



**T.C.**  
**SELÇUK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**SÜPERNOVA VE YILDIZSI MADDELERİN**  
**İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA**  
**MODELİ İLE İNCELENMESİ**

**Ayşegül ERGUN**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Fizik Anabilim Dalı**

**Ağustos-2011**  
**KONYA**  
**Her Hakkı Saklıdır**

## TEZ KABUL VE ONAYI

Ayşegül ERGUN tarafından hazırlanan “ Süpernova ve Yıldızsı Maddelerin İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli ile İncelenmesi” adlı tez çalışması 22/08/2011 tarihinde aşağıdaki jüri üyeleri tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

### Jüri Üyeleri

#### Başkan

Prof. Dr. Rıza OĞUL

#### Danışman

Doç. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECI

#### Üye

Yrd. Doç. Dr. Ersin BOZKURT

### İmza







Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Bayram SADE  
FBE Müdürü

## **TEZ BİLDİRİMİ**

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

## **DECLARATION PAGE**

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

Ayşegül ERGUN

Tarih: 22/08/2011

**ÖZET****YÜKSEK LİSANS TEZİ****SÜPERNOVA VE YILDIZSI MADDELERİN İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI  
PARÇALANMA MODELİ İLE İNCELENMESİ****Ayşegül ERGUN****Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı****Danışman: Doç. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ  
2011, 64 Sayfa****Jüri****Doç. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ  
Prof. Dr. Rıza OĞUL  
Yrd. Doç. Dr. Ersin Bozkurt**

Sıvı-gaz faz aynı anda varoluş bölgesi ve bunun Süpernova tip-II patlamaları ve ağır yıldızların çökmesi gibi astrofiziksel süreçlerle olan ilişkisinin araştırılması, termal nükleer parçalanma reaksiyonlarıyla ilişkilendirilebilir. Simetri enerjisi terimi, yüzey enerjisi ve kritik sıcaklık için olası düzeltmeleri dikkate alarak Süpernova Maddesi için İstatistiksel Model temelinde yıldızlı maddenin hal denklemini tahmin etmek için hesaplamalar yaptık. Sonuçlarımızı nötron, proton, alfa ve ağır parçacık kesirleri aracılığıyla tartıştık. Astrofiziksel ortamlar için simetri enerjisi teriminin azalmasıyla böyle parçacıkların kesirlerinin azalma eğiliminde olduğu doğrulandı.

**Anahtar Kelimeler:** Hal denklemi, Nükleer çok katlı parçalanma, Süpernova maddesi, Yıldızlı madde

**ABSTRACT****MS THESIS****INVESTIGATION OF SUPERNOVA AND STELLAR MATTER WITH  
STATISTICAL MULTIFRAGMENTATION MODEL****Ayşegül ERGUN****THE GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCE OF  
SELÇUK UNIVERSITY  
THE DEGREE OF MASTER OF SCIENCE  
IN DEPARTMENT OF PHYSICS****Advisor: Assoc. Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ****2011, 64 Pages****Jury****Assoc. Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ****Prof. Dr. Rıza OĞUL****Asst. Prof. Dr. Ersin BOZKURT**

Investigation of the liquid-gas phase coexistence region and its relation to the astrophysical processes such as collapse of massive stars, and the supernova type-II explosions can be associated with the thermal nuclear fragmentation reactions. We have made calculations to estimate stellar equation of state on the basis of the Statistical Model for Supernova Matter (SMSM) taking into account the possible modifications of the symmetry energy term, surface energy and critical temperature. We discussed our results in terms of fractions of neutrons, protons, alpha and heavy particles. It is confirmed that there is a decreasing trend on the behaviour of fraction of these particles with decreasing symmetry energy term for astrophysical environment.

**Keywords:** Equation of State (EOS), Multifragmentation, Stellar matter, Supernova matter

## ÖNSÖZ

“Süpernova ve Yıldızlı Maddelerin İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli ile İncelenmesi” adlı bu çalışma Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü’ne Yüksek Lisans Tezi olarak sunulmuştur.

Bu çalışmanın hazırlanmasında beni yönlendiren, engin bilgi ve yardımlarını esirgemeyen, sabrı ve güler yüzü ile bana destek olan, kendisiyle çalışmaktan dolayı kendimi şanslı hissettiğim değerli danışmanım Doç. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ’ YE teşekkür ederim.

İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli (SMM) ile Süpernova Maddesi için İstatistiksel Model (SMSM) kodlarını sağlayan ve beni destekleyen değerli bilim adamları Dr. Alexander BOTVINA ve Prof. Dr. Igor MISHUSTIN’E teşekkürlerimi borç bilirim. Ayrıca Prof. Dr. Rıza OĞUL’A da çok teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında her zaman beni destekleyen ve yanımda olan aileme ve sevgili arkadaşım Zuhale YAĞMUR’A teşekkür ederim.

Ayşegül ERGUN

KONYA-2011

## İÇİNDEKİLER

<b>ÖZET .....</b>	<b>1</b>
<b>ABSTRACT.....</b>	<b>2</b>
<b>ÖNSÖZ .....</b>	<b>3</b>
<b>İÇİNDEKİLER .....</b>	<b>4</b>
<b>1. GİRİŞ .....</b>	<b>5</b>
1.1.Süpernova Patlamaları .....	6
1.1.1.Süpernova Tip-1 .....	7
1.1.2.Süpernova Tip-2 .....	7
1.2.Nötron Yıldızı.....	8
1.3.Nükleer Reaksiyonlardaki Fiziksel Şartlarla Süpernova Patlamasındaki Şartların Benzerlikleri.....	9
<b>2. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİ .....</b>	<b>10</b>
2.1. Orta ve Yüksek Enerjili Nükleer Reaksiyonlarda Çok Katlı Parçalanma .....	10
2.2. Nükleer Maddede Faz Geçişleri .....	12
2.3. Nükleer ve Elektro-Zayıf Reaksiyon Oranları.....	15
2.4. İstatistiksel Modelin Formülasyonu.....	17
2.4.1. İstatistiksel Topluluklar .....	17
2.4.2. Denge Şartları .....	19
2.4.3. Nükleer Tür Toplulukları.....	20
2.4.4 Leptonlar ve fotonlar .....	23
2.4.5. Hesaplama Yöntemi.....	24
<b>3. SÜPERNOVA MADDESİNİN BİLEŞİMİ.....</b>	<b>25</b>
3.1. Hafif ve Ağır Çekirdeklerin Kütle Kesirlerinin Yoğunlukla Değişimi .....	25
3.2. Hafif ve Ağır Çekirdeklerin Kütle Kesirlerinin Sıcaklıkla Değişimi .....	35
3.3. Nükleer Kütle Dağılımları .....	40
3.4. Nükleer Kütle Dağılımlarına Simetri Enerjisinin Etkisi.....	43
3.5. Nükleer Kütle Dağılımlarına Yüzey Enerjisinin Etkisi .....	48
3.6. Nükleer Kütle Dağılımlarına Kritik Sıcaklığın Etkisi .....	51
<b>4.YILDIZSI MADDENİN TERMODİNAMİK ÖZELLİKLERİ .....</b>	<b>52</b>
4.1. Basınç ve Entropi.....	53
<b>5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER .....</b>	<b>59</b>
<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>61</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ .....</b>	<b>64</b>

## 1. GİRİŞ

Ağır iyon hızlandırıcılarında yapılan nükleer çarpışma deneylerinin analizi ve teorik sonuçları nükleer enerji üretimi, nükleer radyasyonun nükleer tıpta teşhis ve tedavi amaçlı kullanımı ve astrofizik açısından önemlidir. Nükleer parçalanma teorisi, süpernova patlamaları ve nötron yıldızlarının oluşumunun incelenmesinde, galaksi oluşumlarının yorumlanmasında, atomik salkımların ayrışmasında, kristal, sıvı ve gaz fazların açıklanmasında, Bose yoğunlaşması, aerosol oluşumları ve metalik alaşımların oluşumu gibi çok geniş alanlarda uygulanmaktadır. Bu nedenle nükleer parçalanma sonrası açığa çıkan ürünleri analiz etmek gerekir. Orta enerjideki ağır-iyon reaksiyon deneyleri,  $4\pi$  multi-detektör sistemler kullanılarak, GSI' da FOPI ve ALADIN, MSU' da MINIBALL gibi hızlandırıcılarda gerçekleştirilmektedir. Çekirdek-çekirdek ve hadron-çekirdek reaksiyonlarında nükleer parçacık oluşumu hakkında literatürde zengin deneysel bilgi bulunmaktadır. Özellikle GSI' da yapılmış olan S254 deneylerinde rölativistik hızlarda gerçekleştirilen reaksiyonlarda ağır iyonların parçalanması incelenmiştir (Oğul ve ark. 2011). Bu çalışmadan elde edilen deneysel sonuçlar çalışmamız için önemli bir kaynak oluşturmaktadır. Kütle, yük ve enerji dağılımları gibi nükleer parçalanma hakkındaki böyle deneysel verilerin sistematik analizi, teorik nükleer fizik ve astrofizikte büyük önem taşımaktadır.

Nükleer çok katlı parçalanma reaksiyonları, nükleer sıvı-gaz faz geçiş bölgesinde bulunan küçük nükleer yoğunluklardaki nükleer maddenin özelliklerini belirlemek için kullanılabilir. Sıcak çekirdeklerin çok katlı parçalanma modeli verilerinden elde edilen niceliklerin (özellikle simetri enerjisi) aslında yıldızlı maddenin nükleer bileşimini belirlemede etkisinin olabileceğini göstermektedir. İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli ağır iyon çarpışmaları sonucunda ya da çekirdeğin yüksek enerjili hafif parçacıklarla bombardıman edilmesi sonucunda bir çekirdeğin parçalanmasını en iyi şekilde açıklayan bir modeldir (Bondorf ve ark. 1995). Yıldızlı maddede, ağır yıldızların çöküşü ve tip-II süpernova patlamaları esnasında, orta enerjili çekirdek-çekirdek çarpışmalarında elde edilene benzer yoğunluklara ve sıcaklıklara ulaşır. Süpernova patlamaları ve büzülmesi, nötron yıldızları ve yıldızlı maddenin dinamiksel ve istatistiksel özelliklerinin araştırılmasında İstatistiksel Çok katlı Parçalanma Modeli ile elde edilen veriler çok önemlidir.

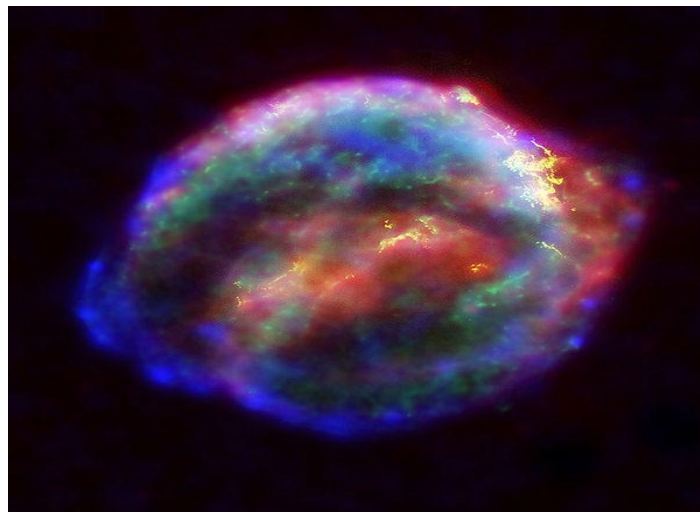
Tezin birinci bölümünde ilgilenilen bazı astrofiziksel kavram ve olaylara değinilecektir. İkinci bölümde, istatistiksel yaklaşımın tarihi gelişiminden başlanılarak,

kullanılacak olan matematiksel ifadeler ve hesaplama yönteminden kısaca bahsedilecektir. Üçüncü bölümde süpernova maddesinin bileşimini belirlemek üzere hafif ve ağır çekirdeklerin kütle kesirlerinin yoğunlukla ve sıcaklıkla değişimleri ve nükleer kütle dağılımlarına kritik sıcaklığın, yüzey ve simetri enerjisinin etkileri yapılan hesaplamaların sonucunda ortaya çıkan grafiklerle sunulacaktır. Dördüncü bölümde yıldız maddenin, basınç ve entropi gibi termodinamik özellikleri,  $T$  sıcaklığın,  $\rho_B$  baryon yoğunluğunun ve  $Y_e$  elektron kesrinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Son bölümde ise elde edilen sonuçlar tartışılacaktır.

### 1.1. Süpernova Patlamaları

Büyük kütleli yıldızlar tıpkı küçük kütleli gibi, çekirdeğindeki helyum tükendiğinde dev hatta süper dev bir yıldız dönüşür. Bununla birlikte, büyük kütleli yıldız bekleyen son daha dramatiktir. Yüksek kütle çekimi nedeniyle çekirdekteki enerji son damlasına kadar tüketilir.

Süpernova, enerjisi biten büyük yıldızların şiddetle patlaması durumuna verilen addır. Atom numaraları büyük çekirdekler, (demir, silisyum, altın gibi) kütlesi büyük olan bu yıldızlar tarafından üretiliyor. Bu tür yıldızın, evriminin en son basamağındaki patlamasına süpernova denir. Parlaklığı da Güneş'in 100 milyon katına erişir.



Şekil 1.1. SN 1604 süpernova kalıntısı (NASA)

Yüzeylerinden atılan malzemelere de süpernova kalıntıları denir. Bu patlamalar, maddenin evrende bir noktadan başka noktalara taşınması işine yarar. Patlama sonucunda dağılan yıldız artıklarının, evrenin başka köşelerinde birikerek yeniden yıldızlar ya da yıldız sistemleri oluşturduğu varsayılmaktadır.

Bu varsayıma göre, Güneş, Güneş Sistemi içindeki gezegenler ve bu arada elbette bizim Dünyamız da, çok eski zamanlarda gerçekleşmiş bir süpernova patlamasının sonucunda ortaya çıkmıştır. Bir süpernovanın kalıntısını, atarca olmuş bir Nötron yıldızı veya kara delik olarak görebiliriz.

### 1.1.1. Süpernova Tip-1

Süpernovalar tayflarında ve ışık eğrilerinde sahip oldukları özelliklere göre iki türe ayrılmışlardır. Birinci tip süpernovalar (Tip-I) hem eliptik hem de spiral galaksilerde gözlenir. İkinci tip süpernovalar (Tip-II) ise sadece spiral galaksilerde ve özellikle spiral kollarda oluşur. Tip-I süpernovalar küçük ve orta kütleli evrimleşmiş yıldızlarla, tip II süpernovalar ise daha büyük kütleli yıldızlarla ilişkilidir.

Tip I süpernovaları yaklaşık 1M kütleli yıldızlar oluşturduğundan, bu kadar küçük kütleli yıldızların nasıl olup da süpernova olarak patladıkları anlaşılmamıştır. Önerilen bir model, novalara ilişkin çift yıldız modeline benzemektedir. Bu modele göre sistem, bir beyaz cüce ve normal bir yıldızdan meydana gelmektedir. Beyaz cüce yıldızın kütlesi 1.4M' lik Chandrasekhar limit kütesine yakındır. Eğer bileşen yıldızdan beyaz cüce üzerine yeterince madde akar ve bu sınırı aşarsa, beyaz cüce nötron yıldızı oluşturmak üzere çöker. Böylelikle bu çöküş süpernova oluşmasına yetecek enerjiyi sağlayabilir. Diğer bir modele göre, karbon bakımından zengin bir beyaz cücenin etrafına, bileşen yıldızdan madde akmaktadır. Madde birikmesi sonucunda sıcaklık ve yoğunluk belirli bir düzeye çıktığında karbon yavaş bir şekilde yanmaya başlar. Bu karbon yanması yine de yıkıcı etkiye sahiptir ve çekirdekte hiçbir nötron bırakmayacak şekilde yıldızı parçalar. Bu modelde tip II patlamalarındaki gibi nötron yıldızı oluşumu veya nötrino açığa çıkması söz konusu değildir.

### 1.1.2. Süpernova Tip-2

Astrofizikteki ilginç olaylardan biri yaklaşık  $10^{53}$  erg ya da nükleon başına onlarca MeV' lik enerji açığa çıkaran Süpernova-II patlamalarıdır. Tip-II süpernovalarının iç

kısımlarıyla ilgili modellere göre ağır yıldızın merkezi çökmeye başladığında normal nükleer yoğunluğun ( $\rho_0 \approx 0.15 \text{ fm}^{-3}$ ) bir kaç katından daha büyük yoğunluğa ulaşılır. Ani çökmeden dolayı oluşan şiddetli geri tepme, dış tabakaları genişletir. Böyle bir çökmenin olabilmesi için yıldızın kütlesi 10 M ile 100 M arasında olmalıdır. Bu yıldızları normal yaşamları süresince karbon-oksijen çekirdeği meydana getirebilirler. Karbon birleşerek neon, magnezyum ve sonunda demiri oluşturur. Merkezi yoğunluk yeterince artınca madde dejenere olur. Dejenere basıncı yıldızın çekirdeği üzerindeki ağırlığı tutar. Demir tabakanın üstündeki silikon tabaka yanmaya devam eder ve merkezdeki kütleyle, Chandrasekhar limit kütlesine ulaşınca kadar, kütle ekler. Bu limite ulaşıncaya merkezi kütle çöker ve nötron yıldızı oluşur. Çöküş ve sonraki patlamalar esnasında  $T \approx 0.5-10 \text{ MeV}$  sıcaklığına ve  $\rho \approx 10^5 - 2\rho_0$  baryon yoğunluğuna ulaşılabilir. Aşağıya doğru düşen madde nötron çekirdeğine çarpar ve çarpma sonucunda dışarıya doğru bir şok dalgası meydana gelir. Bu şok dalgası dış tabakalardaki yanmamış maddeyi genişletir. Yıldızın merkezinin çökmesi sonunda artan yoğunluk süpernovaya yeterince enerji sağlar.

Bu şartlar altında nükleer maddede sıvı-gaz geçişlerinin olması beklenir. Çok katlı parçalanmaya sebep olan benzer şartların laboratuarda yapılan nükleer çarpışmalarda üretilebilmesi dikkate değer bir durumdur.

## 1.2. Nötron Yıldızı

Süpernova patlamasından sonra geriye ne kalmaktadır? Patlama ile birlikte yıldızın kütlesinin 1/10'luk kısmı karbon, silisyum, demir, altın, uranyum vs. uzaya savrulmuştur. Materyalin bir kısmı, yani 9/10'u ise hala oradadır. Geriye kalan kütle 10-20'kmlik bir çapa sıkıştırılmış olsa da güneşi oluşturan kütleden daha büyüktür. Nötronların sıkı sıkıya birbirine yapışmış olduğu bu yıldız sadece atom çekirdeklerinden oluşur. Bu yıldızın bir  $\text{cm}^3$ 'ü milyonlarca ton gelir. İşte bu yıldızlara "Nötron Yıldızı" denmektedir. Bu evreye ulaşan yıldız kendi etrafında sn de 30 defa dönmeye başlar. Bu yıldızlar hem radyo dalga frekansında hem de görünebilir ışık frekanslarında ışınlar çıkarır. Dönme sırasında çıkan ışınlar bir deniz fenerinin ya da ışıl dağın çıkardığı ışınlar gibi olduğundan, yani belirli aralıklarla salındığından, bu yıldızlar göz kırpar gibi yanar sönerler. Bu nedenle bunlara "Atarca" ( pulsar ) adı

verilir. İki ışıldama arasındaki aralık son derece dakik olduğundan bu yıldızların ışınmaları uzay çalışmalarında bir uzay saati olarak kullanılmaktadır.

### 1.3. Nükleer Reaksiyonlardaki Fiziksel Şartlarla Süpernova Patlamasındaki Şartların Benzerlikleri

Çizelge 1’de verildiği gibi çekirdeğin çok katlı parçalanmasına sebep olan nükleer reaksiyonlardaki fiziksel şartların niceliklerinin bilinmesi, yoğun ortamlarda bulunan sıcak parçacıkların özelliklerinin keşfedilebilmesi için önemlidir. Benzer şekilde Süpernova (tip II) patlamalarına sebep olan ağır yıldızın çöküşünde var olan fiziksel şartların bilinmesi de sıcak çekirdeğin özellikleri, hal denklemi, dinamik değişimler ve zayıf reaksiyon hızlarının belirlenebilmesi için önemlidir.

**Çizelge 1.** Nükleer reaksiyonlardaki fiziksel şartlarla süpernova patlamasındaki şartların benzerlikleri

<b>Çekirdeğin çok katlı parçalanmasına sebep olan nükleer reaksiyonlarda;</b>	<b>Süpernova(tip II) patlamalarına sebep olan ağır yıldızın çöküşünde;</b>
Sıcaklık : $T \approx 3 - 8 MeV$	Sıcaklık : $T \approx (0.1 - 10) MeV$
Baryon yoğunluğu: $\rho_B \approx (0.1 - 0.3)\rho_0$	Baryon yoğunluğu: $\rho_B \approx (10^{-6} - 1.0)\rho_0$
Çok katlı parçalanmada göz önüne alınmadığı için Lepton yok.	Lepton kesri: $Y_L \approx 0.2 - 0.45$
Hacim: $V \approx (10 fm)^3$	Hacim: $V \approx (100 km)^3$
Zaman Aralığı : $\tau_{exp} \approx 100 fm/c$	Zaman Aralığı: $\tau_{exp} \approx 100 ms$

## 2. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİ

40 yıldan fazla bir süre önce, ağır çekirdeklerin orta ve yüksek enerjili protonlarla yaptığı reaksiyonlar sonucunda çok sayıda parçacığın olduğu nükleer parçalanma süreci keşfedildi. Son yıllarda kurulan modern çekirdek hızlandırıcılarında yapılan, çekirdek-çekirdek ve hadron-çekirdek reaksiyonları sonucunda nükleer parçacık üretimi hakkında zengin deneysel bilgiler toplanmıştır. Bu deneysel bilgilerle artık yalnızca kütle ve yükün enerjiye bağlı dağılımlarına değil, aynı zamanda farklı bağlantı fonksiyonlarının verilerine de ulaşılabilir.

Bu zamana kadar nükleer parçalanma için çok çeşitli modeller önerilmiştir. 1980'li yıllardan bu yana yapılan çalışmalar, hiçbir modelin tek başına orta ve yüksek enerjideki bir reaksiyonda çok uyarılmış nükleer sistemlerin bozunma, oluşum ve gelişiminin yeterli tarifini yapamadığını göstermektedir. Farklı modellere dayanan verilerin sistematik analizi teorik fizikçiler için büyük önem taşımaktadır.

Bu çalışmada çok katlı parçalanma olayı ile astrofiziksel süreçlerdeki oluşumlarda açıklanabildiği için İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modelinin (Statistical Multifragmentation Model, SMM) (Bondorf 1995) süpernova ve yıldızlı madde için uyarlanmış olan versiyonu olan Süpernova için İstatistiksel Model SMSM (Statistical model for Supernova Matter, SMSM) kullandık.

Pek çok analizle de gösterildiği gibi, SMM deneysel veriyi çok iyi tanımlamaktadır (Oğul ve ark. 2011, Botvina ve ark. 2006, Bondorf ve ark. 1995). SMM, hem sonlu hem de termodinamik limite bulunan sonsuz sistemlerde uygulanabildiğinden dolayı, nükleer istatistiksel dengenin olduğu süpernova şartlarına da genellenebilir (Botvina, Mishustin 2010).

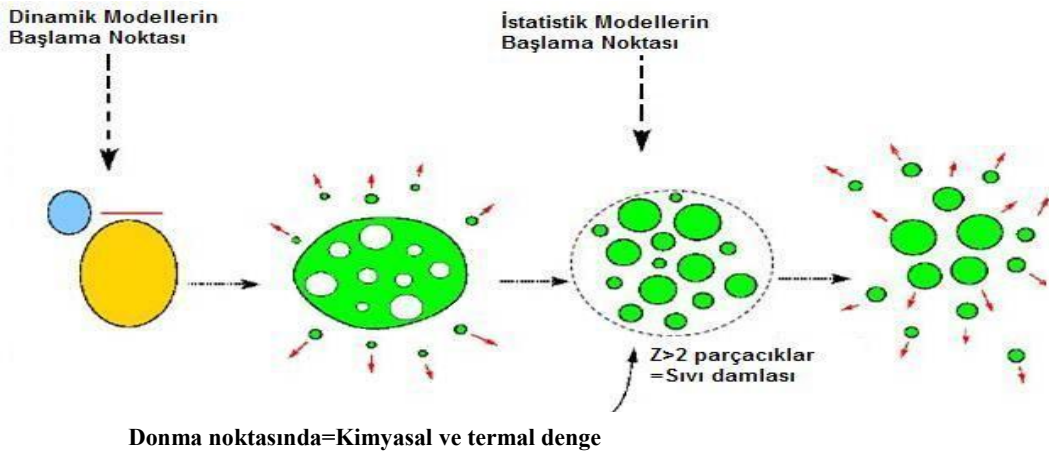
### 2.1. Orta ve Yüksek Enerjili Nükleer Reaksiyonlarda Çok Katlı Parçalanma

Bir çekirdeğin uyarılması; iki çekirdeğin çarpıştırılması ya da bir çekirdeğin proton, nötron ve alfa parçacıkları ile bombardıman edilmesi ile yapılabilir. Bu uyarılmalar sonucunda sıcak ve yoğun nükleer madde oluşur. Bu sıcak ve yoğun nükleer madde kısa menzilli itici nükleon-nükleon etkileşimleri sonucunda genişlemeye başlar. Bu genişleme sırasından bu madde belirli bir noktada termodinamik dengeye ulaşır ve bunun sonucu olarak sıvı ve gaz fazındaki nükleer damlacıklar ve kabarcıklar oluşur. Bu şekilde oluşan yüksek sıcaklık ve basınç

altındaki maddenin davranışı sıvı-gaz faz geçişleri teorisi ile incelenebilir, nükleer maddenin hal denklemi belirlenerek olası sıvı-gaz faz geçişleri araştırılabilir.

