

+



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

**AĞIR HİPER ÇEKİRDEKLERİN BUHARLAŞMA
MEKANİZMASI**

**Süleyman ÖZTÜRK
YÜKSEK LİSANS**

Fizik Anabilim Dalı

**Ağustos-2021
KONYA
Her Hakkı Saklıdır**

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 materials and results that are not original to this work.

İmza

Süleyman ÖZTÜRK

Ağustos 2021

ÖZET

YÜKSEK LİSANS

AĞIR HİPER ÇEKİRDEKLERİN BUHARLAŞMA MEKANİZMASI

Süleyman ÖZTÜRK

Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ

2021, 42 Sayfa

Jüri:

Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ

Prof. Dr. Erhan AKIN

Prof. Dr. Ercan TÜRKKAN

Bu tez çalışmasında, normal çekirdeklerin buharlaşmasına benzer olarak derin-esnek olmayan nükleer çarpışmalarda oluşabilen hiper çekirdeklerin buharlaşmasını araştırdık. Böyle reaksiyonlardaki buharlaşma sürecinde elde edilebilen hiper çekirdekler araştırmamız için yeni bir boyut oluşturdu. Bu durum en az bir hiperon varlığı nedeniyle açığa çıkan egzotik durumların oluşumuyla ilgili olabilir. Özellikle deneylerde kullanılan radyoaktif hedef çekirdekler için pratikte sınırlamalar bulunduğu için başka reaksiyonlarda bu gibi durumları elde etmek zor olacaktır. Hedef ve çarpan çekirdeklerin artıklarından gelen hafif hiper çekirdeklerin saçılımı için ağır hiper çekirdeklerin ($A_0=100$; $Z_0=40$ ve $A_0=200$; $Z_0=80$ çekirdekleri gibi) buharlaşma mekanizmalarını araştırdık. Hiper SMM olarak adlandırılan hiperonlar için İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli kullanılarak teorik hesaplamalar fortran bilgisayar kodları kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

Anahtar Kelimeler: hiper çekirdek, parçalanma, buharlaşma

ABSTRACT

MS THESIS

EVAPORATION MECHANISM OF HEAVY HYPER NUCLEI

Süleyman ÖZTÜRK

**THE GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCE OF
SELÇUK UNIVERSITY**

Advisor: Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ

2021, 42 Pages

Jury

Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ

Prof. Dr. Erhan AKIN

Prof. Dr. Ercan TÜRKKAN

Abstract

In this thesis study, we have investigated the hyper nuclei evaporation apparently taking place in deep-inelastic nuclear collisions similar to evaporation of normal nuclei. Final hypernuclei can be obtained in these reactions offered a new direction for our investigation. This may concern the production of exotic states which can exist because of the presence of a hyperon. It will be difficult to obtain such a state in other reactions, in particular, because there are practical limitations for using radioactive targets in experiments. We have investigated on the evaporation mechanism of heavy hypernuclei (such as, Au, Ho, U, $A_0=100$, $Z_0=40$ and $A_0=200$, $Z_0=80$ nuclei) for emission of light hypernuclei which take place from the target-projectile residues. The theoretical calculations by using computer codes were carried out by using Statistical Multifragmentation model for hypernuclei which is called hyper SMM.

Keywords: Hyper nucleus, fragmentation, evaporation.

ÖNSÖZ

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

Bu tezin hazırlanmasında engin bilgi ve tecrübeleri ile beni yönlendiren beni çalışmalarında teşvik eden, TÜBİTAK 118F111 projesine bursiyer olarak kabul eden, yol gösteren kendisiyle çalışmaktan dolayı kendimi mutlu hissettiğim değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. Nihal BÜYÜKÇİZMECİ' ye sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca çalışmalarında bana destek olan Prof. Dr. Mustafa KOYUNCU, Dr. Öğr. Üyesi Ayşegül KAYA ve Dr. Öğr. Üyesi Mustafa KISA 'ya ve projede beraber çalıştığım bursiyer Sıddıka Nihal KOYUNCU 'ya teşekkürlerimi sunarım.

Her zaman yanımda olan ve benden desteklerini esirgemeyen değerli Eşime, Kızlarıma ve Anneme de sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Süleyman ÖZTÜRK

KONYA-2021

İÇİNDEKİLER

ÖZET	ii
ABSTRACT.....	iii
ÖNSÖZ	iv
İÇİNDEKİLER	1
SİMGELER VE KISALTMALAR	2
1.GİRİŞ	3
1.1.Kuark Nedir?	3
1.2.Hiperonlar: Acayip Baryonlar	5
1.3. Hiper Çekirdek Nedir?	8
1.4. Hiper Çekirdekler Nasıl Keşfedilmiştir?	10
2.KAYNAK ARAŞTIRMASI	12
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	16
3.1.Atom Çekirdeğinin Parçalanmasında İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli.....	16
3.2. Hiper Çekirdekler İçin İstatistiksel Yaklaşım	19
3.3.Normal Buharlaşma.....	22
3.4.Ağır Hiper Çekirdeklerin Buharlaşma Mekanizması	23
4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI ve TARTIŞMA	24
4.1. Normal ve Hiper Çekirdeklerin Kütle Dağılımlarının İncelenmesi.....	24
4.2. Hiper Çekirdeklerin Bozunmasında Açığa Çıkan Çekirdek İzotoplarının İncelenmesi.....	27
4.3.Normal ve Hiper Çekirdeklerin Bozunmasında Açığa Çıkan Hiper İzotopların Uyarma Enerjisine Göre Değişiminin İncelenmesi	31
5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER.....	39
6.KAYNAKLAR	40

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler

A	: Kütle Numarası
Λ	: Lambda
ρ	: Rho (yoğunluk)
ρ_0	: Normal nükleer yoğunluk ($1.6 fm^{-3}$)
τ	: Tau
Σ	: Sigma
Ω	: Omega
π^-	: Pion
K^-	: Kaon
fm	: Fermi (1fermi= $10^{-15}m$)
MeV	: Mega elektron volt ($10^6 eV$)
T	: Sıcaklık
Z	: Atom numarası

Kısaltmalar

ALADIN	: Advanced Probe Air Data Integration
DCM	: Dubna Cascade Model
FRS	: Fragment Separator (Parçacık ayırıştırıcı)
FAIR	: Facility for Antiproton and Ion Research
CERN	: European Organization for Nuclear Research
NICA	: Nuclotron-Based Ion Collider Facility
SMM	: Istatistical Multifragmentation Model

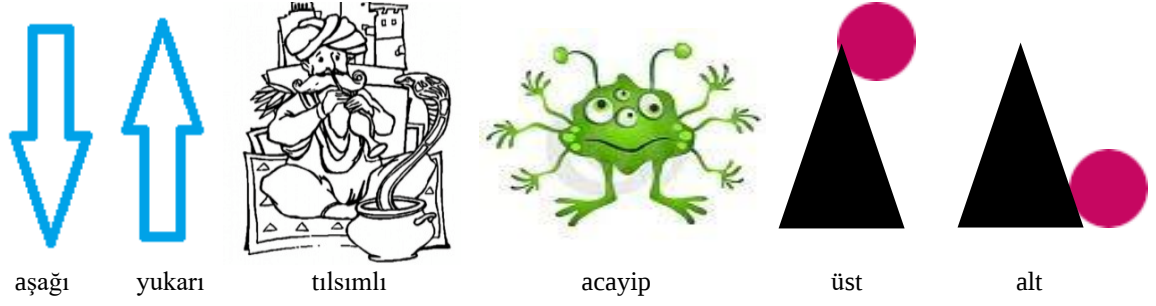
1.GİRİŞ

Hiperonlar [Λ (lambda), Σ (sigma), Ξ (çağlayan), Ω (omega)] yüksek enerjili etkileşimlerde üretilebilirler. Hiperonların proton ve nötronlar ile bir araya gelmesi ile veya çekirdekler tarafından yakalanması ile hiper çekirdekler oluşur. Bu çekirdeklerin en önemli özelliği bilinen reaksiyonlara göre çok daha uzun süre var olmalarıdır. Parçacık fiziğinde ‘baryonlar’ üç kuarktan ya da üç anti-kuarktan meydana gelen atom altı parçacıkların oluşturduğu ailedir. Acayip kuarka sahip olan baryonları araştırmak, düşük enerjilerdeki güçlü üç-kuark etkileşimini, çok parçacıklı sistemler çerçevesinde çözümleyebilmenin tek olası imkânını sağlamaktadır. Bunun yanı sıra hiper çekirdekler, hiperon-nükleon (YN) ve hiperon-hiperon (YY) etkileşimini çalışmak için de bir araç olarak görülebilir. Hiper çekirdeklerin oluşmasına yol açan reaksiyonları ve hiper çekirdeklerin yapısını incelemek, nükleer fiziğin popüler alanlarından biridir. Çünkü geleneksel nükleer çalışmaları geliştirmek için tamamlayıcı yöntemler sunar ve parçacık fiziği ve nükleer astrofiziği çalışmak için yeni imkânlar oluşturur.

Hiperonların katkısı ve fiziksel etkileri nötron yıldızlarının kütlelerine büyük oranda etki etmektedir. Son otuz yılda lambda hiperonu ve hiper çekirdekler ile ilgili deneysel çalışmalar sonucu yeteri kadar spektroskopik bilgiyi bilim alanına aktarmıştır (Bando ve ark., 1990; Schaffner ve ark., 1993; Gal, 2012; Buyukcizmeci ve ark., 2013; Hell ve Weise, 2014).

1.1.Kuark Nedir?

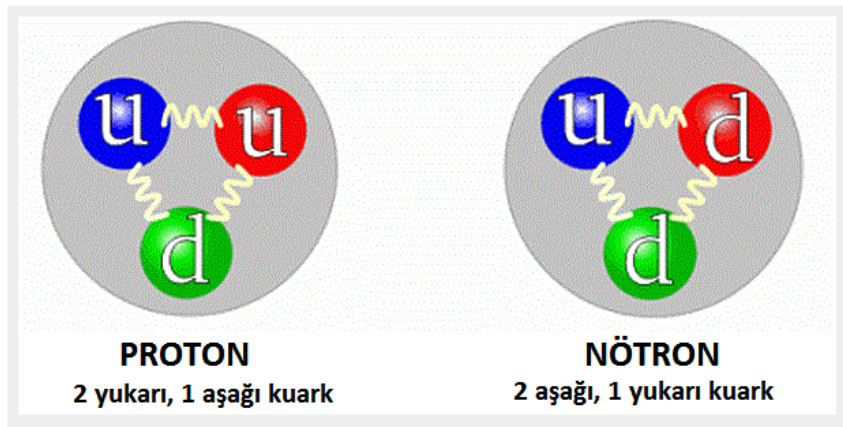
Parçacık fiziğinde baryonlar üç kuarktan ya da üç anti-kuarktan oluşan atom altı parçacıkların oluşturduğu ailedir. Baryonlar ağır parçacıklardır. Spinleri $1/2$ veya $3/2$ ’dir. Kuvvetli etkileşim gösterirler. Proton ve nötron yani nükleonlar bu gruptadır. Parçacık fizikçilerine göre proton ve nötronların alt yapıları kuarklardır. Kuark, temel parçacık ve maddenin temel bileşenlerinden biridir. Kuarklar bir araya gelerek hadronlar olarak bilinen karmaşık parçacıkları oluştururlar. Bunların en kararlı olanları atom çekirdeğinin bileşenleri proton ve nötrondur. Şekil 1.1.’de gösterilebileceği gibi, yukarı, aşağı, tılsımlı, acayip, üst ve alt olmak üzere altı farklı türde kuark vardır. Bu kuarkların temel özelliklerinden kütle (MeV/c^2), yük ve acayıplık sayıları Tablo1.1.’de verilmiştir. Örneğin; Şekil 1.2.’de gösterildiği gibi nükleonlardan protonun içinde iki yukarı kuark ve bir aşağı kuark bulunurken, nötronun içinde bir yukarı kuark ve iki aşağı kuark olmak üzere üç kuark bulunur.



