kuvvet Kanununa Göre Üstel Terimlerin (τ ve τ_z) Hesaplanması

Nükleer parçalanma sonucunda oluşan orta kütleli parçacıkların kütle ve yük dağılımları $A^{-\tau}$ ve $Z^{-\tau_z}$ terimleri ile orantılı bir kuvvet kanunu ile verilir. (Godmann ve ark. 1984, Hüfner 1985)

$$Y(A) = Y_0(A)A^{-\tau} \quad \text{ve} \quad Y(Z) = Y_0(Z)Z^{-\tau_z} \quad (3.1)$$

Burada τ ve τ_z üstel kuvvet-kanunu terimleridir. $Y(A)$, A kütleli parçacığın çarpanı ve $Y(Z)$, Z yüklü parçacığın çarpanını gösterir. $Y_0(A)$ dağılımdaki toplam kütle çarpanı ve $Y_0(Z)$ dağılımdaki toplam yük çarpanını ifade eder. SMM ile her bir çekirdek için 2-15 MeV/n uyarma enerjisi aralığında elde edilmiş olan kütle ve yük dağılımları için, yukarıda tanımlanan üstel kuvvet kanununu kullanarak, bu parametreleri belirledik. Çalışmamızda bütün hesaplamalar için, orta kütleli parçacıkların kütleleri $6 < A \leq 40$ ve yükleri $5 < Z \leq 15$ aralığında ve daha hafif parçacıklar da nükleer gaz olarak kabul edildi. Şekil 3.1. de Au^{197} çekirdeği için $E^* = 9MeV/n$ uyarma enerjisi değerinde orta kütleli parçacıkların kütle ve yük dağılımlarının grafikleri ile τ ve τ_z değerleri gösterilmiştir. Oluşan orta kütleli parçacıkların nötron-proton oranları dar yük aralığında çok az değiştiği için τ ve τ_z değerlerinin birbirlerine çok yakın değerler olduğu Şekil 3.1 de görülebilir.

Standart SMM kabulleri kullanılarak ($T_c = 18MeV$) ; τ ve τ_z için elde edilen değerler uyarma enerjisinin fonksiyonu olarak oluşan soğuk parçacıklar için Şekil 3.2.a ve Şekil 3.2.b de verildi. Örneğin , Au^{197} , Sn^{124} ve La^{124} için τ ve τ_z parametrelerinin minimum değerleri $E^* = 5,3,5,2$ ve $4MeV/n$ uyarma enerjilerinde bulunmuştur. Au^{197} ve Sn^{124} için elde edilen değerler, birbirlerine çok yakinken, La^{124} için elde edilen değer önemli derecede farklıdır. Bu orta kütleli parçacıkların dağılımlarının yaklaşık olarak kaynaklarının boyutlarıyla ölçüldüğü ve kaynakların N/Z oranlarına bağlı olduğu anlamına gelir.



Şekil 3.1. Au^{197} çekirdeğinin 9 MeV/n uyarma enerjisindeki nükleer çok katlı parçalanmasında açığa çıkan orta kütleli parçacıkların yük ve kütle dağılımlarına karşılık gelen kritik üstel τ ve τ_z

Çünkü böyle orta kütleli parçacıklar için simetri enerjisi, coulomb etkileşme enerjisinden baskındır. Böylece, daha düşük N/Z oranlarının daha düz parçacık dağılımları küçük ve τ ve τ_z parametreleri verdiği açıkça görülebilir. N/Z oranı büyük olan kaynaklar, büyük parçacıkların oluşumunu destekler. Bu durum geçiş bölgesinde bir büyük parçacık ve birkaç orta kütleli parçacığı içeren topluluğun baskın olmasından dolayı U şeklindeki dağılımın nedenidir. (Bölüm 3.3 de verilen Şekil 3.10.a daki 3MeV/n dağılımı bir örnektir.) Kaynağın N/Z oranı düşük olduğunda, büyük parçacıkların oluşma olasılığı azdır ve sistem orta kütleli parçacıklara ayrılabilir. Baskın dağılımlar, çeşitli orta kütleli parçacıklar içerir ve küçük τ ile karakterize edilir. Nötron zengin ve fakir kaynakların τ parametrelerindeki farklılık kolaylıkla fark edilir.

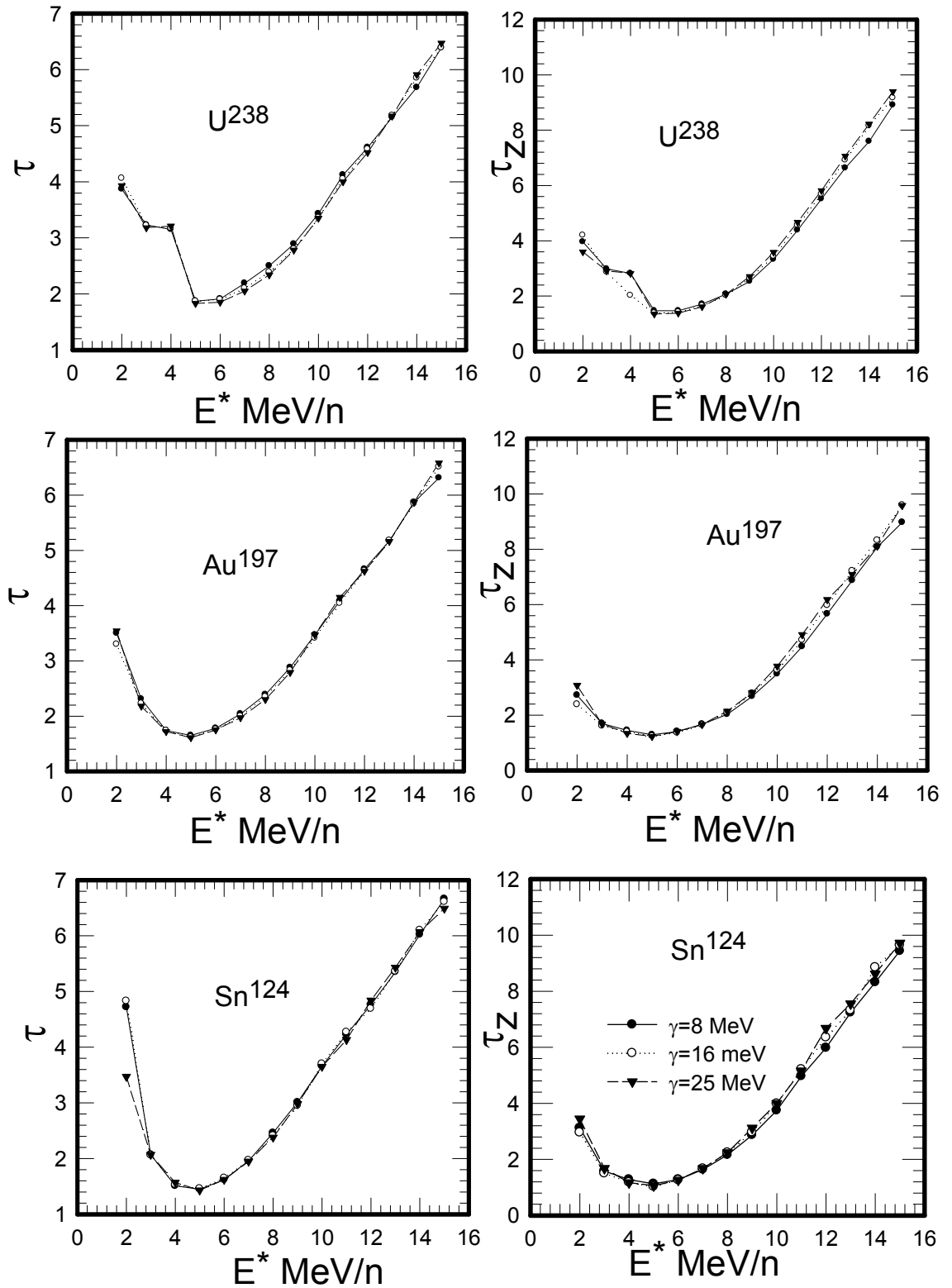
τ ve τ_z değerlerinin birbirleriyle yaklaşık olarak aynı olduğu, Şekil 3.2.a ve Şekil 3.2.b den de açıkça görülür. Bu şekillerde τ ve τ_z parametreleri sıcaklıkla azalır ve $T \cong 5-6$ MeV'de $E^* \cong 4-5$ MeV/n minimuma gider ve tekrar artar. τ ' nun küçük

değerleri, en büyük parçanın kalma olasılığının sıcaklıkla ciddi bir biçimde azaldığını gösterir. Bu davranış sonlu sistemlerdeki faz geçişi ile ilişkilendirilebilir. Bu sıcaklık ve enerji bölgesindeki, kalorik eğrideki plato olayı, oluşan parçacıkların sayısı sıcaklıktaki büyük dalgalanmalar, parçalanma ürünleri için dağılım kanunları ve kritik davranış için diğer beklenen olaylar gibi pek çok özellik çok sayıda çalışma da ele alınmıştır. Birincil sıcak parçacıklar (uyarılmış nükleer madde damlacıkları) ve onların yeniden uyarılmalarından sonra oluşan parçacıklar için elde edilen parametrelerde, 3-7 MeV/n uyarma enerji aralığında, dikkate değer bir farklılık bulunmadığı Au^{197} çekirdeği için Oğul ve Botvina (2002) tarafından gösterilmiştir. Biz incelediğimiz diğer çekirdekler için de durumun benzer olduğunu belirledik. İki durum arasındaki farklılık τ_{min} civarında ihmal edilebilecek kadar azdır. Bu yüzden, τ_{min} noktası iki parçalanma süreci sonucunda çok fazla değişmez.

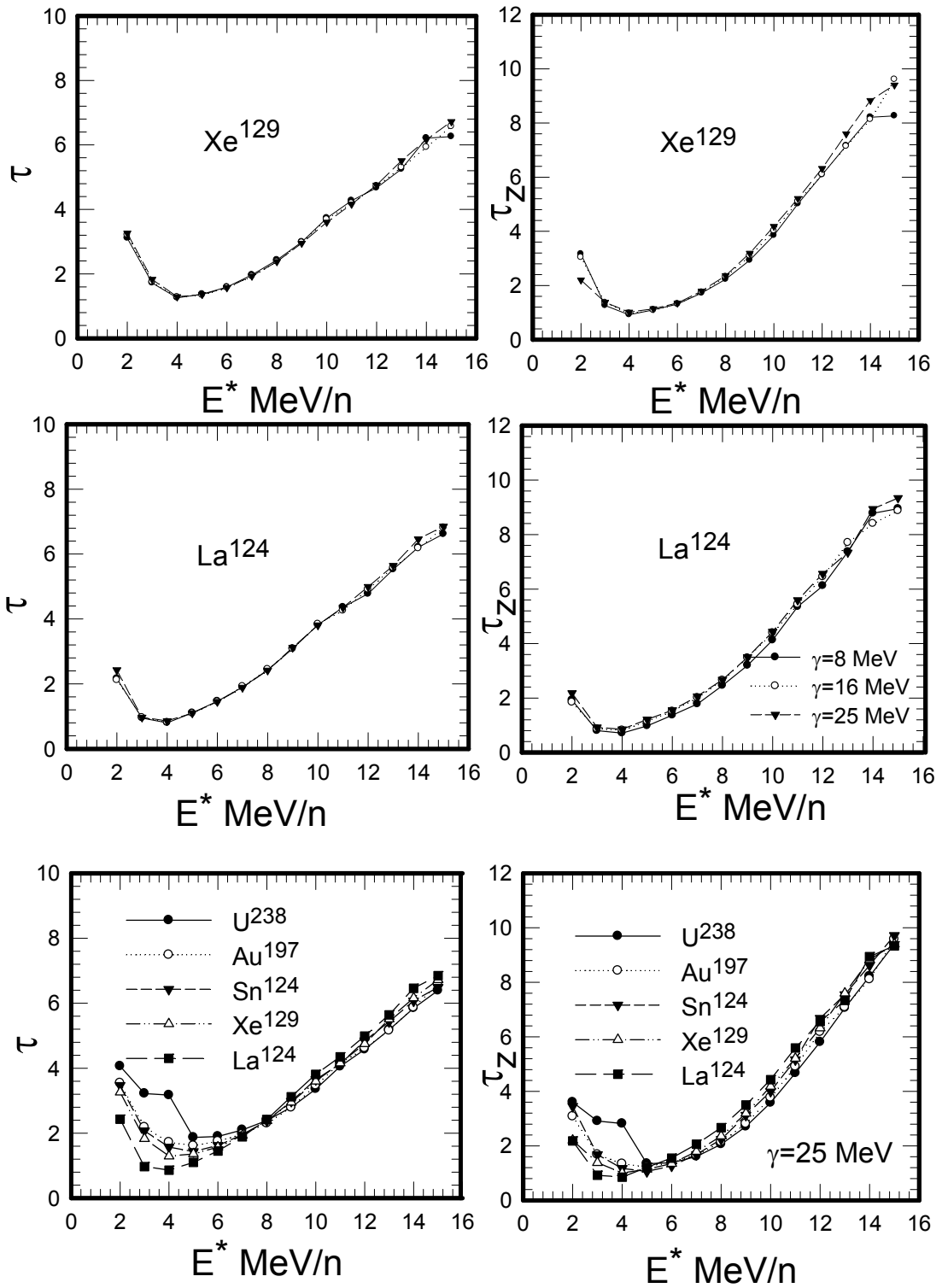
Uyarma enerjisinin artışı ile yüzey enerjisinin etkisi hızla azaldığı için, bir çekirdek düşük sıcaklıklı daha küçük parçacıklara ayrılacaktır. Anlık olarak, parçacıkların büyüklüklerindeki dalgalanmalar dikkate değer derecede artabilir. Sonuç olarak, geçiş bölgesinde kütle dağılımı düz hale gelir ve bu da τ ' nun azalmasına yol açar. Sıcaklık aralığı dardır ve sıcaklık değerlerinin yaklaşık olarak nükleer maddenin $(E^* - T)$ grafiğindeki (Şekil 3.8 ve 3.9) plato bölgesine karşılık gelmektedir.

Tablo 3.2. Çekirdeklerin belirlenen τ_{min} , E^* ve N/Z değerleri.