Nükleer parçacıkların oluşum süreci çeşitli aşamalara ayrılabilir.

1. Orta derecede uyarılmış sistem oluşumu,
2. Bireysel parçacıkların ayrışması ve sistemin genişlemesi,
3. Sıcak birincil parçacıkların yeniden uyarılması



Şekil 2.1. Nükleer çok katlı parçalanmanın model şeması.

Orta enerjili iki çekirdeğin çarpışması, yüksek enerjili bir hadron-çekirdek etkileşimi veya çekirdek içinde bir anti-nükleonun yok olması sonucunda sıcak ve sıkışmış bir nükleer madde oluşur. Bazı dinamik süreçlerin sonucu olarak  $V$  hacimli,  $E_0$  uyarılma enerjili,  $A_0$  nükleon sayılı ve toplam yükü  $Z_0$  olan uyarılmış nükleer madde oluşur. Yüksek uyarılma enerjisinin neden olduğu yüksek iç basınç ve muhtemelen bir sıkışma yüzünden nükleer madde genişleyecek ve soğuyacaktır. Bu genişleme süreci içerisinde nükleon, parçacık yoğunluğundaki dalgalanmaların sonucu olarak gaz fazından sıvı fazına (droplets) dönüşür (hot fragments). İrili ufaklı bu nükleer damlacıklar,  $p$ ,  $n$ ,  $d$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  $\alpha$  gibi parçacıklar yayınlamaya başlar (buharlaşarak) soğur ve nükleer parçacıklar olarak ortaya çıkarlar (cold fragments). Damlacıklar, yaygın olarak isimlendirildiği gibi olağan uyarılmış çekirdek veya nükleer parçacıklardan başka bir şey değildir. Hesaplamalara göre,  $\rho < \rho_0/2$  iken nükleonlarla sarılmış “damlacık fazı” gerçekleşirken  $\rho_0/2 < \rho < \rho_0$  aralığında gaz fazı oluşur (bubble-kabarcık). Eğer iç basınç yeterince büyük değilse sistem “çatlama noktasına” gelmeyecek ve biraz

genişledikten sonra tekrar bir kabarcık oluşturacak şekilde sıkışacaktır. Bu tür sönümlü titreşimler, sistemin buharlaşma ve fisyon gibi, yavaş bozunma modları tarafından uyarılmışlığını kaybetmesinden önce oluşabilir.

Genişleme sırasında sistemin farklı bölümleri arasında yoğun kütle, yük ve enerji değişiminin gerçekleştiğini düşünmek doğaldır. Bozunmadan hemen önce en azından kısmi termodinamik dengenin kurulduğunun varsayılması bu yüzdendir. Parçacık oluşum süreci kararsız bir ortamda gerçekleşir, bu nedenle kaotik bir karakteri vardır. Olaydan olaya parçacık bileşiminde büyük dalgalanmalar beklenebilir. Bu yüzden, tek bir olay içinde çeşitli tiplerdeki parçacıklar üzerinden kimyasal denge kabul edilmez. Kimyasal denge yalnızca ilgilenilen her bir parçacık türünün ortalama çeşitliliğine karşılık gelir. Nükleer madde damlacık yüzeyleri, her bir damlacık birbirinden ortalama nükleer kuvvet menzili mertebesinde, 2-3 fm, ayrıldığında bozunma oluşur. Daha sonra damlacıklar arasındaki güçlü etkileşme sona erer ve birincil (primary) ya da öncül-parçacık (prefragment) denilen parçacıklar haline gelirler. Bu donma (freeze out) geçişinin,  $(1/2-1/10) \rho_0$  aralığındaki  $\rho_b$  ortalama nükleon yoğunluğunda olması beklenir. Burada  $\rho_0 \approx 0.15 \text{ fm}^{-3}$  denge nükleon yoğunluğudur.

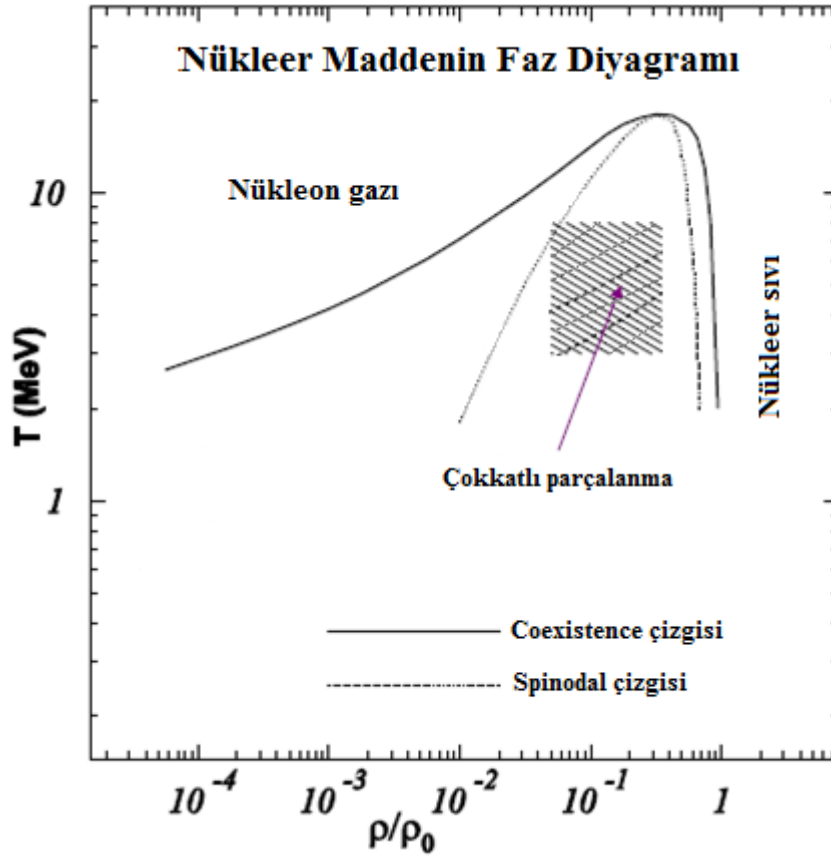
İstatistiksel yaklaşımlar donma noktasında (freeze-out), yani kimyasal ve termal dengenin sağlandığı sıvı damlası durumunda devreye girmektedir. İstatistiksel yaklaşımların kullanıldığı nükleer çok katlı parçalanma reaksiyonları nükleer sıvı-gaz faz geçiş bölgesinde bulunan düşük nükleer yoğunluklardaki nükleer maddenin özelliklerini belirlemek için kullanılabilir. Nükleer maddenin niceliklerinin belirlenmesi de, yıldızlı maddenin nükleer bileşimini ve hal denklemini belirleyebilmek için önemlidir.

## 2.2. Nükleer Maddede Faz Geçişleri

Klasik bir gazdaki moleküller arası kuvvet ile nükleonlar arası kuvvetin benzerliği sebebiyle Van der Waals denklemleri nükleer madde için de kullanılabilir. Her iki durumda da PVT diyagramlarında sıvı-gaz fazı karışımına uygun bir bölge oluşur. Bu bölge kısa süreliğine kararsız ve homojen madde içerebilir.

Nükleer bir olayda ise böyle bir durum kritik sıcaklığın altındaki sıvı fazın ani bir genişlemesi ile elde edilebilir. Bir sıvı molekülü gibi atom çekirdeklerini de ısıtırsak (uyarırsak) çekirdekten bir kısım madde (hadron) buharlaşması gerçekleşebilir. Tıpkı su

gibi, çekirdeklerin de bir “gizli buharlaşma ısı” olduğu düşünülebilir ve bu sıcaklığa ulaşan çekirdekler birinci derece faz geçişi sergileyebilirler.



**Şekil 2.2.** Sıcaklık-yoğunluk düzleminde nükleer maddenin faz diyagramı. Düz çizgili ve noktalı eğimler nükleer maddenin hem sıvı hem gaz halinde bulunduğu bölgenin çevresini göstermektedir. Taralı alan nükleer çok katlı parçalanmada ulaşılan şartları göstermektedir (Botvina, Mishustin 2008).

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

Çok katlı parçalanma reaksiyonu  $T \approx 3-8 \text{ MeV}$  sıcaklık aralığındaki nükleer maddenin, sıcak parçacıklarını ve faz diyagramını çalışmak için deneysel bir araç gibi düşünülebilir.

Şekil 2.2.’de sıvı-gaz faz geçişini içeren nükleer maddenin faz diyagramı gösterilmiştir. Düz çizgi ile gösterilmiş coexistence bölgesinde madde  $(0.3-0.8)\rho_0$  yoğunlukları arasında geçiş fazında olmalıdır. Bu faz, aralıklı olarak değişik yoğunluklar ve az yoğun bölgelerden oluştuğu için homojen değildir. Elektriksel olarak nötr maddede bu karışık faz, küresel damlacıklar, silindirik çekirdekler, plak

benzeri şekillenmeler içermektedir. Bu tür şekillenmeler genellikle nükleer “hamur” fazı olarak adlandırılırlar (Ravenhall ve ark. 1983; Horowitz ve ark. 2004). Düşük yoğunluklu coexistence bölgesinde  $\rho < 0.3\rho_0$ , nükleonlarla çevrelenmiş nükleer sıvı damlalarına bölünür. Bu düşük yoğunluklu kümeler süpernova çöküşünün ve patlamanın ana evresine hâkim olurlar. Bu bölgedeki nükleer maddenin tanımı için bu şartlardaki nükleer özelliklerin teorik varsayımları yapılması gerekmektedir. Yıllar süren hassas araştırmaların sonucunda termal nükleer sistemlerin oluşumuyla ilerleyen nükleer çok katlı parçalanma reaksiyonları,  $\rho \sim 0.1\rho_0$  gibi yoğunluklar ve 3-8 MeV gibi sıcaklıklarla karakterize edilmiştir. Bu reaksiyonlarla ilgili olan termodinamik şartlar Şekil 2.2.’deki taralı alanda gösterilmiştir. Taralı alan, nükleer çok katlı parçalanma (SMM) metodu ile çalışılabilecek yoğunlukları ve sıcaklıkları göstermektedir. SMM, ortaya çıkan bütün ürünleri hesaplayarak düşük nükleer yoğunluklarda bulunan büyük çekirdekler ile nükleon gazının bir arada var oluşunu açıklar. Bu yöntem faz geçişinin ayrıntılarını araştırmada çok yararlıdır, özellikle, sıcaklığın artması ya da yoğunluğun azalması durumunda büyük çekirdeğin nükleonlarına bozunmasını çok iyi bir şekilde açıklamaktadır. Bu reaksiyonlar başka türde nükleer maddeler ihtiva eden ortamdaki sıcak çekirdeğin özelliklerini deneysel verilerden çıkarabilme ve bu bilgilerden yararlanarak yıldızlı maddenin nükleer bileşimi için gerçekçi hesaplamalar yapabilme şansı vermektedir.

Nükleer çok katlı parçalanma, örnek olarak sıcak ağır çekirdeğin parçacıklara ayrılması, son 30 yıldır hassas araştırmalarla incelenmektedir. Bu mekanizmanın, nükleon başına 3-4 MeV civarındaki yüksek uyarılma enerjileriyle bileşik çekirdekte art arda meydana gelen buharlaşma ve fisyon olaylarından meydana geldiği deneysel ve teorik olarak belirlenmiştir. Bu bağlamda, çok katlı parçalanma, çekirdek yeterli uyarılma enerjisine ulaştığında hadronlar, ağır iyonlar ve fotonlar tarafından uyarılmış nükleer reaksiyonların bütün tiplerinden meydana gelen evrensel bir süreçtir. Çok katlı Parçalanma Modeli (SMM) bu tür reaksiyonları teorik olarak tanımlayabilen en başarılı modellerden biridir. Düşük yoğunluklu denge halindeki nükleer sistemlerin nasıl üretildiği ve bunların bozunumlarının bu istatistiksel yaklaşımla nasıl daha iyi açıklanabileceği gibi bazı örnekler (Bondorf ve ark. 1995; Botvina ve ark. 1990; D’Agostino, 1996) kaynaklarında bulunabilir. Son günlerde, deneysel deliller çok katlı parçalanma reaksiyonlarında üretilen sıcak parçacıkların simetri enerjisinin, soğuk çekirdekteki değeriyle kıyaslandığında çok daha düşük olduğunu göstermiştir. Bu sıcak

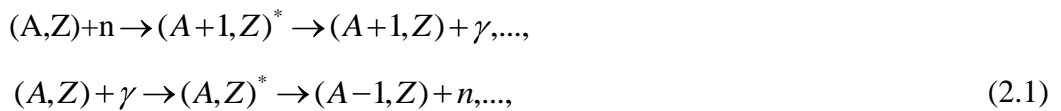
ve yoğun ortamdaki çekirdeğin yüzey ve hacim enerjisi de değişebilir. Bu sonuçlar deneysel verilerin hassas analizlerinden elde edilmiştir. Sıcak ve yoğun ortamda bulunan çekirdek, çevresindeki madde ile etkileşime girer dolayısıyla özellikleri değişebilir, aslında bu “ortam” değişimleri epeyce belirlenmiştir (ör. Typel ve ark. 2010). Ayrıca bu, kütlesi ve seviye özellikleri soğuk çekirdeğinkilerden farklı olan izole sıcak çekirdek için iyi bilinen bir örnektir. Bu değişimler zayıf etkileşim hızı, nükleer oluşum ve hal denklemi için önemli neticelere sahip olabilir.

### 2.3. Nükleer ve Elektro-Zayıf Reaksiyon Oranları

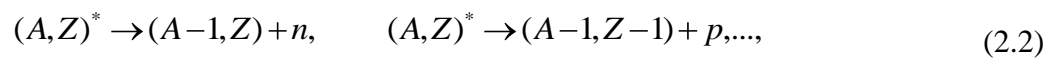
Süpernova ortamında, nükleer reaksiyonlara göre birçok yeni önemli parçacıklar dikkate alınmalıdır. İlk olarak, yıldızlı ölçeklerde bulunan maddenin elektriksel olarak nötr olması gerekir, bu nedenle pozitif nükleer yük dengesi oluşturmak için elektronlar dahil edilmelidir. İkincisi, foto-nükleer reaksiyon yoluyla nükleer oluşumu değiştirebilen enerjik fotonlar sıcak madde içerisinde mevcut olacaktır. Ve üçüncüsü, madde proto-nötron yıldızından saçılan güçlü nötrino rüzgârlarına maruz kalacaktır.

Biz, makroskopik hacimlerde bulunan maddenin, nötr şartlar altında A kütle numaralı, Z yüklü olduğunu ve nükleonlar ( $n=(1,0)$  ve  $p=(1,1)$ ), elektronlar ( $e^-$ ), pozitronlardan ( $e^+$ ) meydana geldiğini düşünürüz. Süpernova maddesinde kimyasal bileşime neden olan birkaç reaksiyon türü vardır. Düşük yoğunluk ve birkaç MeV civarındaki sıcaklıklardaki en önemli reaksiyonlar:

1) çekirdeğin nötron yakalama ve foto-parçalanması,



2) sıcak çekirdek tarafından yapılan nötron ve yüklü hafif parçacık emisyonu (buharlaşma),



3) elektronlar/pozitronlar ve nötrinolar/antinötrinolar tarafından uyarılan zayıf etkileşimdir.

$$(A, Z) + e^- \leftrightarrow (A, Z-1) + \nu, \quad (A, Z) + e^+ \leftrightarrow (A, Z+1) + \bar{\nu}, \quad (2.3)$$

İstatistiksel denge varsayımlarındaki hesaplamalara katılan ve burada gösterilmeyen daha pek çok reaksiyon vardır. Nötron yakalama, foto-parçalanma, çekirdek ve nükleon emisyonu için karakterize edilmiş reaksiyon süreleri, aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$\tau_{yakalama} = \left[ \sigma_{nA} v_{nA} \right] \rho_n^{-1}, \quad \tau_{\gamma A} = \left[ \sigma_{\gamma A} v_{\gamma A} \right] \rho_\gamma^{-1}, \quad \tau_{n,p} = \hbar / \Gamma_{n,p} \quad (2.4)$$

Buradaki  $\sigma_{\gamma A}$  ve  $\sigma_{\gamma B}$  'ler tesir kesitleri  $v_{nA}$  ve  $v_{nB}$  'ler göreceli hızları,  $\Gamma_{n,p}$  ise nötron ve proton bozunum genişliğini ifade etmektedir.

Bizim hesaplamalarımızda  $\sigma_{\gamma A}$  için geometrik nötron-çekirdek tesir kesitlerini kullandık, bu  $T \approx (0.5-10)MeV$  sıcaklıkları için gerekçeli bir yaklaşımdır. Foto-çekirdek tesir kesiti  $\sigma_{\gamma A}$ , dev dipol rezonansının etkisi altında olduğu varsayımıyla ele alınır. Bu nötron ve foton tesir kesitinin parametrizasyonu deneysel verilerden elde edilen bilgilerle uyum içindedir. Buharlaşıma bozunum genişliği (Botvina ve ark. 1987)'de gösterildiği gibi Weisskopf buharlaşma modeline göre hesaplanmıştır. Varsayımlar, ilgilenilen sıcaklık ve yoğunluklardaki reaksiyon sürelerinin  $10-10^6 fm/c$  'e ye kadar değişik değerler aldığını göstermektedir. Bu aslında yaklaşık 100 ms gibi karakteristik hidrodinamik süreye sahip olan süpernova patlamalarıyla karşılaştırıldığında çok kısa bir süredir. Bu şartlar altında, nükleer istatistiksel denge makul bir yaklaşımdır. Diğer taraftan zayıf etkileşim daha yavaştır ve genellikle denge dışındadır. Bu sebepten dolayı madde genellikle lepton kesri  $Y_L = \rho_L / \rho_B$  ile ya da elektron kesri ile  $Y_e = \rho_e / \rho_B$  karakterize edilir. Burada  $\rho_L$  lepton yoğunluğunu,  $\rho_e$  elektron(proton) yoğunluğunu ifade etmektedir. Baryon yoğunluğu  $\rho_B$ , madde yoğunluğu  $\rho$  ile yaklaşık olarak aynıdır.

Zayıf etkileşim için özel bir yaklaşım gerekmektedir. Denklem (2.3) deki tek yönlü ve çift yönlü reaksiyonlar, maddede var olan hem serbest nükleonları hemde bütün çekirdekleri içerir. Bu daha çok süpernova patlamalarının erken safhalarında nötrino ve antinötrinoların protonnötron yıldızının etrafındaki nötrinosfer tabakası

tarafından yakalanmasına benzer (Prakash ve ark. 1997). Bu durumda lepton kesri  $Y_L$  'yi sabitleyerek lepton sayısı korunumu şartlarını uygulamamız gerekir. Daha sonra sıcak baloncuga (hot bubble) doğru artarak devam eden nötrinosferin yüzeyindeki nötrino akışı hesaba katılmalıdır. Zayıf etkileşim meydana gelme sıklığındaki büyük belirsizliklerden dolayı üç fiziksel karakteristik durum göz önüne alınmıştır:

1) Patlamanın ilk safhalarında, nötrinosferin içinde yakalanmış nötrinolarla meydana gelmiş  $\beta$  - dengesine göre hesaplanan  $Y_L$  lepton kesri sabiti;

2) Patlamanın erken ve orta safhalarında, sıcak baloncunun( hot bubble) içinde meydana gelen  $\beta$  - dengesi gözlemlenmeden hesaplanan  $Y_e$  elektron kesri sabiti;

3) Patlamanın son zamanlarında nötrino kaçışından sonra, nötrinosuz tam  $\beta$  - dengesi.

İkinci şart elektron yakalama etkin olmadan önce baloncukta meydana gelebilecek dengesiz bir duruma karşılık gelir. Aslında bu şart, şok dalgasının ardından meydana gelen sıcak baloncunun içindeki nükleer bileşim hesaplamaları için bir temel olarak düşünülebilir (Bethe,1990; Janka, 2007). Hesaplamalar göstermiştir ki, 10 ms' den 10 s' ye kadar değişik değerler alan zayıf etkileşim için gereken karakteristik zaman, nötrino rüzgârının şiddeti ve termodinamik şartlarına bağlıdır. Bu nedenle zayıf etkileşim konusunda ne çeşit bir istatistiksel dengenin ele alınacağı belirlenmelidir.

## 2.4. İstatistiksel Modelin Formülasyonu

Termal dengedeki süpernova maddesi, elektronlar, fotonlar ve nötrinolar gibi nükleer türlerin bir karışımı olarak aşağıda tanımlanmıştır. Makroskobik boyutlar için daha öncede pek çok çalışmada da kullanılan Makrokanonik yaklaşım güvenilir bir şekilde kullanılabilir. Bu modele Süpernova Maddesi için İstatistiksel Model (Statistical Model for Supernova Matter, SMSM) denmektedir. SMM in geliştirilmiş bir versiyonu ilk olarak Botvina ve Mishustin tarafından 2004 yılında yayınlanmıştır.

### 2.4.1. İstatistiksel Topluluklar

SMSM 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

$$\langle Q \rangle = \frac{\sum_{f_j} Q_f \Delta\Gamma_f}{\sum_{f_j} \Delta\Gamma_f} \quad (2.5)$$

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

$$\langle N_{AZ} \rangle = \frac{\sum_{f_j} (N_{AZ}) \Delta\Gamma_f}{\sum_{f_j} \Delta\Gamma_f} \quad \text{ve} \quad \sigma_{AZ} = \sqrt{\langle N_{AZ}^2 \rangle - \langle N_{AZ} \rangle^2} \quad (2.6)$$

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:

$$\langle Q \rangle = \sum_{(A,Z)} Q_{AZ} \langle N_{AZ} \rangle. \quad (2.7)$$

$A$  nükleon sayısı ile 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

$$\langle N_A \rangle = \sum_{Z=0}^A \langle N_{AZ} \rangle \quad \text{ve} \quad \sigma_A = \sqrt{\langle N_A^2 \rangle - \langle N_A \rangle^2} \quad (2.8)$$

İfadelerine eşittir. Ortalama yükleri ve yük dağılımlarının dispersiyonu

$$\langle Z_A \rangle = \sum_{Z=0}^A Z_A \left\langle \frac{N_{AZ}}{N_A} \right\rangle \quad \text{ve} \quad \sigma_Z^A = \sqrt{\langle Z_A^2 \rangle - \langle Z_A \rangle^2} \quad (2.9)$$

İle verilir. Burada  $Z_A$ ,  $(A,Z)$  parçacığının yüküdür.

#### 2.4.2. Denge Şartları

Aşağıda da ifade edildiği gibi SMSM' de baryon sayısı  $B_i$ , yükü  $Q_i$  ve lepton sayısı  $L_i$  olan her  $i$  parçacık, kimyasal potansiyel  $\mu_i$  'yi karakterize eder

$$\mu_i = B_i \mu_B + Q_i \mu_Q + L_i \mu_L \quad (2.10)$$

Buradaki  $\mu_B, \mu_Q$  ve  $\mu_L$ ; sistemin baryon sayısı  $B = \sum_i B_i$ , elektrik yükü  $Q = \sum_i Q_i$ , ve lepton sayısı  $L = \sum_i L_i$  korunumundan elde edilen üç bağımsız kimyasal potansiyeldir. Daha açık olarak ifade etmek gerekirse, elektronların ( $e^-, e^+$ ) ve nötrinoların ( $\nu, \bar{\nu}$ ) kimyasal potansiyelleri;

$$\mu_{AZ} = A \mu_B + Z \mu_Q, \quad \mu_{e^-} = -\mu_{e^+} = -\mu_Q + \mu_L, \quad \mu_\nu = -\mu_{\bar{\nu}} = \mu_L. \quad (2.11)$$

Bu bağıntılar nükleonlar için de geçerlidir  $\mu_n = \mu_B$  ve  $\mu_p = \mu_B + \mu_Q$ . Buna göre korunum kanunları aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\begin{aligned} \rho_B &= \frac{B}{V} = \sum_{AZ} A \rho_{AZ}, \\ \rho_Q &= \frac{Q}{V} = \sum_{AZ} Z \rho_{AZ} - \rho_e = 0, \\ \rho_L &= \rho_e + \rho_\nu - \rho_{\bar{\nu}} = Y_L \rho_B. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Buradaki  $\rho_e = \rho_{e^-} - \rho_{e^+}$  net elektron yoğunluğu,  $Y_L$  lepton kesri ve  $V$  normalizasyon hacmidir. Yukarıdaki ikinci eşitlik herhangi bir makroskopik hacimdeki ( $V$ ) yıldızın elektriksel olarak nötr olduğunu ifade etmektedir.

Lepton sayısı korunumu, ancak  $\nu$  ve  $\bar{\nu}$  nötrinosfer sisteminde yakalanmışsa geçerli bir yaklaşım olur (Prakash, 1997). Eğer bunlar yıldızdan kaçarlarsa, lepton sayısı korunumu geçersiz olur ve  $\mu_L = 0$ . Bu durumda geri kalan iki kimyasal potansiyel, baryon sayısı korunumu ve yük korunumu şartından elde edilir.  $\beta$ -dengesi hızlı ve şiddetli süreçte elde edilemeyebilir bu yüzden genellikle elektron kesri  $Y_e$  hesaplamalarda sabit olarak alınır.