Şekil. 1.1. Kuark çeşitlerinin temsili gösterimi

Tablo. 1.1. Temel kuarkların kütle (MeV/c^2), yük ve acayıplık sayıları.

Kuarklar			
Kuark	Kütle (MeV/c^2)	Yükü	Acayıplık
Yukarı (u)	4	$+2/3e$	0
Aşağı (d)	8	$-1/3e$	0
Tılsımlı (c)	1500	$+2/3e$	0
Acayip (s)	150	$-1/3e$	-1
Üst (t)	176000	$+2/3e$	
Alt (b)	4700	$-1/3e$	0



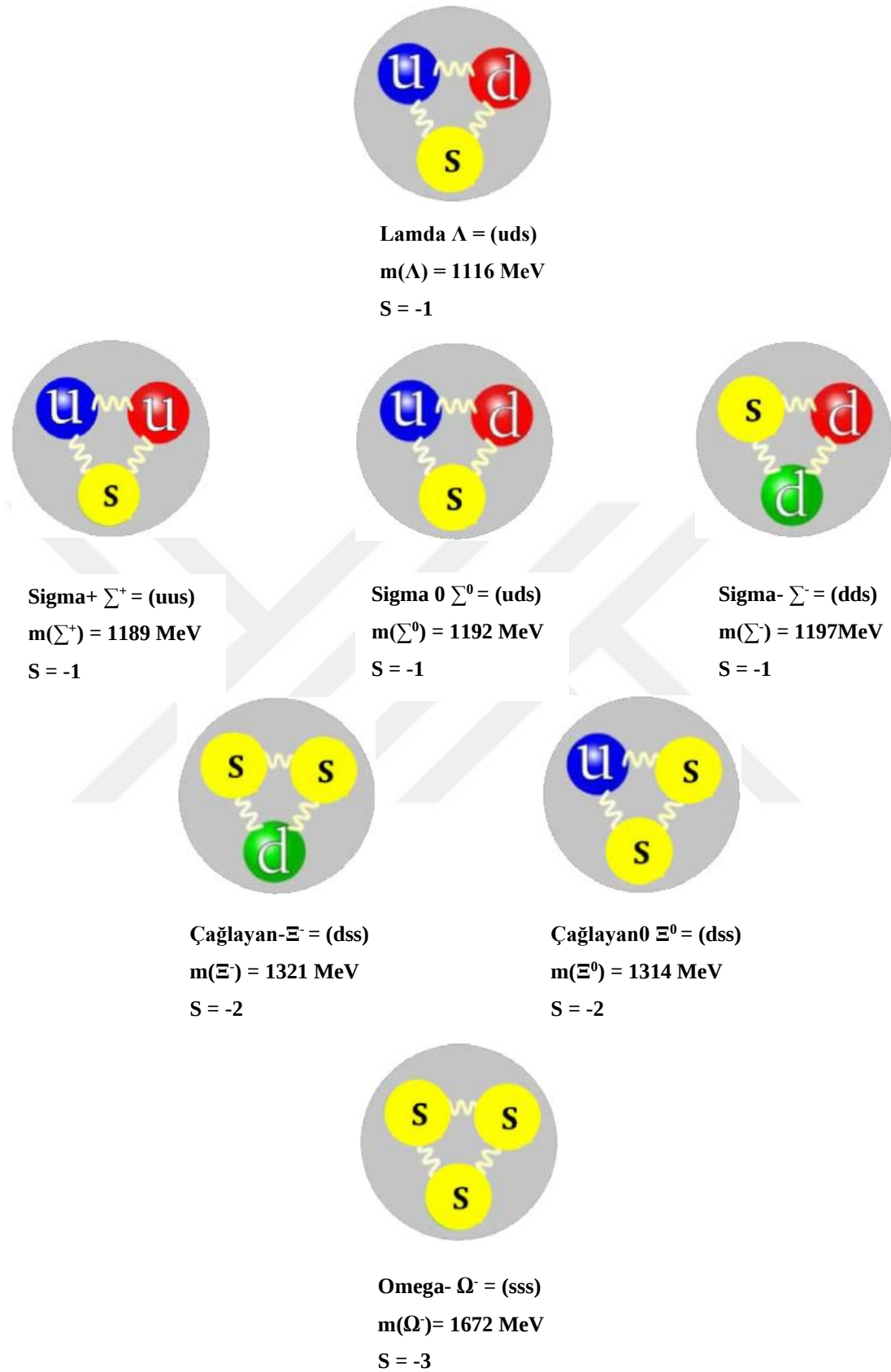
Şekil 1.2. Proton ve nötrondaki kuarkların şematik gösterimi

1.2.Hiperonlar: Acayip Baryonlar

Hiperon bir grup atom altı parçacığın ortak adıdır. Hiperonların spin sayıları tam sayı olmadığında fermiyon, üç kuarktan oluştukları için de baryon olarak adlandırılırlar. Bu yönüyle nötron ve proton gibi parçacıklarla aynı sınıfta yer alırlar. Ancak nötron ve protonun aksine yapılarındaki kuarklardan en az biri acayip kuarktır. Ayrıca daha büyük kütleyle sahiplerdir ve yaklaşık 10^{-10} saniye civarındaki ömürleri ile çok kararsız parçacıklardır. Daha sonra kuarkların keşfi sonucunda temel parçacık olmadıkları anlaşılmıştır.

Atom çekirdeğinde bulunan nükleonlar (N) ve hiperonlar (Y) arasındaki baryon-baryon etkileşmesi önem taşımaktadır. Nükleer sistemlerde acayip kuarklı hiper çekirdekleri inceleyerek hiperon-nükleon (YN) veya hiperon-hiperon (YY) etkileşmelerinin incelenmesi, deneysel olarak bir bombardıman parçacığı ve hedef üzerinde meydana gelen reaksiyonlar ile çalışılabilmektedir. Böyle deneysel çalışmalar bize yalnızca nükleonlar (proton ve nötron) arasında meydana gelen etkileşmeler hakkında bilgi vermektedir. Serbest hiperonların yarı ömürleri 200 ps gibi çok kısa olup, şu anki mevcut teknoloji ile deneysel olarak bir veya iki acayip kuark içeren ($Y=\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$) hiperonlar ve hiperçekirdekler aracılığı ile hiperon-nükleon (YN) ve hiperon-hiperon (YY) arasındaki etkileşmeler analiz edilmeye çalışılmaktadır.

Lambda (Λ) ve sigma sıfır (Σ^0) hiperonunda bir yukarı, bir aşağı ve bir acayip kuark bulunur. Omega (Ω) hiperonunda üç acayip kuark ve çağlayan sıfır hiperonunda ise bir yukarı iki acayip kuark bulunur. Şekil 1.3.'de lambda, sigma, çağlayan ve omega hiperonların bulundurduğu kuarkların temsili gösterimi verilmiştir. Tablo 1.2.'de hiperonların simgeleri, kuark içeriği, kütle (MeV/c^2) ve acayıplik sayıları gösterilmektedir.



Şekil 1.3. Lambda, sigma, çağlayan ve omega hiperonlarının bulundurduğu kuarkların temsili gösterimi

Tablo 1.2. Hiperonların simgeleri, kuark içeriği, kütle (MeV/c^2) ve acayıklık sayıları.

Hiperon simgesi	Kuark içeriği	Kütle (MeV/c^2)	Acayıplığı (S)
Λ	uds	1116	-1
Σ^+	uus	1189	-1
Σ^0	uds	1193	-1
Σ^-	dds	1197	-1
Ξ^0	uss	1315	-2
Ξ^-	dss	1322	-2
Ω^-	sss	1672	-3

Hiperonların proton ve nötronlardan ayrılmasının temel sebebi içerisinde en az bir tane acayıp kuark (s) bulundurmalarıdır. Acayıp kuarkın özellikleri Tablo 1.3.'de verilmiştir.

Tablo 1.3. Acayıp Kuark'ın Özellikleri

Acayıp Kuark	
İstatistik	Fermiyon
Nesil	İkinci Kuşak
Sembol	s
Kütle	80-130 MeV/c^2
Spin	$\frac{1}{2}$

CERN deki Büyük Hadron Çarpıştırıcısı (LHC) veya Dubna'daki gibi ağır iyon hızlandırıcılarındaki deneylerde gerçekleştirilebilen reaksiyonlarda Lambda (Λ) hiperonunun üretildiği örnek bir reaksiyon aşağıdaki gibidir. Reaksiyona giren ve çıkan parçacıkların acayıklık sayıları korunmak zorundadır. Aşağıda iki reaksiyon örneği verilmiştir. İlk reaksiyonda yük ve acayıklık sayısı korunmaktadır.

$$\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Lambda^0 + \pi^- \quad (\text{Tesir kesiti milibar mertebesindedir.})$$

$$(\bar{u}d) + (uud) = (u\bar{s}) + (uds) + (\bar{u}d) \quad (\text{Acayiplik sayısı korunmak zorundadır.})$$

Aşağıdaki reaksiyon ise hiçbir zaman oluşamaz çünkü reaksiyonda yük korunduğu halde acayiplik sayısı korunmamıştır.

$$\pi^- + p \neq K^- + \Lambda^0 + \pi^+$$

$$(\bar{u}d) + (uud) = (\bar{u}s) + (uds) + (u\bar{d})$$

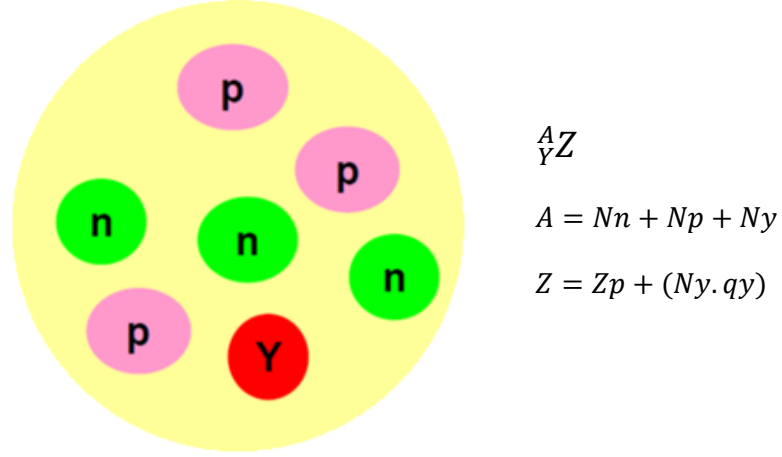
Yukarıda gösterilen zayıf etkileşmelerde acayiplik korunmaz. Zayıf etkileşme yapan parçacıkların yarı ömürleri yaklaşık 10^{-10} sn'dir. Aşağıda gösterilen reaksiyonlarda ise acayıpliğin korunması gerekir.