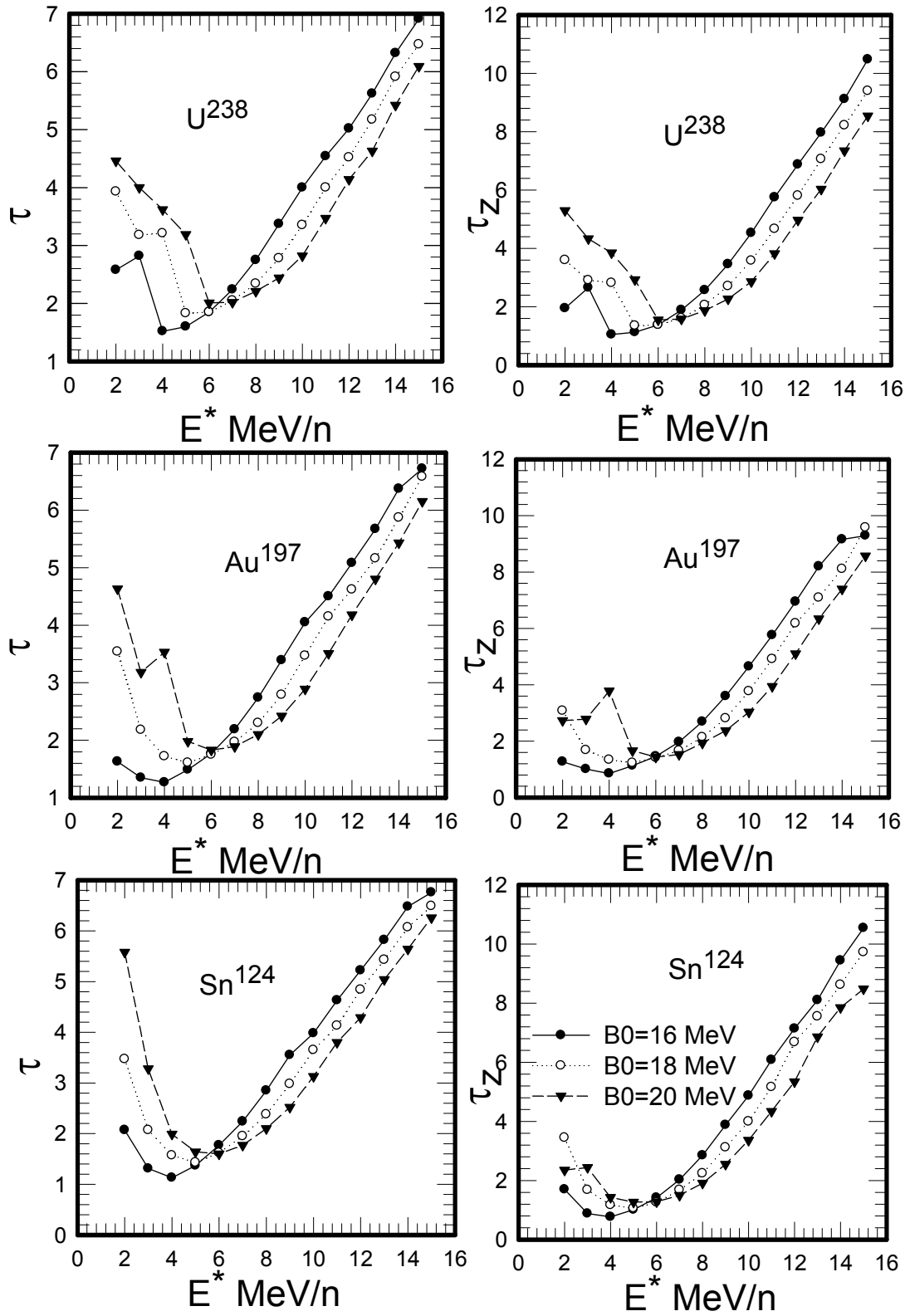
Çekirdek	T_{min}	$E^*_{min}(MeV/n)$	N/Z
U^{238}	1,91	5,8	1,59
Au^{197}	1,72	5,3	1,49
Sn^{124}	1,59	5,2	1,48
Xe^{129}	1,5	5	1,38
La^{124}	1,07	4	1,18



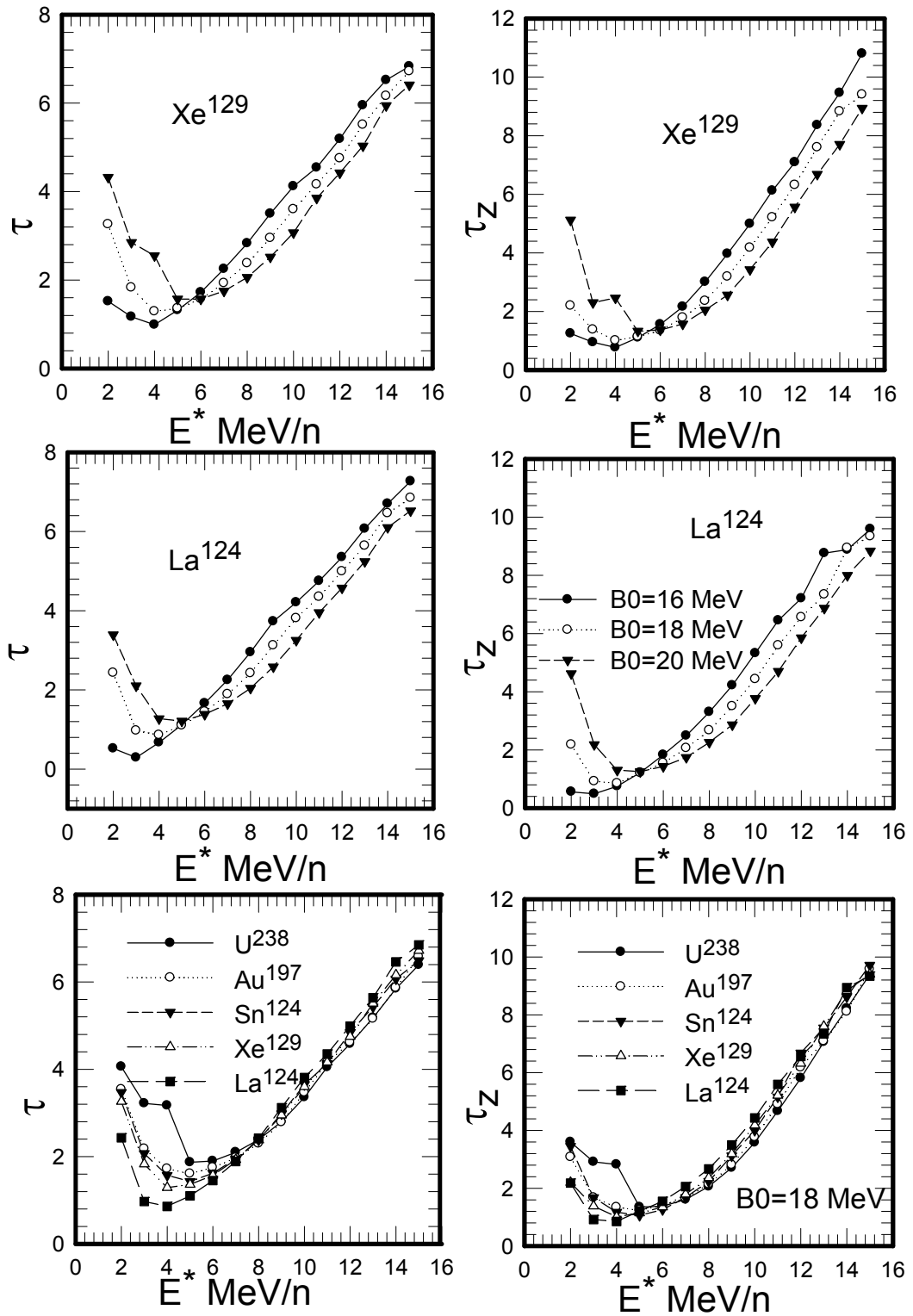
Şekil.3.2.a. Çeşitli çekirdeklerin farklı uyarma enerjilerindeki nükleer çok parçalanmada açığa çıkan soğuk orta kütleli ürünlerin $\gamma = 8, 16$ ve 25 MeV değerlerinde kütle ve yük dağılımları için τ ve τ_z kritik üstel değerleri



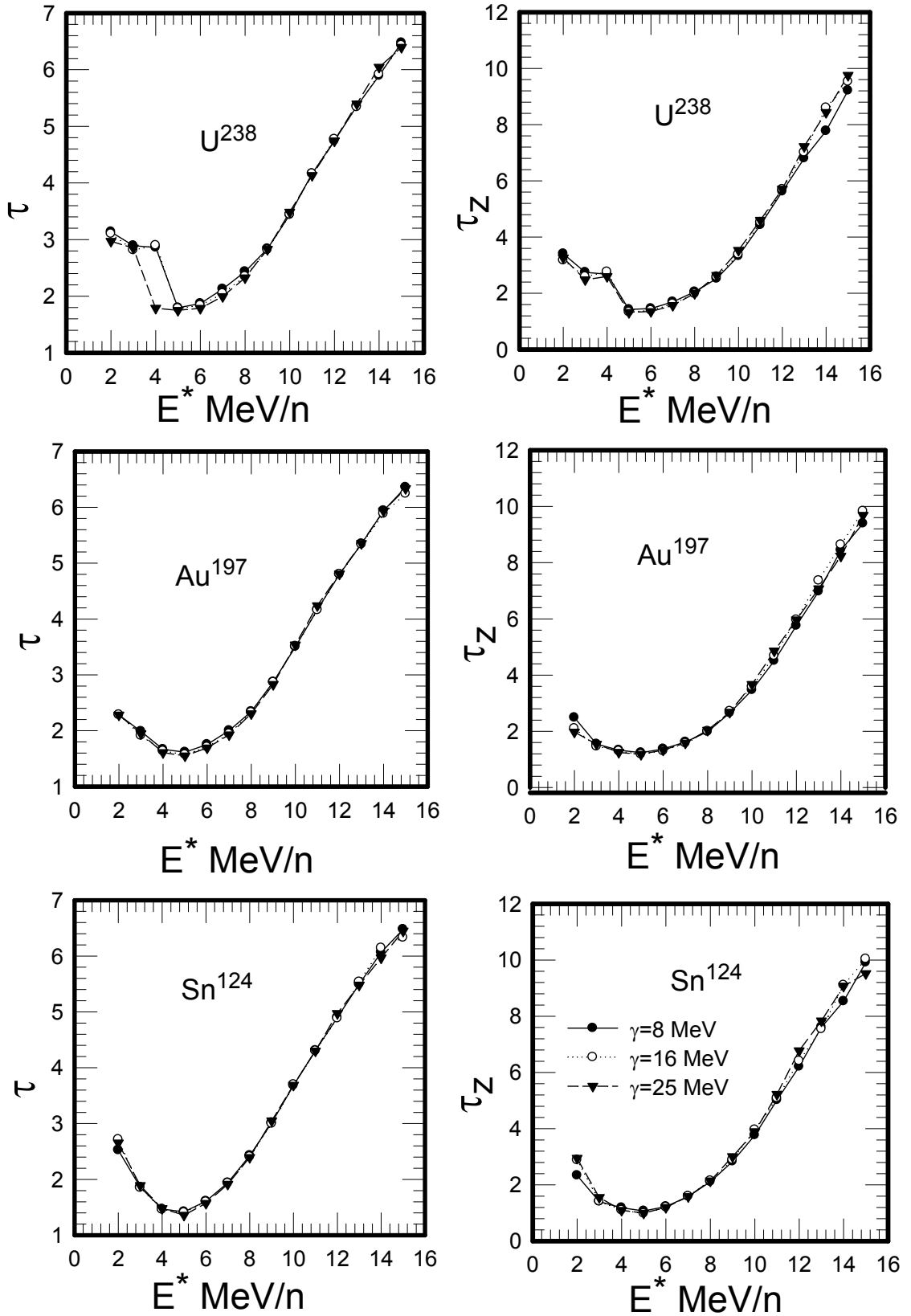
Şekil 3.2.b. Çeşitli çekirdeklerin farklı uyarma enerjilerindeki nükleer çok parçalanmada açığa çıkan soğuk orta kütleli ürünlerin $\gamma = 8, 16$ ve 25 MeV değerlerinde kütle ve yük dağılımları için τ ve τ_z kritik üstel değerleri ve bütün elementlerin $\gamma = 25$ MeV standart değerinde gösterilimi