### 2.4.3. Nükleer Tür Toplulukları

Süpernova şartlarındaki nükleer tür topluluklarını tanımlamak için SMM (İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli)' in Makrokanonik versiyonunu kullanırız (Botvina ve ark. , 1985). Nükleer türlerin basıncı aşağıdaki gibi ifade edilir;

$$P_{nuc} = T \sum_{AZ} \rho_{AZ} \equiv T \sum_{AZ} g_{AZ} \frac{V_f}{V} \frac{A^{3/2}}{\lambda_T^3} \exp \left[ -\frac{1}{T} (F_{AZ} - \mu_{AZ}) \right] \quad (2.13)$$

$\rho_{AZ}$ , A kütleli ve Z yüklü nükleer türlerin yoğunluğunu ifade eder. Burada  $g_{AZ}$ , A kütleli Z yüklü türlerin taban durumu dejenerasyon katsayısıdır,  $\lambda_T = (2\pi\hbar^2 / m_N T)^{1/2}$  nükleon termal dalga boyudur,  $m_N \approx 939 MeV$  ortalama nükleon kütesidir. V sistemin gerçek hacmi, serbest hacim olarak adlandırılan  $V_f$  ise sonlu büyüklükteki nükleer türlerin hacmini tanımlar. Bütün çekirdeklerin normal nükleer yoğunluğa  $\rho_0$  sahip olduğunu varsayılmıştır, böylece A kütleli çekirdeğin hacmi  $A/\rho_0$  olur. Düşük yoğunluklarda  $V_f/V \approx (1 - \rho_B/\rho_0)$  hacim yaklaşımı denklemlere dâhil edilir. Bu yaklaşım, genellikle istatistiksel modellerde kabul görmektedir ve  $\rho_B < 0.1\rho_0$  gibi yoğunluk için gerekçeli bir yaklaşımdır. Yüksek yoğunluklardaki serbest hacim ile ilgili bazı bilgiler, çok katlı parçalanma reaksiyonlarından elde edilen deneysel verilerin analizinden çıkartılabilir (Scharenberg, 2001).

Çekirdeklerin entropisini yükselten uyarılmalar, onların bolluklarını düzenlemede önemli bir rol oynamaktadır. SMM' de çok daha farklı bir düşünce takip edilmiştir. Şöyle ki, çekirdeğin iç uyarılması, çekirdeği çevreleyen ortamla kendi iç sıcaklıklarının aynı olduğunu varsayımıyla hesaplanmıştır. Bu durumda sadece sabit-

parçacıklı enerji seviyeleri değil aynı zamanda da hareketli-parçacıklı enerji seviyeleri de uyarılma enerjisine ve entropiye katkıda bulunacaktır. Bu yaklaşım, sıcak ortamdaki çekirdeğin dinamik eşitlikleri ile kanıtlanabilir ve deneylerden çıkan birçok karşılaştırmayla desteklenmektedir. Bundan başka süpernova ortamında, çekirdeklerin uyarılmış seviyeleri ve bağlanma enerjileri, çevresel maddeler tarafından kuvvetli bir biçimde etkilenecektir. Bu nedenle ortamdaki değişimlerden kaynaklanan etkileri eklemek için genelleştirilebilen bu yaklaşımı kullanmak daha kullanışlı bulunmaktadır. Şöyle ki, kütlesi  $A > 4$  olan,  $Z$  yüklü nükleer türlerin serbest enerjisi, nükleer fizikte başarılı bir şekilde kanıtlanan sıvı damlası modelinin yardımıyla parametrize edilmiştir (Bohr, 1936; Bondorf ve ark., 1995):

$$F_{AZ}(T, \rho) = F_{AZ}^B + F_{AZ}^S + F_{AZ}^{sym} + F_{AZ}^C \quad (2.14)$$

Bu eşitliğin sağ tarafı hacim, yüzey, simetri ve Coulomb terimlerini içermektedir. İlk üç terimin standart formu,

$$F_{AZ}^B(T) = \left( -w_0 - \frac{T^2}{\varepsilon_0} \right) A, \quad (2.15)$$

$$F_{AZ}^S(T) = \beta_0 \left( \frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right)^{5/4} A^{2/3}, \quad (2.16)$$

$$F_{AZ}^{sym} = \gamma \frac{(A - 2Z)^2}{A}, \quad (2.17)$$

Burada  $\omega_0 = 16 \text{ MeV}$ ,  $\varepsilon_0 = 16 \text{ MeV}$ ,  $\beta_0 = 18 \text{ MeV}$ ,  $T_c = 18 \text{ MeV}$  ve  $\gamma = 25 \text{ MeV}$  nükleer fenomenolojiden çıkarılmış parametreler olup çok katlı parçalanma verilerinin iyi bir şekilde tanımlanmasını sağlar (Bondorf, 1995; Botvina, 1995; D'Agostino, 1999). Ama bu parametreler, özellikle simetri sabiti  $\gamma$ , sıcak çekirdekte meydana gelen çok katlı parçalanmada farklı olabilir ve ilgili deneysel verilerden çıkarılabilir (Botvina ve ark., 2006; Büyükçizmeci ve ark., 2008).

Elektriksel olarak nötr bir ortamda, Coulomb terimi elektronların saçılma etkilerini içerecek biçimde değiştirilmelidir. Bu Wigner-Seitz yaklaşımıyla yapılabilir. Biz bütün sistemi, her biri bir çekirdek içeren küresel hürelere böldük. Hücrelerin

yarıçapları ise çekirdekdeki proton sayısı kadar elektrona sayısına sahip olduğu düşünülerek hesaplandı. O halde sabit elektron yoğunluğu olduğunu varsayarsak

$$F_{AZ}^C(\rho) = \frac{3}{5} c(\rho) \frac{(eZ)^2}{r_0 A^{1/3}},$$

$$c(\rho) = \left[ 1 - \frac{3}{2} \left( \frac{\rho_e}{\rho_{0p}} \right)^{1/3} + \frac{1}{2} \left( \frac{\rho_e}{\rho_{0p}} \right) \right] \text{ elde ederiz.} \quad (2.18)$$

Burada  $r_0 = 1.17 \text{ fm}$ ,  $\rho_{0p} = (Z/A)\rho_0$  çekirdekdeki proton yoğunluğudur. Saçılma katsayısı  $c(\rho)$ ,  $\rho_e = 0$  iken 1 ve  $\rho_e = \rho_{0p}$  iken 0'dır. Hesaplamaları basite indirmek için genelde  $\rho_e / \rho_{0p} = \rho_B / \rho_0$  yaklaşımı kullanılır. Bu yaklaşım çoğunlukla nötronlar çekirdeğe bağlı olduğu zamanlarda daha çok işe yaramaktadır. Elektron saçılmasıyla ağır çekirdek biçimlenirken Coulomb enerjisindeki azalma üzerinde durmakta fayda vardır. Nükleonlar ve hafif çekirdekler ( $A \leq 4$ ) şekilsiz parçacıklar olarak düşünülür ve sadece sabit hacimlerle ve kesin kütlelerle tanımlanırlar (Bondorf ve ark., 1995). Coulomb etkileşimleri ise Weigner-Seitz yaklaşımıyla hesaba katılır.

Denklem (2.13)'den, ağır çekirdeğin durumu  $F_{AZ}$  ve  $\mu_{AZ}$  arasındaki ilişkiye önemli derecede bağlıdır. Baryon yoğunluğundaki üstel katkıdan kurtulabilmek için en azından ( $A \rightarrow \infty$ ) termodinamik limiti ve  $F_{AZ} \geq \mu_{AZ}$  eşitsizliğini kullanmak gerekir. Buradaki büyük eşittir işareti, büyük (sonsuz) nükleer parçacığın küçük gaz kümeleriyle bir arada bulunmasına göre değişir (Bugaev ve ark., 2001).  $F_{AZ} > \mu_{AZ}$  olduğunda, sadece üssel kütle spektrumu ile küçük kümeler mevcuttur. Hâlbuki orada  $F_{AZ} \approx \mu_{AZ}$  'ye karşılık gelen termodinamik büyüklüklerden oluşmuş bir alan mevcuttur. Bu sıvı-gaz faz geçişlerinin karakteristik bir davranışıdır. Bu çalışmanın avantajı bütün parçacıkların geçiş bölgesinde var olduğu varsayımdır, bu sayede bu faz geçişi bütün ayrıntılarıyla çalışılabilir.

#### 2.4.4 Leptonlar ve fotonlar

Nükleer türlerin dışında, süpernova maddesi leptonlar ( $e^-, e^+, \nu_e, \tilde{\nu}_e, \dots$ ) ve fotonlar içerir. T sıcaklığında  $\mu > m_e$  durumunda rölativistik elektron-pozitron gazının basıncı aşağıdaki gibi yazılabilir

$$P_e = \frac{g_e \mu_e^4}{24\pi^2} \left[ 1 + 2 \left( \frac{\pi T}{\mu_e} \right)^2 + \frac{7}{15} \left( \frac{\pi T}{\mu_e} \right)^4 - \frac{m_e^2}{\mu_e^2} \left( 3 + \left( \frac{\pi T}{\mu_e} \right)^2 \right) \right] \quad (2.19)$$

Burada  $m_e^2$  sonlu elektron kütlesi ve  $g_e = 2$  elektronların spin dejenerasyon katsayısıdır. Net yoğunluk  $\rho_e$  ve entropi yoğunluğu  $s_e$ ,  $\rho_e = \partial P_e / \partial \mu_e$  ve  $s_e = \partial P_e / \partial T$  standart termodinamik bağıntılarından elde edilebilir ve aşağıdaki gibi verilir;

$$\rho_e = \frac{g_e}{6\pi^2} \left[ \mu_e^3 + \mu_e \left( \pi^2 T^2 - \frac{3}{2} m_e^2 \right) \right], \quad (2.20)$$

$$s_e = \frac{g_e T \mu_e^2}{6} \left[ 1 + \frac{7}{15} \left( \frac{\pi T}{\mu_e} \right)^2 - \frac{m_e^2}{2\mu_e^2} \right]. \quad (2.21)$$

Elektron nötrinosu ve antinötrinoları da aynı yol izlenerek hesaba katılır, fakat kütesiz fermiyonlarda olduğu gibi, elektronlar için dejenerasyon katsayısı iki kat daha küçük alınır örn. ,  $g_\nu = 1$ . Fotonlar her zaman termal eşitliğe kapalıdır ve sıfır kimyasal potansiyelli kütesiz Bose gazı gibi davranırlar. Fotonların; yoğunluğu  $\rho_\gamma$ , enerji yoğunluğu  $e_\gamma$ , basıncı  $P_\gamma$  ve entropi yoğunluğu  $s_\gamma$  aşağıdaki standart formüllerle gösterilmiştir.

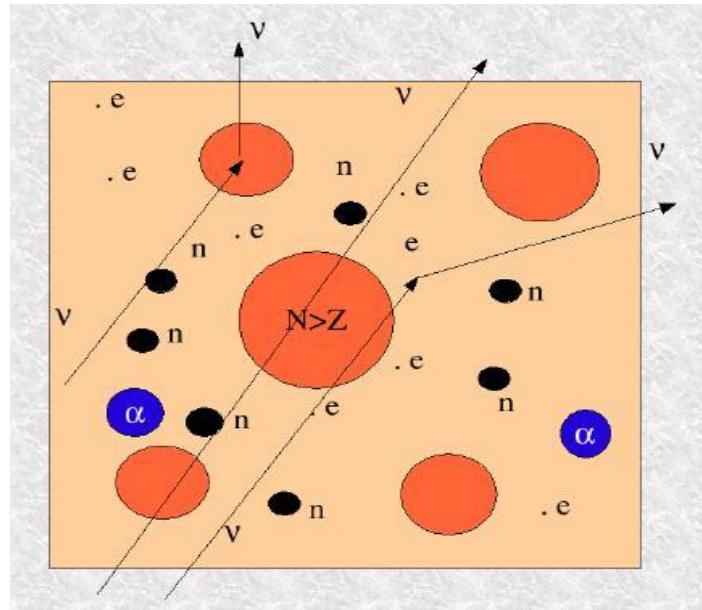
$$\rho_\gamma = \frac{g_\gamma \zeta(3) T^3}{\pi^2 \hbar^3 c^3}, \quad e_\gamma = \frac{g_\gamma \pi^2 T^4}{30 \hbar^3 c^3}, \quad P_\gamma = \frac{e_\gamma}{3}, \quad s_\gamma = \frac{4e_\gamma}{3T} \quad (2.22)$$

Burada  $g_\gamma = 2$  dir.

### 2.4.5. Hesaplama Yöntemi

Bütün parçacık çeşitleri (çekirdekler, elektronlar, nötrinolar, fotonlar) sistemin serbest enerjisine, basıncına ve diğer termodinamik özelliklerine katkıda bulunur ve bütün bu katkıları toplarız. Bütün parçacıkların yoğunlukları, düzenli bir şekilde bu parçacıkların aralarındaki kimyasal potansiyeller göz önünde bulundurularak hesaplanır.

Bütün fiziksel şartların, ağır yıldızın çöküşünde ve art arda meydana gelen süpernova patlamaları esnasında var olduğu düşünülmektedir. Baryon sayısını  $B=1000$  alırız ve hesaplamaları bütün parçacıklar için  $V$  sabit hacimli bir kutuda  $1 \leq A \leq 1000$  ve  $0 \leq Z \leq A$  olacak biçimde yaparız (Şekil 2.3. gibi). Bu hacim, ortalama baryon yoğunluğu  $\rho_B = B/V$  ile bulunur. Burada ele almadığımız proto-nötron yıldızının derin kısımlarındaki büyük kütleli parçacıklar ( $A > 1000$ ) sadece  $\rho \geq 0.5\rho_0$  gibi çok yüksek yoğunluklar altında meydana gelebileceği için nükleer parçacıkların boyutlarındaki sınırlandırma bizim tarafımızdan belirlenmektedir.



Şekil 2.3.  $T, \rho_B, Y_{L(e)}$  ile belirlenmiş içinde 1000 baryon olduğu varsayılan kutu için İstatistiksel örnek. Botvina ve Mishustin, (2004).

### 3. SÜPERNOVA MADDESİNİN BİLEŞİMİ

Bu bölümde yıldızlı maddenin nükleer maddelerden ve leptonlardan oluşan yapısı, SMSM hesaplama sonuçları ile gösterilmiştir ki bu sonuçlar maddenin enerji yoğunluğu, basınç ve entropi gibi genel termodinamik özelliklerini belirlemek için önemlidir. Dış kaynaklar tarafından üretilen fotonlar ve nötrinolar sayesinde maddede meydana gelen enerji depolanması, maddenin kendi bileşiminden de oldukça etkilenmektedir. Bu çalışmada, yoğun ortamlarda bulunan nükleer bileşimdeki değişimlerin üstünde özellikle durulmuştur.

#### 3.1. Hafif ve Ağır Çekirdeklerin Kütle Kesirlerinin Yoğunlukla Değişimi

SMSM ile  $\beta$ -dengesi varsayımıyla elektriksel olarak nötr olan maddenin elektron kesri hesaplanabilir. Uygun şartlar; yoğun merkez bölgelerde, çöküşün bağıl yavaş zamanlarında ve patlamanın geç zamanlarında madde soğumaya başladıktan ve nötrinolar kaçmaya başladıktan sonra elde edilebilir. Bu durumda bütün nükleer türlerin,  $\mu_L = 0$  iken, denklem (2.11) deki kimyasal potansiyellerinden yararlanarak, bağımsız yoğunluklarını hesaplarız. Proton yoğunluğuna eşit olan net elektron yoğunluğu kimyasal potansiyelin bir fonksiyonu olarak denklem (2.20) de açık bir şekilde ifade edilmiştir.

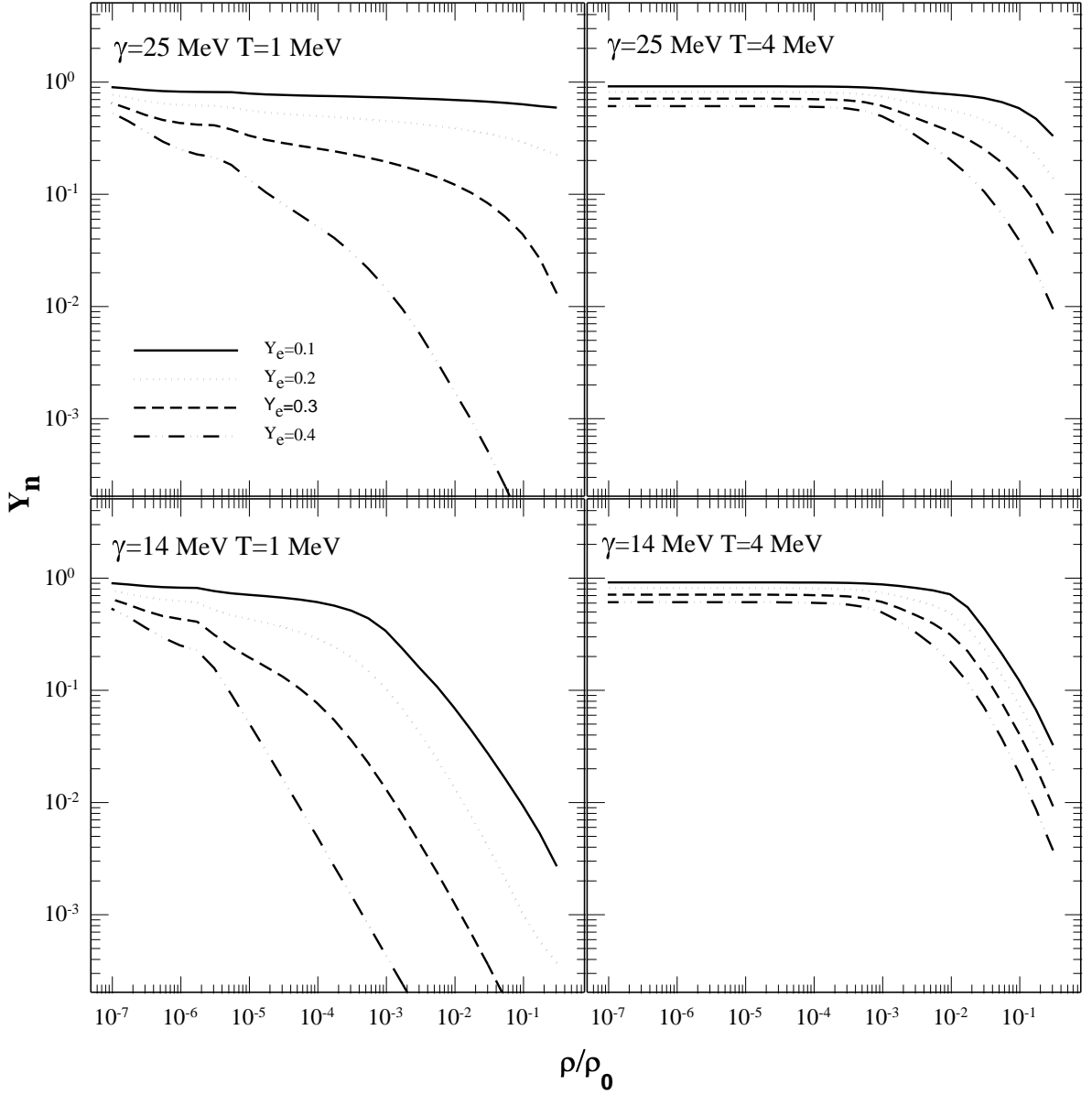
Şekil 3.1.'de nötronların kesri için 0.1-0.4 arası değişik  $Y_e$  elektron kesir değerlerinde  $T=1$  MeV (sol paneller) ve  $T=4$  MeV (sağ paneller) ile  $\gamma=25$  MeV (üst paneller) ve  $\gamma=14$  MeV (alt paneller) değerleri için  $\rho/\rho_0 = 10^{-7}-1$  aralığında gösterilmiştir. Tüm panellerde nötron kesri dağılımları  $Y_e$  elektron kesri artıka azalan bir değere sahiptir. Simetri enerjisinin azalmasıyla için dağılımın dramatik olarak azalan bir eğilime sahip olduğu şekilden de açıkça görülmektedir. Ayrıca  $T=1$  MeV sıcaklık değeri için nötron kesrindeki azalmanın  $T=4$  MeV değerine göre daha belirgin olduğu gözlenmiştir. Artan baryon yoğunluklarında azalma daha belirgindir.

Şekil 3.1.'de nötronlar için yaptığımız hesapları proton kesirleri için de tekrarladık ve Şekil 3.2.'de gösterdik. Tüm panellerde proton kesri dağılımları  $Y_e$  elektron kesri artıka artan değerlerde dağılıma sahiptir. Ancak  $T=1$  ve  $T=4$  MeV sıcaklıkları arasında proton kesirlerinin dağılım değerlerinde özellikle artan baryon yoğunluklarında dramatik değişim gözlenmektedir.

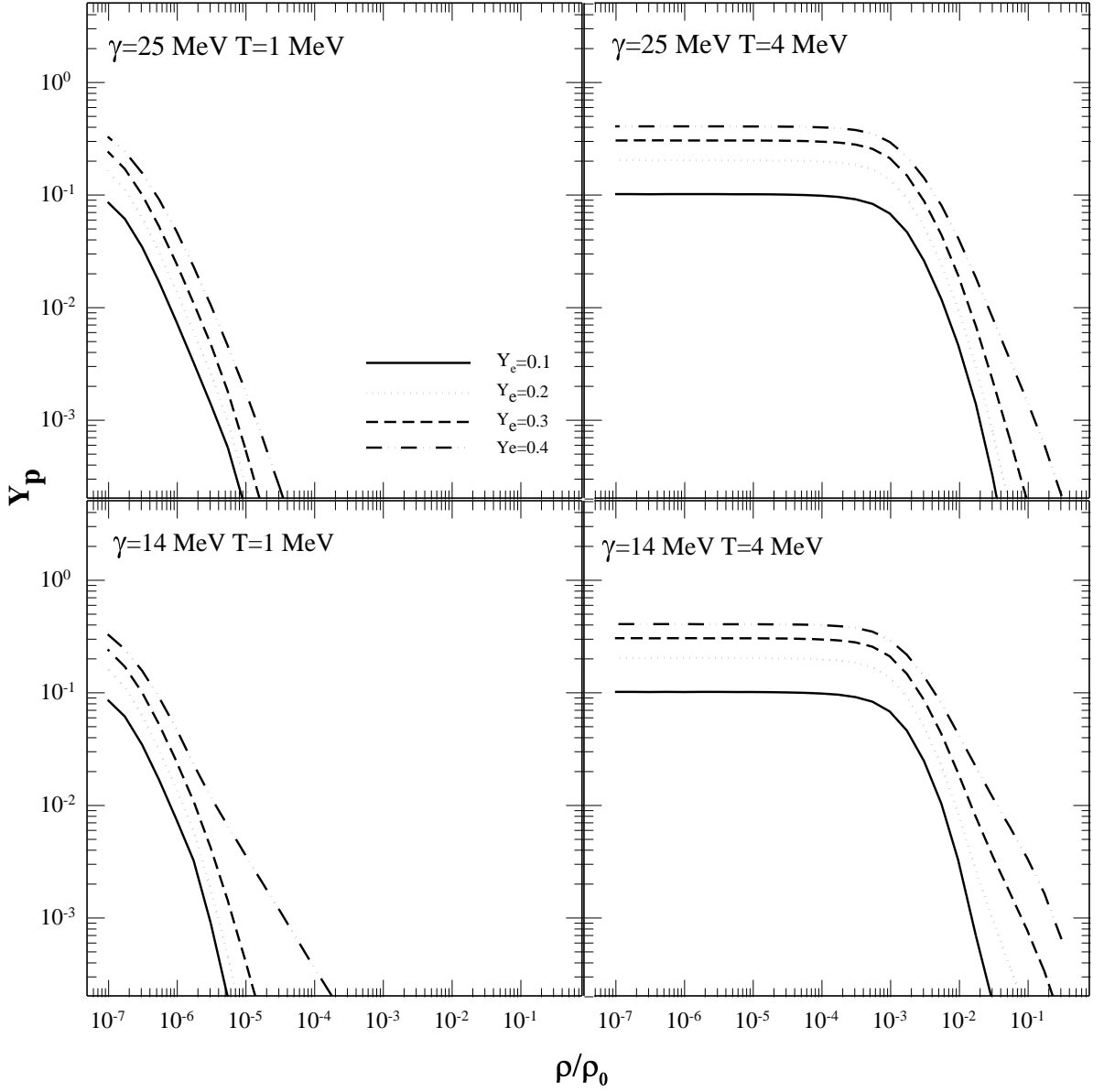
Şekil 3.3.'deki tüm panellerde farklı sıcaklık, simetri enerjisi katsayısı ve elektron kesir değerleri için alfa parçacık kesirlerinin Gauss dağılımına benzer şekilde artan-azalan (rise-and-fall) davranış sergilediği görülmektedir. Açıkça görüldüğü gibi  $Y_e$  elektron kesri artıkça dağılım değerleri artmaktadır. Şekil 3.3.'ün alt ve üst panelleri karşılaştırıldığında simetri enerjisi katsayısı azaldıkça dağılım genişliğinin azaldığı görülmektedir. Bu simetri enerjisi azaldıkça açığa çıkan alfa parçacıkların kesrinin daha dar bir yoğunluk bölgesiyle sınırlandığı anlamına gelmektedir. Yani parçalanma dinamiği simetri enerjisinin azalmasıyla dramatik değişim göstermektedir. Ayrıca sağ ve sol paneller karşılaştırılırsa 4 MeV sıcaklık için alfa parçacıklarının dağılımlarının yüksek yoğunluk bölgesine doğru kaydığını görebiliriz. Bu dağılım laboratuarda yapılan ağır iyon deneylerindeki nükleer çok katlı parçalanma sonucu açığa çıkan alfa parçacıklarının dağılımları ile karşılaştırılabilir (Büyükçizmeci ve ark. 2008).