$$\Lambda^0(uds) \rightarrow \pi^-(ud) + p(uud)$$

$$K^0(uds) \rightarrow \pi^+(u\bar{d}) + \pi^-(\bar{u}d)$$

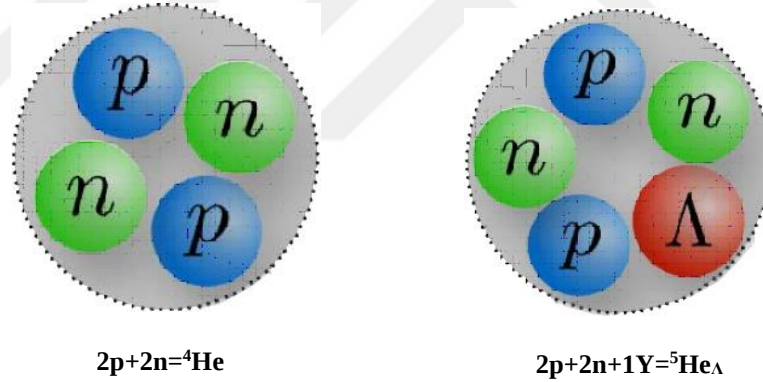
1.3. Hiper Çekirdek Nedir?

Bir atom çekirdeğinin içerisinde nükleonlar (proton ve nötron) bulunurken, hiper çekirdeklerin içerisinde nükleonlarla birlikte hiperonlar (Λ , Ω , Ξ , Σ) içeren parçacıklardır. Hiper çekirdekler, yüksek enerjili hadron-çekirdek veya çekirdek-çekirdek reaksiyonları sonucu açığa çıkabilir.



Şekil 1.4. Bir hiper çekirdeğin içeriğinin şematik tasviri

Şekil 1.4.'de Z atom numarasını, A baryon numarasını ve Y hiperon sayısını gösterir. Örnek olarak ${}^7_\Lambda\text{Li}$ hiper çekirdeğinde 3 tane proton, 3 tane nötron bir tane de Λ hiperonu bulunmaktadır.

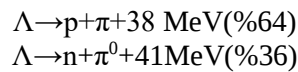
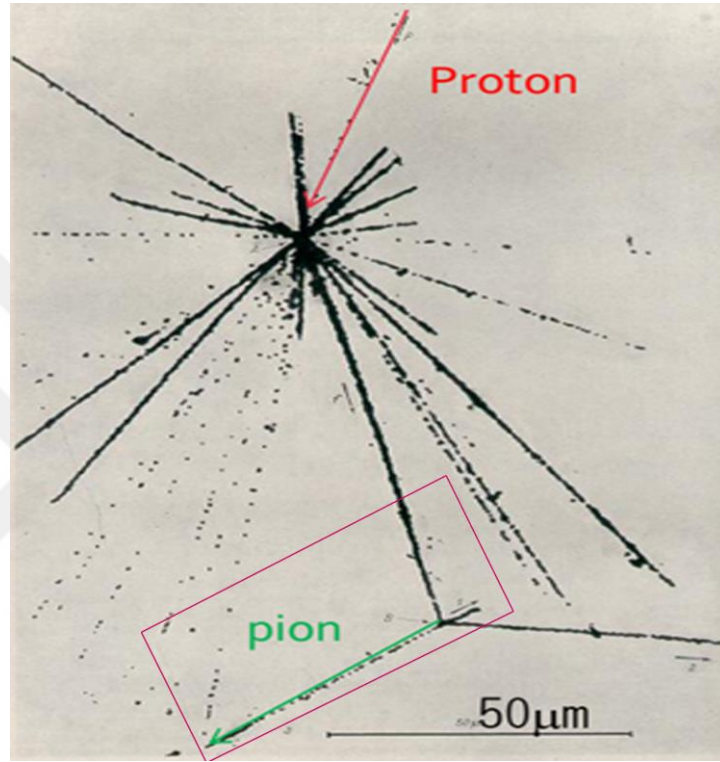


Şekil 1.5. Helyum atom çekirdeğine Λ hiperonun bağlanması.

Şekil 1.5.'de ${}^4\text{He}$ çekirdeği 2 proton ve 2 nötrondan oluşurken, ${}^5_\Lambda\text{He}$ hiper çekirdeği 2 proton, 2 nötron ve bir Λ hiperondan oluşmaktadır. Şekil 1.4. ve 1.5.'de örnek verdiğimiz ve benzer hiper çekirdeklerin incelenmesi nükleer fizik ve hadron fiziği alanında araştırmalar için büyük önem taşımaktadır. Ayrıca astrofizikte, yıldızlı maddeler ve nötron yıldızları gibi ağır ve yoğun maddelerde çok sayıda ve çeşitli hiper çekirdekler bulunabilmektedir. Bu sayede hiper çekirdekler için elde edilebilecek her yeni bilgi devasa gök cisimlerinin yaşam döngülerini anlayabilip inceleyebilmemize imkân sağlayacaktır.

1.4. Hiper Çekirdekler Nasıl Keşfedilmiştir?

İlk hiper çekirdek Marian Danysz ve Jerzy Pniewski tarafından yeryüzünde kozmik ışınların çarptığı fotoğrafik emülsiyon şeklinde gözlenen reaksiyonda ortaya çıkartılmıştır. Bilim insanları 1953 yılında bu çalışmalarıyla Nobel ödülü almışlardır. (Danysz ve Pniewski, 1953)

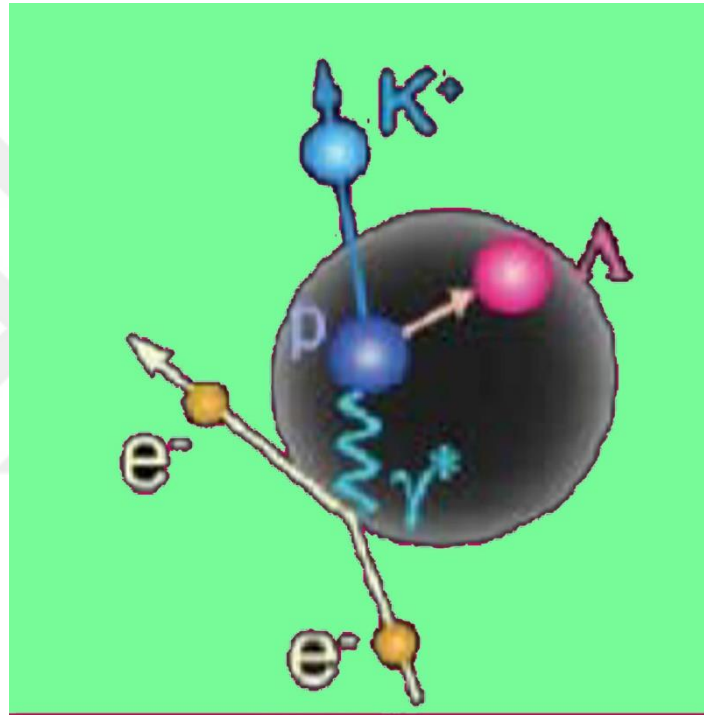


Şekil 1.6. Hiperçekirdeğin ilk gözlemlendiği reaksiyonun fotoğraf emülsiyonunun şematik gösterimi.

Şekil 1.6.'da kırmızı okla gösterilen ışın kozmik ışınlardan gelen yüksek enerjili protonu temsil etmektedir. Şekilde gösterilen yüksek enerjili proton fotoğraf emülsiyonundaki bir çekirdeğe çarpıp hedef çekirdeği birçok yeni maddeye parçalar. Kırmızı dikdörtgen içerisindeki yıldız şeklinde görülen çizgiler, açığa çıkan parçaların fotoğraf filminde oluşturdukları çizgileri göstermektedir. Kısa bir mesafe kat ettikten sonra parçacıklar enerjilerini yitirerek yok olurlar. Bu reaksiyon sonucu açığa çıkan parçacıklardan birisi ilk kez gözlenmiş ve çok kısa bir sürede yok olmuştur. Buna benzer şekilde oluşan nükleer parçacıklara hiper çekirdek ya da hiper parçacıklar denir.

Günümüzde 62 tane hiper çekirdek gözlemlendiği bilinmektedir. Hiperonları içeren hiper çekirdeklerden Λ^0 içeren 50 civarı, anti-lambda içeren bir tane, iki lambda içeren çekirdekten de beş tane, sigma+ bir kez, çağlayan ise beş kez deneysel olarak gözlemlenmiştir.

Hiper çekirdeklerin üretilme yollarını inceleyerek neden bu kadar az gözlemlendiklerini anlamaya çalışalım. Hiper çekirdeğin oluşması için geleneksel yöntem olarak kullanılan nükleonun hiperona dönüşmesi sağlanır. Böyle bir reaksiyonun oluşturabilmesi için hadron ya da elektron ışınları kullanılır.



Şekil 1.7. Lambda üretimi için $e^- + p \rightarrow e^- + \Lambda + K^+$ örnek reaksiyonun şematik gösterimi

Şekil 1.7.'de açıklanan reaksiyon çeşitleri nükleer fizik alanında kullanılan nükleer yapı çalışmaları için iyi bir deneysel yöntem oluşturur. Reaksiyon sonucu oluşan parçacıkların kütleleri spektroskopik olarak tespit edilebilir. Bu özellik bu reaksiyonların avantajlarından birisidir. Bu tür reaksiyonların dezavantajlarından biri ise; sınırlı bölgedeki kütle ve yüke sahip çekirdekler için araştırmalar yapılabilmesidir. Bundan dolayı parçacıkların üretilme olasılığı istenilenden çok daha azdır. Yani çoklu acayip çekirdekleri deneysel yöntemler ile üretmek oldukça zordur.

2.KAYNAK ARAŞTIRMASI

Nükleer fiziğin alt araştırma konularından olan hiper çekirdek fiziği, nükleer astrofizik ve parçacık fiziği çalışmalarında yeni ufuklar vadeden ve geleneksel nükleer çalışmaları geliştirmek için tamamlayıcı metotlar sağlayan alanlarından (Bando ve ark., 1990; Schaffner ve ark., 1993; Hashimoto ve Tamura, 2006; Schaffner-Bielich, 2008; Buyukcizmeci ve ark., 2013).

Günümüzde nükleer fiziğin içeriği ilk önce temel parçacıklar ile başlar sonra kuark ve gluonlara kadar genişler ve süpernova patlamalarına kadar uzanır. Çok yüksek yoğunluklu yıldızlı maddelerden, kozmik patlamaların sonucunda oluşan nötron yıldızları ve düşük yoğunluklu çekirdeklere kadar geniş bir aralıkta nükleer fizik için önemli araştırma konuları ve bilinmeyenler mevcuttur.