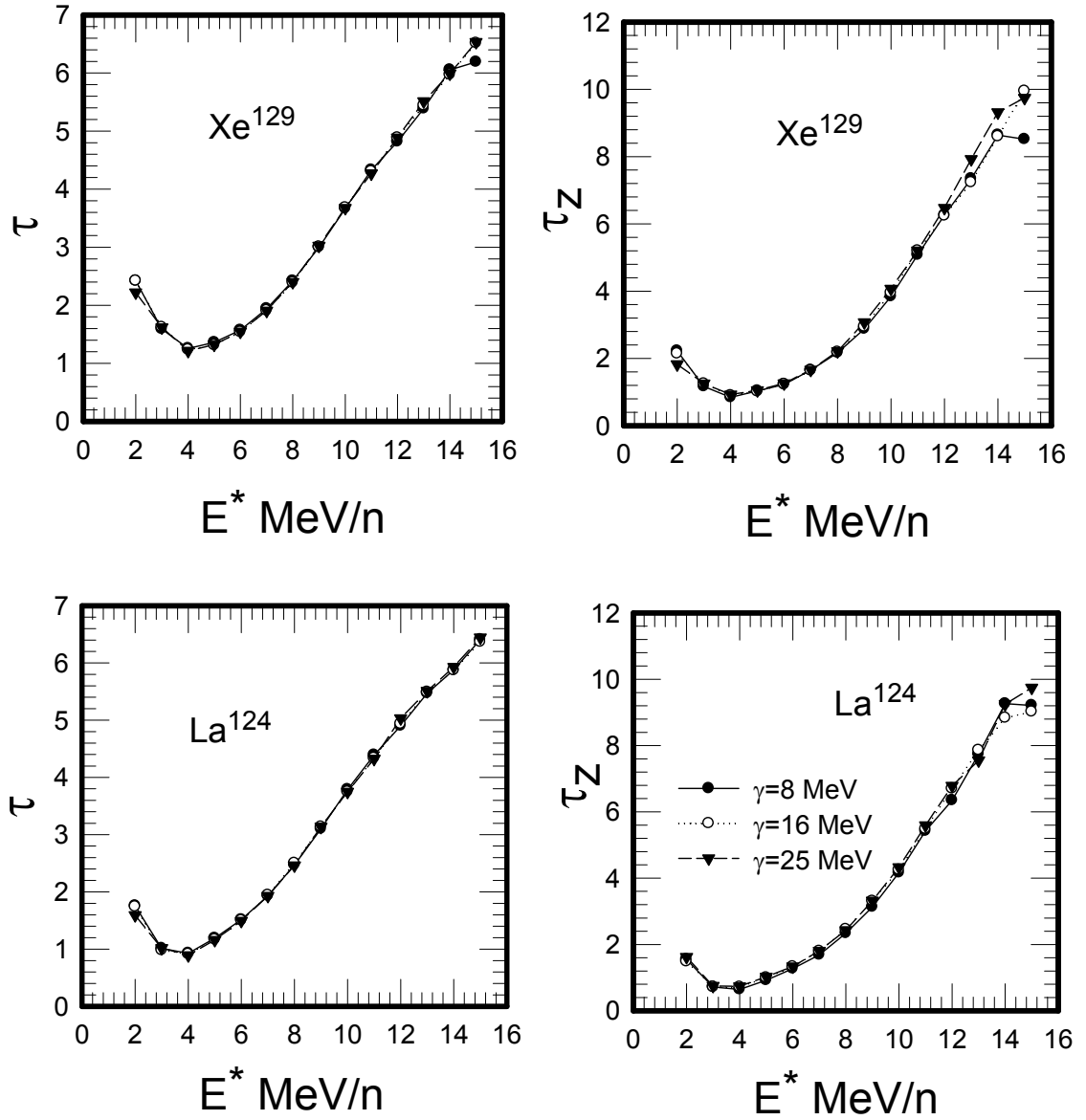
Şekil 3.3.a. Çeşitli çekirdeklerin farklı uyarma enerjilerindeki nükleer çok parçalanmada açığa çıkan soğuk orta kütleli ürünlerin $B_0=16,18$ ve 20 MeV değerlerinde kütle ve yük dağılımları için τ ve τ_z kritik üstel değerleri



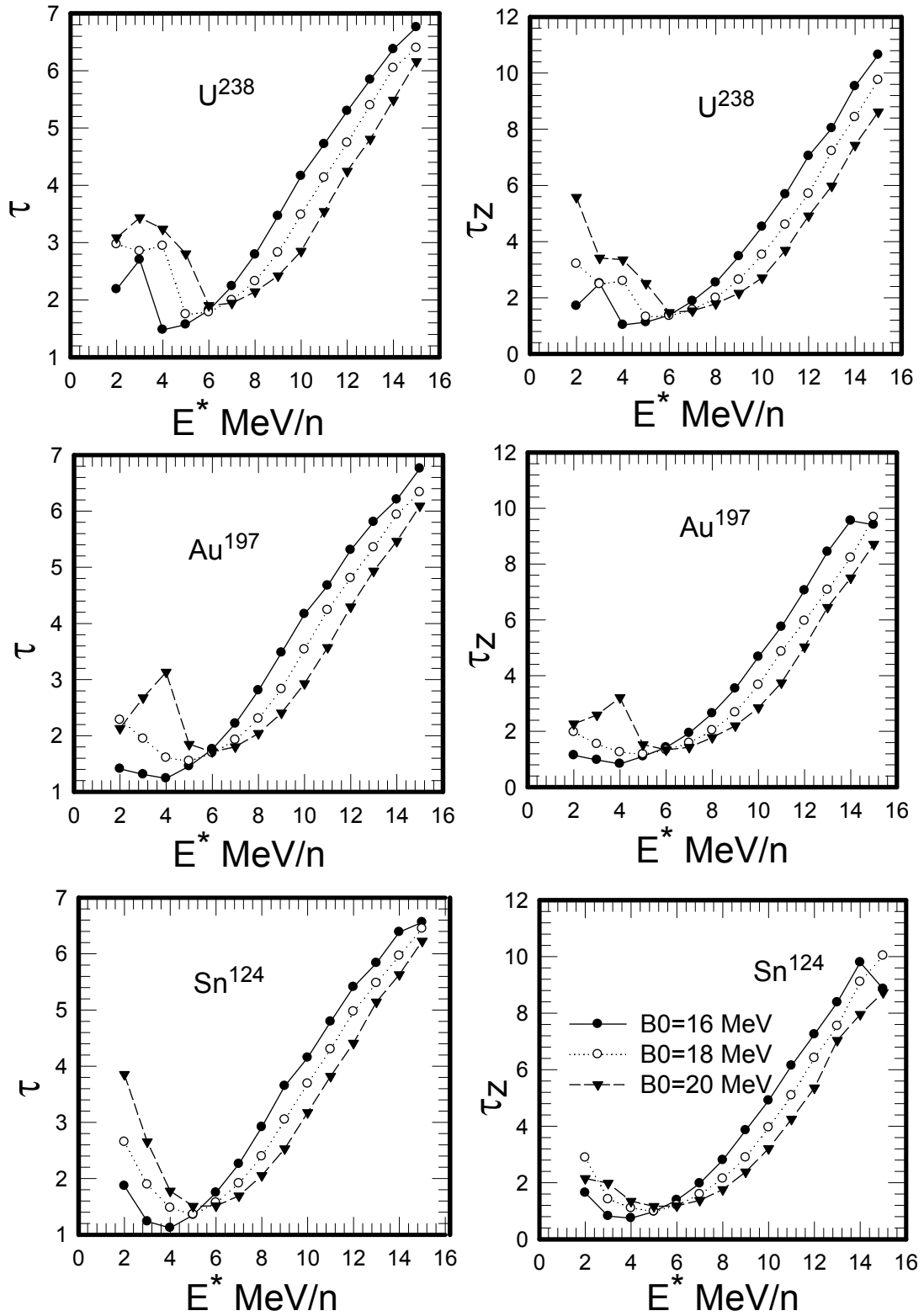
Şekil 3.3.b. Çeşitli çekirdeklerin farklı uyarma enerjilerindeki nükleer çok parçalanmada açığa çıkan soğuk orta kütleli ürünlerin $B_0=16,18$ ve 20 MeV değerlerinde kütle ve yük dağılımları için τ ve τ_z kritik üstel değerleri ve bütün elementlerin $B_0=18$ MeV standart değerinde gösterilimi



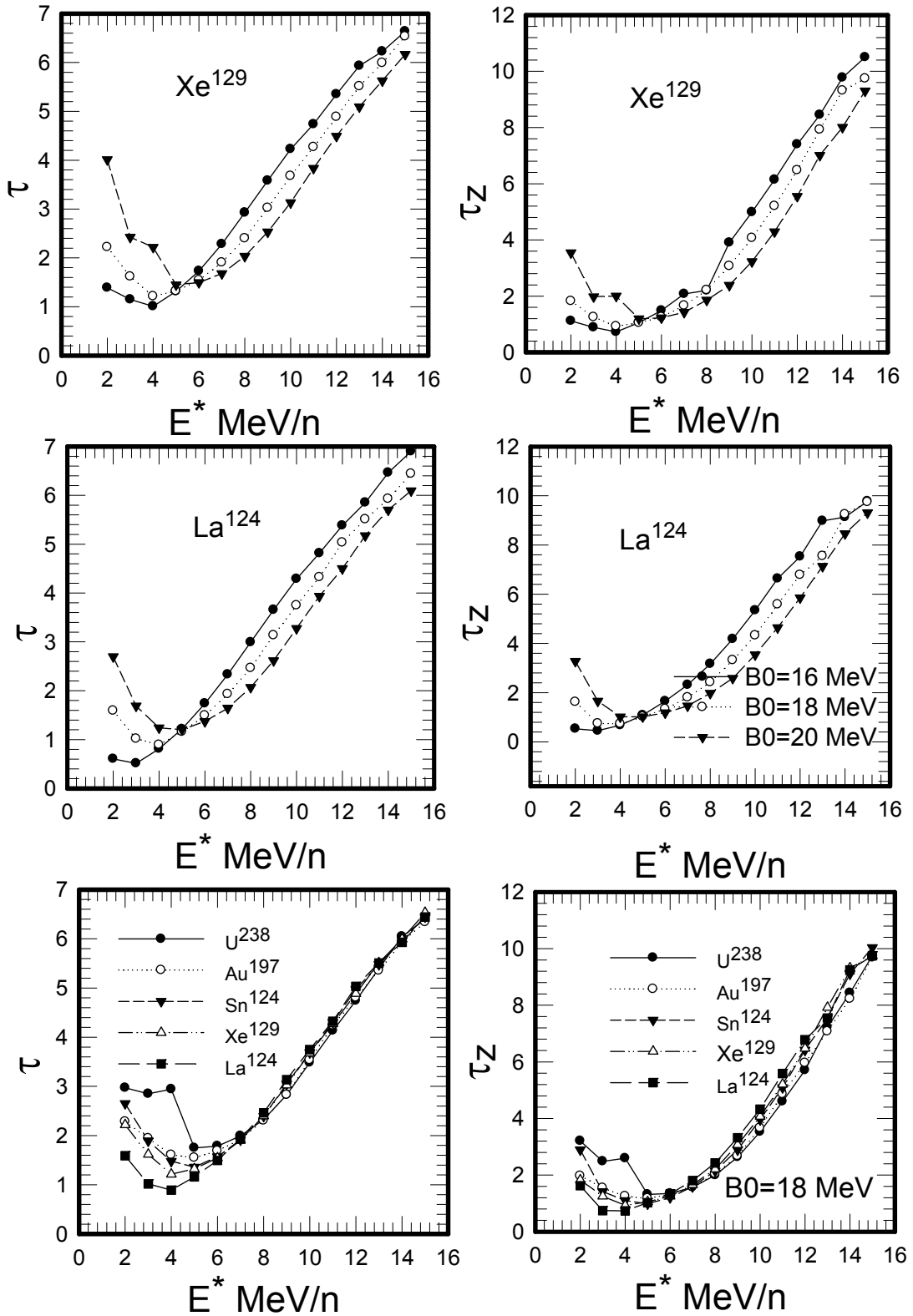
Şekil 3.4.a U^{238} , Au^{197} ve Sn^{124} çekirdeklerinin yazılan Fortran Programı ile $\gamma = 8, 16$ ve 25 MeV değerleri için bulunan τ ve τ_z parametreleri



Şekil 3.4.b Xe^{129} ve La^{124} çekirdeklerinin yazılan Fortran Programı ile $\gamma = 8, 16$ ve 25 MeV değerleri için bulunan τ ve τ_z parametreleri



Şekil 3.5.a U^{238} , Au^{197} ve Sn^{124} çekirdeklerinin yazılan Fortran Programı ile $B_0=16,18$ ve 20 MeV değerleri için bulunan τ ve τ_z parametreleri

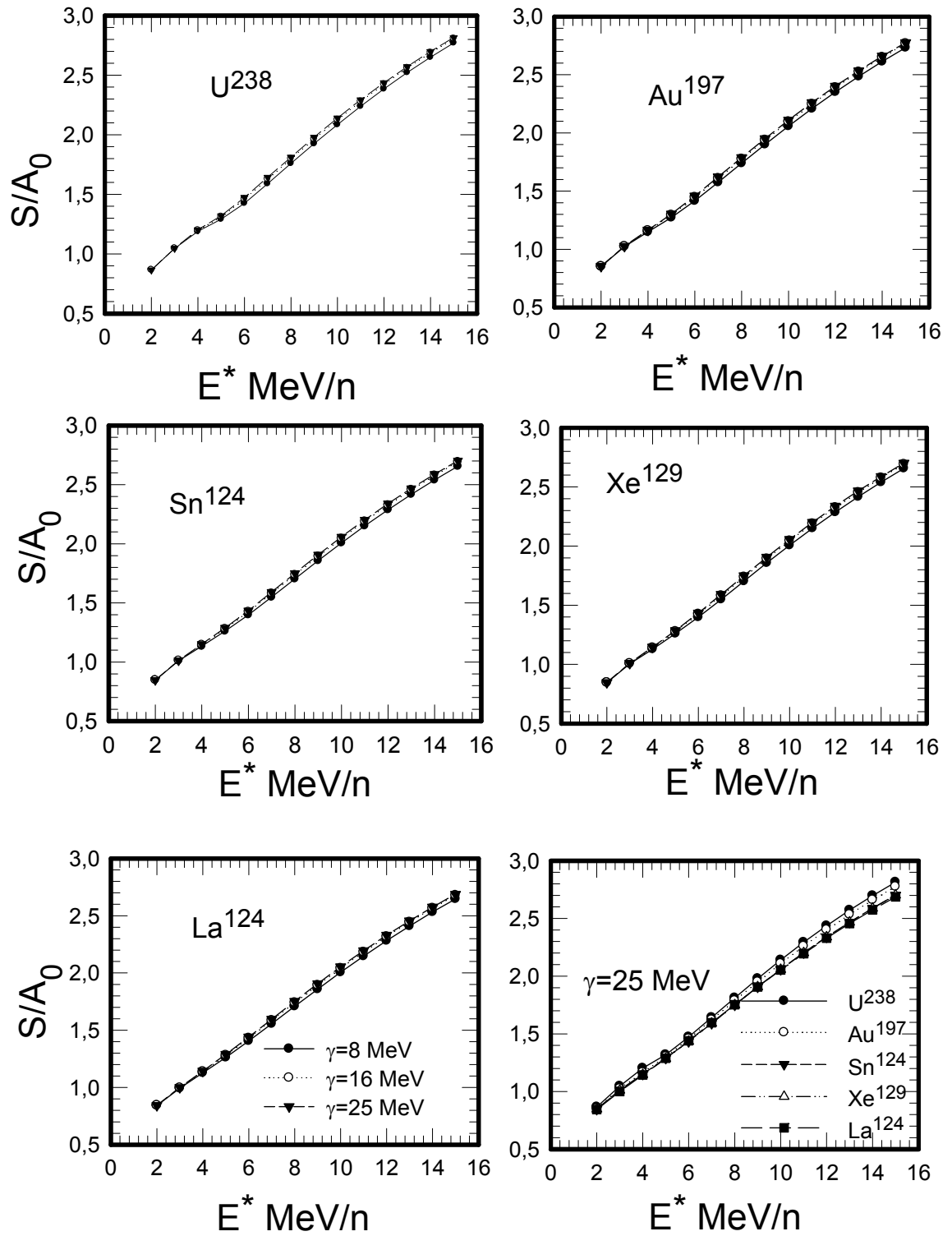


Şekil 3.5.b Xe^{129} ve La^{124} çekirdeklerinin yazılan Fortran Programı ile $B_0=16,18$ ve 20 MeV değerleri için bulunan τ ve τ_z parametreleri ve bütün elementlerin $B_0=18$ MeV standart değerinde gösterilimi