Şekil 3.4.'de ağır parçacıkların ( $A > 4$ ) kesirleri için yoğunluğa göre değişim grafiklerini gösterdik. Artan yoğunlukla Şekil 3.1 ve 3.2'de proton ve nötron dağılımları azalırken ağır parçacıkların kesri hızla artmakta ve belli bir yoğunluk değerinde sabit değerlere ulaşmaktadır. Simetri enerjisinin değişimi ve farklı sıcaklık değerlerinin dağılımı nasıl etkilediğini grafiklerde açıkça göstermiş olduk.

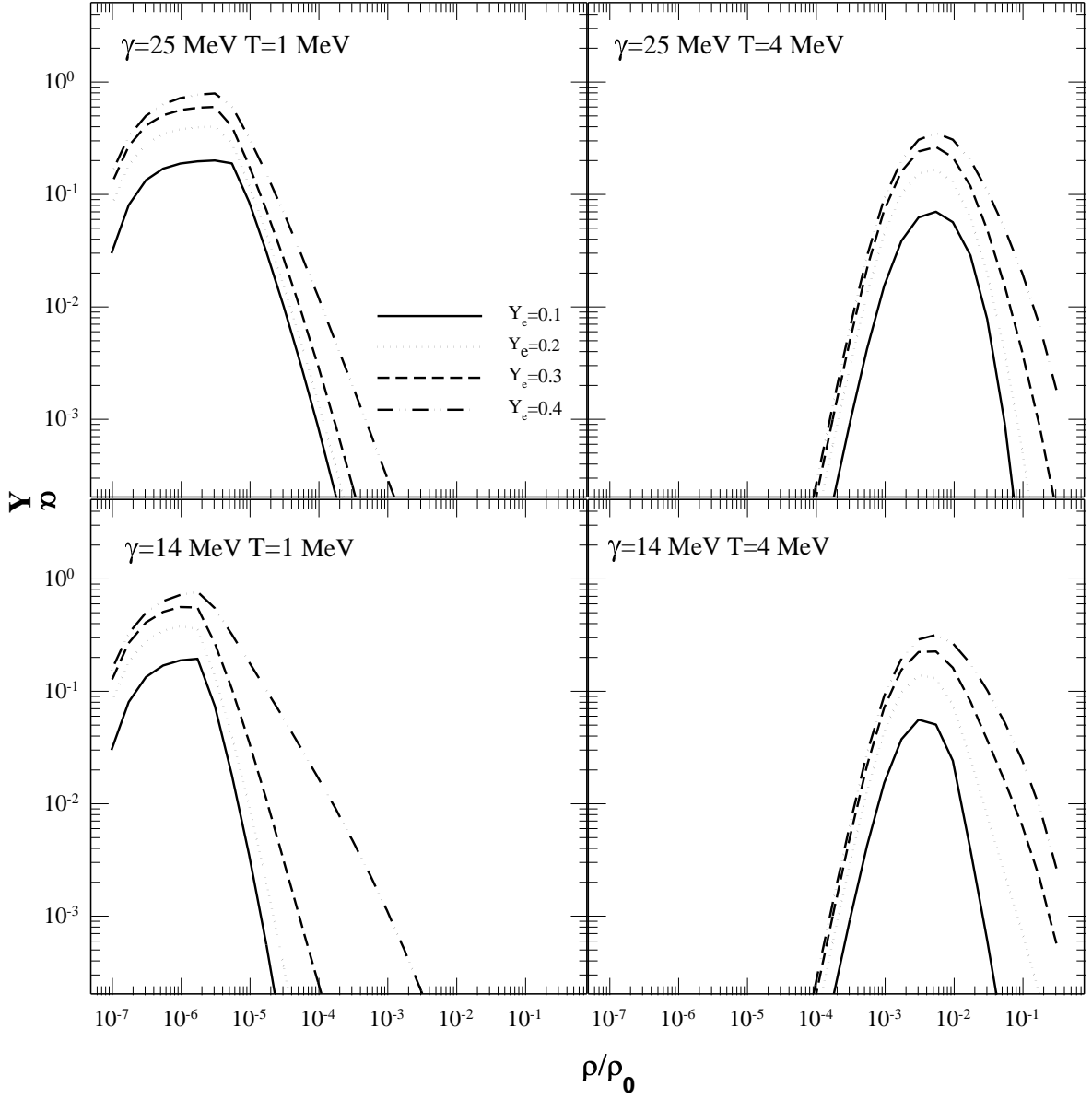
Böylece Botvina ve Mishustin'in 2010 yılında yaptıkları çalışmadan daha geniş bir ölçekte detaylı olarak iki farklı sıcaklık  $T=1$  ve 4 MeV, dört farklı  $Y_e$  elektron kesri değeri 0.1, 0.2, 0.3 ve 0.4 ve simetri enerjisi katsayısı  $\gamma=25$  ve 14 MeV değerleri için yapılan hesaplamaları Şekil 3.1-4 de sunduk. Ayrıca dağılımlardaki değişimleri daha belirgin biçimde gösterebilmek için  $T=1, 2, 3$  ve 4 MeV sıcaklıkları için  $Y_e = 0.2$  ve 0.4 değerlerinde  $\gamma=25$  ve 14 MeV değerlerine karşılık gelen hesaplama sonuçlarını nötron, proton, alfa ve ağır parçacıkların kesir değerlerinin 0-0.9 aralığı için  $\rho/\rho_0 = 10^{-6}$ - $10^{-1}$  yoğunluk aralığında Şekil 3.5. , 3.6. , 3.7. ve 3.8. de sunduk. Farklılıklar bu şekillerde daha belirgin bir biçimde görülmektedir.



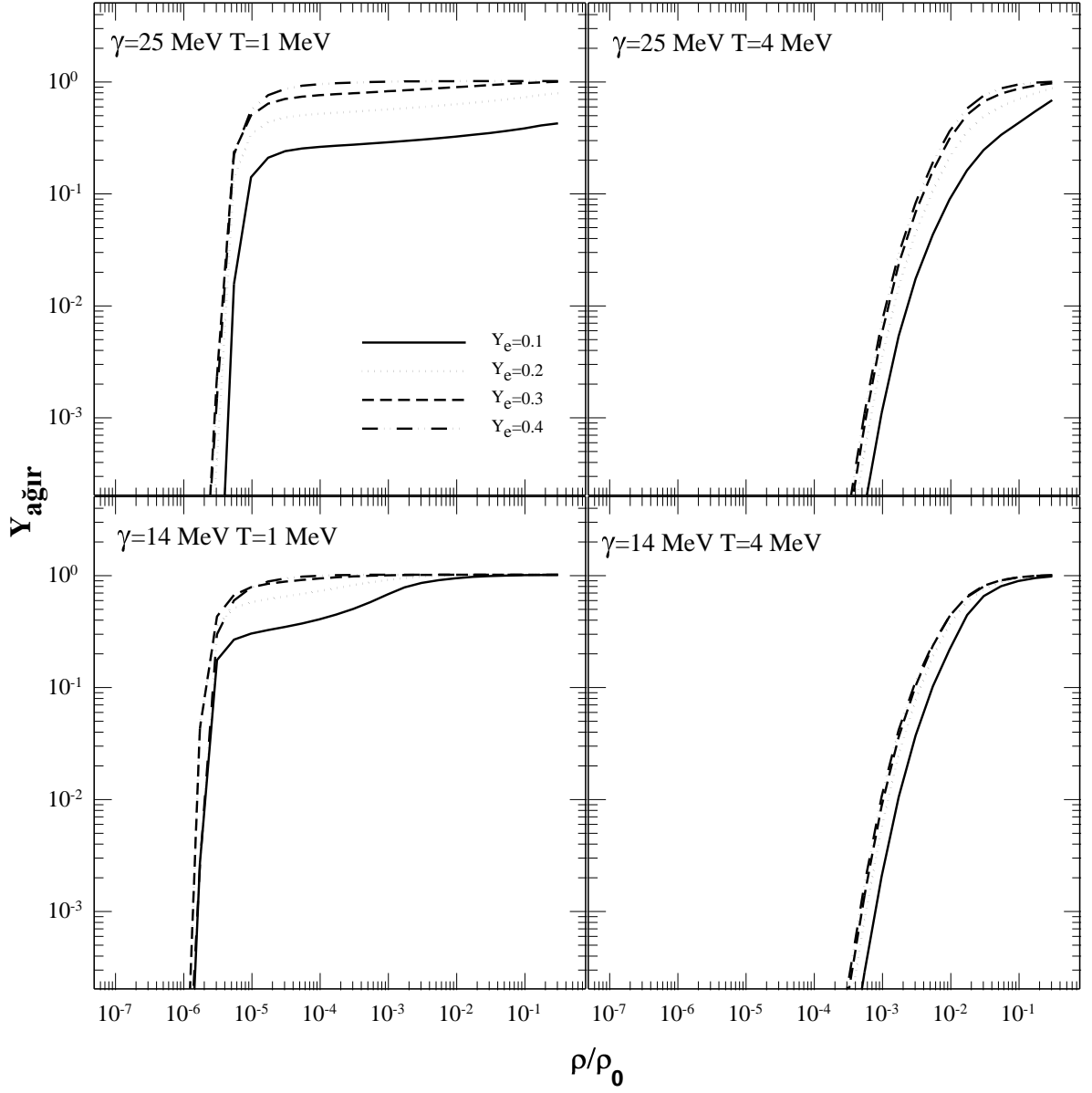
**Şekil 3.1.**  $T=1$  ve  $4$  MeV sıcaklıkları ve  $\gamma=25$  ve  $14$  MeV simetri enerji katsayıları için  $Y_n$  nötronların kütle kesirlerinin  $\rho/\rho_0$ 'ın fonksiyonu olarak  $Y_e=0.1, 0.2, 0.3$  ve  $0.4$  değerleri için değişimi



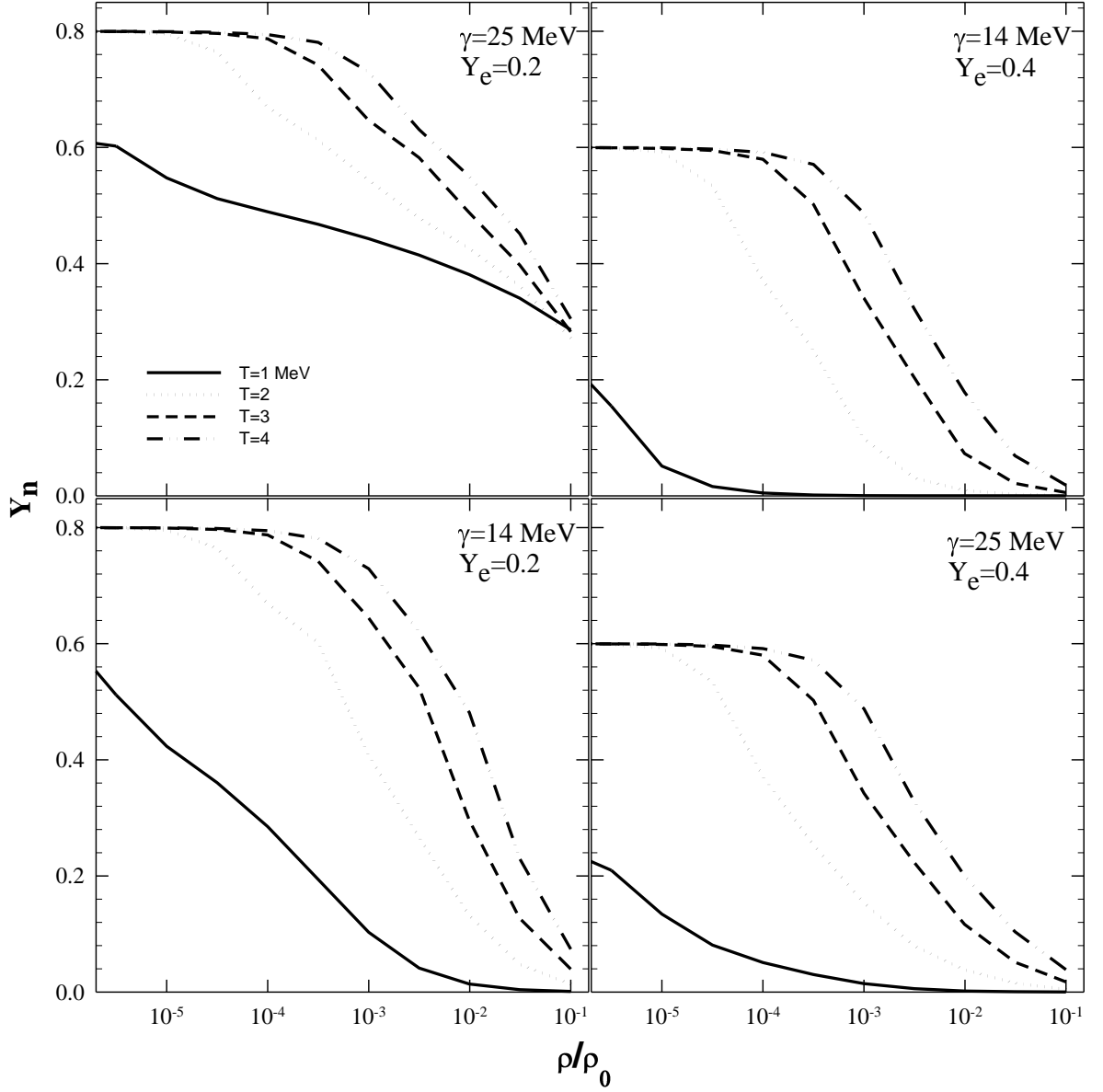
**Şekil 3.2.**  $T=1$  ve  $4$  MeV sıcaklıkları ve  $\gamma=25$  ve  $14$  MeV simetri enerji katsayıları için  $Y_p$  protonların kütle kesirlerinin  $\rho/\rho_0$ 'ın fonksiyonu olarak  $Y_e=0.1, 0.2, 0.3$  ve  $0.4$  değerleri için değişimi



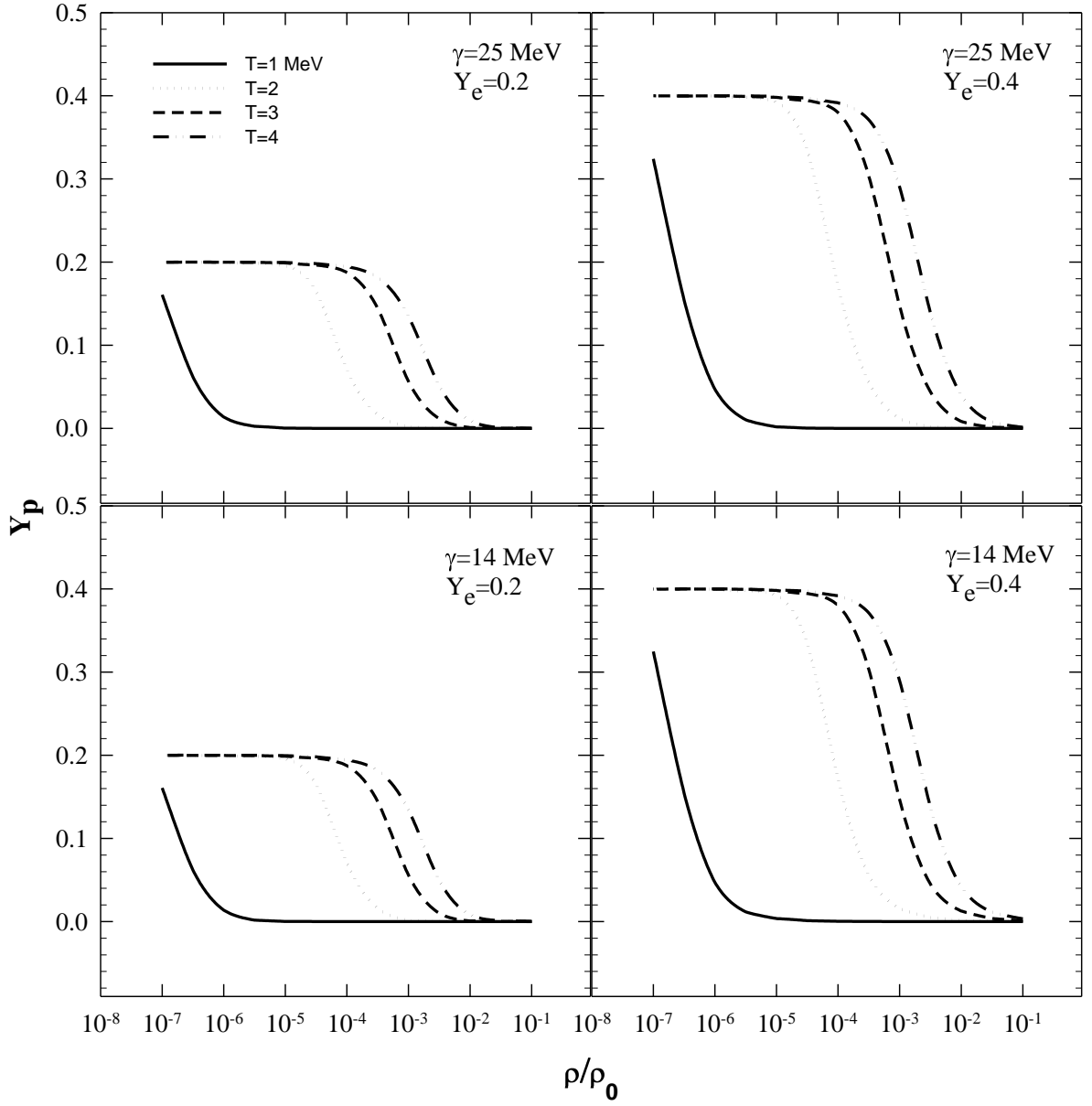
**Şekil 3.3.**  $T=1$  ve  $4$  MeV sıcaklıkları ve  $\gamma=25$  ve  $14$  MeV simetri enerji katsayıları için  $Y_\alpha$  alfa parçacıklarının kütle kesirlerinin  $\rho/\rho_0$ 'ın fonksiyonu olarak  $Y_e=0.1, 0.2, 0.3$  ve  $0.4$  değerleri için değişimi



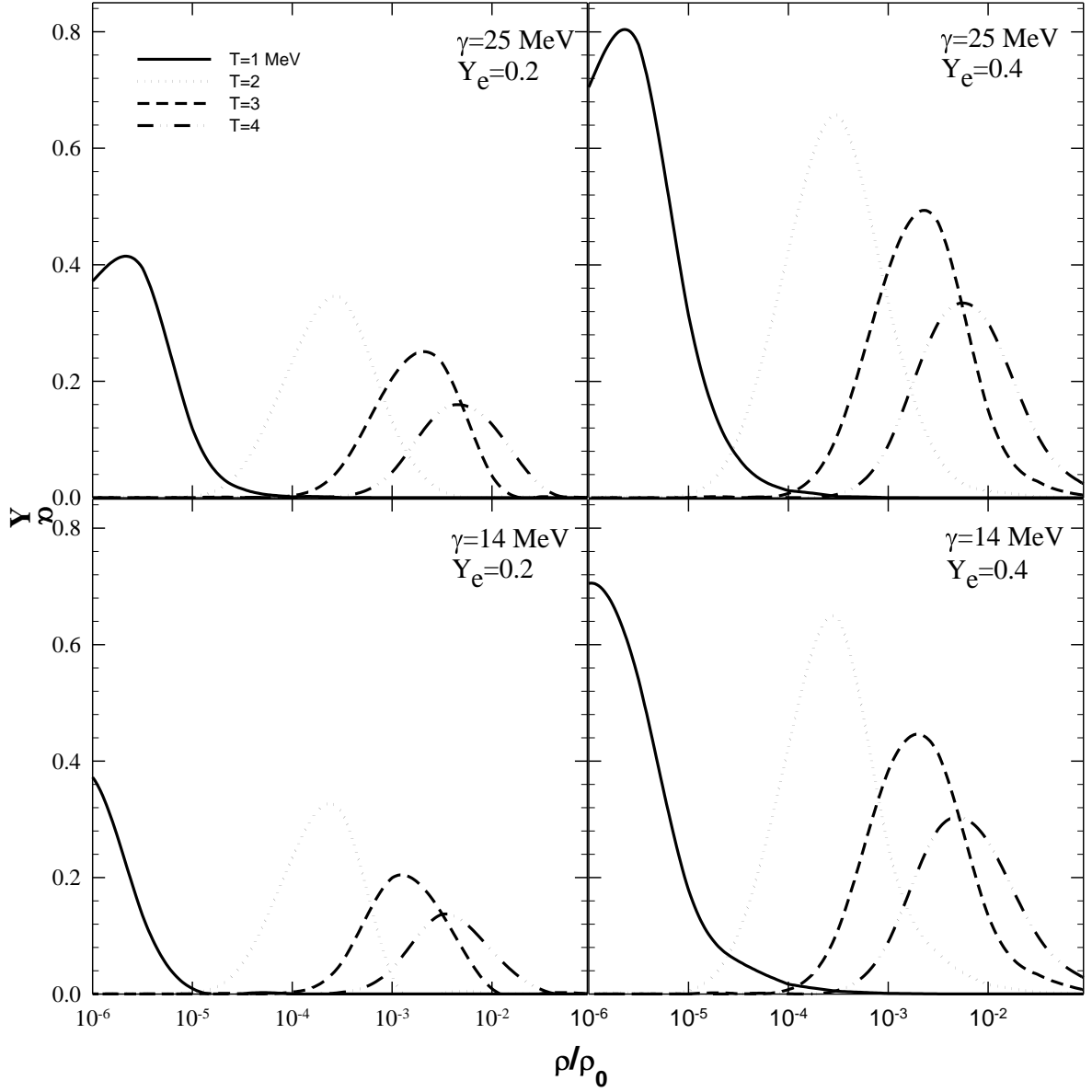
**Şekil 3.4.**  $T=1$  ve  $4$  MeV sıcaklıkları ve  $\gamma=25$  ve  $14$  MeV simetri enerji katsayıları için  $Y_{\text{ağır}}$  ( $A>4$ ) ağır çekirdeklerin kütle kesirlerinin  $\rho/\rho_0$ ' in fonksiyonu olarak  $Y_e = 0.1, 0.2, 0.3$  ve  $0.4$  değerleri için değişimi



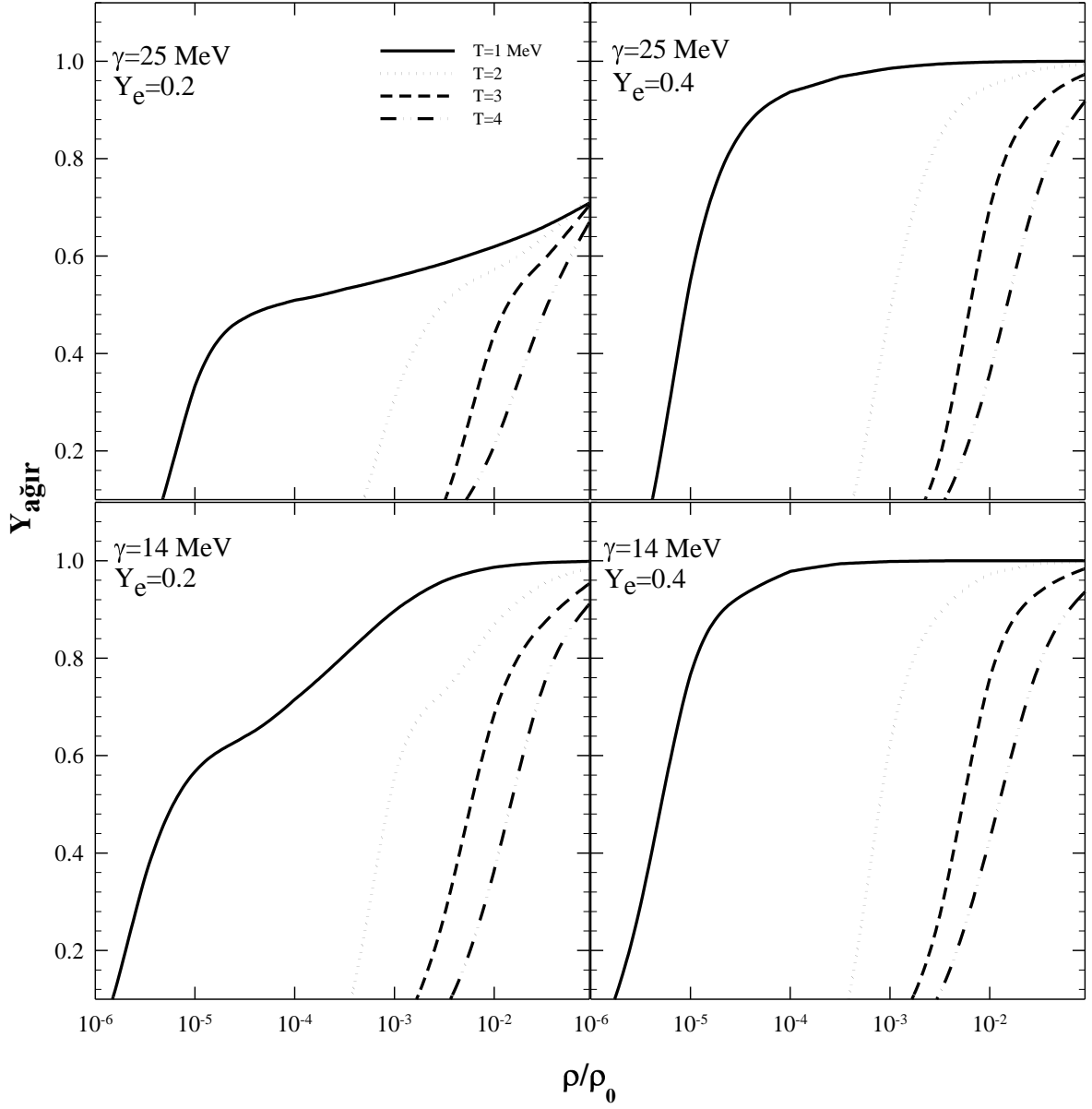
**Şekil 3.5.**  $T=1, 2, 3$  ve  $4$  MeV sıcaklıkları ve  $\gamma=25$  ve  $14$  MeV simetri enerji katsayıları için  $Y_n$ , nötronların kütle kesirlerinin  $\rho/\rho_0$ 'ın fonksiyonu olarak  $Y_e = 0.2$  ve  $0.4$  değerleri için değişimi