İki güneş kütlelerinde olan nötron yıldızlarının son gözlemleri (Demorest ve ark., 2010; Antoniadis, 2013) yoğunlukları fazla olan hadronik maddenin hal denkleminin geçerliliğini sınırlamaktadır. Yine de böyle dikkate değer gözlemler bile nötron yıldızlarının içerik oluşumları hakkında kesin bir açıklama getirmemektedir. Bu bilgilerin kesin olmaması, baryonik sistemlerdeki baryon-baryon ve çoklu cisim etkileşimlerinin, çoklu karışımlar gibi temel kuark-gluon dinamikleri ile ilişkilerine değinilmediğini ve eksikliği yansıtır. Bundan dolayı üç çeşitli (three-flavor) nükleer hal denkleminin detaylı çalışmaları nötron yıldızlarının yapısını anlamak ve temel Kuantum Kromodinamik (KKD) teorileri geliştirmek için zorunlu hale gelecektir.

Hiper çekirdek fiziğinde mevcut olan bilgi spektroskopik çalışmalardan ve oldukça az sayıda uyarılmış lepton-hadron reaksiyonlarından toplanabilir (Bando ve ark., 1990; Schaffner ve ark., 1993; Hashimoto ve Tamura, 2006). Bu tip reaksiyonlar da doğrudan üretilen kaonlar genellikle taban durumu ve uyarılmış halde bulunan hiper çekirdekleri ayırmak için kullanılır. Bunun yanında, göreceli iyon çarpışmalarında ve çekirdeklere büyük miktarda enerjinin aktarıldığı diğer reaksiyonlarda (Danysz ve Pniewski, 1953; Collaboration, 2010; Dönigus, 2013), hiper çekirdekler ile ilgili çok iyi sonuçlar elde edilmiştir.

Hiper çekirdeklerin keşiflerinin gerçekleştirilen derin ve esnek olmayan reaksiyonlardaki parçalanma süreçlerinde oluşma ihtimalleri üzerinde durulmuştur (Botvina ve ark., 2011). Daha önce yapılan çalışmalarda olduğu gibi (Botvina ve ark., 2013; Buyukcizmeci ve ark., 2013), yüksek enerjili hadronlar, leptonlar ve iyonlar

tarafından başlatılan bu tür reaksiyonlarda, egzotik olanlar da dâhil olmak üzere üretilen (egzotik izospinli) hiper çekirdeklerin çok geniş bir dağılımı bulunabilir. Bu dağılımlar, nükleer tabloya acayıplik bölümü ekleyerek çekirdeklerin yapısını incelemeye yardımcı olabilir (Bando ve ark., 1990; Schaffner ve ark., 1993; Hashimoto ve Tamura, 2006). İkiden fazla hiperon içeren karmaşık çoklu hiper nükleer sistemler çekirdek-çekirdek çarpışmalarında üretilebilir ve bu $s = -2$ 'nin ötesine geçmek için kullanılan akla yatkın bilimsel tek yöntem olabilir. Hem yanal göreceli ağır-iyon çarpışmaları hem de uyarılmış hadron reaksiyonlarıyla ilgili olan 'Normal Nükleer Reaksiyonlar' araştırılarak bu çalışmalarda önemli teorik ilerleme kaydedilmiştir (Rudy ve ark., 1995; Botvina ve ark., 2015; Botvina ve ark., 2017).

Uyarılmış bileşik çekirdekten hafif parçacıkların buharlaşması ve bileşik çekirdeğin fisyonu gibi iki çok popüler nükleer reaksiyon modelini geliştirip, uyarılmış hiper çekirdeklerin bozunmasını genelleştirebiliriz (Botvina ve ark., 2016). Bu sayede, hiper çekirdeklerin oluşumu için birçok yeni olasılık ortaya çıkmaktadır.

1970'li yılların sonundan başlayarak bugüne kadar çok farklı ve hafif olan karmaşık çekirdeklerin merkezi çekirdek-çekirdek reaksiyonlarında üretilebileceği bulunmuştur (Gosset ve ark., 1977). Çoğunlukla birleşme benzeri mekanizma ile ilişkilidir ve karmaşık parçacıklar çekici etkileşme nedeniyle diğer baryonlar ve dinamik olarak üretilen nükleonlardan oluşurlar. Birleşme modelinin (birleşme parametresini düzenleyerek) orta enerjilerden çok yüksek enerjilere kadar deneysel verileri desteklediği gösterilmiştir (Toneev ve Gudima, 1983; Neubert ve Botvina, 2003; Botvina ve ark., 2017). Birleşme mekanizması üzerine başka yoğun araştırmalar da (Scheibl ve Heinz, 1999; Blum ve Takimoto, 2019; Sombun ve ark., 2019) bulunmaktadır. Başlangıç dinamik aşamasında açığa çıkan baryonların böyle çekirdeklerin temel bileşenleri olduğu ana fikrini desteklemektedir.

Yanal çarpışmalarda sıcak mermi/hedef benzeri artık çekirdeklerin çoklu parçalanmasının bir sonucu olarak birçok yeni çekirdek üretilebilir. Nükleer sıvı-gaz tipi faz geçişi ile ilgili bu çalışma ile ilgili çok fazla deney yapılmıştır. Özellikle, ALADIN (Kreutz, 1992; Botvina ve ark., 1995; Xi ve ark., 1997; Ogul ve ark., 2011), EOS (Scharenberg ve ark., 2001), ISIS (Viola ve ark., 2001), FASA (Karnaukhov ve ark., 2006) ve diğer deneysel işbirliklerinde deneysel veriler elde edilmiştir. Böyle verilerin ışığında teorik birçok dinamik ve istatistiksel modeller geliştirilmiştir. Yapılan çalışmalardan denge dışı dinamik reaksiyon aşamasının tanımlarını ve dengelenmiş

nükleer çekirdeklerin birbirini takip eden parçalanmasını içeren hibrit yaklaşımlar başarıya ulaşmıştır. İstatistiksel modellerle parçalanmanın son aşamasının tanımlanması çok öğretici olmuştur. Örneğin, SMM (Bondorf ve ark., 1995), ve MMMC (Gross, 1990), istatistiksel modelleri, sıvı-gaz tipi faz geçiş olayının sonlu nükleer sistemler için genelleştirilmesini sağlar. Parçacık üretiminin tanımlanmasında istatistiksel modellerin başarısı hiper çekirdek üretimi için kullanılır olduklarını ispatlamıştır (Botvina ve Pochodzalla, 2007).

Hiper çekirdeklerin keşfinin (Danysz ve Pniewski, 1953) yüksek enerjili çok katlı parçalanma reaksiyonunda yapılmış olması ilginçtir. Yaklaşık son 70 yılda kullanılan reaksiyonların sınırlamaları nedeniyle bu süreç çok yavaş gelişmiştir. (Rappold ve ark., 2014) tarafından rapor edilen deneylerde hiper çekirdeklerin (${}^3_\Lambda H$ ve ${}^4_\Lambda H$) tesir kesiti değerleri mermi çekirdeklerin esnek parçalanma reaksiyonlarından belirlenmiştir. Böyle reaksiyonlar geleneksel hiper çekirdek deneyleri için yeni fırsatlar açığa çıkarır.

Hiper çekirdeklerin oluşum süreçleri incelendiğinde merkezci ve yanal iyon çarpışmalarından oldukça farklı oldukları görülür. Çok yüksek enerjili merkezci çarpışmalarda birleşme mekanizması ile üretilen hiperon ve nükleonlardan (anti baryonlar dâhil) hafif hiper parçacıkları birleştiren mekanizmanın baskın olduğunu gösteren çalışmalar bulunmaktadır (Colloboration, 2010; Dönigus, 2013). Termal modeller de sıcak birleşik çekirdeğin çok yüksek sıcaklığı nedeniyle ($T \approx 160$ MeV) yalnızca $A \leq 4$ kütle numaralı hafif parçacıkların oluşabileceğini desteklemektedirler (Steinheimer ve ark., 2012). Bununla birlikte, yanal nükleer çarpışmalardan sonra seyirci bölgelerdeki hiperonların soğurulmasının hiper çekirdeklerin oluşumu için alternatif bir yol olduğu da ortaya çıkarılmıştır (Rudy ve ark., 1995; Gaitanos ve ark., 2009; Botvina ve ark., 2011). Yanal çarpışmalarda oluşan nükleer madde ortalama hızlı nükleer maddeye nazaran çok farklı özellikler gösterir. Orta derecede uyarılmış seyirci artık çekirdekler ($T \leq 5-6$ MeV) için böyle reaksiyonlar (Bondorf ve ark., 1995; Pochodzalla, 1997; Xi ve ark., 1997; Scharenberg ve ark., 2001) oldukça iyi biçimde incelenmişlerdir. Artık çekirdekler için hiperon soğurulması hiperon-nükleon kuvvetleri nükleon-nükleon kuvvetleri ile aynı mertebede olduğu için olayı etkilememelidir.

Normal parçacık oluşumu için başarı ile uygulanan (Bondorf ve ark., 1995; Xi ve ark., 1997; Scharenberg ve ark., 2001; Buyukcizmeci ve ark., 2005; Ogul ve ark., 2011; Pietrzak ve ark., 2020) İstatistik Çok Katlı parçalanma Modelinin (SMM) hiper çekirdekler için tasarlanan versiyonu hiper SMM hiper artık çekirdeklerin hiper

parçacıklara ayrışmasının genel özelliklerini araştırmak için kullanılabilir (Buyukcizmeci ve ark., 2013). Hiper SMM kullanarak başka reaksiyonlarda elde edilmesi çok zor olan kararlılık çizgisi ötesindeki hiper parçacıkları ve egzotik hiper çekirdeklerin buharlaşma ve fisyon süreçleriyle üretimi için tahminlerde bulunabilmekteyiz (Botvina ve ark., 2016).

Şu anda yapılan, nükleer fizikteki hiper çekirdeklerle ilgili çalışmalar sınırlı sayıda reaksiyonun incelenmesini ve spektroskopik bilgi edinilmesi üzerine odaklıdır. Kaonları da içeren birkaç parçacığın oluşumuna neden olan yüksek enerjili hadronlar ve leptonlarla uyarılmış böyle reaksiyonlarla taban ve düşük enerji durumundaki uyarılmış hiper çekirdekler incelenebilmektedir. Bu durumda, $\rho_0 \approx fm^{-3}$ nükleer doyma yoğunluğu civarında baryon yoğunluklu hiper çekirdekler de oluşur. Bu nedenle daha önceki teorik çalışmaların çoğunluğu soğuk hiper çekirdeklerin yapısının hesaplanması üzerine odaklanmıştır.