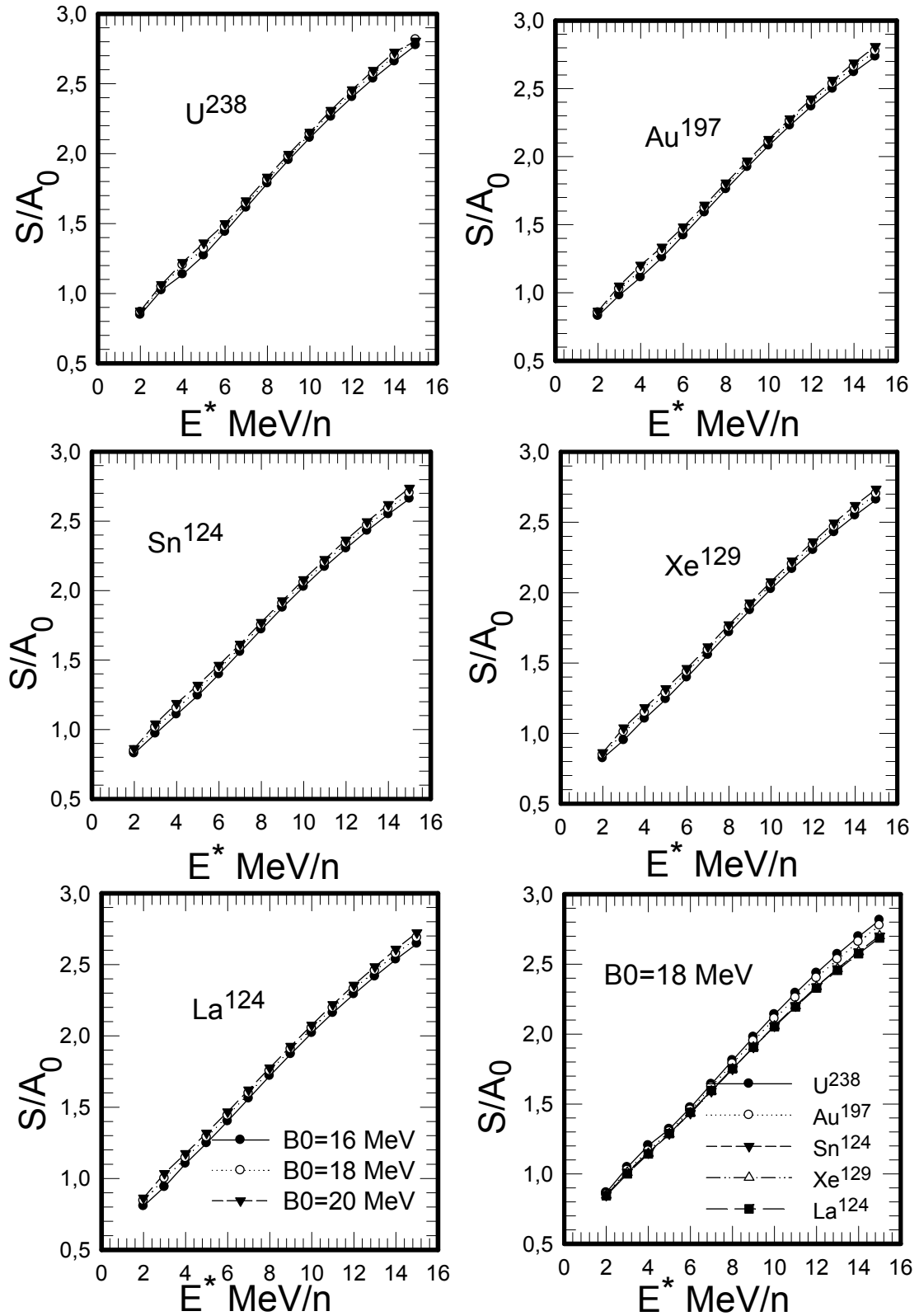
3.3. Nükleer Maddenin Sıcaklık ve Entropisinin Hesaplanması

Çeşitli çekirdekler için parçalanma sisteminin 2–15 MeV/n uyarma enerji aralığında entropiyi hesapladık. Sistemin ortalama entropisinin $\langle S \rangle / A_0$, uyarılma enerjisinin yaklaşık olarak lineer bir fonksiyonu olduğunu Şekil 3.6.da gösterdik. Çekirdeklerin izospinlerinin, parçacıkların nükleon başına düşen ortalama entropisi ile ilişkili oldukları bulundu. Simetri enerjisinin entropi üzerine etkisi olmadığı gözlemlendi.

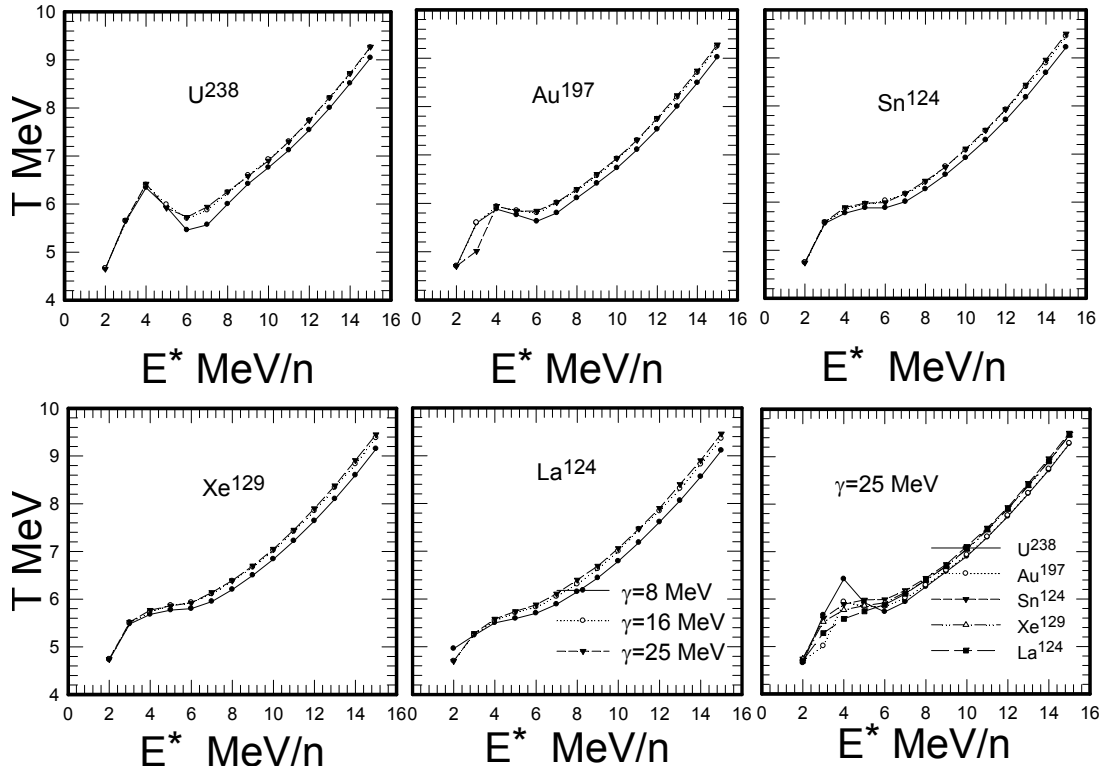
Çeşitli çekirdeklerin parçalanması durumunda, uyarma enerjisi artarken sıcaklık değişiminin çekirdeklerin N/Z oranları ile ilişkilerini inceledik. Nötron fakir kaynaklar için geçiş bölgesinde ($E^* = 3 - 5 \text{ MeV} / n$) daha düşük sıcaklıklar bulunduğu Şekil 3.8. de gösterdik. Hafif çekirdeklerin parçalanmada ağır olanlardan daha kararlı olabildikleri açığa çıkar. Bu sonlu büyüklük etkisinin bir kanıtıdır. Çünkü nükleer maddenin daha küçük damlacıklara parçalanması daha yüksek sıcaklıklar gerektirir.



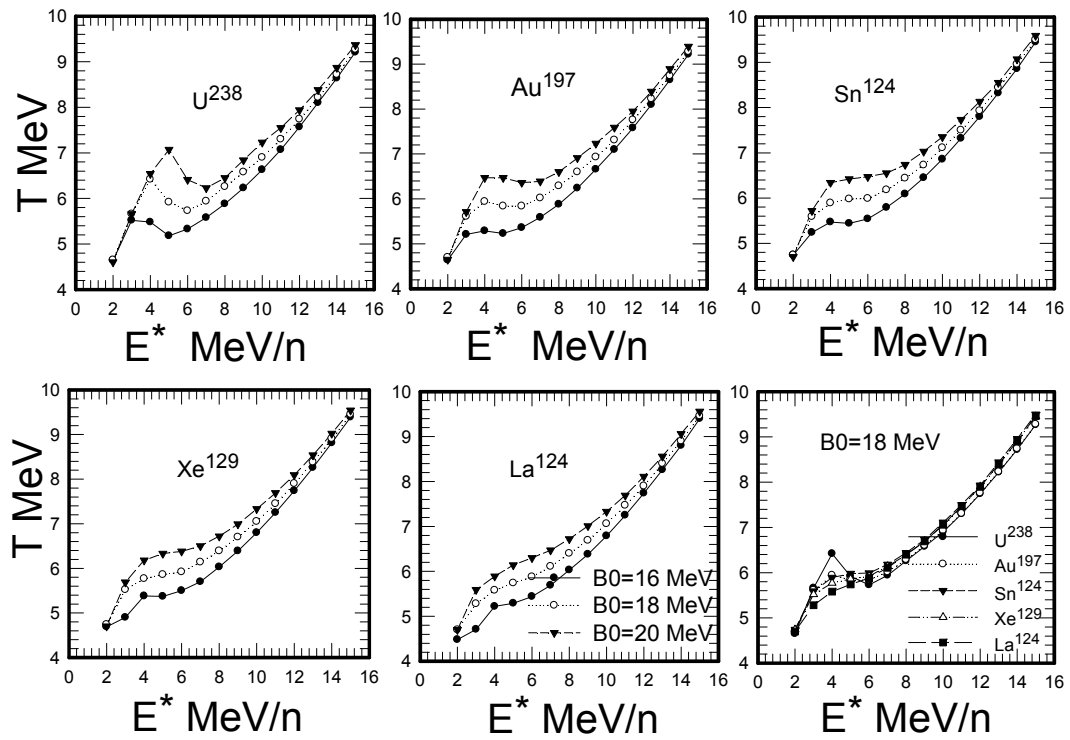
Şekil 3.6. Farklı çekirdekler için entropinin $\gamma = 8, 16$ ve 25 MeV değerlerinde uyarma enerjisine göre değişimi ve bütün elementlerin $\gamma = 25$ MeV standart değerinde gösterilimi



Şekil 3.7. Farklı çekirdekler için entropinin $B_0=16,18$ ve 20 MeV değerlerinde uyarma enerjisine göre değişimi ve bütün elementlerin $B_0=18$ MeV standart değerinde gösterilimi



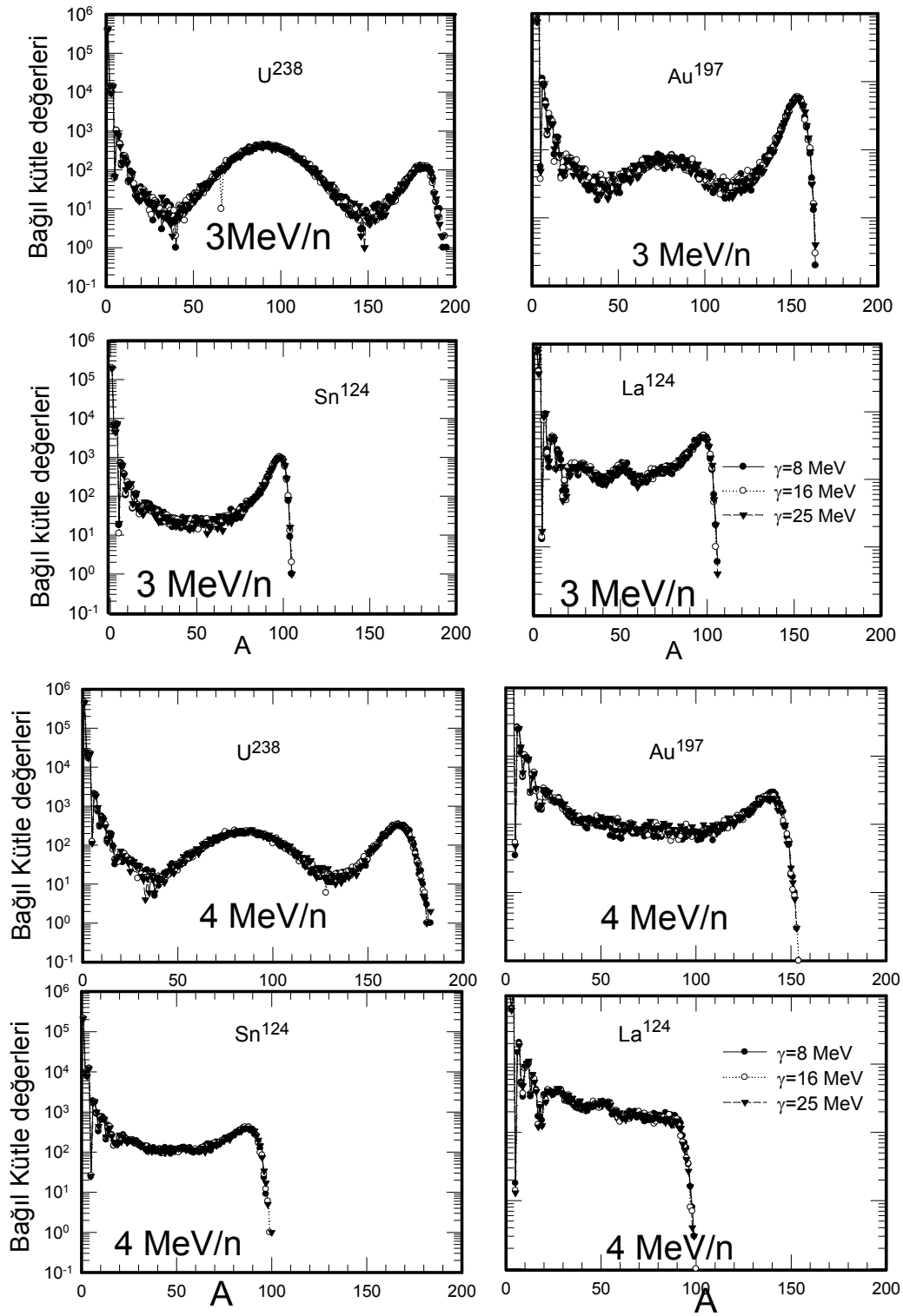
Şekil 3.8. Farklı çekirdekler için sıcaklığın uyarma enerjisine göre değişimi ve bütün elementlerin $\gamma = 25$ MeV standart değerinde gösterilimi