**Şekil 3.6.**  $T=1, 2, 3$  ve  $4$  MeV sıcaklıkları ve  $\gamma=25$  ve  $14$  MeV simetri enerji katsayıları için  $Y_p$ , protonların kütle kesirlerinin  $\rho/\rho_0$ 'ın fonksiyonu olarak  $Y_e=0.2$  ve  $0.4$  değerleri için değişimi



**Şekil 3.7.**  $T=1, 2, 3$  ve  $4$  MeV sıcaklıkları ve  $\gamma=25$  ve  $14$  MeV simetri enerji katsayıları için  $Y_\alpha$ , alfa parçacıklarının kütle kesirlerinin  $\rho/\rho_0$ 'ın fonksiyonu olarak  $Y_e = 0.2$  ve  $0.4$  değerleri için değişimi

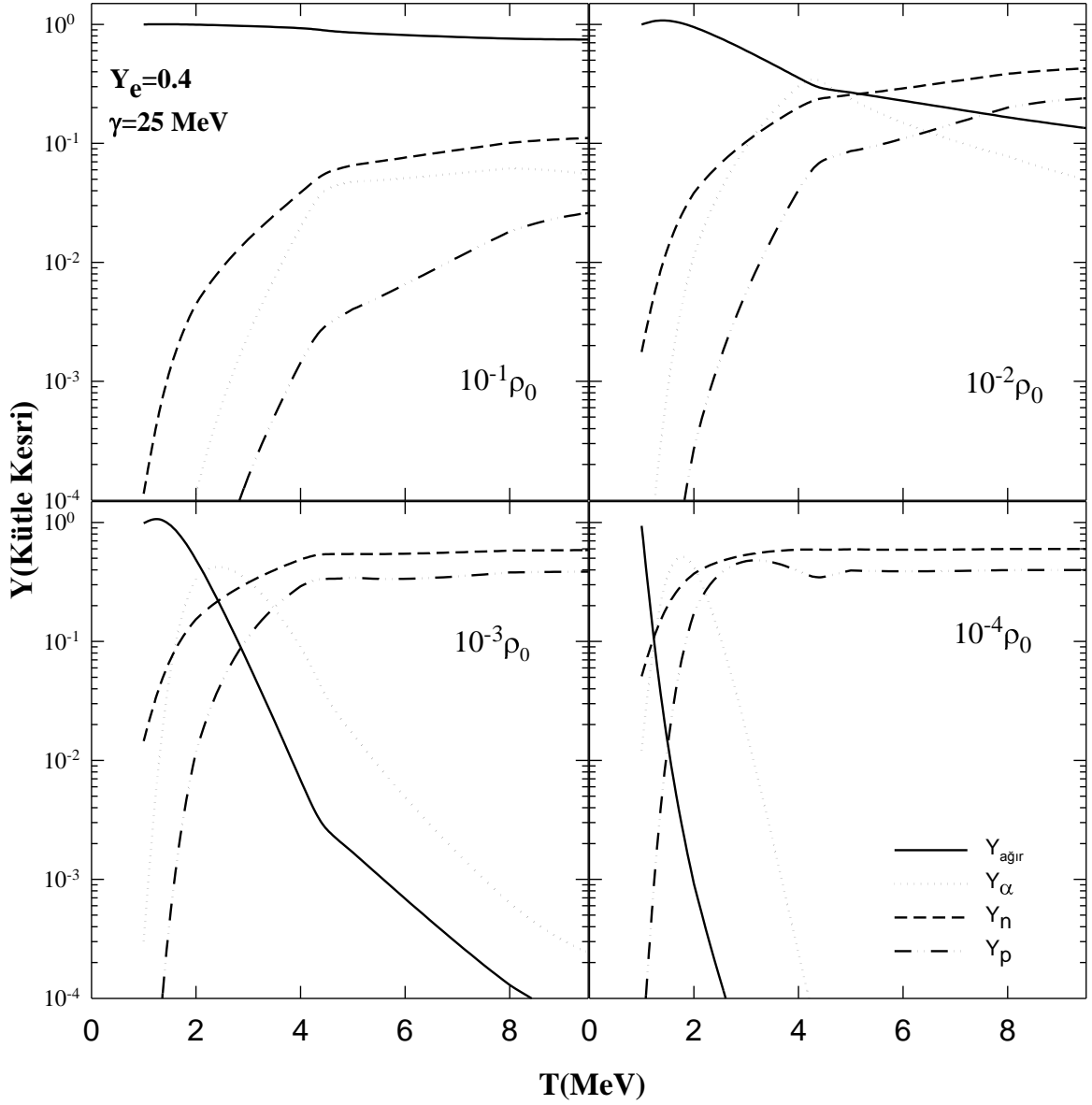


**Şekil 3.8.**  $T=1, 2, 3$  ve  $4$  MeV sıcaklıkları ve  $\gamma=25$  ve  $14$  MeV simetri enerji katsayıları için  $Y_{\text{ağır}}$ , ağır parçacıkların kütle kesirlerinin  $\rho/\rho_0$ 'ın fonksiyonu olarak  $Y_e = 0.2$  ve  $0.4$  değerleri için değişimi.

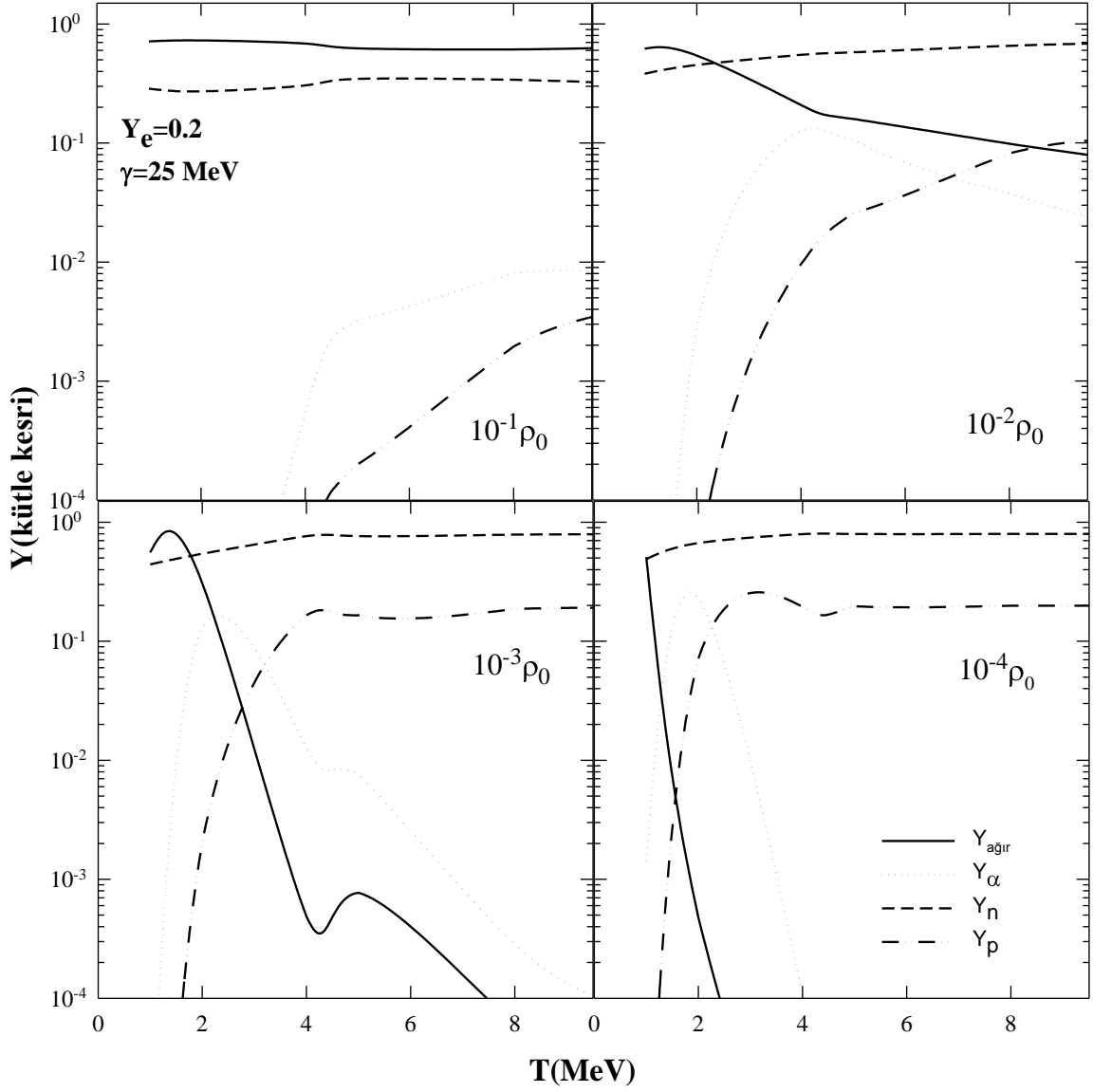
### 3.2. Hafif ve Ağır Çekirdeklerin Kütle Kesirlerinin Sıcaklıkla Değişimi

Elektronlar tarafından yükü dengelenen makroskopik madde düşük yoğunluk ve sıcaklıklarda iken izole çekirdekler biçimindedir. Dünya şartlarında bulunan çekirdek, elektron yakalar ve atom meydana gelir. Hâlbuki süpernova şartlarındaki atomlar tamamen iyonize olmuştur bu yüzden çekirdekler, elektronların ve nötronların temelinde hemen hemen kararlı biçimde yerleşmişlerdir. Bu ortam yıldız maddenin nükleer bileşimini belirler. Şekil 3.9., 3.10., 3.11. ve 3.12.'de ağır çekirdekler (kütle numarası  $A > 4$ ),  $\alpha$ -parçacıklar, nötronlar ve protonlar farklı  $Y_e$  elektron kesirleri için gösterilmiştir. Düşük sıcaklıklarda ( $T < 1$  MeV) maddenin ağır çekirdeklerden oluştuğu görülebilir. Eğer elektron kesri düşükse, serbest nötronlarda var olacaktır. Yükselen sıcaklıkla beraber ağır çekirdekler kademeli olarak  $\alpha$ 'lara, nötronlara ve protonlara ayrılır. Düşük yoğunluklarda bu parçalanma  $T \sim 1 - 2$  MeV gibi ortalama sıcaklıklarda gerçekleşir.  $\rho \sim 0.1\rho_0$  gibi düşük nükleer yoğunluklarda iken yükselen sıcaklığa rağmen varlığını sürdüren ağır çekirdek, uyarılmış bir halde bulunur. Bu durumda uyarılmış çekirdeklerin bozunumu ile çevresel nükleonların arasındaki dinamik denge ile ilgilenmeye başlarız. Bu denge reaksiyon hızı ile belirlenir. Yükselen sıcaklıkla beraber ağır çekirdekler  $\alpha$  gibi hafif parçacıklara bölünmektedir ve daha sonra bu parçacıklar zamanla nükleonlara ayrılmaktadır. Bu yükselen sıcaklıkla ve düşen yoğunlukla meydana gelen 'iniş-çıkış'(rise-and-fall) davranışı,  $\alpha$ -parçacıklarının ürünlerinde açıkça görülmektedir.

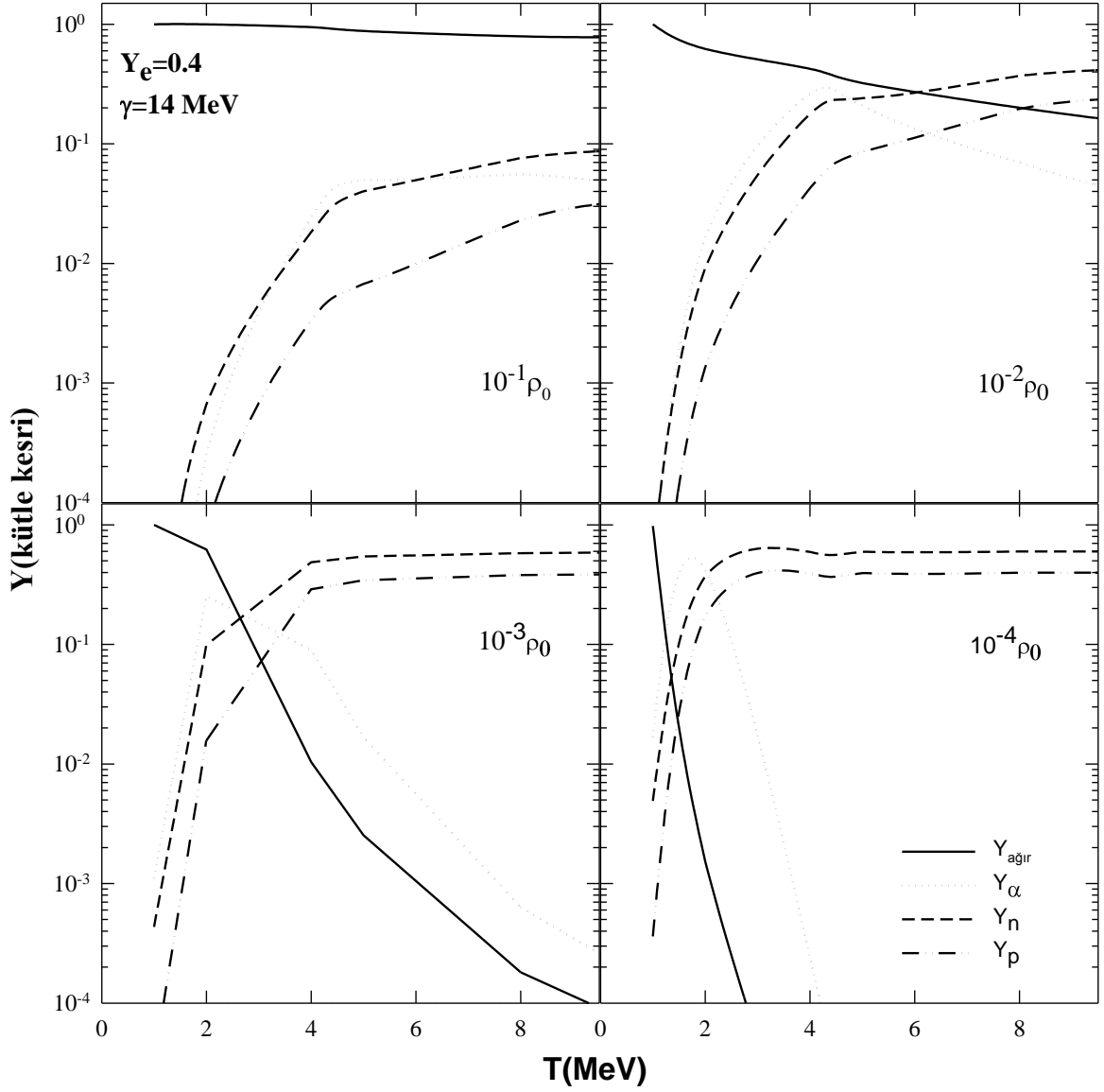
Şekil 3.9. ve 3.10. ile simetri enerji katsayısının standart değeri  $\gamma = 25$  MeV için ve Şekil 3.11. ve 3.12. ile de simetri enerji katsayısının düzeltilmiş değeri  $\gamma = 14$  MeV için elektron kesri  $Y_e = 0.4$  ve  $0.2$  için yaptığımız hesaplamaları gösterdik. Elektron kesri  $Y_e = 0.4$  ve  $0.2$  için dağılımlardaki farklılıklar da bu şekillerde açıkça görülmektedir. Süpernova ortamındaki  $Y_e$  elektron kesrinin değişimi nötron, proton, alfa ve ağır parçacıkların oluşumunu önemli ölçüde etkilediğini bu hesaplamalar ile göstermiş olduk. Ayrıca simetri enerjisindeki farklı kabullerde dağılımların değerlerini değiştirmektedir. Simetri enerjisinin azalmasıyla hesaplanan parçacık kesir değerlerinin de azaldığı açıkça görülmektedir.



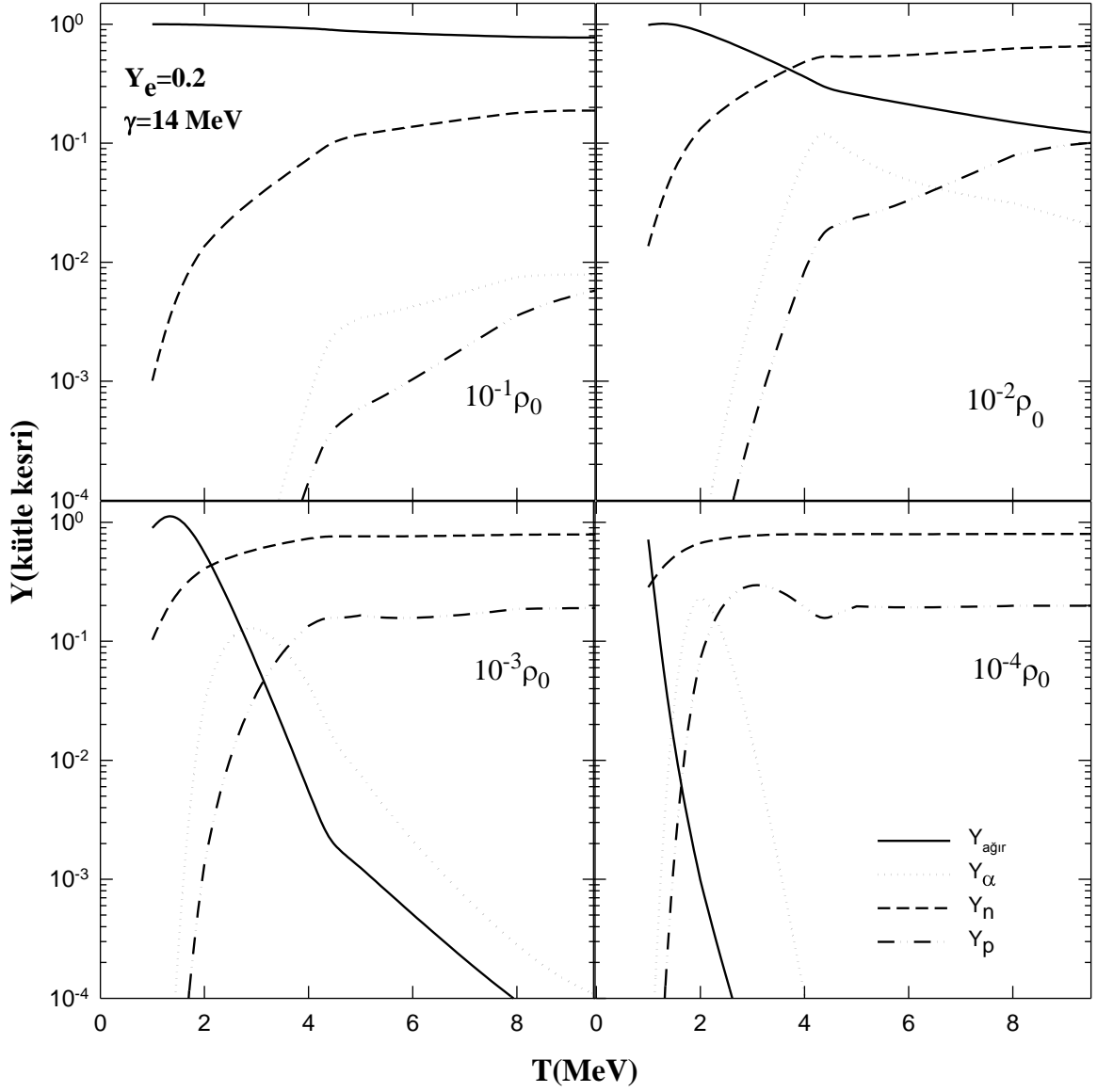
**Şekil 3.9.**  $Y_n$ ,  $Y_p$ ,  $Y_{\alpha}$ ,  $Y_{\text{ăgır}}$  kütle kesirlerinin sıcaklığın fonksiyonu olarak farklı baryon yoğunluklarına göre değişimi (simetri enerji katsayısı  $\gamma=25$  MeV ve  $Y_e=0.4$ ).



Şekil 3.10.  $Y_n$ ,  $Y_p$ ,  $Y_{\alpha}$ ,  $Y_{\alphağır}$  kütle kesirlerinin sıcaklığın fonksiyonu olarak farklı baryon yoğunluklarına göre değişimi. (simetri enerji katsayısı  $\gamma=25$  MeV ve  $Y_e=0.2$ )



**Şekil 3.11.**  $Y_n$ ,  $Y_p$ ,  $Y_{\alpha}$ ,  $Y_{\alphağır}$  kütle kesirlerinin sıcaklığın fonksiyonu olarak farklı baryon yoğunluklarına göre değişimi. (simetri enerji katsayısı  $\gamma=14$  MeV ve  $Y_e=0.4$ )



Şekil 3.12.  $Y_n$ ,  $Y_p$ ,  $Y_{\alpha}$ ,  $Y_{\alphağır}$  kütle kesirlerinin sıcaklığın fonksiyonu olarak farklı baryon yoğunluklarına göre değişimi. (simetri enerji katsayısı  $\gamma=14$  MeV ve  $Y_e=0.2$ )

### 3.3. Nükleer Kütle Dağılımları

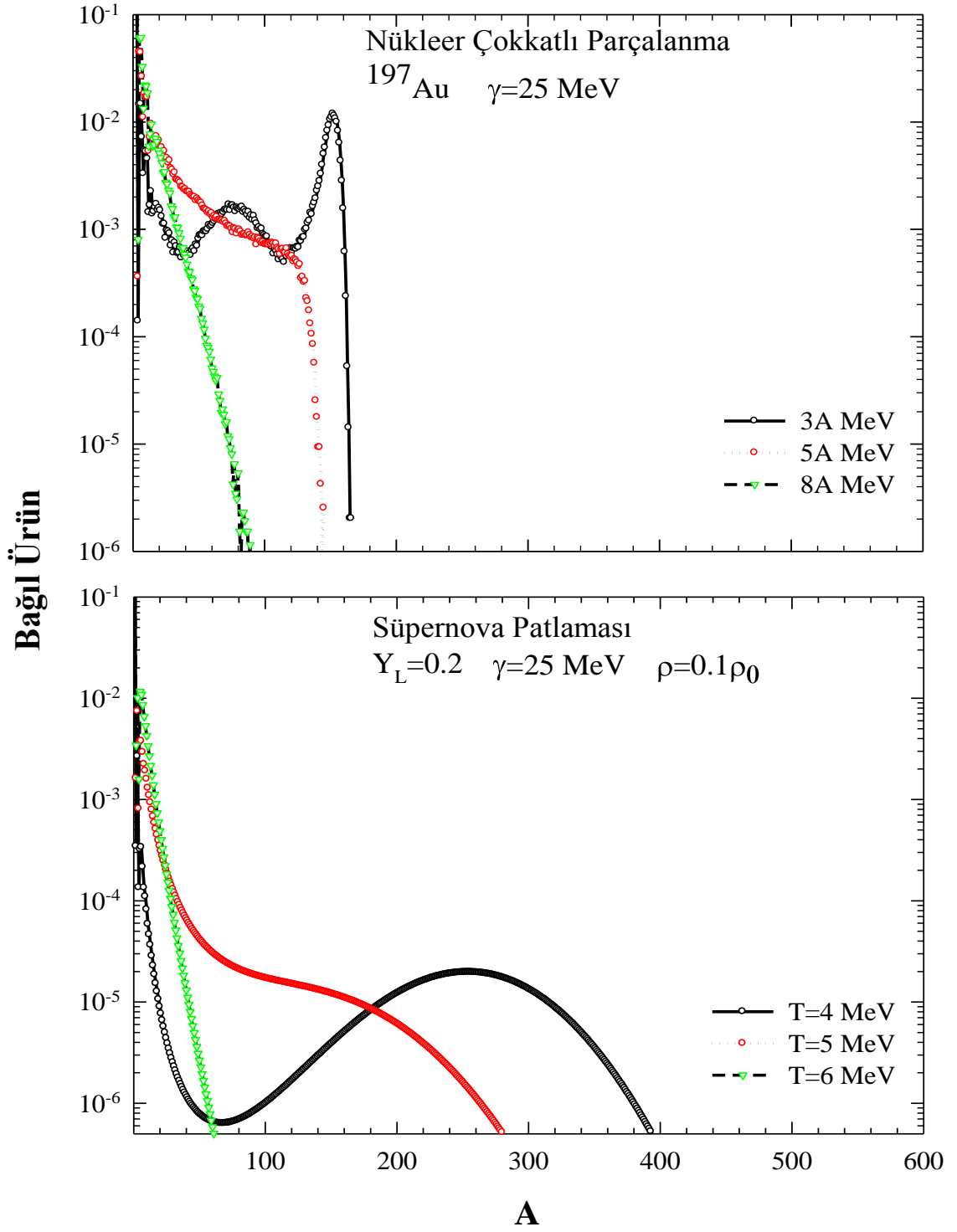
Ağır çekirdeklerin özellikleri, yıldızlı maddede meydana gelen süreçleri anlamamızda çok önemlidir. En düşük sıcaklıklarda, nükleer bileşim: nükleonlar, alfa parçacıkları ve ağır çekirdekler olmak üzere üç belirgin kısımdan oluşur. Ağır çekirdeklerin kütle dağılımında, Gauss dağılımındakine benzer şekilde iyi tanımlanmış bir tepe bulunmaktadır. Bu durumda, sistemin ortalama termodinamik özellikleri, ‘‘ortalama’’ çekirdek varsayımı hesaplamalarından elde edilen termodinamik özelliklerden çok farklı değildir (Lattimer ve ark.1991, Shen ve ark. 1998). Ama bu durumda bile, dağılımların geniş aralıklı olması yıldızlı maddedeki zayıf etkileşim hızını hesaplamak için önemli olabilir. Sıcaklığı arttırarak, nükleer sıvı-gaz faz geçişindeki sıvı-gaz ikili alanına girmiş oluyoruz: Bu bölgede kütle dağılımları 'U' şeklini alır ve bu dağılım yaklaşık olarak aynı ağırlıklı olan çekirdeklerin hafiften ağıra doğru gösterilişini içermektedir. Kütle dağılımları daha yüksek sıcaklıklarda, üssel olmaya başlar. Bu dağılımlar, 'ortalama' çekirdek varsayımıyla, yaklaşık olarak bile tanımlanamazlar. Parçacıkların kütle dağılımlarının bu evrimsel doğası, nükleer çok katlı parçalanma çalışmalarından da iyi bilinmektedir(Bondorf ve ark. 1995, Le Fevre ve ark. 2005; D'Agostino, 1999)

Ağır çekirdeklerden, hafif parçacıklara (nükleer sıvı damlası) ve nükleonlara (nükleer gaz) doğru gerçekleşen faz geçişinin, her zaman kütle dağılımının aynı döngüleri yoluyla gerçekleştiği bulunmuştur. Bu döngüde; artan sıcaklık ve azalan yoğunlukla beraber meydana gelen 'U' şekli,  $A^{-\tau}$  üstel kuvvet kanunu (power law) ve ekspanansiyel düşüş birbirini takip eden unsurlardır. Bu durum, faz geçişinin sıcaklığa bağlı olarak ilerlediği çok katlı parçalanma tepkimelerinde çok iyi anlaşılmıştır (Bondorf ve ark. 1995, Scharenberg ve ark. 2001, D'Agostino ve ark.1999). Bu gözlemler, aynı zamanda maksimum ısı kapasitesini meydana getiren sonlu çekirdeklerin kritik davranışı, kalorik eğrideki plato olayı,  $A^{-\tau}$  üstel kuvvet kanunu kütle dağılımları, parçacık boyutlarındaki büyük değişkenlikler vb. olarak da yorumlanabilir (örneğin bkz kaynak Scharenberg ve ark. 2001, D'Agostino ve ark.1999). Bu tarz dönüşümlerin çok geniş (sonsuz) sistemlerde de meydana gelebileceği, SMM (Bugaev ve ark.2001; Das ve ark. 2005) kapsamında kanıtlanmıştır.