Gelecekte hiper çekirdekleri içeren yapılması planlanan deneyler için birtakım hesaplamalar ve HYPHI verisinin kısmi kıyaslamaları devam etmektedir (Botvina ve ark., 2012; Rappold ve ark., 2013). Dünyada son 15 yılda oluşan yoğun ilgi ile hiper çekirdeklerin teorik ve deneysel araştırılması aşağıda belirtilen deney grupları tarafından ve iş birliği yaptıkları teorik fizikçilerle sürdürülmektedir. Almanya Darmstadt'da Super-FRS (Rappold ve ark., 2013), PANDA (Experiment, 2006) ve FOPI ve Mainz Üniversitesi'nde KAOS@MAMI grupları çalışmalar yapmaktadır. Amerika Birleşik Devletlerinde STAR (Colloboration, 2010) ve ALICE (Dönigus, 2013) deney grupları bilimsel çalışmalar yapmaktadır. Rusya Dubna'da ise BM@N ve MPD@NICA (NICA whitepaper) gibi diğer gruplar tarafından hiper çekirdeklerin oluşumu çalışılması üzerine yoğun bir ilgi bulunmaktadır. İzospin uzayındaki sınırlar, parçacık kararsız halleri, çoklu acayip çekirdekler ve yarı ömür belirleme ölçümleri böyle parçalanma reaksiyonlarının araştırma konularıdır.

Tezimizde araştırılacak buharlaşma mekanizmasıyla üretilebilecek çekirdek ve hiper çekirdek oluşumları dünyadaki deney grupları tarafından yapılan ve yapılması planlanan deneylerdeki hiper çekirdek oluşumlarının araştırılmasını içermektedir. Yakın gelecekte elde edilebilecek deneysel verilerin karşılaştırması ile NY ve YY etkileşimlerinin tahminlerini içeren çoklu hiper çekirdekler için kütle formülü hakkında sonuçlar çıkarabilir. Rölativistik hiper çekirdeklerin kısa yarı ömürleri (Lorentz çarpanı ile karşılaştırıldığında bile 10^{-9} - 10^{-8} s arasında) belirlenmeleri için zorluk oluşturabilir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1.Atom Çekirdeğinin Parçalanmasında İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli

Günümüzde atom çekirdeğinin parçalanması ile ilgili çok çeşitli mekanizmalar ve parçalanma modelleri geliştirilmiştir. Bu modellerdeki çeşitlilik, çalışılan konunun ne kadar karmaşık olduğunu yansıtır. Son yıllarda kullanılan modeller orta ve yüksek enerjideki bir reaksiyonda uyarılmış nükleer sistemlerin bozunma, oluşum ve gelişimi için yeterli olmadığı gibi tanımlanmasını da tek başına yapamamıştır. Çekirdek reaksiyonunun uygun olan bazı özelliklerini araştırmak için başka teorik modelin sonuçları ile deneysel sonuçları sistematik olarak karşılaştırmak en sık kullanılan yöntemlerden birisidir.

Nükleer maddelerin özelliklerini inceleyebilmek için İstatistiksel yaklaşım kullanılabilir. Bu yaklaşımda termodinamik dengede bulunan nükleer maddelerin sıvı gaz faz geçiş bölgesinde bulunan yüksek sıcaklık ve basınç altındaki düşük yoğunluktaki özellikleri incelenebilir. Kullanılan modellerden istatistiksel çok katlı parçalanma modeli (SMM) ağır iyon çarpışmaları sonucunda ya da çekirdeğin yüksek enerjili hafif parçacıklarla bombardıman edilmesi sonucunda bir çekirdeğin parçalanmasını en iyi açıklayan modellerden biridir (Bondorf ve ark., 1995).

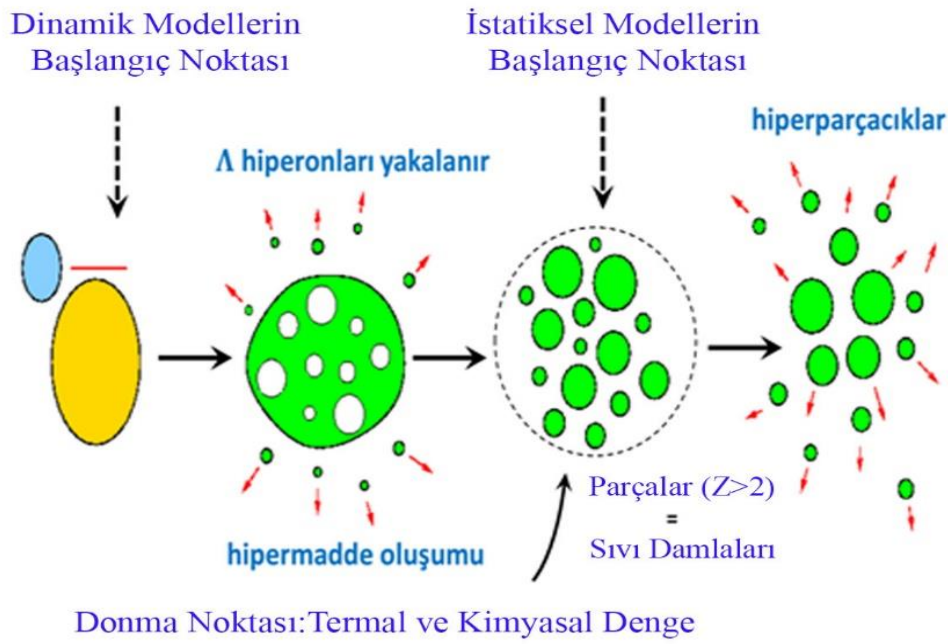
SMM modeli, analitik ifadeleri ve fortran kaynak kodları 1985’li yıllarda yazılmaya başlanmıştır. Nükleer parçacıkların mikrokanonik, kanonik ve makrokanonik toplulukları için istatistik modelin genel formülleri türetilmiştir. Nükleer madde içindeki sıvı-gaz faz geçişi ile parçalanmanın ilişkisi gösterilerek parçalanın sistemin termodinamik özellikleri çalışılmıştır. Coulomb yayılması ve sıcak parçacıkların yeniden uyarılmaları gibi süreçler sayısal çözümle ile gerçekleştirilmiştir. Sonlu nükleer sistemler için uygun olan istatistiksel parçalanma modelleri geliştirilmiştir. Modelin bu çeşitleri; bazı alanlarda hala farklılık göstermektedir. Bu alanlar sayısal hesaplama yöntemleri, bireysel parçacıkların tanımı ve istatistiksel topluluğun seçimidir. Bu yüzden modelin halen kaynak kodları geliştirilmeye devam edilmektedir.

Herhangi bir model ile bir çekirdeği parçalayabilmek için; iki çekirdeği çarpıştırmak veya bir hadron ile bir çekirdeği bombardıman etmek gerekir. Bu yöntemlerden birisi uygulandığında ortaya uyarılmış kararsız, sıcak ve yoğun bir atom çekirdeği çıkar. Ortaya çıkan bu yeni çekirdeğe nükleer madde denir. Oluşan nükleer

madde kısa menzilli itici nükleon-nükleon etkileşimleri sonucunda genişler ve belirli bir noktada termodinamik dengeye ulaşır ayrıca uyarma enerjisiyle ilişkili olarak parçalanır. Parçalanma sonucunda sıvı ve gaz fazındaki kütle numarası 4' den büyük nükleer damlacıkları ve $A \leq 4$ olan kabarcıkları oluşturur. Yüksek sıcaklık ve basınç altındaki nükleer maddenin davranışı sıvı-gaz faz geçişlerine benzetilerek nükleer maddenin hal denklemi belirlenir. Bu sayede muhtemel sıvı-gaz faz geçişleri araştırılabilir. Bu tip reaksiyonlar orta ve yüksek dereceli nükleer reaksiyonlardaki çok katlı parçalanma ile benzerlik gösterir.

Orta enerjili iki çekirdeğin çarpışması, yüksek enerjili bir hadron-çekirdek etkileşimi veya çekirdek içinde bir anti-nükleonun yok olması model alınabilir. Bu olaylar sonucunda sıcak ve sıkışmış bir nükleer madde meydana gelir. V hacmi, E_0 uyarma enerjisi, A_0 nükleon sayısı ve toplam yükü Z_0 ile sembolize edilen uyarılmış nükleer maddenin yalnızca bazı dinamik süreçler sonucunda oluştuğunu varsayabiliriz. Olay anında yüksek uyarılma enerjisinin neden olacağı yüksek iç basıncın maddeyi sıkıştırmasından dolayı nükleer madde genişleyecek ve soğuyacaktır. Bu genişleme esnasında nükleon yoğunluğunun dalgalanmaları büyür. Yapılan hesaplamalara göre $\rho < \rho_0/2$ iken nükleonlarla sarılmış “Damlacık Fazı” gerçekleşirken $\rho_0/2 < \rho < \rho_0$ aralığında “Baloncuk Fazı” enerji bakımından daha verimlidir. Eğer iç basınç yeterince büyük değilse sistem “Çatlama Noktasına” gelmeyecektir. Sonuçta biraz genişledikten sonra (muhtemelen “kabarcık faz”ına kadar) tersine sıkışacaktır. Bu tür sönümlü titreşimler sistemin, buharlaşma ve fisyon gibi, yavaş bozunma modları tarafından uyarılmışlığını kaybetmesinden önce oluşabilir. Şekil 3.1.’de nükleer çok katlı parçalanmanın şematik gösterimi verilmiştir.

Ayrıca sıcak uyarılmış ağır çekirdekten parçacık yayımlanması çekirdeğin yeniden uyarma mekanizmalarından biridir ve bu mekanizma yaklaşık 60 yıl önce normal birleşik çekirdeğin bozunması için uygulanmıştır. Bu mekanizma yoğun teorik çalışmalarla incelenmiştir ve deneysel verileri iyi bir şekilde tanımlanmasını sağlayan pek çok sürümü geliştirilmiştir.



Şekil 3.1. Nükleer çok katlı parçalanmanın şematik gösterimi

Bu çalışmada (Botvina ve ark., 2016) referansında hiper çekirdekler için genelleştirilen buharlaşma modelini dikkate aldık. Uyarılmış bir hiper çekirdek için standart buharlaşma planı aşağıdaki gibidir: Taban ya da kararlı uyarma enerji seviyelerindeki normal hafif parçacıkların (nükleonlar, d, t, α) emisyonunun yanı sıra hafif hiper çekirdeklerin parçacıklarında (Λ hiperonu, ${}^{14}_{\Lambda}N$, ${}^{14}_{2\Lambda}N$ vb.) emisyonunu araştırdık. Birleşik bir (A, Z) çekirdeğinden bir j parçacığının saçılma genişliği aşağıdaki gibi verilir.

$$\Gamma_j = \sum_{i=1}^n \int_0^{E_{AZH}^* - B_j - \epsilon_j^{(i)}} \frac{\mu_j g_j^{(i)}}{\pi^2 \hbar^3} \sigma_j(E) \frac{\rho_{A'Z'H'}(E_{AZH}^* - B_j - E)}{\rho_{AZH}(E_{AZH}^*)} E dE \quad (3.1)$$

Burada toplam, j parçacığının $E_j^{(i)}$ ($i=0,1,\dots,n$) parçacığın kararlı uyarılmış durumları ve taban durumları üzerinden alınır. $g_j^{(i)} = (2s_j^{(i)} + 1)$ i uyarılmış durumun spin dejenerasyon çarpanıdır. μ_j ve B_j indirgenmiş kütle ve ayrılma enerjisidir. E_{AZH}^* 'anne' (başlangıç) çekirdeğin uyarma enerjisidir. E kütle merkezi çerçevesinde, saçılan bir parçacığın kinetik enerjisidir. Denklemdaki ρ_{AZH} ve $\rho_{A'Z'H'}$ terimleri (A, Z, H) ilk ve (A', Z', H') 'kız' (son) bileşik çekirdeğin seviye yoğunluklarıdır.