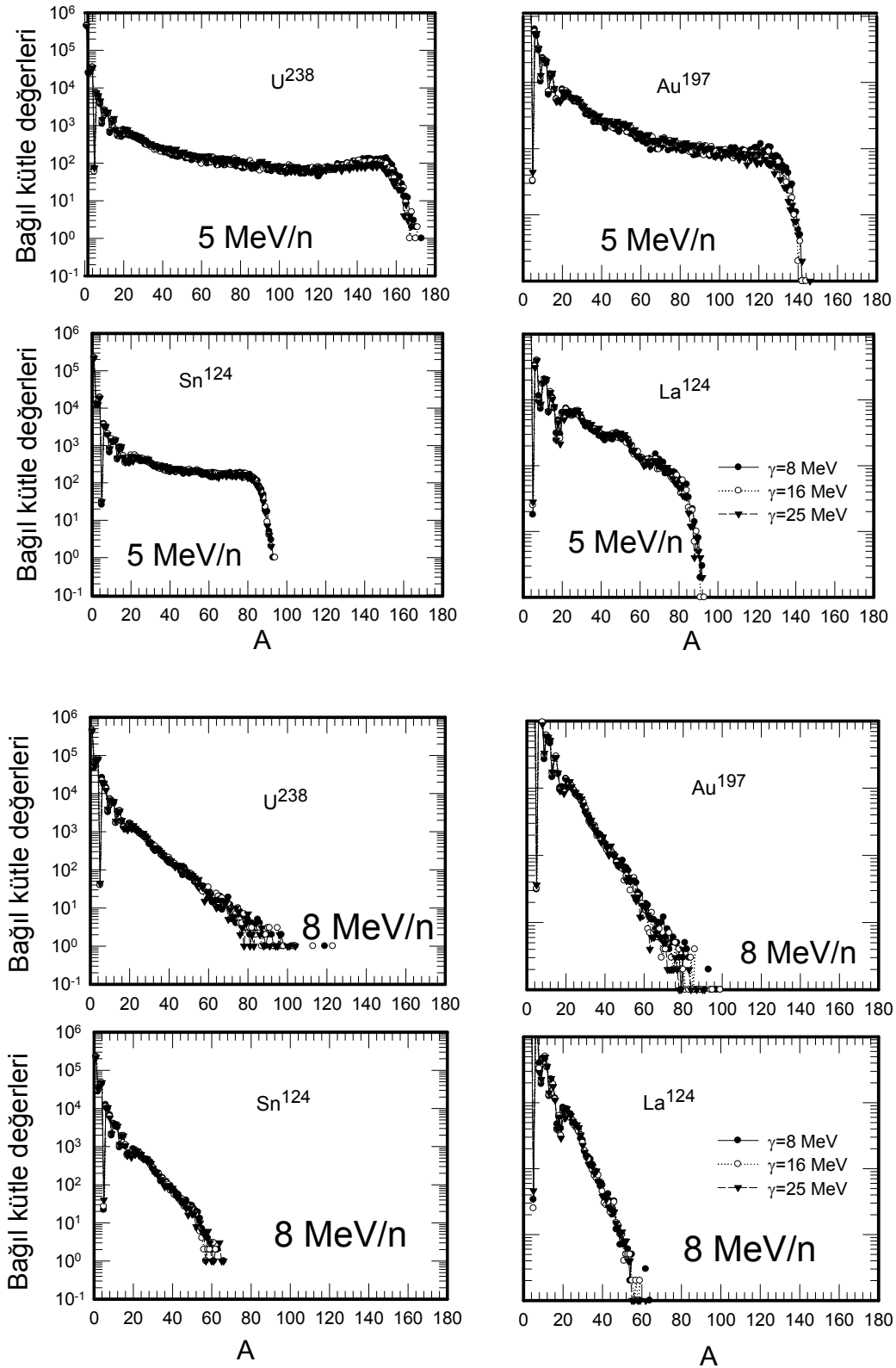
Şekil 3.9. Farklı çekirdekler için sıcaklığın uyarma enerjisine göre değişimi ve bütün elementlerin $B_0 = 18$ MeV standart değerinde gösterilimi

3.4. Çekirdek Kütle ve Yük Dağılımları

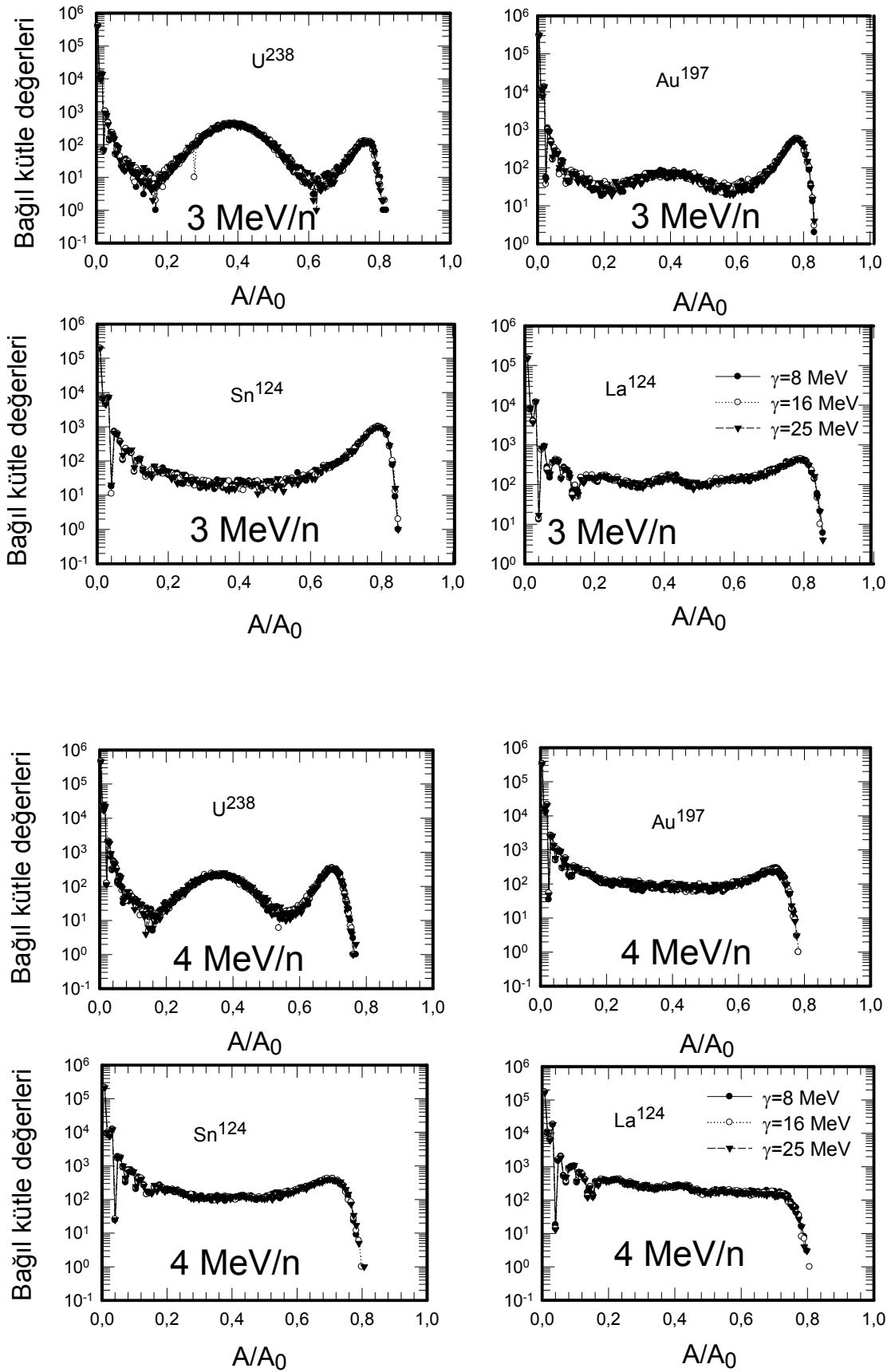
Parçacıkların kütle ve yük dağılımları, belli bir uyarma enerjisi sonucunda çekirdeklerin bozunmasıyla oluşur. Nükleer çok katlı parçalanma olayının, incelediğimiz çekirdeklerin N/Z oranlarına bağlılığını araştırmak için, 10000 olay üzerinden, açığa çıkan sıcak parçacıkların bağıl değerlerini farklı uyarma enerjilerinde inceledik. U^{238} , Au^{197} , Sn^{124} ve La^{124} çekirdeklerinin parçalanması sonucu oluşan sıcak birincil parçacıkların aşağıda ifade edilen tanımlamaya uyduğu Şekil 3.10.a ve Şekil 3.10.b de açıkça görülebilir. Düşük sıcaklıklarda ($T \leq 5 \text{ MeV}$), bir büyük artık parçacık ve birkaç küçük parçacıktan oluşan bir topluluğa karşılık gelen U şeklinde bir dağılım oluşur. Bu dağılım buharlaşmanın bir sonucu gibidir. Uranyum büyük bir çekirdek olduğu için, birkaç büyük parçacık açığa çıkar. W şeklinde bir dağılım oluşur. Yüksek sıcaklıklarda ($T > 6 \text{ MeV}$), büyük parçacıklar kaybolur ve dağılım üstel olarak azalan bir şekil alır. Geçiş bölgesinde ($T \approx 5 - 6 \text{ MeV}$), sistemin sonluluğu nedeniyle, bir fazdan diğer bir faza yavaş bir geçiş gözlenir. Ayrıca nükleer çok parçalanmanın başladığı andan itibaren (örneğin; 4-7 MeV/n uyarma enerjilerinde nükleer sıvı-gaz faz geçiş bölgesinde) orta kütleli parçacıkların dağılımlarının çekirdeklerin N/Z oranları ile doğrudan bağlantılı olduğu açıkça görülmektedir. 8 MeV/n uyarma enerjisi ve daha büyük enerjilerde ise; dağılım çekirdeklerin yükleri ile doğru orantılı olarak üstel biçimde azalır. Yani atom numarası büyük olan çekirdekler uyarma enerjisinin artışıyla daha hızlı biçimde bozunurlar. U^{238} , Au^{197} , Sn^{124} ve La^{124} çekirdekleri için elde edilen değerleri Şekil 3.10.c ve Şekil 3.10.d de gösterdik. Hesaplamalar sonucunda, çok parçalanmaya maruz kalan çekirdeklerin N/Z oranlarının 3-7 MeV/n enerji aralığında oluşan parçacıkların dağılımlarını etkilediği gözlenmiştir. Simetri enerjisinin etkisi yoktur.



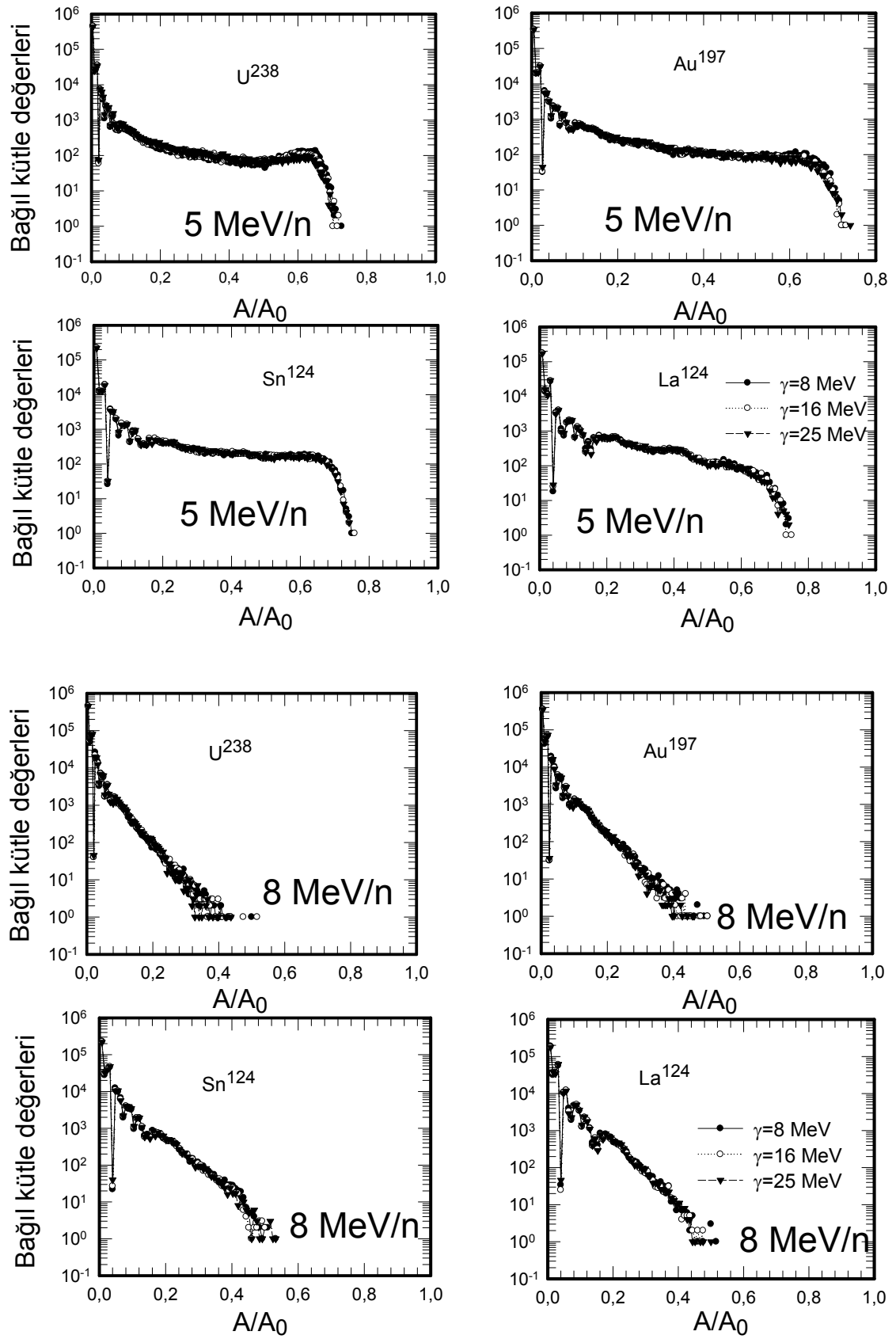
Şekil 3.10.a.b. U^{238} , Au^{197} , Sn^{124} ve La^{124} çekirdeklerinin çok parçalanmasında oluşan sıcak parçacıkların 3MeV/n ve 4MeV/n uyarma enerjileri için bağıl kütle değerleri.