Nükleer reaksiyonlarda parçacıkların kütle dağılımları, belli bir uyarma enerjisi sonucunda çekirdeklerin bozunmasıyla oluşur (Bondorf ve ark.1995, 1985, Botvina ve

ark.1985, 1995, Büyükçizmeci ve ark. 2005). SMM ve SMSM modellerini kullanarak; ağır iyon laboratuvarlarında deneyleri gerçekleştirilebilen  $Au^{197}$  çekirdeğinin parçalanması sonucunda açığa çıkabilen kütle dağılımı ile süpernova veya ağır yıldızlarda oluşabilecek muhtemel kütle dağılımlarını ( $A=1000$ ) hesaplayarak şekil 3.13.' de gösterdik. Nükleon başına 3, 4, 5 ve 8 MeV uyarma enerjisiyle uyarılan  $Au^{197}$  çekirdeğinin nükleer çok katlı parçalanması sonucu oluşan parçacıkların aşağıda ifade edilen tanımlamaya uyduğu Şekil 3.13.' de üst panelde açıkça görülebilir. Düşük sıcaklıklarda ( $T \leq 5$  MeV,  $E^* \sim 4-5$  MeV), bir büyük artık parçacık ve birkaç küçük parçacıktan oluşan bir topluluğa karşılık gelen U şeklinde bir dağılım oluşur. Bu dağılım buharlaşmanın bir sonucu gibidir. Geçiş bölgesinde ( $T \sim 5-6$  MeV), sistemin sonluluğu nedeniyle, bir fazdan diğer faza yavaş bir geçiş gözlenir. Yüksek sıcaklıklarda ( $T > 6$  MeV,  $E^* > 8$  MeV), büyük parçacıklar kaybolur ve dağılım üstel olarak azalan bir şekil alır. Şekil 3.13.' de 8 MeV/n değerinde  $Au^{197}$  çekirdeğinin üstel azalışının diğerlerine göre daha dik ve keskin olduğu açıkça görülmektedir. Deneysel verilerin daha önceki analizlerinde görüldüğü gibi, Au çekirdeği için bu sonuçlar deneysel gözlemlerle tamamen uyumaktadır (D'Agostino ve ark., 1996, 1999; Hauger ve ark., 2000; Bondorf ve ark., 1995; Botvina ve ark., 1995). Hesaplamalar sonucunda, çok parçalanmaya maruz kalan çekirdeklerin N/Z oranlarının 3-7 MeV/n enerji aralığında oluşan parçacıkların dağılımlarını etkilediği Büyükçizmeci (2005) tarafından gözlenmiştir.

Benzer şekilde Şekil 3.13. alt panelde süpernova patlamalarında ve ağır yıldızların çökmesi durumunda beklenen sıcaklıklarda, elektron kesrinde ve yoğunlukta yıldızlı maddeye karşılık gelen kütle dağılımlarını standart değer olan  $\gamma=25$  MeV için SMSM ile hesaplayarak gösterdik. Artan uyarma enerjisi veya sıcaklıkla kütle dağılımlarının oluşumunun hem nükleer reaksiyonlar hem de süpernova süreçleri için benzer oldukları açıkça görülebilir. Yıldızlı maddeler içinde artan sıcaklıkla U şekilli kütle dağılımında üstel olarak azalan dağılıma düzgün bir geçiş gözlenmektedir. Bu nükleer sıvı-gaz faz geçişinin karakteristik bir özelliğidir. Her iki durumda da oluşan yeni parçacıklar için çok geniş bir dağılım elde ederiz. Ancak, süpernova ortamında ortamda bulunan elektronlar nedeniyle daha ağır ve nötron zengin parçacıklar oluşabildiği şekil 3.13.' in alt panelinde açıkça görülmektedir.



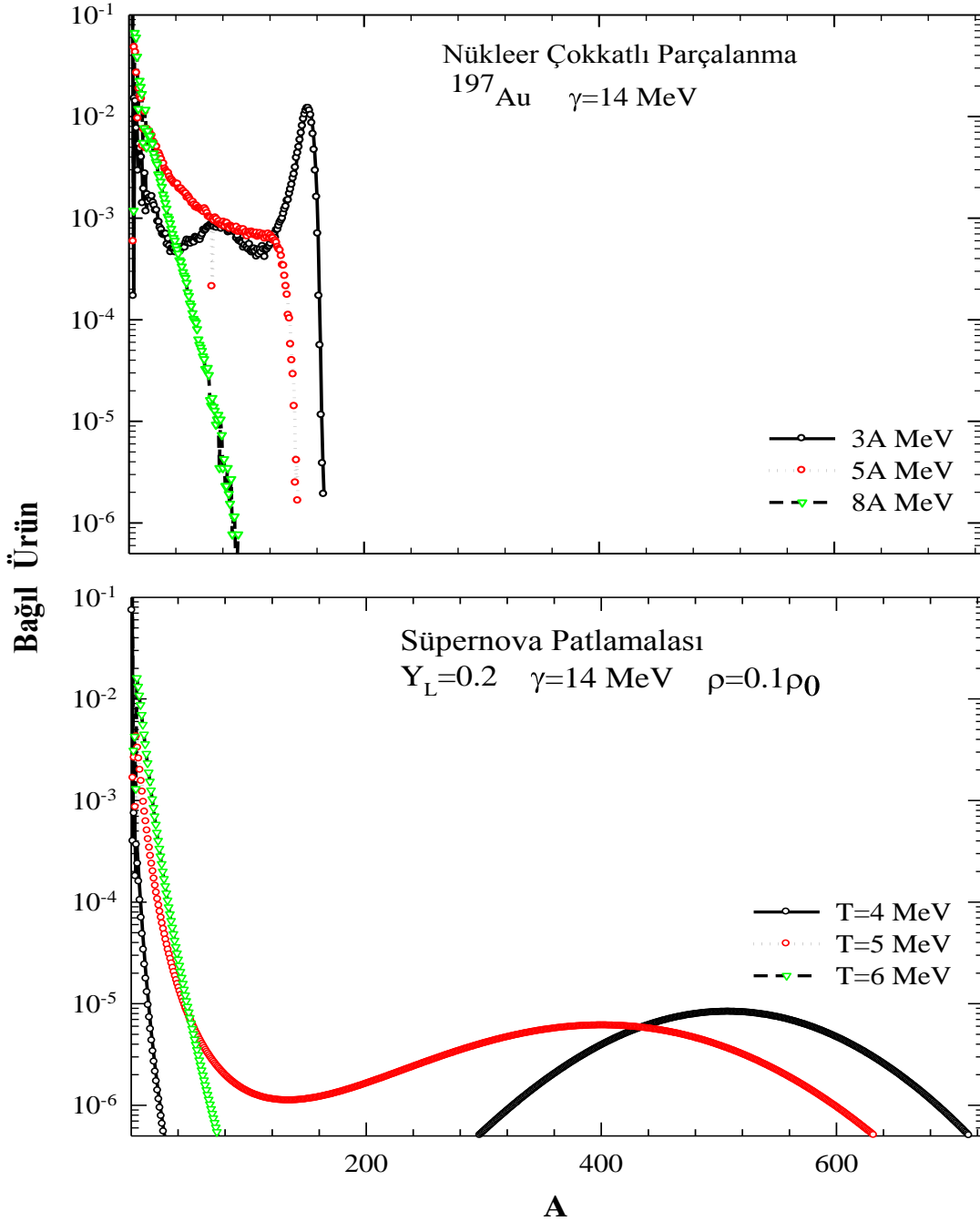
**Şekil 3.13.** SMM ile hesaplanan Au çekirdeğinin (üst panel) ve SMSM ile hesaplanan süpernova ortamında (alt panel) ve nükleer çok katlı parçalanmada oluşan parçacıkların nükleon başına bağlı ürünleri. ( $\gamma=25$  MeV)

### 3.4. Nükleer Kütle Dağılımlarına Simetri Enerjisinin Etkisi

Ağır iyon laboratuvarlarında yapılan nükleer reaksiyon deneylerinde elde edilen sıcak çekirdeklerin simetri enerjisi hakkındaki bilgiler astrofizikte önemlidir. Özellikle sıcak çekirdeklerin ortam özelliklerinin dikkate alınarak düzeltilmiş özellikleri çok önemlidir. Son olarak GSI de yapılan deney analizlerinden Le Fevre ve ark. (2005), simetri enerjisinin nükleer çok katlı parçalanma sonucu artan enerjiyle oluşan çekirdekler için  $\gamma=25$  MeV yerine dikkate değer ölçüde azalmış olması gerektiğini bu nedenle simetri enerji katsayısının  $\gamma=14-15$  MeV mertebesinde olması gerektiğini gösterdiler. Ardından Botvina ve ark. (2006), Büyükçizmeci ve ark. (2011), Oğul ve ark. (2011) değişik teorik ve deneysel analizlerle simetri enerjisi teriminin 14-15 MeV civarında olması gerektiğini ifade eden bu öngörüğü doğruladılar. Botvina ve Mishustin 2008 yılında nükleer reaksiyonlar sırasında açığa çıkan soğuk parçacıklar için artan uyarma enerjisiyle böyle bir simetri enerjisi teriminde azalma söz konusu ise bu durumun süpernova patlamaları ve ağır yıldızların çökmesi gibi astrofiziksel süreçlerde de etkin olması gerektiğini öne sürdüler.  $\gamma=15$  MeV değeriyle  $Au^{197}$  çekirdeği için  $E^*=3$  MeV ve süpernova patlaması için  $T=4$  MeV sıcaklığı için hesaplamalar yaptılar.

Bu çalışmada :  $E^*=3, 4, 5$  ve  $8$  MeV,  $T=4, 5$  ve  $6$  MeV olarak, sıvı-gaz faz geçiş (coexistence) bölgesini tanımlayan daha geniş uyarma enerjisi ve sıcaklık için Şekil 3.13.' de  $\gamma=25$  MeV standart değeri için yaptığımız hesaplamaları  $\gamma=14$  MeV düzeltilmiş simetri enerjisi değeri için tekrarlayarak Şekil 3.14.' de sonuçlarımızı gösterdik. Şekil 3.13. ve 3.14.' ün üst panelleri karşılaştırılırsa, nükleer reaksiyonlarda oluşan parçacıkların kütle dağılımları üzerinde simetri enerjisi katsayısının  $\gamma=25$  MeV veya  $14$  MeV olarak değiştirilmesinin  $E^*=3, 4, 5$  ve  $8$  MeV uyarma enerjileri için dikkate değer bir etkisinin olmadığı açıkça görülebilir. Daha önce Büyükçizmeci ve ark. (2005) ve Botvina ve ark. (2006) sonlu bir çekirdeğin çok katlı parçalanması durumunda  $\gamma'$  nın değiştirilmesinin yalnızca isotopik dağılımları etkilediğini göstermişlerdir. Ancak, Şekil 3.13. ve 3.14.' ün alt panelleri karşılaştırılırsa,  $\gamma$  simetri enerjisi katsayısının süpernova ortamında oluşan çekirdeklerin kütleleri üzerinde dramatik bir etkiye sahip olduğu açıkça görülebilir. Bu durumda pek çok sayıda süper-ağır ve uyarılmış çekirdeklerin oluştuğu görülmektedir. Böyle çekirdeklerin üretilmesi çökme ve patlamanın dinamiklerini etkileyecektir. Sıcak çekirdeklerin oluşmasını takiben yeniden uyarılmaya maruz kalacaklar ve bozunma ürünleri anlık hızlı süreçler

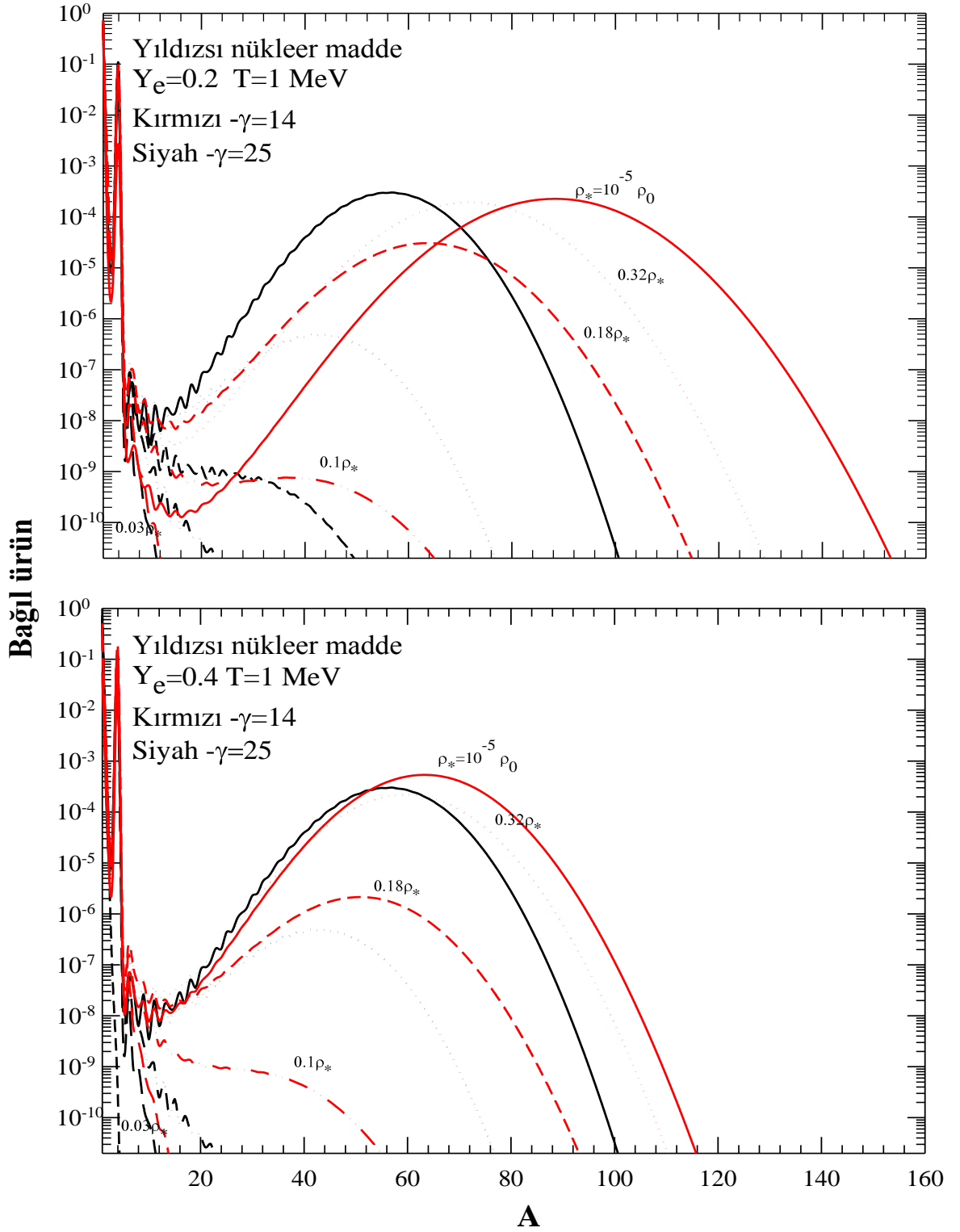
için yeni çekirdekler oluşturacaklardır. Bu bakımdan, laboratuarlarda nükleer çok katlı parçalanma reaksiyonlarını çalışmak evrende ağır elementlerin nasıl sentezlendiğini anlamak için çok önemlidir.



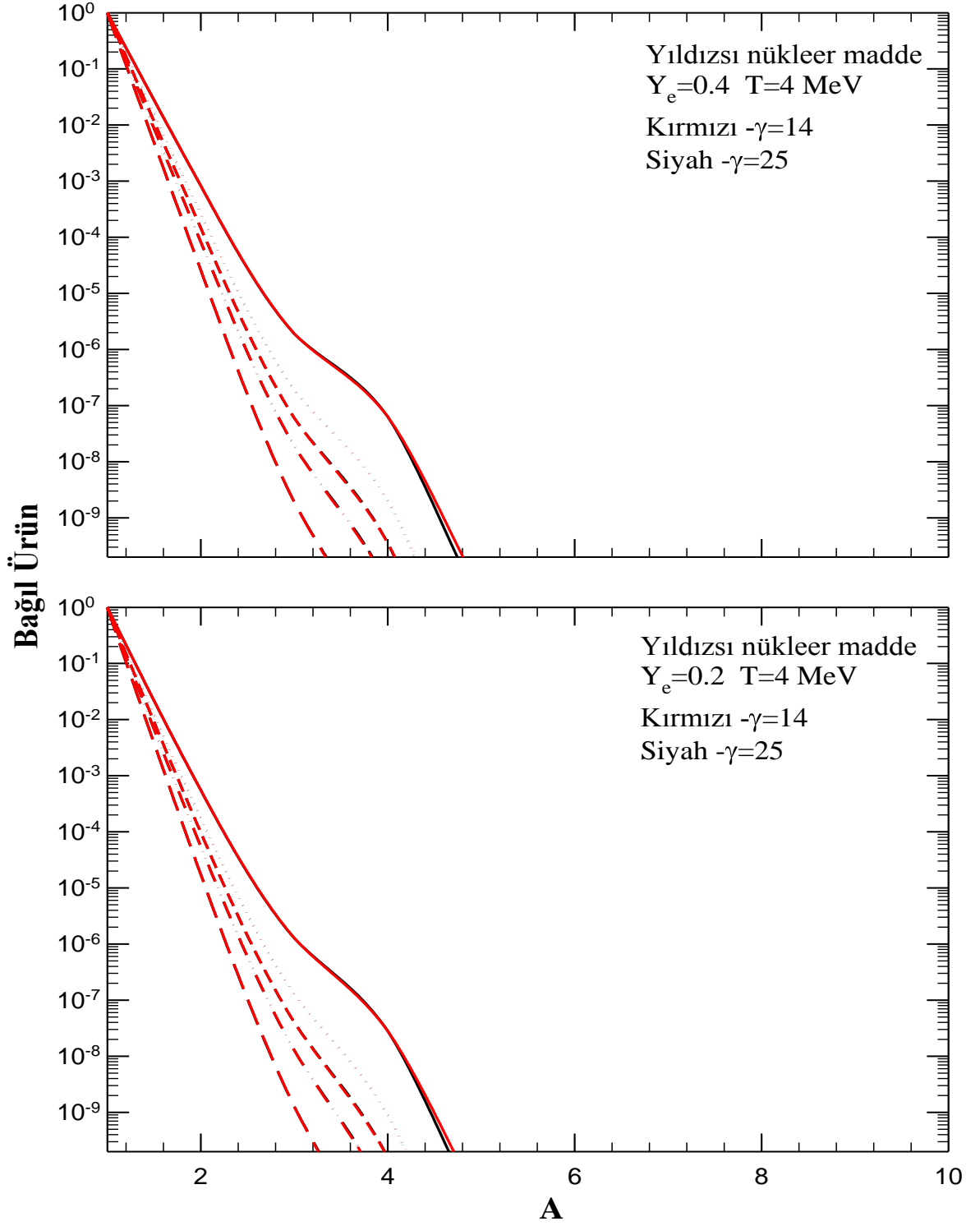
**Şekil 3.14.** SMM ile hesaplanan Au çekirdeğinin (üst panel) ve SMSM ile hesaplanan süpernova ortamında (alt panel) nükleer çok katlı parçalanmada oluşan parçacıkların nükleon başına bağıl ürünleri. ( $\gamma=14$  MeV)

Şekil.3.15.' de, 1 MeV sabit sıcaklıkta yoğunluğa bağlı geçişin bir örneği gösterilmiştir. Kütle dağılımlarının  $1.0\rho^*$  ve  $0.32\rho^*$  ( $\rho^*=10^{-5}\rho_0$ ) yoğunluklardaki 'U' şeklinden,  $18\rho^*$  ve  $0.1\rho^*$  yoğunluklarındaki  $A^{-\tau}$  kuvvet kanununa, son olarak da  $0.03\rho^*$  yoğunluklarındaki üstel azalmaya dönüştüğü kolaylıkla görülebilir.  $0.18\rho^*$  yoğunluğunda, genelde orta kütle parçacıklarının ( $4<A<35$ ) dağılımı düzdür. Bu da kritik noktaya yakın olması beklenen üssel  $\tau$ 'nın minimum değeriyle örtüşür (Scharenberg ve ark. 2001, Das ve ark. 2005).

Aynı yoğunluk değerleri ve parametreler için 4 MeV sıcaklıktaki süpernova ve yıldızsı maddenin kütle dağılımını Şekil 3.16.'da gösterdik. Şekilden de görüldüğü gibi çok düşük yoğunluklardaki süpernova maddesi için 4 MeV oldukça yüksek bir sıcaklıktır ve kütle dağılımı üstel azalma şeklinde bir dağılım göstermektedir. Yalnızca protonlar, nötronlar,  $A=2$  veya 3 olan küçük parçacıklar açığa çıkmaktadır.  $A>4$  olan parçacıkların ortamda bulunma olasılıkları yok denecek kadar azdır. Nükleer reaksiyonlardaki nükleer çok katlı parçalanma olayında Şekil 3.13. ve 3.14.'ün üst panellerinde açıkça görüldüğü gibi simetri enerjisi teriminin 25 veya 14 MeV alınması çok düşük yoğunluklarda ve  $T=4$  MeV sıcaklıkta süpernova ortamı için büyük bir önem taşımamaktadır. Yani süpernova ortamları çok düşük yoğunluklarda ve nükleer sıvı gaz faz geçiş sıcaklıklarında 4-7 MeV sonlu nükleer maddelerin davranışları ile aynı davranışları sergilemektedir.