Bu buharlaşma süreci Monte Carlo metodu ile simüle edilerek ve enerji ve momentum korunumu dikkate alınarak hesaplamalar yapılmıştır. Hiper çekirdeğin

yeniden uyarılmasında hiper enerji terimi dikkate alınır. (Botvina ve ark., 2016) tarafından $E_b^{hyp}(A, H)$ aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$E_b^{hyp}(A, H) = (H/A) \cdot (-10.68A + 21.27A^{2/3}) \text{ MeV} \quad (3.2)$$

Bu formülde bağlanma enerjisi sistemdeki hiperon kesri (H/A) ile orantılıdır. İkinci kısım, yüzey terimi tarafından azaltılan hacim katkısını ifade eder ve bu nükleer etkileşimin yoğun olduğunu varsayan bir sıvı damlası formülüzasyonunu andırır. Formül bilinen hiper çekirdeklerin bağlanma enerjilerini makul bir şekilde tanımlar. Yakalanan bir Λ hiperonu Pauli prensibine uymadığından, çekirdeğin içindeki bir 's' seviyesini işgal edebilir.

Bu sebeple bağlanma enerjisini arttırmak için çekirdeğe nükleon eklemek yerine hiperon eklemek daha etkilidir. Hiperonların ve hafif hiper çekirdeklerin emisyonu için ayrılma enerjisi B_j ' ye hiper terimleri ekleyerek denklem (3.2)'deki aynı formülleri kullanırız ve böylece ayrılma enerjisi B_j aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\Delta B_j = E_b^{hyp}(A, H) - E_b^{hyp}(A', H') \quad (3.3)$$

Burada H ve H' sırasıyla 'anne' ve 'kız' çekirdeklerdeki hiperon sayısıdır. Normal parçacıkların yayılması ile de hiper enerji azalır. Bu durumda hiper bariyer $H' = H$ alınarak denklem (3. 3) ile hesaplanır.

3.2. Hiper Çekirdekler İçin İstatistiksel Yaklaşım

İstatistiksel yaklaşımla hiper çekirdeklerin ayrışmasını tasvir etmek için tasarlanan hiper SMM modelinin (Botvina ve ark., 2016) tarafından geliştirilmiş versiyonu ile hiper çekirdekleri dikkate alan kütle formülünü (Botvina ve Pochodzalla, 2007) kullanarak hesaplamalarımızı yaptık.

SMM ile parçacıkların bağlanma enerjileri sıvı damlası yaklaşımı ile hesaplanır. $A < 4$ olan hafif nükleer parçacıklar literatürdeki deneysel bağlanma enerjileri ve spinleri dikkate alınarak gaz haldeki parçacıklar kabul edilir. $A = 4$ olan parçacıklar da gaz

parçacıklar kabul edilir. Ancak; $E_x = AT^2/\epsilon_0$ (ϵ_0 seviye yoğunluk parametresi) ile hesaplanan ^{14}N , $^{14}_\Lambda\text{N}$, $^{24}_\Lambda\text{Mg}$ gibi bazı uyarılmış durumlar dikkate alınır. $A > 4$ olan parçacıklar sıcak sıvı damlaları olarak kabul edilir. Donma hacminde hipermaddenin nükleer sıvı-gaz fazın aynı anda varoluşunu dikkate alabiliriz. (Botvina ve Pochodzalla, 2007) tarafından böyle parçacıkların iç serbest enerjileri, hacim F_A^{hacim} , yüzey $F_A^{yüzey}$, simetri $F_{AZH}^{simetri}$, Coulomb $F_{AZ}^{Coulomb}$ ve hiper F_{AH}^{hiper} enerji terimlerinin toplamı aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

$$F_{AZH}(T, V) = F_A^{hacim} + F_A^{yüzey} + F_{AZH}^{simetri} + F_{AZ}^C + F_{AH}^{hiper} \quad (3.4)$$

H lambda hiperonu sayısını göstermektedir. İlk üç terim standart sıvı damlası yaklaşımından yazılmıştır (Bondorf ve ark., 1995).

$$F_A^{hacim} = \left[-\omega_0 - \frac{T^2}{\epsilon_0} \right] \quad (3.5)$$

$$F_A^{yüzey} = \beta_0 \left[\frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right]^{\frac{5}{4}} A^{\frac{2}{3}} \quad (3.6)$$

$$F_{AZH}^{simetri} = \gamma \frac{(A - Z - 2H)^2}{(A - H)} \quad (3.7)$$

Tablo 3.1.'de Hiper SMM modeli içinde kullanılan büyük kanonik, kanonik ve mikro kanonik istatistiksel topluluklar için formülüzasyon gösterilmektedir. Formüllerde kullanılan $\omega_0 = 16$ MeV, $\beta_0 = 18$ MeV, $T_c = 18$ MeV ve $\gamma = 25$ MeV deneylerden çıkarılmış model parametreleridir. Bu parametreler nükleer çok katlı parçalanma için iyi bir şekilde tanımlanmaktadır. Denklem (3.4) deki dördüncü terim Wigner-Seitz yaklaşımına göre parçacıkların Coulomb etkileşimini ifade eder (Bondorf ve ark., 1995). Hiperparçacıkların serbest enerjisi ise denklem (3.2) ile tanımlanmıştır. (Samanta ve ark., 2006) tarafından ise aşağıdaki gibi önerilmiştir.

$$F_{AH}^{hiper} = H. (-10.68 + 48.7)/(A^{2/3}) \quad (3.8)$$

Tablo 3.1. SMM modelinde kullanılan istatistiksel modeller

Mikro kanonik topluluk $N_{AZH}, 1 \leq A \leq A_0, 0 \leq Z \leq Z_0, 0 \leq H \leq H_0$
$\Sigma A N_{AZH} = A_0$ $\Sigma Z N_{AZH} = Z_0$ $\Sigma H N_{AZH} = H_0$ $E_0(N_{AZH}, T_f, V) = E_0$ $W_f^{mik} \approx \exp S_f(E_0, V, A_0, Z_0, H_0)$
Kanonik topluluk $N_{AZH}, 1 < A \leq A_0, 0 \leq Z \leq Z_0, 0 \leq H \leq H_0$
$\Sigma A N_{AZH} = A_0$ $\Sigma Z N_{AZH} = Z_0$ $\Sigma H N_{AZH} = H_0$ $E_f(N_{AZH}, T_f, V) = E_0$ $W_f^{kan} \approx \exp(-F_f(T, V, A_0, Z_0, H_0)/T)$
Büyük kanonik topluluk $\langle N_{AZH} \rangle, 1 \leq A \leq A_0, 0 \leq Z \leq Z_0, 0 \leq H \leq H_0$
$\Sigma A \langle N_{AZH} \rangle = A_0$ $\Sigma Z \langle N_{AZH} \rangle = Z_0$ $\Sigma H \langle N_{AZH} \rangle = H_0$ $E_f(\langle N_{AZH} \rangle, T_0, V) = E_0$ $W_f^{büy} \approx \exp(-F_f(T, V, A_0, Z_0, H_0) - \mu \Sigma A - \nu \Sigma Z - \xi \Sigma H)/T)$

Tablo 3.1.'de gösterilen eşitlikler, tek tip (lambda veya sigma) hiperon içeren sistemler için geçerli olan sonuçları göstermek için kullanılır. Hipermaddenin ayrışması ile oluşan hiper çekirdekler ve hiper çekirdeklere bağlı oluşan ürünlerin arasındaki ilişki madde içinde hiperon etkileşimi hakkında bilgi edinmemizi sağlayacaktır. Maddenin hal değişim denklemi oluşan hiper çekirdeklerin ve parçacıkların arasındaki etkileşime ve ayrışmalarına da bağlıdır. Hipermaddenin ayrışmasında parçacıkların kütle, yük ve izotop ürünleri gibi özelliklerini araştırarak hiper parçacıkların dağılımları hakkında detaylı ön bilgiler edinilebilir (Botvina ve Pochodzalla, 2007; Buyukcizmeci ve ark., 2013; Botvina ve ark., 2016; Buyukcizmeci ve ark., 2019). Ayrışma sonlu sistemlerde faz geçişleri olarak da modellenenir. Faz geçişlerinde kritik üstel çarpanlar gibi(Scharenberg ve ark., 2001)birkaç parametreyi incelenmekle maddelerin hiperon içeriğinin devamlı nasıl etkilendiğini ve nötron yıldızları için gerçek sonsuz madde durumuyla bağlantısının nasıl kurulabileceği gösterilebilir. Proton ve nötron kararsızlık gösteren bölgelerin ötesindeki hiper parçacıkların araştırılması çok önem taşımaktadır.

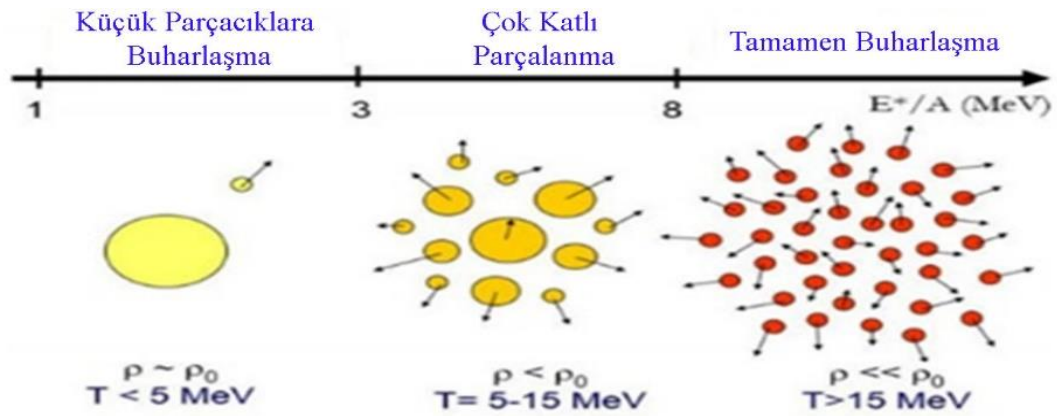
3.3.Normal Buharlaşma

Buharlaşma, herhangi bir sıcaklıkta yüzeyde olan sıvı moleküllerinden kinetik enerjisi yüksek olan tanecikler ve tanecikler arası çekim kuvvetini yenerek sıvı halden gaz hale geçebilme olayına verilen isimdir. Yani herhangi bir sıvının sıvı halinden gaz veya buhar haline dönüşmesi sürecidir

Tabiatıta suyun hidrolojik çevriminin önemli bir unsurunu teşkil eden buharlaşma, yeryüzünde sıvı ve katı halde değişik şekil ve şartlarda bulunan suyun meteorolojik faktörler etkisiyle atmosfere gaz halinde dönüşü olarak tarif edilir. Suyun sıvı halinden gaz veya buhar olarak atmosfere iletilmesinin başlıca yoludur. Atmosferdeki nemin yaklaşık %90'ını okyanuslar, denizler, göllerden; geri kalan % 10'u ise bitki yüzeyindeki buharlaşmadan meydana gelir. Küresel ölçekte, buharlaşan su miktarı ile yağış olarak düşen su miktarı yaklaşık olarak aynı olsa da coğrafik olarak değişir. Buharlaşma hızı sıcaklık arttıkça artar. Buharlaşma hızı, kaynama noktasında en yüksek değere ulaşılır. Buharlaşmaya etki eden faktörler nelerdir? Sıcaklık arttıkça buharlaşma miktarı artar. Rüzgârın hızı arttıkça buharlaşma artar. Bağıl nem arttıkça buharlaşma azalır. Yükselti arttıkça sıcaklık azalacağı için buharlaşma azalır. Enlem derecesi büyüdükçe buharlaşma azalır. Bu doğal olaya benzer oluşum süresi atom çekirdeği için model olarak alınabilir.