Şekil 3.10.c.d. U^{238} , Au^{197} , Sn^{124} ve La^{124} çekirdeklerinin çok parçalanmasında oluşan sıcak parçacıkların 5MeV/n ve 8MeV/n uyarma enerjileri için bağıl kütle değerleri.



Şekil 3.11.a.b. U^{238} , Au^{197} , Sn^{124} ve La^{124} çekirdeklerinin çok parçalanmasında oluşan sıcak parçacıkların 3MeV/n ve 4MeV/n uyarma enerjileri için bağıl kütle değerleri



Şekil 3.11.c.d. U^{238} , Au^{197} , Sn^{124} ve La^{124} çekirdeklerinin çok parçalanmasında oluşan sıcak parçacıkların 5MeV/n ve 8MeV/n uyarma enerjileri için bağıl kütle değerleri

Sıvı-gaz faz geçiş bölgesinde farklı kaynakların izospin etkisi farklı uyarma enerjilerinde açıkça görülmektedir. Farklı çekirdeklerin ayrışmasında oluşan parçacıkların kütle dağılımları da uyarma enerjisiyle değişir. Şekillerden görüldüğü gibi, U^{238} için çok parçalanmaya başlangıç değeri 8 MeV/n, Au^{197} ve Sn^{124} için çok parçalanmaya başlangıç değeri 5 MeV/n civarındayken La^{124} için bu değer 4 MeV/n olduğu görülmektedir. U şeklindeki kütle dağılımı bu değerlerde kaybolmaktadır.

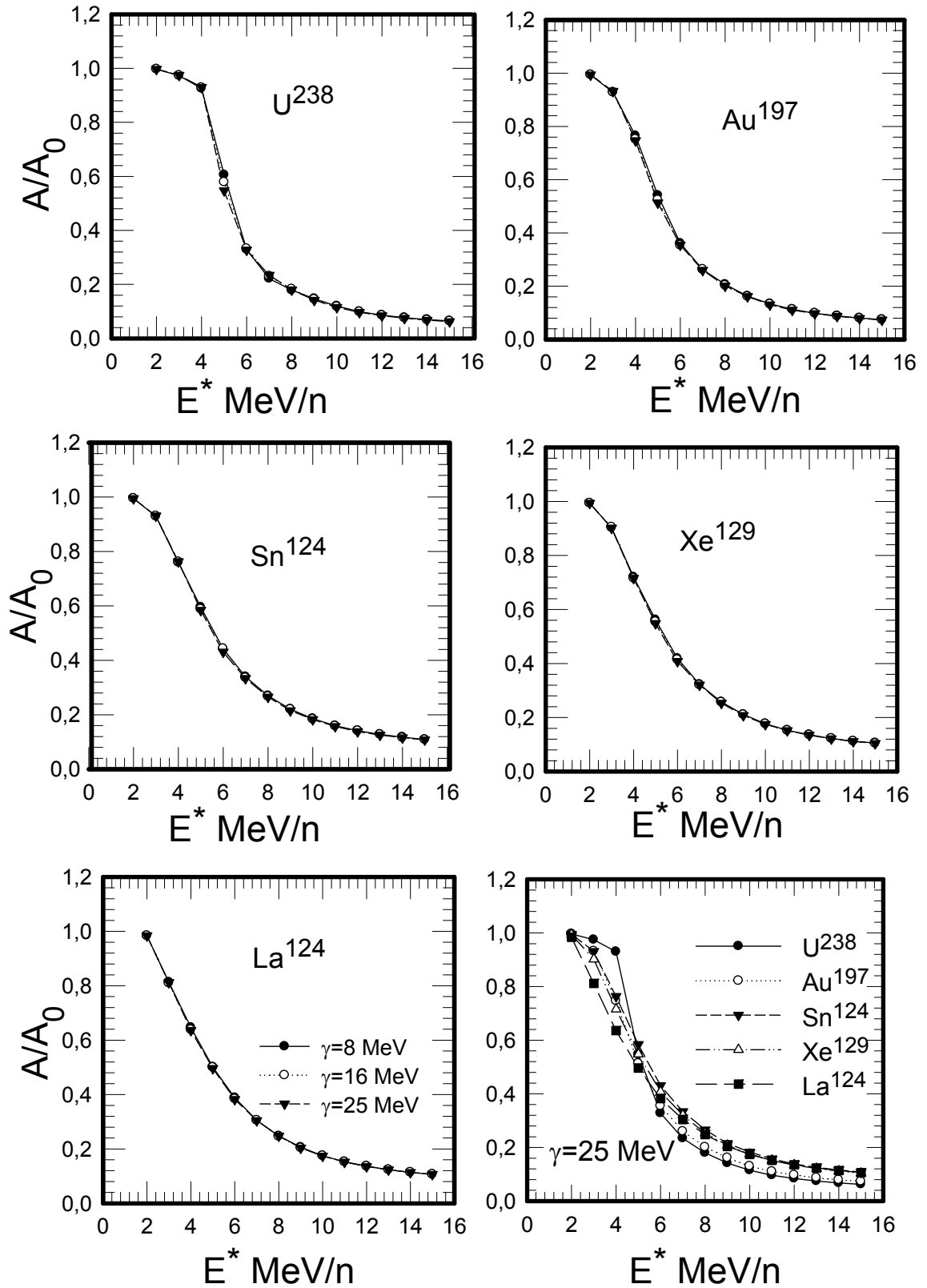
Çekirdek izospininin etkisi U^{238} (N/Z=1.59) , Au^{197} (N/Z=1.49), Sn^{124} (N/Z=1.48) ve La^{124} (N/Z=1.18) çekirdeklerinin 3.4.5 ve 8 MeV/n uyarma enerjilerinde kütle değerleri şekillerde gösterildi. $\gamma = 8, 16$ ve 25 MeV değerlerinde Bağıl Kütle Değerleri için bir farklılık yok. Simetri enerjisinin etkisi yoktur. Şekilden de açıkça görüldüğü gibi başlangıçtaki çekirdeğin N/Z oranı orta kütleli parçacıkların dağılımını sıvı-gaz faz geçiş bölgesine karşılık gelen enerji değerlerinde açık olarak etkilemektedir.

3.5. Maksimum Kütleli Parçacığın Belirlenmesi

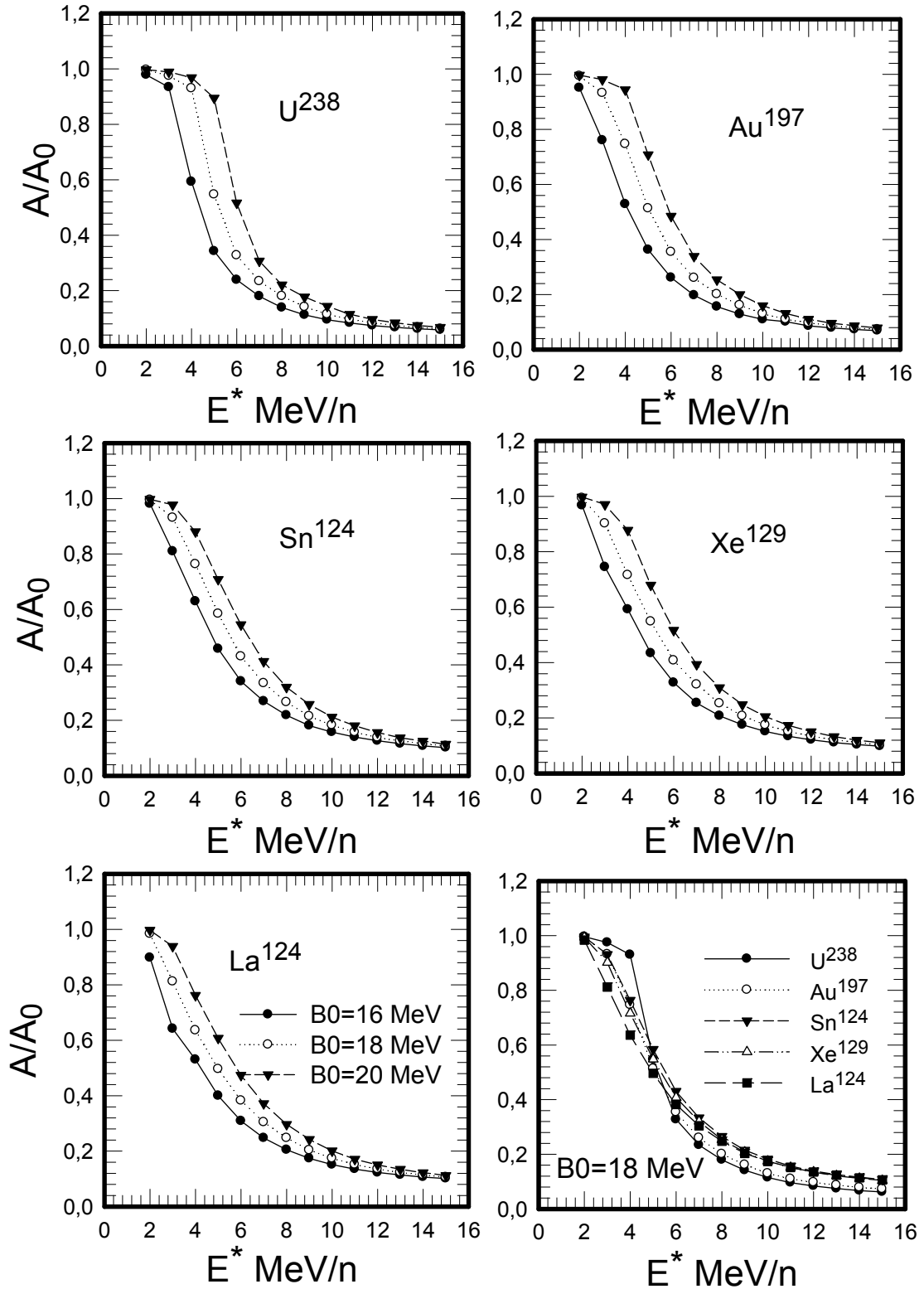
Çok parçacığa ayrışma sürecinde oluşan parçacıkların grupları içinde maksimum kütleyle sahip çekirdeği belirlemek, parçalanma sürecinin gelişimini belirlemek açısından oldukça önemlidir. Oluşan en büyük çekirdek, deneysel ölçümler detektörler tarafından da belirlenebilmektedir. Biz farklı çekirdeklerin 2-15 MeV/n uyarma enerjilerinde nükleer çok katlı parçalanması durumunda, belirlediğimiz maksimum kütleli çekirdeklerin değerlerini inceledik. Bu değerleri belirlemek için (2.15) denklemini SMM içinde maksimum kütleli parçacığın ortalama değerini belirlemek için kullandık.

Çok parçalanmada, en büyük parçacığın kütle numarası A_{max} bir “seviye parametresi” olarak kullanılabilir. Çünkü A_{max} parçalanma boyunca oluşan parçacıkların sayısı ile doğrudan ilişkilidir. Bu nedenle, A_{max} ’ ın davranışını uyarma enerjisine göre inceledik. Kaynağın büyüklüğünün etkisini ortadan kaldırmak ve yalnızca izospinin etkisini görebilmek için, A_{max} değişimini kaynağın kütle numarası A_0 cinsinden inceledik. Hesapladığımız A_{max} / A_0 değerleri uyarma enerjisinin fonksiyonu

olarak Şekil.3.12. ve Şekil.3.13. de verilmiştir. A_{\max} / A_0 değerleri E^* ile önce hızlı bir biçimde azalır, sonra belli bir değerin ötesinde ($E^* \approx 10MeV/n$) daha yavaş azalır. Bu davranış, bu nokta civarında buharlaşma sürecinin baskınlaştığını ifade eder. Bu davranışın bir diğer çarpıcı sonucu Şekil 3.12. ve Şekil.3.13. üst panelin de görüldüğü gibi geçiş bölgesinde tüm eğrilerin yaklaşık olarak çakışmasıdır. (yani A_{\max} 'ın evrensel davranışı) şekillerden de görüldüğü gibi parçalanma olayında kaynağın izospin etkisinin bir sonucudur. Bu enerji değerleri bileşik çekirdek tipi kanallardan tamamen çok parçalanmaya geçiş bölgesine geçişe karşılık gelmektedir. Bu davranışı sıcaklığın uyarma enerjisiyle değişimini gösteren Şekil 3.8. desteklemektedir.