Şekil 3.15. Yıldızsı ortamlarda parçacıkların kütle ürünleri,  $T=1$  MeV

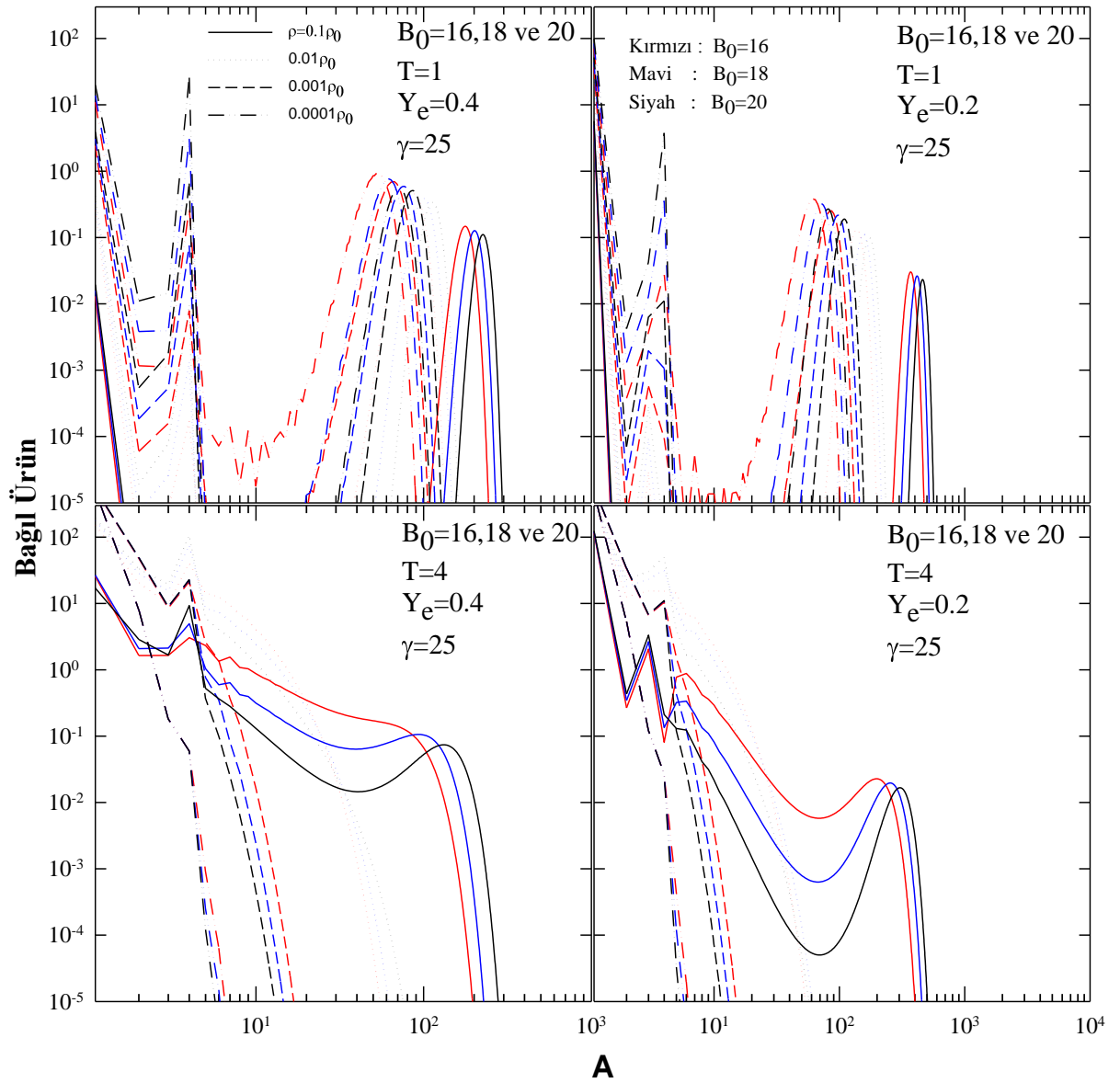


Şekil 3.16. Yıldızsı ortamlarda parçacıkların kütle ürünleri,  $T=4$  MeV

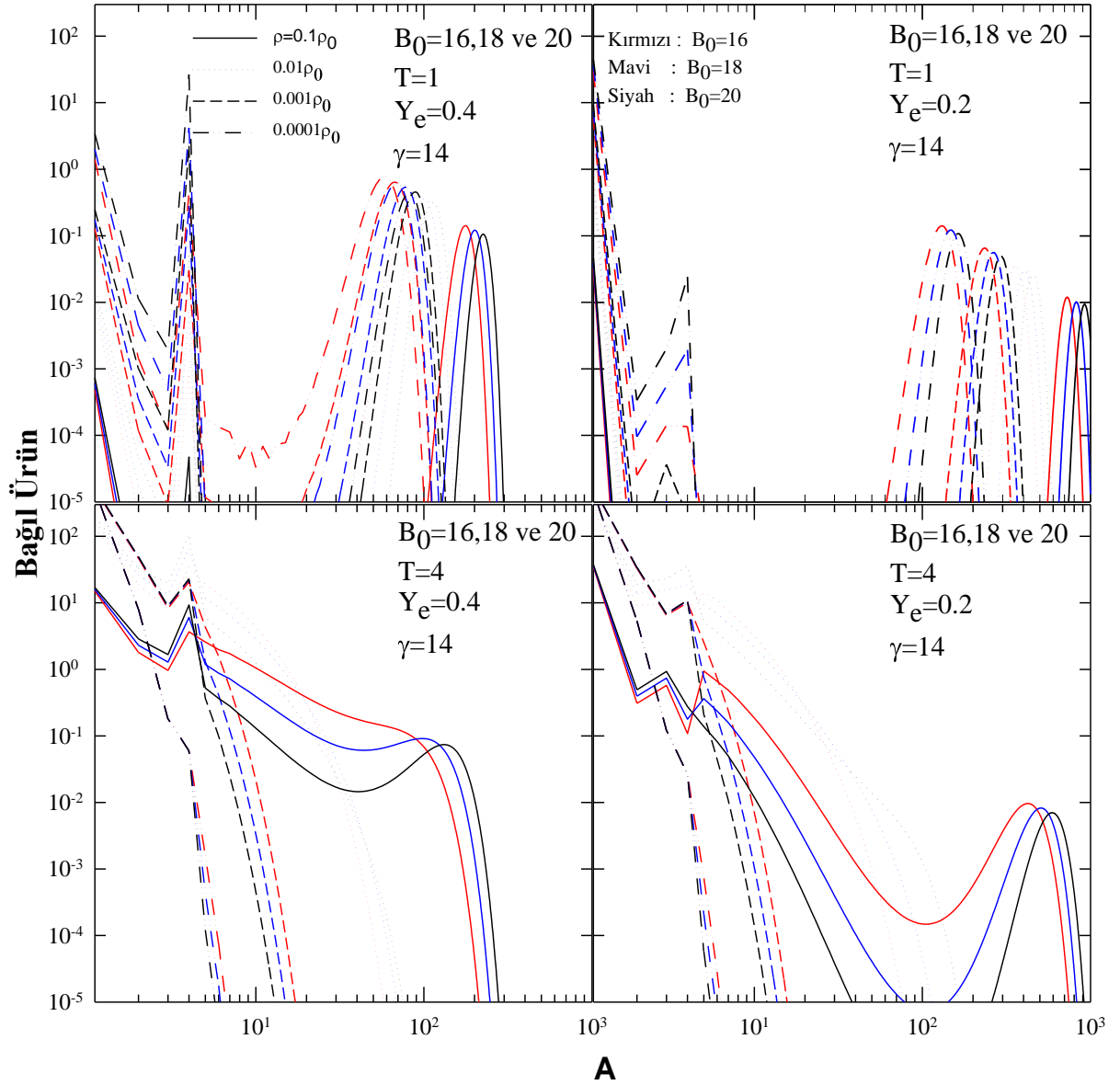
### 3.5. Nükleer Kütle Dağılımlarına Yüzey Enerjisinin Etkisi

Denklem (2.16) ile ifade edilen yüzey terimi,  $B_0$  yüzey enerji katsayısı ve  $T_C$  kritik sıcaklığı olmak üzere iki parametrenin bir fonksiyonudur. Kritik sıcaklık, sonsuz nükleer maddede nükleer sıvı-gaz faz geçişi için 18 MeV olarak tanımlanır ve bu sıcaklık sıcak çekirdeğin faz geçiş sıcaklığından farklıdır. Nükleer çok katlı parçalanma olayında, yeni parçacıkların oluşumundan sonra sistemin toplam enerjisine yüzey katkısı artacağından yüzey enerjisi oldukça önemlidir. Böylece yüzey enerjisinin küçük değişimleri parçacıkların yük ve kütle dağılımında büyük değişimlere yol açar. Sıcak parçacıkları ve nükleonları içeren düşük yoğunluklu nükleer bir ortamda, yüzey parametreleri değiştirilebilir. Yüzey enerjisinin, donma hacmindeki  $^{197}\text{Au}$  çekirdeğinin parçacık yük dağılımlarına etkisini Botvina ve ark. (2006) tarafından incelenmişti. Bu parametrelerden  $T_C$ 'nin mümkün olan değişimlerinin nükleer çok katlı parçalanmaya etkileri ise Büyükçizmeci (2005), Oğul ve ark. (2005) tarafından detaylı olarak çalışılmıştır.

Kütle dağılımının sıcaklığa bağlı geçişine  $T=1$  ve 4 MeV için örnekleri; Şekil 3.17. ve 18'de farklı  $Y_e$ , yoğunluk ve simetri enerjisi, yüzey enerjisi değerleri için hesaplayarak gösterdik. Yüzey enerji terimindeki değişikliklerin sonlu nükleer madde için ne kadar önemli ise süpernova ve yıldızlı maddeler içinde önemli olduğunu göstermiş olduk.



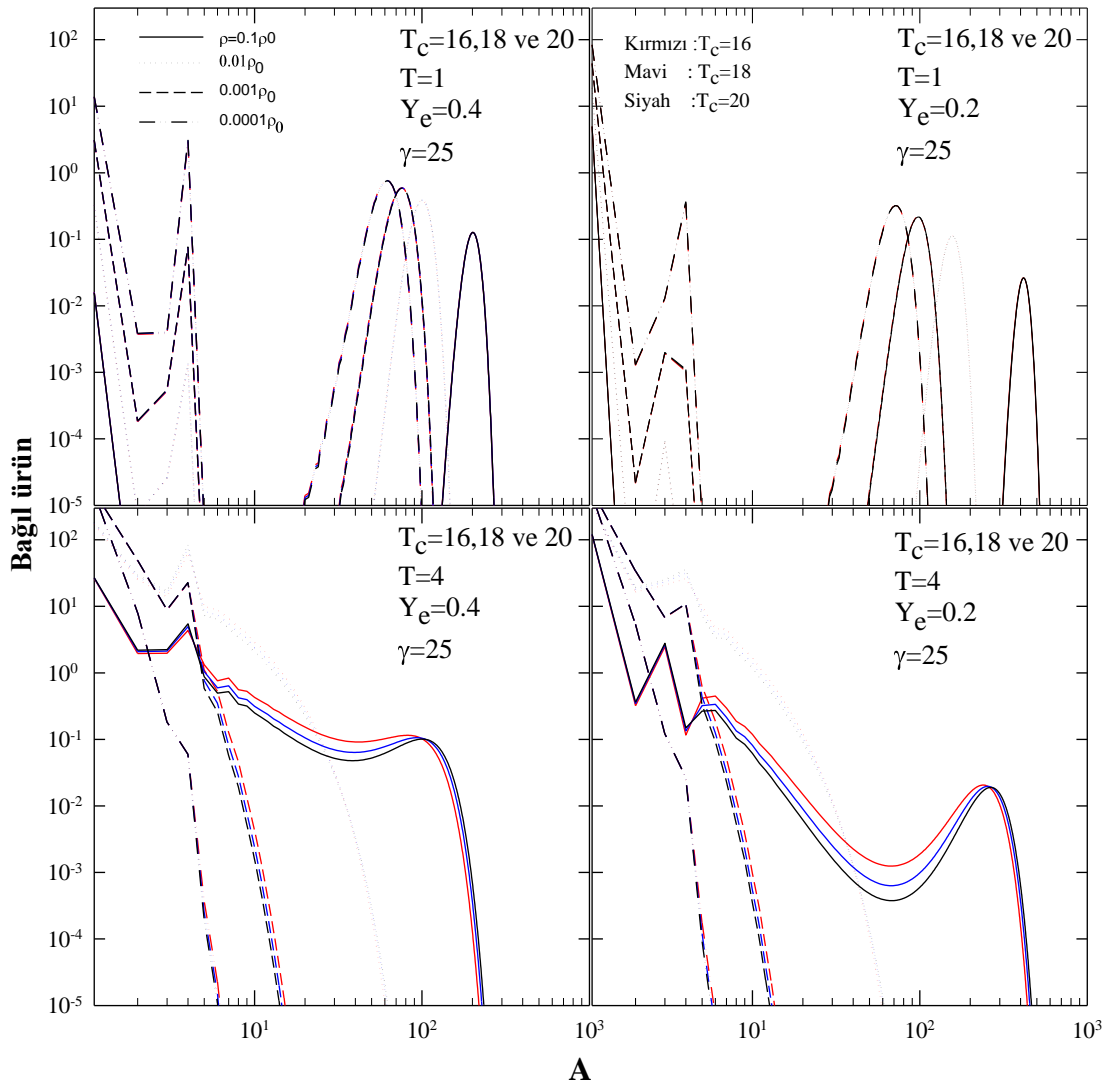
**Şekil 3.17.** Süpernova maddesi için geliştirilen SMSM ile hesaplanan parçacıkların ortalama kütle dağılımlarının farklı yüzey enerji katsayısı  $B_0$  değerlerine göre değişimi. Üst paneller  $T=1$  ve alt paneller  $T=4$  sıcaklıkları için; soldaki paneller  $Y_e=0.4$  ve sağdaki paneller  $Y_e=0.2$  değerleri için yapılan hesaplama sonuçlarını göstermektedir. ( $\gamma=25$  MeV)



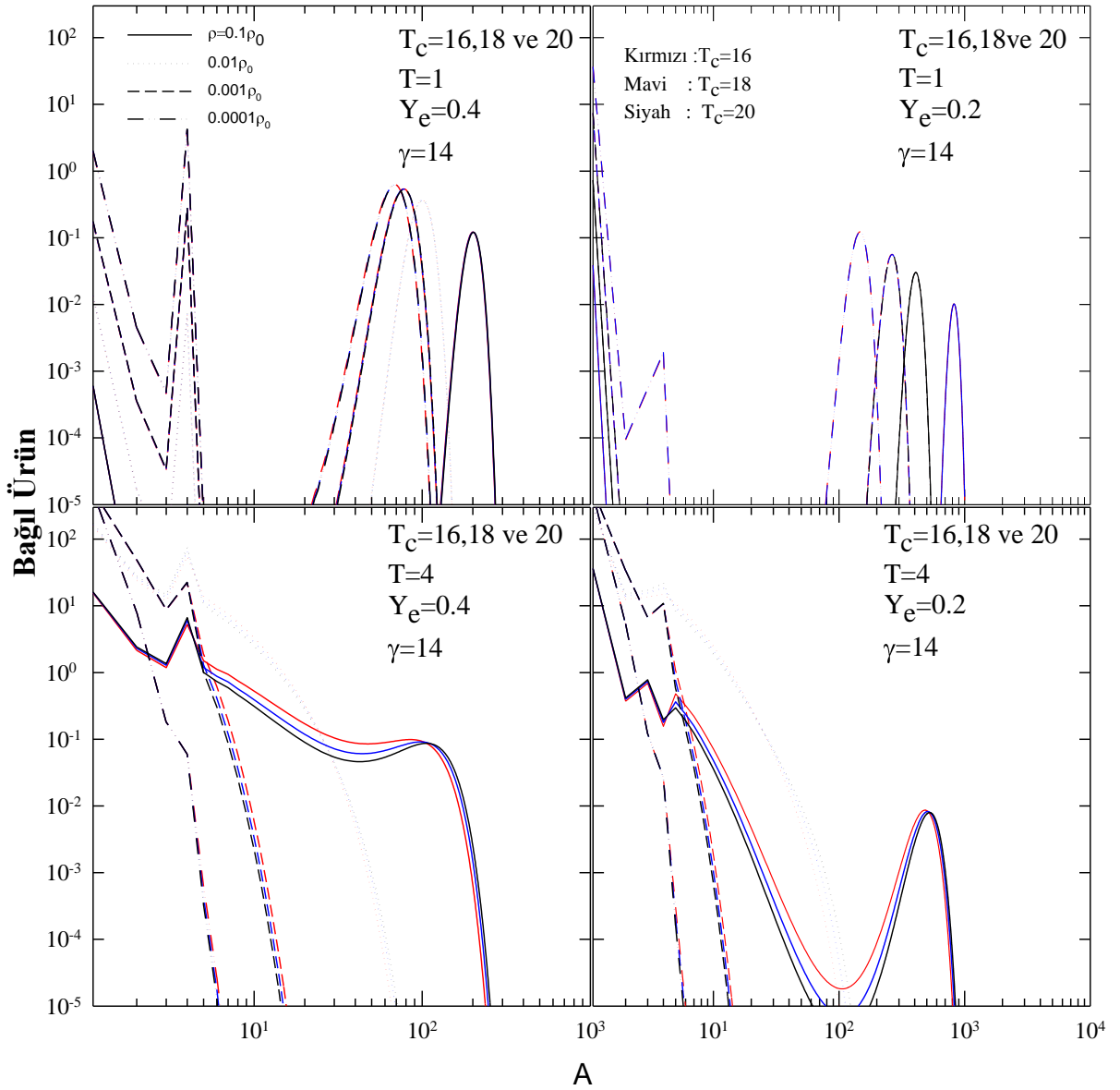
**Şekil 3.18.** Süpernova maddesi için geliştirilen SMSM ile hesaplanan sıcak birincil parçacıkların ortalama kütle dağılımlarının farklı yüzey enerji katsayısı  $B_0$  değerlerine göre değişimi. Üst paneller  $T=1$  ve alt paneller  $T=4$  sıcaklıkları için; soldaki paneller  $Y_e=0.4$  ve sağdaki paneller  $Y_e=0.2$  değerleri için yapılan hesaplama sonuçlarını göstermektedir. ( $\gamma=14$  MeV)

### 3.6. Nükleer Kütle Dağılımlarına Kritik Sıcaklığın Etkisi

Kütle dağılımının sıcaklığa bağlı geçişine  $T=1$  ve  $4$  MeV için örnekleri; Şekil 3.17. Ve 18.'de farklı  $Y_e$ , yoğunluk ve simetri enerjisi,  $T_c$  kritik sıcaklık değerleri için hesaplayarak gösterdik. Sonlu nükleer sistemler için  $T_c$ 'nin mümkün olan değişimlerinin nükleer çok katlı parçalanmaya etkileri ise Büyükçizmeci (2005), Oğul ve ark. (2005) tarafından detaylı olarak çalışılmıştır. Böylece süpernova ve yıldızlı maddeler için de kritik sıcaklıktaki olası değişimlerin çok dikkate değer olmadığını göstermiş olduk.



**Şekil 3.19.** Süpernova maddesi için genelleştirilen SSM ile hesaplanan parçacıkların ortalama kütle dağılımlarının farklı kritik sıcaklık  $T_c$  değerlerine göre değişimi. Üst paneller  $T=1$  ve alt paneller  $T=4$  sıcaklıkları için; soldaki paneller  $Y_e=0.4$  ve sağdaki paneller  $Y_e=0.2$  değerleri için yapılan hesaplama sonuçlarını göstermektedir. ( $\gamma=25$  MeV)



**Şekil 3.20.** Süpernova maddesi için genelleştirilen SMSM ile hesaplanan ortalama kütle dağılımlarının farklı kritik sıcaklık  $T_c$  değerlerine göre değişimi. Üst paneller  $T=1$  ve alt paneller  $T=4$  sıcaklıkları için; soldaki paneller  $Y_e=0.4$  ve sağdaki paneller  $Y_e=0.2$  değerleri için yapılan hesaplama sonuçlarını göstermektedir. ( $\gamma=14$  MeV)

## 4.YILDIZSI MADDENİN TERMODİNAMİK ÖZELLİKLERİ

Bu bölümde yıldızlı maddenin, basınç ve entropi gibi termodinamik özellikleri,  $T$  sıcaklığın,  $\rho_B$  baryon yoğunluğunun ve  $Y_e$  elektron kesrinin bir fonksiyonu olarak Süpernova Maddesi için İstatistiksel Model (SMSM) sonuçları ile gösterilmiştir. Hidrodinamik simülasyonlarda en önemli rolü enerji yoğunluğu ile basıncın arasında ilişki kuran Hal Denklemi oynar. Diğer yandan, zayıf reaksiyon hızları ve art arda gerçekleşen nükleosentezler süpernova maddesinin nükleer bileşimi ile belirlenir.

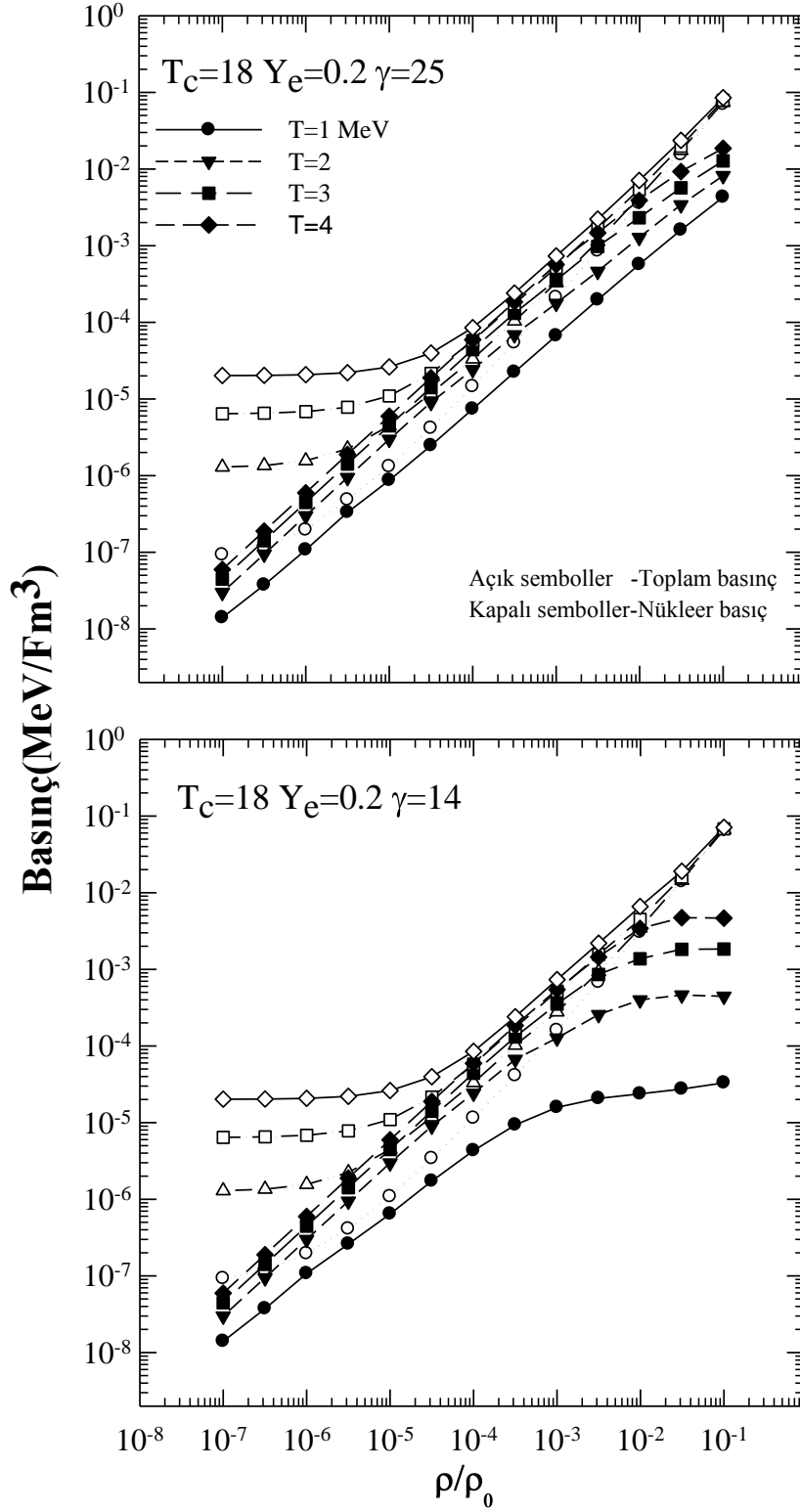
### 4.1. Basınç ve Entropi

Basınç, maddenin gravitasyonel kuvvet kadar önemli olan özelliklerinden biridir ki bu yıldızın özelliğini ve dinamiklerini belirler. Şekil 4.1. ve 4.2.'de değişik sıcaklıklar için basınca karşılık baryon yoğunluğu görülmektedir. Burada belirtilmesi gereken pek çok önemli şey bulunmaktadır. İlk olarak, nükleer etkiler en çok  $(10^{-4} - 10^{-2})\rho_0$  yoğunlukların bulunduğu bölgede önemlidir ki bölgede sıcaklığa bağlı olarak çok daha fazla serbest nükleon bulunmaktadır. Ağır çekirdeklerin nükleonlara ve hafif kümelere ( $A \leq 4$ ) bölünmesi durumunda bu parçacıkların katkısı toplam basıncın katkısının %50'sine kadar çıkmaktadır. İkinci olarak, yüksek yoğunluklarda basınç rölativistik elektronlar tarafından belirlenir, çünkü rölativistik elektronların kimyasal potansiyeli  $\rho_e^{1/3}$  dir ve daha da yükselir. Üçüncü olarak çok düşük yoğunluklarda ve yüksek sıcaklıklarda ana katkı  $T^4$  ile orantılı olan ve baryon yoğunluğuna bağlı olmayan radyasyon basıncından gelir. Düşük elektron kesrinde ( $Y_e = 0.2$ ) nükleer basıncın daha yüksek olduğu görülmektedir, çünkü süpernova maddesinde ağır çekirdekler olmasına rağmen fazla miktarda serbest nükleon da vardır.