3.4.Ağır Hiper Çekirdeklerin Buharlaşma Mekanizması

Ağır iyonların buharlaşması için Şekil 3.2.'de temsili olarak gösterilen buharlaşma olayını gösterebiliriz. Göreli olarak yüksek tesir kesitine sahip reaksiyon modelleri, son oluşan ürün çekirdeklerin yüksek uyarılmış açısall momentumlu seviyelerde meydana gelmesini sağlar. Bu tip çekirdeklerin, yüksek spinli uyarılmış seviyelerden temel seviyeye kadar olan bozunmaları yaklaşık olarak 25-35 adet γ ışını geçişinin kademeli olarak yani birden fazla gama geçişinin oluşturduğu seviye grupları yayılmaları ile sembolize edilir. Bozunma esnasında nükleer yapı ile ilgili bilgilerin nasıl değiştiği (enerji kaybı ve açısall momentum vb), meydana gelen kademeli geçişler sonucunda oluşan γ ışınlarının enerjisi, açısall dağılımı, lineer polarizasyonu ve yayınlanma sırası gibi özelliklerin ölçülmesi ile elde edilir. Ağır çekirdek reaksiyonlarında amaç, Coulomb bariyerini aşabilecek fazla miktarda enerjiye sahip, fazla yörüngesel açısall momentum bulunduran demet ile bombardıman edilmesi ve füzyon reaksiyonu gerçekleşmesini sağlamaktır. Oluşturulan bu reaksiyon sonucunda meydana gelen bileşik çekirdek birkaç nötron veya proton buharlaşmasıyla büyük spinli ve uyarılma enerjili duruma geçer.



Şekil 3.2. Ağır iyonların parçalanma ve buharlaşma reaksiyonunun şematik gösterimi

4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI ve TARTIŞMA

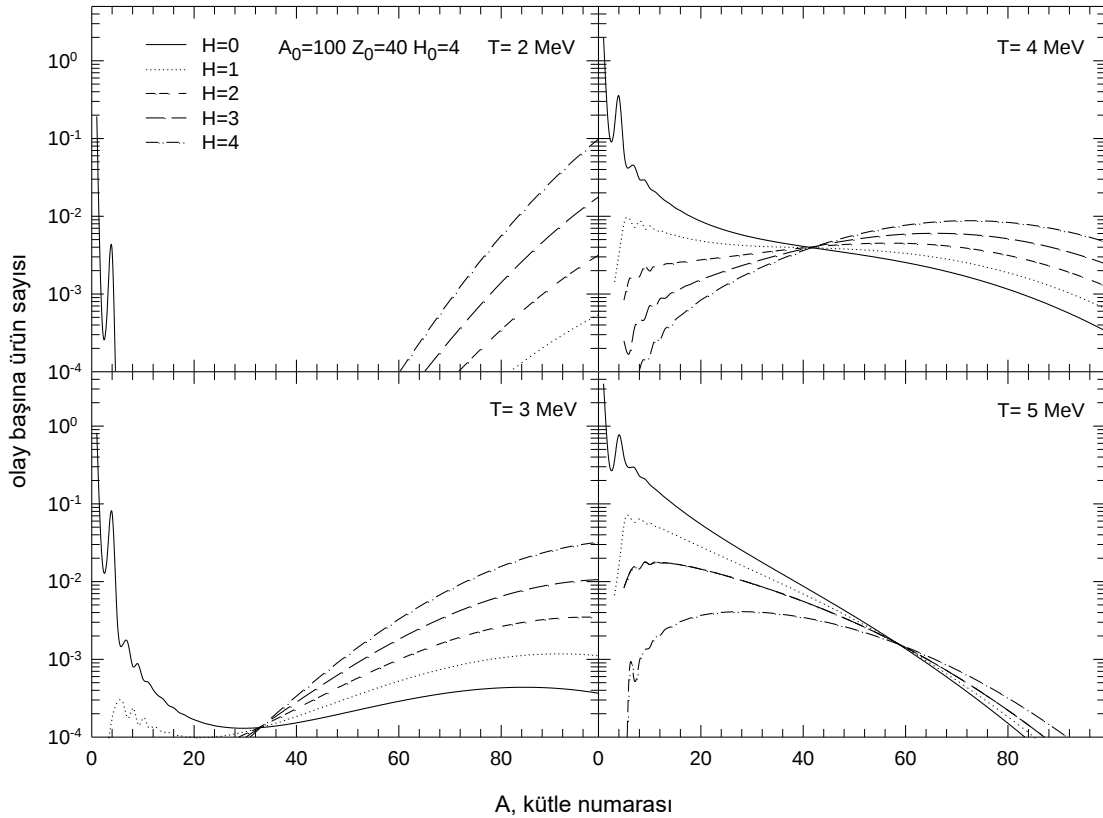
Hiperonlar için hiper SMM modeli kullanarak buharlaşma ve çok katlı parçalanma süreçlerini incelemek için hesaplamalar yaptık. Tek tek olay bazlı Monte Carlo hesaplamaları farklı hiper çekirdekler için 0,5-10 MeV/nükleon arasındaki değişik uyarma enerjilerinde nükleon başına yüz bin olay üzerinden yapılmıştır. Hesaplamalarda hiperonlar için (Buyukcizmeci ve ark., 2018; Buyukcizmeci ve ark., 2019; Büyükçizmeci ve ark., 2020) referanslarında geliştirilmiş olan hiper SMM modelini kullandık. $T=3, 4, 5$ ve 6 MeV sıcaklıklarındaki $A_0=100$ ve 200 , $Z_0=40$ ve 80 ve ^{238}U , ^{197}Au ve ^{167}Ho çekirdekleri için $H_0=0, 2$ ve 4 hiperonlu (Lambda) durumlarındaki parçalanma ürünlerini kapsayan bir milyon olay için bilgisayar hesaplamaları yaptık. Aşağıda özetle yaptığımız sayısal hesaplamalarımızı ve elde edilen sonuçlarımızı sunduk.

4.1. Normal ve Hiper Çekirdeklerin Kütle Dağılımlarının İncelenmesi

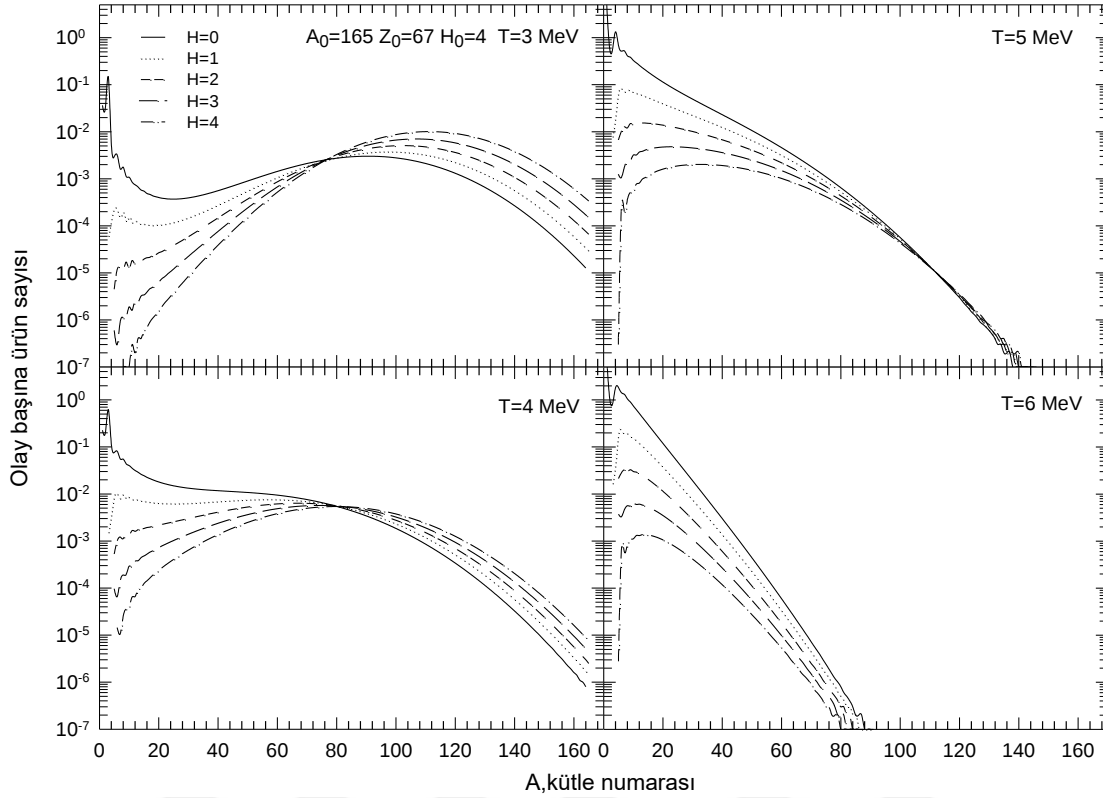
Şekil 4.1. ve 4.2.'de $T=2, 3, 4$ ve 5 MeV sıcaklıkta $H_0=4\Lambda$ içeren, kütle numarası $A_0=100$, atom numarası $Z_0=40$ ve kütle numarası $A_0=165$, atom numarası $Z_0=67$ olan uyarılmış başlangıç çekirdeğin bozunmasından sonra oluşan H sayıda Λ içeren sıcak hiper çekirdek ve normal çekirdeklerin olay başına ürün sayılarını gösterdik. Kütle dağılımlarını hesaplamalarında büyük kanonik topluluk yaklaşımı uygulanmıştır. Şekil 4.1.'de $H_0=4\Lambda$ içeren, kütle numarası $A_0=100$, atom numarası $Z_0=40$ başlangıç çekirdeğinin $T=2$ MeV değerindeki parçalanmasından elde edilen kütle dağılımlarının genel görünümü U şeklindeki dağılımı göstermektedir. $H=0$ normal sıcak çekirdek dağılımları büyük kütle numaralı bölgelerde ($A>60$) en düşük olay başına ürün sayısı değerine sahipken, $H>0$ hiperonlu toplam dağılımlar Λ hiperon sayısına bağlı olarak orantılı olarak daha yüksek değerlere sahiptir. Normal çekirdeklerin yanına hiper çekirdeklerin de eklenmesiyle toplam kütle dağılımının olay başına olasılığı artmaktadır. Ayrıca içinde bir veya daha fazla hiperon içeren hiper çekirdeklerin bağlanma enerjileri artacağı için düşük sıcaklıklarda sistemdeki oluşan parçacıklara yeterince uyarma enerjisi aktarılamayacağı için ağır bileşik çekirdeğin parçalanma olasılığı düşüktür ve olay başına ürün olasılığı düşük olacaktır. Bu dağılım düşük sıcaklıklarda etkin olan küçük parçacıklara buharlaşma mekanizmasının bir göstergesidir. $A>70$ olan büyük bileşik çekirdekler ve irili ufaklı küçük buharlaşmış çekirdekler (temsili olarak çoğunlukla $A<4$

gaz parçacıklar) sistemde baskın olarak mevcuttur. Diğer ara kütleli çekirdeklerin olasılıkları da düşüktür.