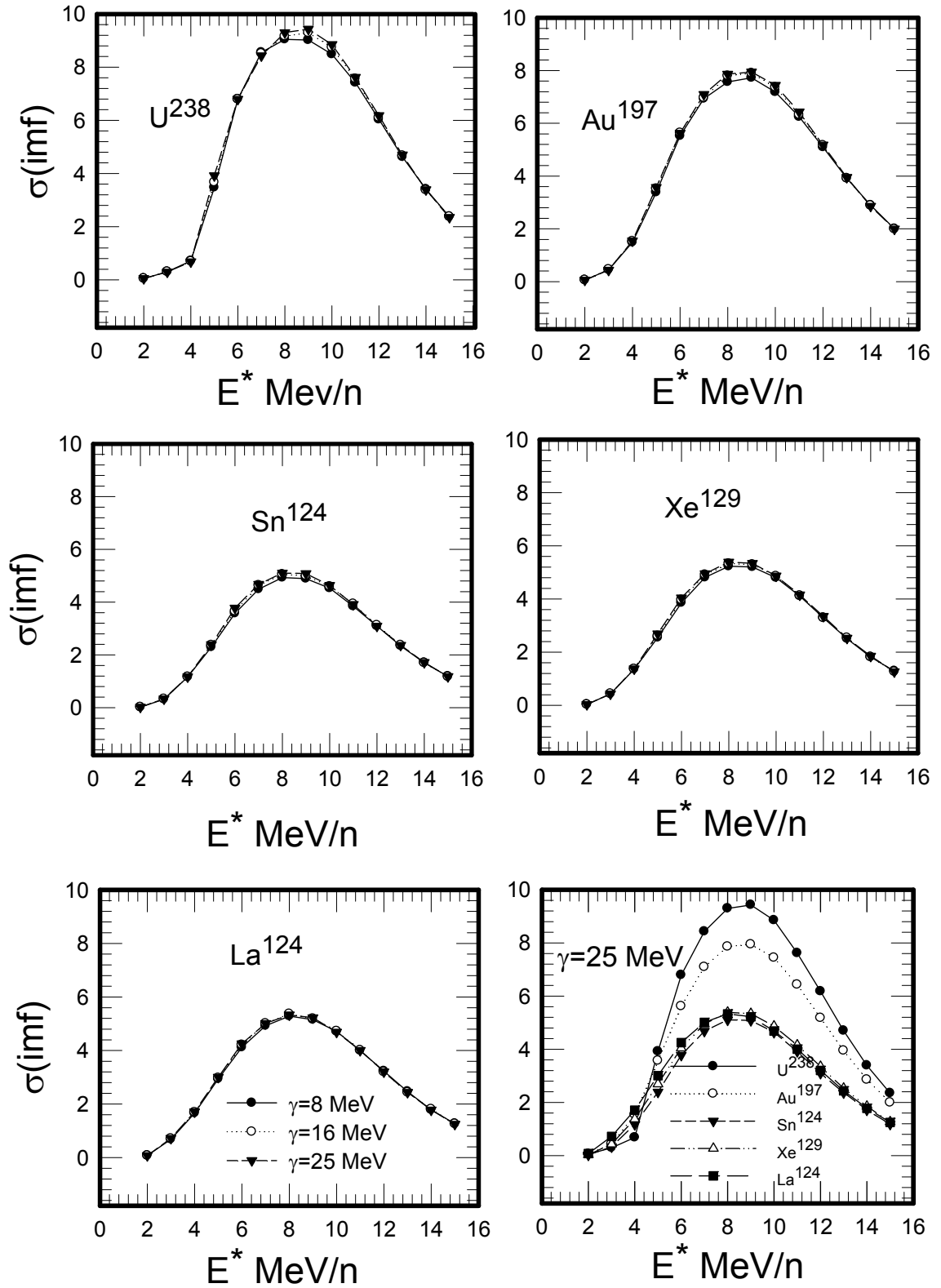
Şekil 3.12. Parçalanmada açığa çıkan en büyük çekirdeğin uyarma enerjisine göre değişimi ve bütün elementlerin $\gamma = 25$ MeV standart değerinde gösterilimi



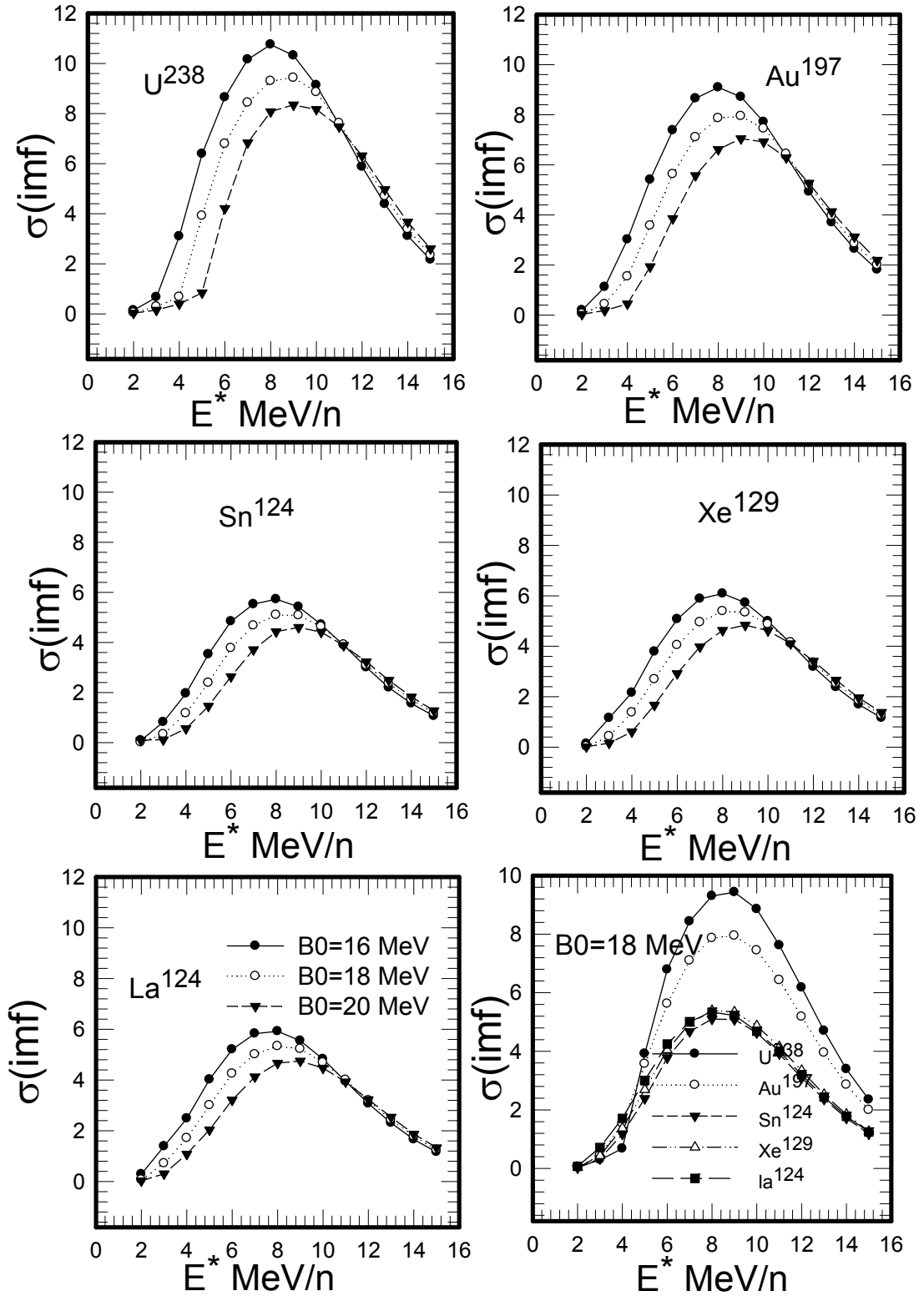
Şekil 3.13. Parçalanmada açığa çıkan en büyük çekirdeğin uyarma enerjisine göre değişimi ve bütün elementlerin $B_0=18$ MeV standart değerinde gösterilimi.

3.6. Orta Kütleli Parçacıkların Dağılımları

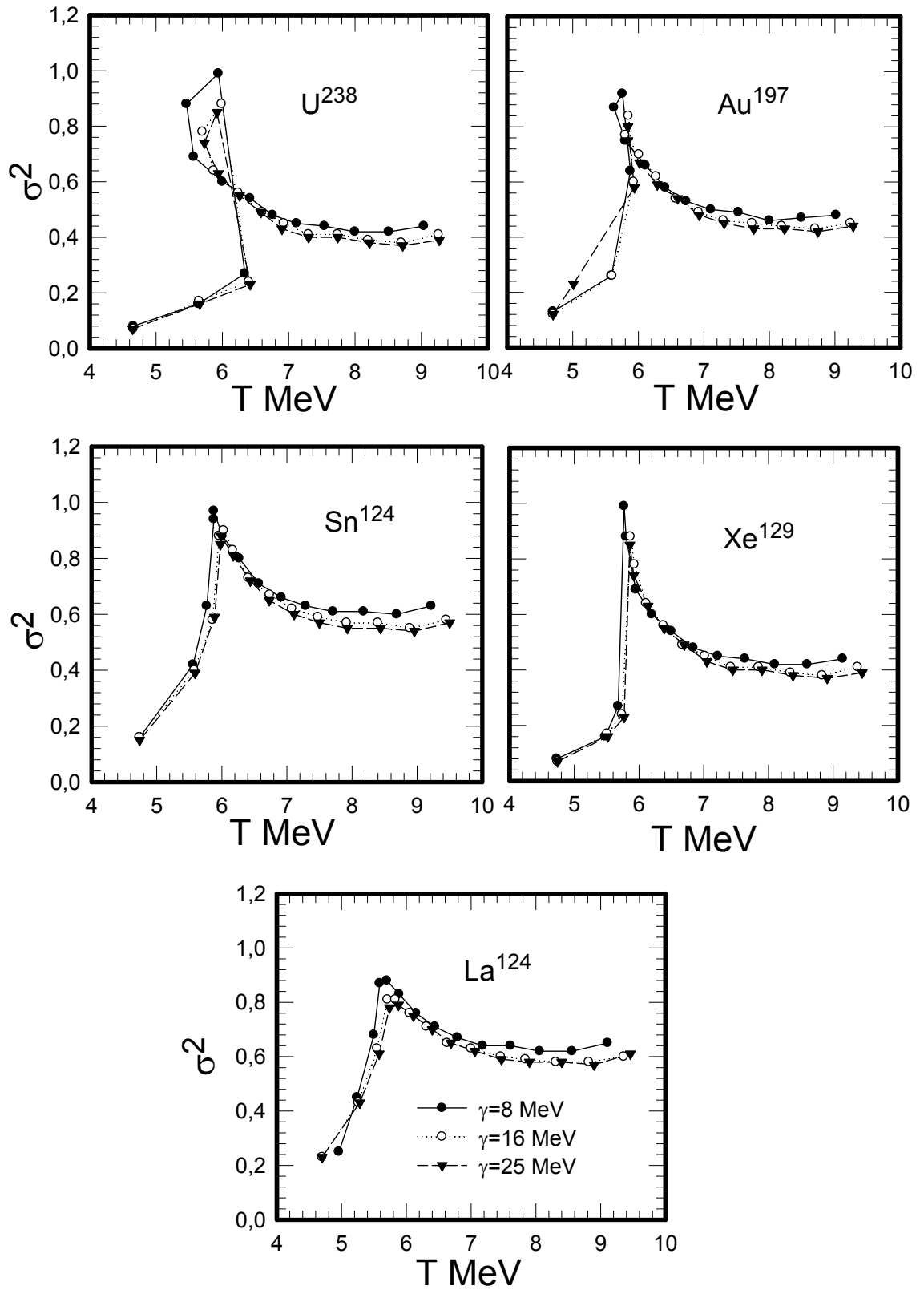
Nükleer çok parçacığa ayrışma sürecinde oluşan orta kütleli parçacıkların (IMF) ortalama çarpanı $\langle M_{IMF} \rangle$ 2–15 MeV/n uyarma enerjisi aralığında hesapladık. Hesaplamalarımız için maksimum kütleli çekirdeğin ortalama değerini hesaplamak için kullandığımız eşitlikleri, çarpanları belirlemek için kullandık ve kullandığımız koda ekledik. Şekil 3.14. ve Şekil.3.15. orta kütleli parçacıkların ortalama çarpanı gösterildi. $\langle M_{IMF} \rangle$ değerleri, uyarma enerjisi arttıkça çekirdeklerin N/Z oranlarıyla orantılı olarak artarken, 8–10 MeV/n değerlerinde maksimuma ulaşır ve daha sonra azalır. Bu azalma sırasında bütün farklı çekirdeklerin oluşturduğu $\langle M_{IMF} \rangle$ değerleri, $E^* \approx 10MeV/n$ civarında birbirleriyle çakışır. Buna $\langle M_{IMF} \rangle$ 'nın evrensel davranışı diyebiliriz. Bu davranış sıvı-gaz faz geçiş sürecinin sona erdiği ve buharlaşma sürecinin sisteme hakim olduğu anlamına gelir. $\langle M_{IMF} \rangle$ niceliğinin maksimum değerinin uyarma enerjisine göre değişimi, çekirdeklerin N/Z oranlarıyla ters orantılıdır. Örneğin; U^{238} çekirdeği (N/Z=1.59) izospini en büyük çekirdek olmasına rağmen, La^{124} çekirdeğinden daha küçük değerlere sahiptir. Böylece orta kütleli parçacıkların ortalama çarpanlarının değerlerinin uyarma enerjisine göre değişimlerini inceleyerek, parçalanmış çekirdeklerin izospinlerinin etkili olduğunu gördük. Orta kütleli parçacıkların dağılımına simetri enerjisinin etkili olmadığı şekilden görülüyor. Uyarma enerjisinin etkili olduğu şekilden görülüyor.



Şekil 3.14. Farklı çekirdeklerin parçalanmasında açığa çıkan orta kütleli parçacıkların ortalama çarpanının uyarma enerjisine göre değişimi ve bütün elementlerin $\gamma = 25 \text{ MeV}$ standart değerinde gösterilimi



Şekil 3.15. Farklı çekirdeklerin parçalanmasında açığa çıkan orta kütleli parçacıkların ortalama çarpanının uyarma enerjisine göre değişimi ve bütün elementlerin $B_0=18$ MeV standart değerinde gösterilimi



Şekil 3.16. U^{238} , Au^{197} , Xe^{129} , Sn^{124} ve La^{124} çekirdekleri için bulunması gereken değerlerden ne kadar saptığının gösterilimi

4. Sonuçlar ve Yorumlar

Bu çalışmada, İstatistiksel Çok katlı Parçalanma modeli kullanılarak U^{238} , Au^{197} , Xe^{129} , Sn^{124} ve La^{124} çekirdeklerinin 2–15 MeV/n uyarılma enerjisi aralığında parçalanmaya simetri enerjisinin etkisini inceledik. Bu doğrultuda her bir çekirdek parçalanması için orta kütleli parçacıkların kütle ve yük dağılımlarını $6 < A \leq 40$ ve $5 < Z \leq 15$ aralığında belirledik. Bulunan her bir dağılım için, bölüm 3.1’ de tanımlanan üstel kuvvet kanununa göre τ ve τ_z üstel terimlerini 2–15 MeV/n enerji aralığında tek tek hesapladık. Elde edilen değerleri Şekil 3.2.a ve Şekil 3.2.b de gösterdik. τ parametresi uyarılma enerjisi arttıkça azalır, yaklaşık olarak $T \cong 5 - 6$ MeV’ de ($E^* = 4 - 5$ MeV/n) minimuma gider ve tekrar artar. τ ’nun küçük değerlerinin fiziksel anlamı, en büyük parçacığın aynı durumda kalma ihtimalinin sıcaklıkla hızlı bir şekilde azalmasıdır. Bu davranış sonlu sistemlerde faz geçişi ile özdeşleştirilebilir. Farklı çekirdekler için τ ve τ_z üstel terimlerini belirleyerek, bu terimlerin simetri enerjisi ile nasıl değiştiğini inceledik.