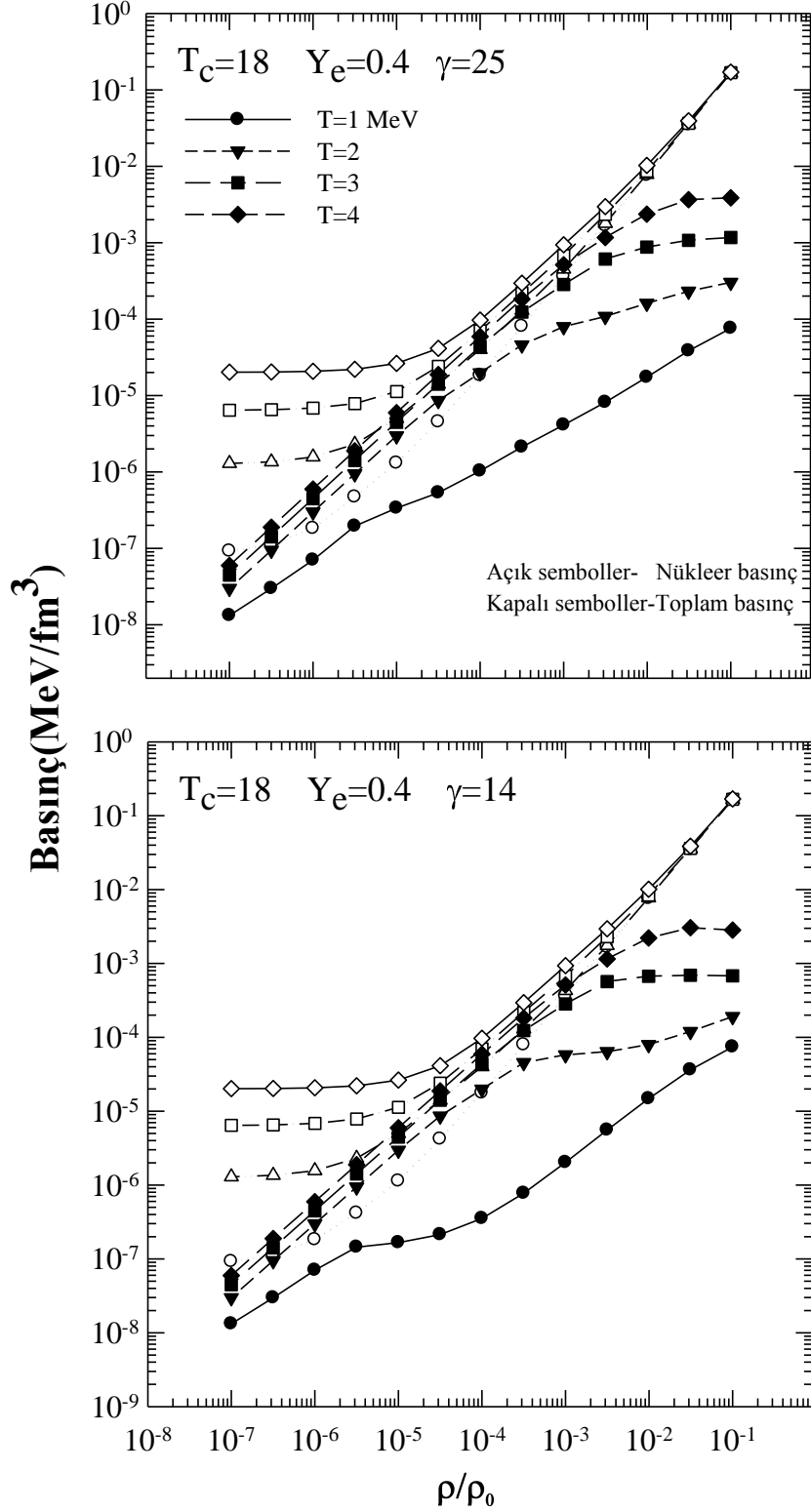
Ağır çekirdeklerin toplam basınca az katkı sağlamasından dolayı süpernova patlamalarının hidrodinamik simülasyonlarında nükleer hal denklemleri arasındaki farkların hemen kendilerini göstermeleri beklenmez. Bu farklar zayıf reaksiyon ile ilgili etkilerin içinde (süpernovanın lepton kaybetmesi gibi) kendilerini dolaylı yollardan gösterirler.

Baryon nükleon oran Şekil 4.1. ve 4.2.'de sıcaklığın ve farklı baryon yoğunluklarının bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Bu patlayan maddenin önemli bir özelliğidir.

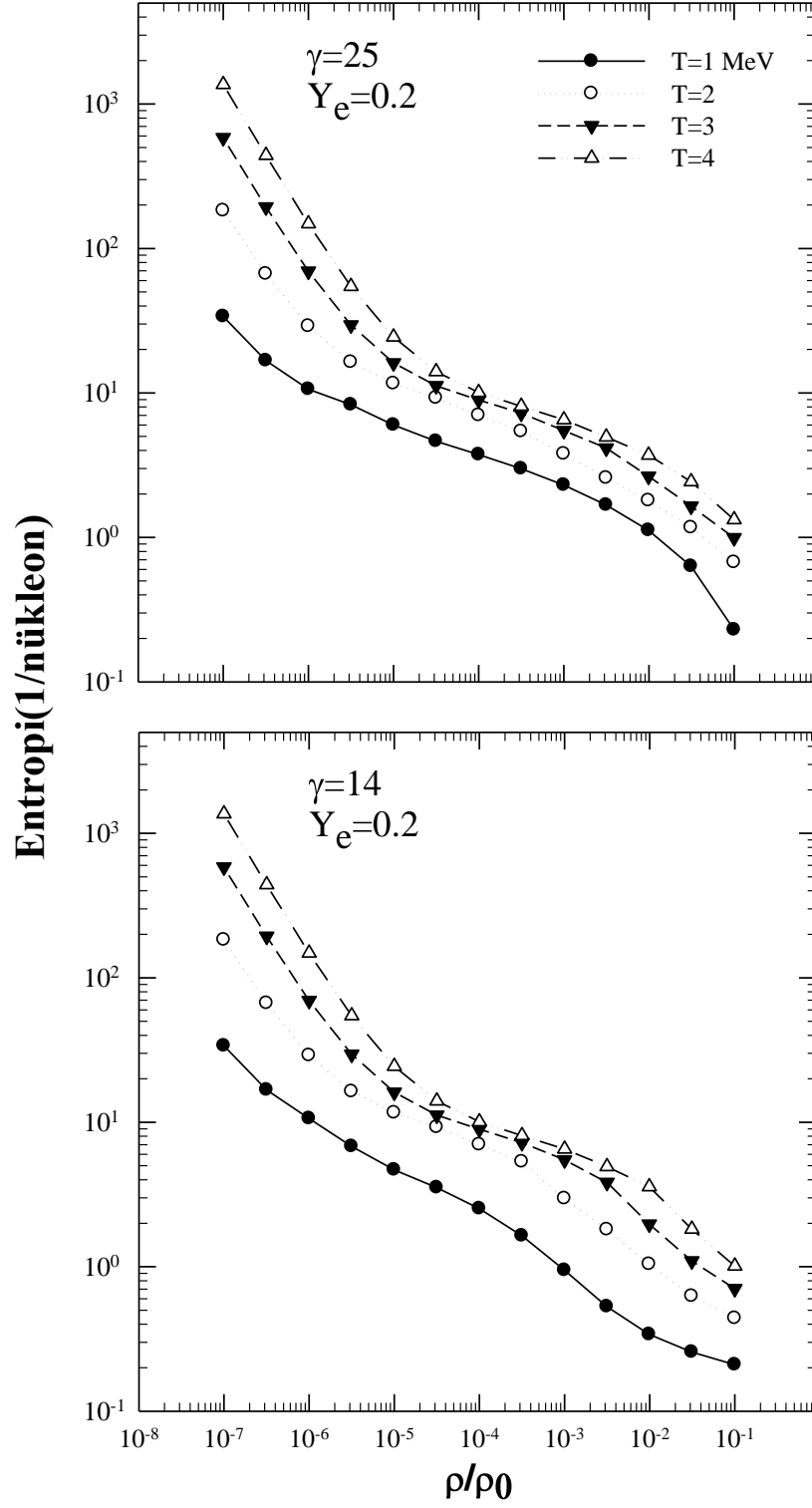
Şekil 4.3. ve 4.4.'de nükleon başına entropiyi yoğunluğun fonksiyonu olarak hesaplayarak gösterdik. Düşük sıcaklıklarda ve yüksek yoğunluklarda entropi nükleer katkıyı etkileyen en önemli faktördür. Yüksek sıcaklıklarda ağır çekirdekler parçalandığında, nükleer entropi, Boltzman-gaz yasasına göre eksponansiyel olarak sıcaklık ve yoğunluğa bağlıdır. Bu durumda toplam entropiye ana katkıyı radyasyon ve elektron-pozitron çiftleri sağlar. Bu katkı yoğunluğa bağlı değildir ve  $T^3$  ile orantılıdır. Baryon nükleon oranı, “şok” un ardından kısmen ağır çekirdeklerden kaynaklı bir sıçrama yapar. Bu nedenle, nükleer bileşimdeki küçük farklılıklar bile şok dinamikleri için önemli etkilere sebep olabilir.



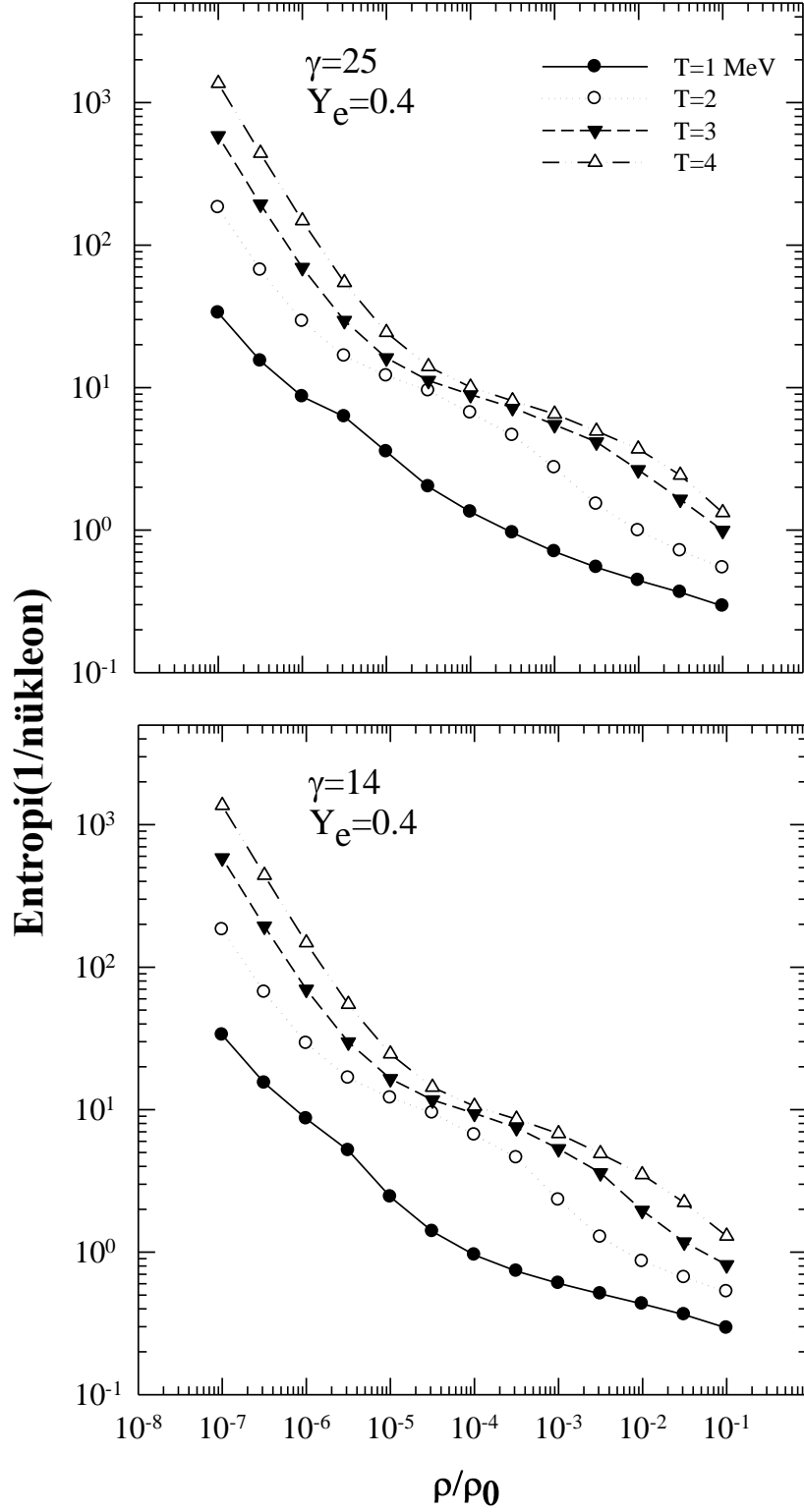
Şekil 4.1. Süpernova maddesi için geliştirilen SMSM ile hesaplanan basınç yoğunluk değişim grafiği.  
 $Y_e=0.2$ ,  $\gamma=14$  (alt panel) ve 25 MeV (üst panel)



Şekil 4.2. Süpernova maddesi için geliştirilen SMSM ile hesaplanan basınç yoğunluk değişim grafiği.  $Y_e=0.4$ ,  $\gamma=14$  MeV (alt panel) ve 25 MeV (üst panel)



Şekil 4.3 Süpernova maddesi için geliştirilen SMSM ile hesaplanan nükleon başına entropi yoğunluk değişim grafiği.  $Y_e=0.2$ ,  $\gamma=14$  (alt panel) ve 25 MeV (üst panel)



Şekil 4.4. Süpernova maddesi için geliştirilen SMSM ile hesaplanan nükleon başına entropi yoğunluk değişim grafiği.  $Y_e=0.4$ ,  $\gamma =14$  (alt panel) ve 25 MeV (üst panel)

## 5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada düşük nükleer yoğunluklarda ve bu yoğunluklara tekabül eden sıcaklıklarda bulunan süpernova maddesini tanımlamak için istatistiksel yaklaşımı kullandık. Bu yaklaşım büyük kütleli bir yıldızın çöküşü ve süpernova patlamaları, nötron yıldızının kabuğundaki nükleer maddenin kümelenmesi, birleşmiş ikili yıldızlardaki nükleer bileşim vb gibi olayları içeren yıldızsı maddeyle ilgili süreçlerde geniş çapta uygulanabilir. Süpernova Maddesi için İstatistiksel Model SMSM (Botvina Mishustin 2010) fotonlar ve leptonların ( $e^-$ ,  $e^+$ ,  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$ ) yanı sıra nükleer türlerin bütün çeşitlerini içermekte ve nükleer reaksiyonlarda incelenmekte olan nükleer sıvı-faz geçişinin açıklamasını yapmaktadır. Bu çalışmada, yıldızsı ortamlardaki süreçlerle, laboratuarlarda çalışılan çok katlı parçalanma reaksiyonlarının arasındaki yakın ilişkinin üzerinde durduk.

Farklı lepton kesirleri kullanarak yıldızsı maddenin ana termodinamik özelliklerini hesapladık. Yüksek yoğunluklarda, nükleer serbestlik dereceleri enerjiye ve entropiye katkıda bulunmaktadır. Düşük yoğunluklar ve yüksek sıcaklıklarda ise fotonlar ve leptonlar katkıda bulunur. Basınca katkı, aslında sadece çekirdekler tamamıyla nükleonlara ayrıldığında sağlanır. Diğer yandan, düşük yoğunluklarda  $\alpha$ -parçacıklarının üretimi ve entropiyi azaltmasının önemli bir süreç olduğunu bulduk.

Bu tezde elde edilen sonuçlardan, altnükleer yoğunluklardaki nükleer maddenin oluşumunun yıldızsı maddedeki süreçler için hiç küçümsenemeyecek öneme sahip çok karışık bir olay olduğunu söyleyebiliriz. Bu durumu aydınlığa kavuşturmak için çöküş ve patlamanın hidrodinamik simülasyonları yeni Hal Denklemi SMSM ile yapılabilir. LS (Lattimer ve Swesty 1991) ve Shen (Shen ve ark. 1998) Hal Denklemi ile yapılan bazı simülasyonlar, patlama esnasında maddenin düşük entropili bölgelerde çok kısa bir süre bulunduğunu göstermektedir. Hâlbuki bu zaman kısa olsa bile ağır çekirdeklerin üretimi için son derece önemlidir. Buna ek olarak, patlamanın dinamikleri nükleer bileşimin kendisine ve hal denklemine bağlıdır. Gruplandırılmadan (clusterization) kaynaklanan zayıf reaksiyon oranlarındaki değişimleri de dikkate alırsak nükleer bileşimin etkisi çok daha kuvvetli olacaktır. Bu oranlar, nötrino enerjisinin depolanması ve elektron yakalanmasını etkiler ve bu nedenle de çöküşün ve patlamanın dinamiklerini etkilenmiş olur.

Bu çalışmada süpernova ortamındaki ağır ve süper-ağır çekirdeklerin üretimine sebep olan durumlar simetri enerjisi, yüzey enerjisi ve kritik sıcaklık değerlerinde olası düzeltme terimleri dikkate alınarak incelenmiştir. Süpernova ve yıldızlı maddeler ile literatürdeki sonlu nükleer madde için yapılan hesaplamaların benzerlik ve farklılıklarını tartıştık. Hesaplamalarımızda üretilmiş ağır çekirdeklerin kütle dağılımlarındaki değişen durumların üzerinde özellikle durduk. Bu dağılımları, yıldızlı maddenin nükleer sıvı-gaz faz diyagramı yardımıyla gösterdik.

Nükleer çok katlı parçalanma reaksiyonlarında, nükleer özelliklerin ortam değişimlerinin, özellikle de simetri enerjisinin azalmasının nükleer bolluğu nasıl etkileyeceğini analiz ettik. Ayrıca azalan simetri enerjisinin, çok büyük nötron zengini çekirdeklerin miktarını artırabileceğini bulduk. Ortam değişimlerinin bu çöküş ve patlama sürecinin gerçekçi tanımında çok önemli olduğuna inanıyoruz.

**KAYNAKLAR**

- Bethe, H.A., 1990, Supernova mechanisms, *Rev. Mod. Phys.* 62, 801
- Bohr, N., 1936, Neutron Capture and Nuclear Constitution, *Nature* 137, 344
- Bondorf, J. P., 1988, Nucleus-nucleus collisions below a few hundred MeV per nucleon, *Prep. of NBI*, 88, 48., "Invited talk at the Third International Conference on Nucleus-nucleus Collisions, Saint Malo, France, June 6-11."
- Bondorf, J. P., 1988, Nuclear Multifragmentation at low and high energy, *Prep. of NBI*, 88, 13., "Invited talk at the TEXAS A&M symposium on hot nuclei, College Station, Texas, 7-10 December."
- Bondorf, J. P., Botvina, A. S., Mishustin, I. N. and Souza S. R., 1994, Formation and Breakup of Extra-Large Composite System in Central Au+Au Collisions, *Phys. Rev. Lett.* 73 (5), 628-631
- Bondorf, J. P., Botvina, A. S., Mishustin, I.N. and Sneppen, K., 1995, *Phys. Rep.* 257, 133
- Botvina, A. S., Gross, D.H.E., 1997, Charge distributions in multifragmentation indicating the nuclear liquid-gas phase-transitions?, *Phys.Lett.B* 408, 31-34.
- Botvina, A. S. and Mishustin, I. N., 2001, Statistical evolution of isotope composition of nuclear fragments, *Phys. Rev. C* 63, 061601
- Botvina, A. S., Lozhkin, O. V., Trautmann, W., 2001, Isoscaling in Light-Ion Induced Reactions and its Statistical Interpretation, *arXiv:nucl-th/0112049v1*.
- Botvina, A.S., 2002, Statistical Properties of fragment Isospin in Multifragmentation, *arXiv: nucl-th/0202035v1*.
- Botvina, A.S., Mishustin, I.N., 2007, Stellar Matter in Supernova Explosions and Nuclear Multifragmentation, *Physics of Atomic Nuclei*, 2008, Vol. 71, No. 6, pp. 1088-1093
- Botvina, A.S., Mishustin, 16 Nov. 2008, I.N., Statistical approach for supernova matter, *arXiv:nucl-th / arXiv: 0811.2593v1*
- Bugaev, K.A., Gorenstein, M.I., Mishustin, I.N., 2001, *Phys. Lett. B* 498 144.
- Büyükçizmeçi N., 2005, "Nükleer parçalanmaya çekirdek yükünün etkileri", Doktora Tezi, Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya.
- Büyükçizmeçi, N., Botvina, A.S., Mishustin, I.N., Oğul, R., 2008, *Phys. Rev. C* 77 034608.

- Büyükçizmeçi, N., Botvina, A.S., Mishustin, I.N., Oğul, R., 2010, Towards the Equation of Dense Stellar Matter, Journal of Physics, Conference Series 202 (2010) 012003
- Büyükçizmeçi, N., 2011, et al., Investigating the isotopic effects in nuclear fragmentation, Acta Phys. Polonica B, 42, 697
- D'Agostino, M., et al., 1996, Statistical multifragmentation in central Au+Au collisions at 35 MeV/u, Phys.Lett.B 371, pp175-180.
- D'Agostino, M., et al., 1999, Nucl. Phys. A 650 329.
- Das, C. B., Das Gupta, S. and Mekjian, A. Z., 2002, Model of multifragmentation, equation of state and phase transition, arXiv: nucl-th/0209010v1.
- Das, C. B., Das Gupta, S., Lynch. W.G., Mekjian, A.Z., Tsang, M.B, Phys. Rep., 2005, 406 1.
- Elliott, J. B., Moretto, L. G., Phair, L. and Wozniak, G. J., 2002, Liquid to Vapor Phase Transition in Exited Nuclei, Phys. Rev. Lett. 88, p042701.
- Ferrari A, Garzelli M.V. Sala P.R. ,2009, A Model for Multifragmentation in Heavy-Ion Reactions, arXiv:[nucl-th / arXiv:0910.3416](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0910.3416)v1
- Godmann, A. L., Kapusta, J.I., Mekjian, A.Z., 1984, Liquid-gas phase instabilities and droplet formation in nuclear reactions, Phys. Rev. C 30, p851.
- Gudima, K. K., Parvan, A. S., Ploszajczak, M. And Toneev, V. D., 2000, Nuclear Multifragmentation in the Non-extensive Statistics-Canonical Formulation, arXiv: nucl-th/0003025v1.
- Hirsch, A.S. [Purdue Univ., West Lafayette, IN (United States). Dept. of Physics] ; EOS Collaboration, 1994, Is there evidence for a liquid-gas phase transition in nuclear matter? Conference: CORINNE 2: international conference on multiparticles correlation and particle production in nucleus-nucleus collisions, Nantes (France), 5-9 Sep 1994; Other Information: PBD: Sep 1994
- Janka, H. -T., et al., 2007, Phys. Rep. 442 38.
- Karnaukhov A., et al., 2006, Nuclear multifragmentation and fission: similarity and differences, Nuclear Physics A, arXiv:[nucl-ex/0602013](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0602013)
- Lamb, D. Q., Lattimer, J. M., Pethick, C. J., Ravenhall, D.G., 1981, Nucl. Phys. A 360 459
- Lattimer, J.M., Pethic, C.J., Ravenhall, D.G., Lamb, D.Q., 1985, Nucl. Phys. A 432 646.
- Lattimer, J.M., Swesty, F.D., 1991, Nucl. Phys. A 535 331.

- Le Fevre, A., et al., 2005, Isotopic Scaling and the Symmetry Energy in Spectator Fragmentation, *Phys. Rev. Lett.* p162701.
- Mishustin, I.N., 10 Mar 2008 ‘From nuclear multifragmentation reactions to supernova explosions’, arXiv:nucl-th / arXiv: 0803.1388v1.
- Oğul, R., 1998, On the spinodal instabilities at subnuclear densities, *Int. Jour. Mod. Phys. E* 7(3), pp419-424.
- Oğul, R. and Botvina, A. S., 2002, Critical temperature of nuclear matter and fragment distributions in multifragmentation of finite nuclei, *Phys. Rev. C* 66, p051601.
- Oğul, R., Büyükçizmeci, N., ve Botvina, A.S., 2005 “ Nuclear Fragmentation and Critical Temperature for the Liquid-Gas Phase Transition Region”, *Nucl. Phys. A* 749 126c.
- Oğul, R., Atav, Ü., Bulut, F., Büyükçizmeci N., Erdogan M., İmal H., Botvina, A.S. ve I. N., 2009 “Surface and symmetry energies in isoscaling for multifragmentation reactions” *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 36 115106
- Oğul, R. Botvina, A.S., Atav, Ü., Büyükçizmeci, N., et al., 2011, Isospin dependent multifragmentation of relativistic projectiles, *Phys. Rev. C* 83, 024608.
- Prakash, M., et al., *Phys. Rep.* 280 (1997) 1.
- Schranberg, R.P., et al., *Phys. Rev. C* 64 (2001) 054602.
- Shen, H., Toki, H., Oyamatsu, K., Sumiyoshi, K., *Nucl. Phys. A* 637 (1998) 435.
- Trautmann, W., 2001, Hot fragmentation of nuclei, *Nucl. Phys. A* 685 pp233c-245c.
- Wang, G., at al., 1999, ‘Source size and time dependence of multifragmentation induced by GeV  $^3\text{He}$  beams’ , *Phys. Rev. C* 60, p014603.
- Williams, C., at al., 1997, ‘Fragment distributions for highly charged systems’, *Phys. Rev. C* 55(5), pR2132.

<http://tr.wikipedia.org> ziyaret tarihi; 21.06.2010

## ÖZGEÇMİŞ

### KİŞİSEL BİLGİLER

**Adı Soyadı** : Ayşegül ERGUN  
**Uyruğu** : T.C.  
**Doğum Yeri ve Tarihi** : Burdur-23.05.1984  
**Telefon** :  
**Faks** :  
**e-mail** : Aysegul555@gmail.com

### EĞİTİM

Derece	Adı, İlçe, İl	Bitirme Yılı
Lise	: Meram Anadolu Lisesi, Konya	2002
Üniversite	: Niğde Üniversitesi, Niğde	2008
Yüksek Lisans	:	
Doktora	:	

**UZMANLIK ALANI: Nükleer İstatistiksel Veri Analizi**

**YABANCI DİLLER: İngilizce**