Sistemin ortalama entropisinin $\langle S \rangle / A_0$, uyarılma enerjisinin yaklaşık olarak lineer bir fonksiyonu olduğu Şekil 3.6 da gösterdik. Çekirdeklerin N/Z oranlarının, parçacıkların nükleon başına düşen ortalama entropisi ile ilişkili oldukları gözlenir. $\gamma = 8, 16$ ve 25 MeV değerleri için entropinin değişiminde hiçbir farklılık yoktur. Yüzey enerji katsayısı $B_0 = 16, 18$ ve 20 MeV değerleri için Entropi değişimi farklılık gösterir. İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma modeli ile çeşitli çekirdekler için parçacıklar sisteminin 2–15 MeV/n uyarılma enerji aralığındaki ortalama sıcaklığını hesaplayarak Şekil 3.8 de gösterdik. Parçalanmanın başladığı kabul edilen E^* değerleri çekirdeklerin N/Z oranlarına göre değişmektedir.

Tüm sıcak parçacıkların kütle dağılımlarını 3–8 MeV/n uyarılma enerjisi aralığında hesaplayarak sonuçları Şekil 3.10.a.b.c.d ile gösterdik. Böylece, 3–7 MeV/n enerji aralığındaki parçacıkların dağılımlarının da çekirdeklerin N/Z oranları ile orantılı olarak değiştiklerini, daha yüksek sıcaklıklarda ise çekirdeklerin yükleriyle orantılı olan bir davranış sergilediklerini gösterdik. Simetri enerjisi parametresi bağıl kütle değerlerinin hesaplanmasında etkili değildir.

Şekil 3.12 de hesapladığımız A_{\max} / A_0 değerleri uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak verilmiştir. A_{\max} / A_0 değerleri E^* ile önce hızlı bir biçimde azalır, sonra belli bir değerin ötesinde ($E^* \approx 10 \text{ MeV} / n$) yaklaşık sabit bir değerde kalır. Bu durum, bu noktanın civarında buharlaşma sürecinin baskınlaştığını ifade eder.

Çalışmamızda, nükleer çok parçacığa ayrışma sürecinde oluşan orta kütleli parçacıkların $\langle M_{IMF} \rangle$ ortalama çarpanlarını 2–15 MeV/n uyarılma enerjisi aralığında hesapladık. Şekil 3.14 de $\langle M_{IMF} \rangle$ niceliğinin uyarılma enerjisine göre değişimlerini gösterdik. Bu şekilden, $\langle M_{IMF} \rangle$ niceliği üzerinde simetri enerjisinin etkisinin olmadığı, izospin ve çekirdek ölçüsünün etkisinin olduğu görülmektedir. Şekil 3.15 de yüzey enerjisinin $\langle M_{IMF} \rangle$ niceliği üzerinde etkili olduğunu gösterir.

Simetri enerjisi, oluşan parçacıkların nötron zenginliğini doğrudan belirler. Le Fevre ve ark. (2005) parçacıkların sıcaklıkları arttıkça simetri enerjisinin azaldığına dair bazı deneysel kanıtlar buldular. Sıcaklıkla simetri enerjisinin azalması durumunun sonuçları, astrofiziksel olayların açıklanabilmesi içinde oldukça önemlidir. Bu nedenle, istatistiksel çok katlı parçalanma modeli kullanarak parçacıkların simetri enerjisindeki farklı kabuller için kalorik eğriyi, topluluklardaki maksimum kütleli parçacıkları τ ve τ_z parametrelerini, entropiyi hesaplayarak sonuçları şekillerle gösterdik. Oluşan parçacıkların ortalama karakteristiklerinin simetri enerjisine çok duyarlı olmadığını belirledik. Sonuç olarak, nükleer çok katlı parçalanmada oluşan parçacık dağılımları üzerinde simetri enerjisinin etkisini gösterdik.

5. Kaynaklar

- Aichelin, J., Hüfner, J. Ve Ibarra, R. 1984 Cold breakup of spectator residues in nucleus-nucleus collisions at high energy. *Phys. Rev. C*30:107–118.
- Bauer, W., ve ark. 1986 Energetic photons from intermediate energy proton-and heavy-ion-induced reactions. *Phys. Rev. C*34:2127–2133.
- Bethe, H. A. 1937 Nuclear Physics B. Nuclear dynamics, Theoretical. *Rev. Mod. Phys.* 9:69–244.
- Bondorf, J. P. 1981. Proceedings of the Nuclear Physics Workshop, I.C.T.P., Trieste, Italy, October 5-30.
- Bondorf, J. P. 1982 Chaotic fragmentation of nuclei. *Nucl. Phys. A*387:25c-36c
- Botvina. A. S. ve Mishustin, I. N. 2001 Statistical evolution of isotope composition of nuclear fragments. *Phys. Rev. C* 63:R061601–1–5.
- Büyükçizmeci, N., Nükleer Çoklu Parçalanmaya Çekirdek Yükünün Etkileri, Doktora Tezi, Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü (2005)
- Chomaz, Ph., Colonna, M., Randrup, J. 2004 Nuclear spinodal fragmentation. *Phys. Rep.* 389:263–440.
- Curtin, M. W., Toki, H. Ve Scott, D. K. 1983 *Phys. Lett. B* 371:175–180.
- Dhar, H. ve Das Gupta, S. 1984 Time evolution of a compressed nucleus in the time-dependent Hartree-Fock approximation. *Phys. Rev. C*30:1545–1549.
- Eliot, J. B. ve ark. 2000 Statistical signatures of critical behavior in small systems. *Phys. Rev. C*62:064603–1–33.
- Finn, J. E. ve ark. 1982 Nuclear fragment mass yields from high-energy proton-nucleus interactions. *Phys. Rev. Lett.* 49:1321–1325.
- Glendenning, N. K., Csernai, L. P. ve Kaputsa, J. I. 1986 Liquid-gas phase separation in nuclear collisions. *Phys. Rev. C*33:1299–1302.
- Heiselberg, h., Pethick, C. J., Ravenhall, D. G. 1988 Instabilities in Hot Nuclear Matter: A Mechanism for Nuclear Fragmentation. *Phys. Rev. Lett.* 61:818–821.
- Jaqaman, J., Mekjian, A.Z. ve Zamick, L. 1983 Nuclear condensation. *Phys. Rev. C*27:2782–2791.
- Knospe, O., Schmidt, R. ve Schulz, H. 1987 Site-percolation approach for mass and isotopic distributions in fragmentation reactions. *Phys. Lett. B*182:293.
- Küpper, W. A., Wegmann, W. ve Hilf, E. R. 1974 Thermostatic properties of symmetric nuclear matter. *Ann. of Phys.* 88:454–471.
- Le Fevre A. ve ark., Isotopic scaling and the symmetry energy in spectator Fragmentation. *Nucl-ex/0409026*, 6 April 2005.

- Lopez, J. A. ve Siemens, P. J. 1984 Nuclear multifragmentation. Nucl. Phys. A431:728.
- Milazzo, P. M. ve ark. 2000 Isotopic composition of fragments in nuclear multifragmentation. Phys. Rev. C 62:041602–041605.
- Nemeth, J., Papp, G., Ngo, C., Barranco, M. 1990 Dynamical multifragmentation. Physica Scripta T32:160-165.
- Oğul, R., Buyukcizmeci, N. and Botvina A. S. 2005 Nuclear fragmentation and critical temperature for liquid-gas phase transition region. Nucl. Phys. A749:126c-129c.
- Oğul, R. Ve Botvina, A. S. 2002 Critical temperature of nuclear matter and fragment distributions in multifragmentation of finite temperature. Phys. Rev. C 66:R051601-R051605
- Perfilov, N. A., Lozhkin, O. V. ve Ostroumov V. I. 1962. Nuclear reactions induced by high-energy particles, Moscow.
- Randrup, J. ve Konin, S. E. 1987 Microcanonical simulation of nuclear multifragmentation. Nucl. Phys. A471:355c-370c.
- Sauer, G., Chandra H. ve Mosel, U. 1976 Thermal properties of nuclei. Nucl. Phys. A264:221–243.
- Siemens, P. J. 1983 Liquid-gas phase transition in nuclear matter. Nature 305:410–412.
- Trautmann, W. 2001 Hot fragmentation of nuclei. Nucl. Phys. A685:233c-245c.
- Vicentini, V., Jacucci, G. ve Prandharipande, V. R. 1985 Fragmentation of hot classical drops. Phys. Rev. C31:1783–1793.
- Weisskopf, V. 1937 Statistics and Nuclear Reactions. Phys. Rev. 52:295–303

EK 1. **τ ve τ_z Değerlerinin Fortran Programı ile Hesaplanması**

Aşağıdaki program ile τ değeri hesaplandı.

```

integer a,Amax
Parameter (Amax=197)
CHARACTER*12 seq1, cont
CHARACTER*34 seq2
real yield(Amax), C0, C1
real detC0,detC1,det
real Swn2,Swz2,Swnz,Swn,Swz,Sw,Swnr,Swzr,Swr,weight,logR
open(1,file='au_8_5mev.dat')
open(2,file='fit_au_G08_5mev.dat')
seq1=' MASS YIELD'
seq2=' CHARGE YIELD - Z (FROM 1 TO IZ0)'
iamax=197
do i=1,Amax
yield(i)=0.
end do
write(*,*)'1'
ia=0
1 read(1,'(a12)',end=999)cont
if (seq1 .ne. cont) goto 1
nsat=1
3 nmax=nsat*10
nmin=(nsat-1)*10+1
if (nmax.gt.iamax) nmax=iamax
read (1,*)(yield(i),i=nmin, nmax)
nsat=nsat+1
if(nmax.lt.iamax) go to 3

```



```

write(*,*)'okuma tamam'

Swx2=0.

Swx =0.

Sw =0.

SwxlogR=0.

Swr=0.

! Hesaplama başlıyor

do a=6,40

z=a

we=sqrt(yield(a))

x=log(z)

if (yield(a).eq.0) then

logR=0.0

else

logR=log(yield(a))

end if

Swx2=Swx2+we*x*x

Swx =Swx+we*x

Sw =Sw+we

SwxlogR=SwxlogR+we*x*logR

Swr =Swr+we*logR

end do

det = Swx2*Sw -Swx*Swx

detc1= SwxlogR*Sw - Swx*Swr

detc0= Swx2*Swr - SwxlogR*Swx

c1 = detc1/det

c0 = detc0/det

y0=exp(c0)

tau=-c1

```

```

write(*,*)'tau=',tau,'c0 =',c0,'y0 =',y0
write(*,*)'tau=',tau,' Y0 =',y0
write(2,*)'tau=',tau,' Y0 =',y0
write(2,*)'tau','y0'
write(2,*)' a,      yield(a),      yfit'
do a=6,40
if ( yield(a).ne.0) then
yfit=y0*(a**(-tau))
write(2,'(i3,3f8.1,f7.3)')a,yield(a),yfit
end if
end do
stop
999 write(*,*)'aranan kısım bulunamadı'
stop
end

```

Aşağıdaki program ile τ_z değeri hesaplandı.

```

integer a,Amax
Parameter (Amax=79)
CHARACTER*14 seq1, cont
real yield(Amax), C0, C1
real detC0,detC1,det
real Swn2,Swz2,Swnz,Swn,Swz,Sw,Swnr,Swzr,Swr,weight,logR
open(1,file='au_8_5mev.dat')
open(2,file='fit_au_G08_5mev_Zfit.dat')
seq1=' CHARGE YIELD'
iamax=79
do i=1,Amax
yield(i)=0.

```

```

end do

write(*,*)'1'

ia=0

1 read(1,'(a14)',end=999)cont
  if (seq1 .ne. cont) goto 1
  nsat=1

3 nmax=nsat*10
  nmin=(nsat-1)*10+1
  if (nmax.gt.iamax) nmax=iamax
  read (1,*)(yield(i),i=nmin, nmax)
  nsat=nsat+1

  if(nmax.lt.iamax) go to 3

write(*,*)'okuma tamam'

Swx2=0.

Swx =0.

Sw =0.

SwxlogR=0.

Swr=0.

! Hesaplama başlıyor
do a=3,20
  z=a
  we=sqrt(yield(a))
  x=log(z)
  if (yield(a).eq.0) then
    logR=0.0
  else
    logR=log(yield(a))
  end if
  Swx2=Swx2+we*x*x

```

```

Swx =Swx+we*x
Sw =Sw+we
SwxlogR=SwxlogR+we*x*logR
Swr =Swr+we*logR
end do

det = Swx2*Sw -Swx*Swx
detc1= SwxlogR*Sw - Swx*Swr
detc0= Swx2*Swr - SwxlogR*Swx
c1 = detc1/det
c0 = detc0/det
y0=exp(c0)
tau=-c1
write(*,*)'tau=',tau,'c0 =',c0,'y0 =',y0
write(*,*)'tau=',tau,' Y0 =',y0
write(2,*)'tau=',tau,' Y0 =',y0
write(2,*)'tau','y0'
write(2,*)' a,      yield(a),      yfit'
do a=5,15
if ( yield(a).ne.0) then
yfit=y0*(a**(-tau))
write(2,'(i3,3f8.1,f7.3)')a,yield(a),yfit
end if
end do
stop
999 write(*,*)'aranan kısım bulunamadı'
stop
end

```