Artan sıcaklıkla $T=3-4$ MeV değerlerinde U şeklindeki kütle dağılımı plato şeklindeki dağılıma (nükleer sıvı faz gaz geçişi davranışına) ve $T=5$ MeV ve daha yüksek sıcaklıklarda üstel olarak azalan dağılım sergilemektedir. $T>7-8$ MeV sıcaklıklarda ise tamamen nükleonlara buharlaşma eğilimi baskın olacaktır. Benzer davranış Şekil 4.2. de ki çekirdek sisteminin ayrışması içinde bulunmuştur. Böylece farklı kütleli, atom numaralı ve izospinli iki çekirdek sisteminin normal ve hiper çekirdek ürünlerini içeren toplam dağılımlarının davranışlarını belirlemiş olduk. Bu tez çalışmasında elde ettiğimiz Şekil 4.1. ve 4.2.'de sunulan yeni bulgularımızın sonuçları (Buyukcizmeci ve ark., 2018; Buyukcizmeci ve ark., 2019; Büyükçizmeci ve ark., 2020) tarafından yapılan analizleri destekler niteliktedir.



Şekil 4.1. $T=2, 3, 4$ ve 5 MeV sıcaklıkta $H_0=4$ Λ içeren kütle numarası $A_0=100$ ve atom numarası $Z_0=40$ olan uyarılmış başlangıç çekirdeğin bozunmasından sonra oluşan H sayıda Λ içeren hiper çekirdek ve normal çekirdeklerin toplam olay başına ürün sayıları.



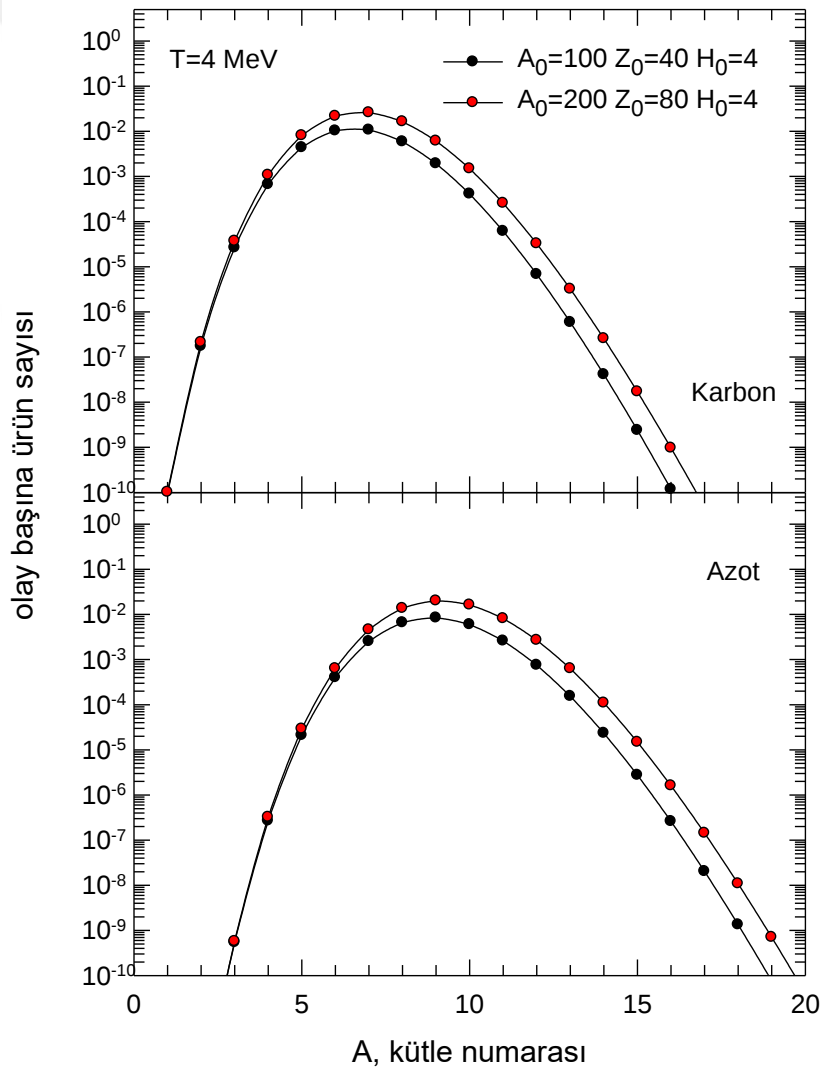
Şekil 4.2. $T=2, 3, 4$ ve 5 MeV sıcaklıkta $H_0=4$ Λ içeren kütle numarası $A_0=165$ ve atom numarası $Z_0=67$ olan Holmiyum uyarılmış çekirdeğinin bozunmasından sonra oluşan H sayıda Λ içeren hiper çekirdek ve normal çekirdeklerin toplam olay başına ürün sayıları.

Hesaplamalarda büyük kanonik topluluk yaklaşımı uygulanmıştır (Büyükçizmeci ve ark., 2020). Şekil 4.1.'de sıcaklık arttıkça beklendiği gibi orta kütleli çekirdeklerinin sayısı artar. Alt panelde, düz dağılım, artan sıcaklıkla $T = 3$ MeV'de üstel bir düşüşle değişmeye başlar.

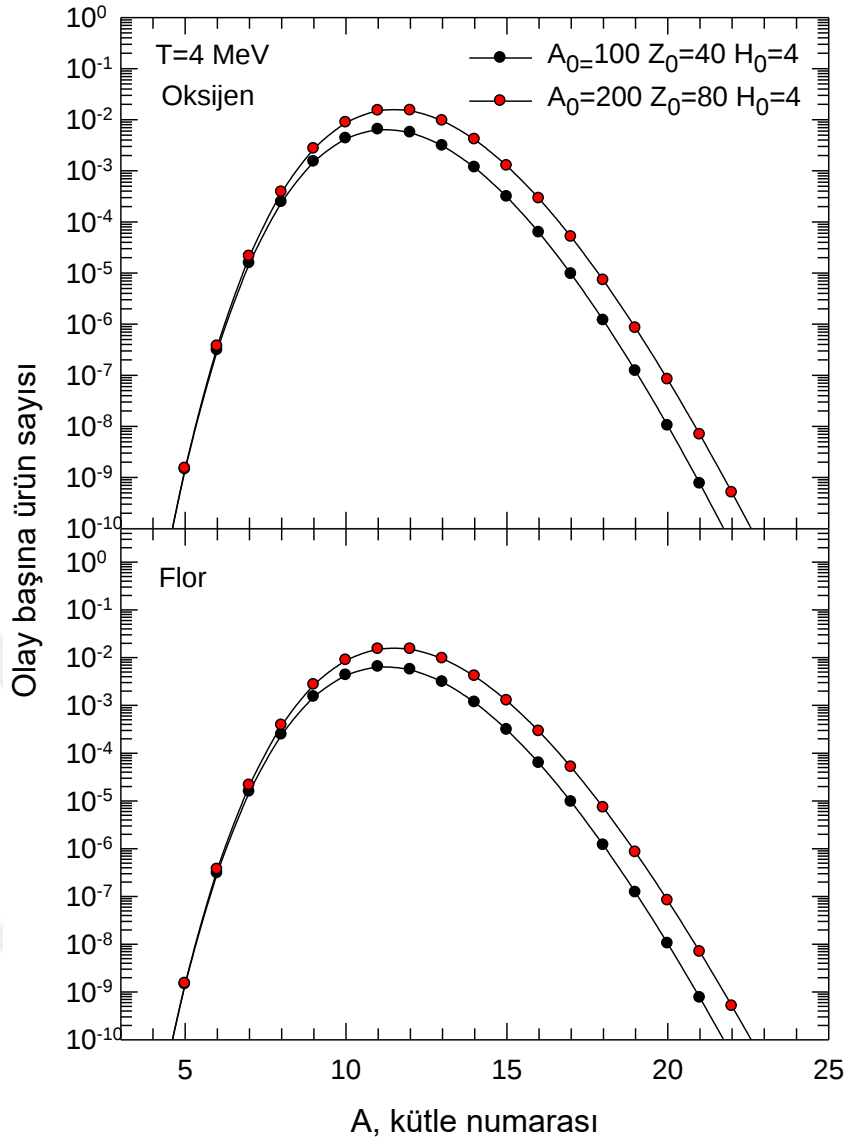
Şekil 4.2.'in tüm panellerinde dağılımlarda da artan lambda sayısına göre değişen bir sıralama vardır. Bunun nedeni, artık hiper çekirdek sisteminin, içinde fazladan Λ hiperon bulunanlar daha yüksek bağlanma enerjilerine sahip olması ve bu tür hiper çekirdekler için bozunma için daha fazla enerji gerekmesidir. Hiperon-nükleon potansiyeli nükleon-nükleon potansiyeline yakın olsa bile, normal sıcak çekirdeklerin hiper çekirdeklerden önce bozunma önceliği olacaktır. Şekil 4.1. ve Şekil 4.2.'den açıkça görülebileceği gibi, daha büyük çekirdekler $T=2-3$ MeV'de baskın iken, farklı Λ hiperon içerikleri için dağılımlar arasındaki farklar, $A > 100$ için oldukça belirgindir ve benzer davranışlar gösterir.

4.2. Hiper Çekirdeklerin Bozunmasında Açığa Çıkan Çekirdek İzotoplarının İncelenmesi

Bu bölümde doğada bulunan Karbon, Azot, Oksijen, Flor gibi küçük atom numaralı elementlerin izotop dağılımlarının hiperçekirdeklerin bozunmasıyla oluşabilecek ürün sayılarını karşılaştırmalı olarak inceledik. $T=4$ MeV sıcaklıkta kütle ve atom numaraları sırasıyla $A_0=100$, $Z_0=40$ ve $A_0=200$, $Z_0=80$ olan başlangıç uyarılmış çekirdeklerinden saçılan karbon ve azot izotoplarının dağılımları Şekil 4.3.'de karşılaştırılmıştır. Beklendiği gibi farklı ölçüde ancak aynı izospinli kaynak çekirdeklerden saçılan izotop dağılımlarının birbirine yakın değerler ve benzer eğilimde dağılımlar sergilediği gösterilmiştir



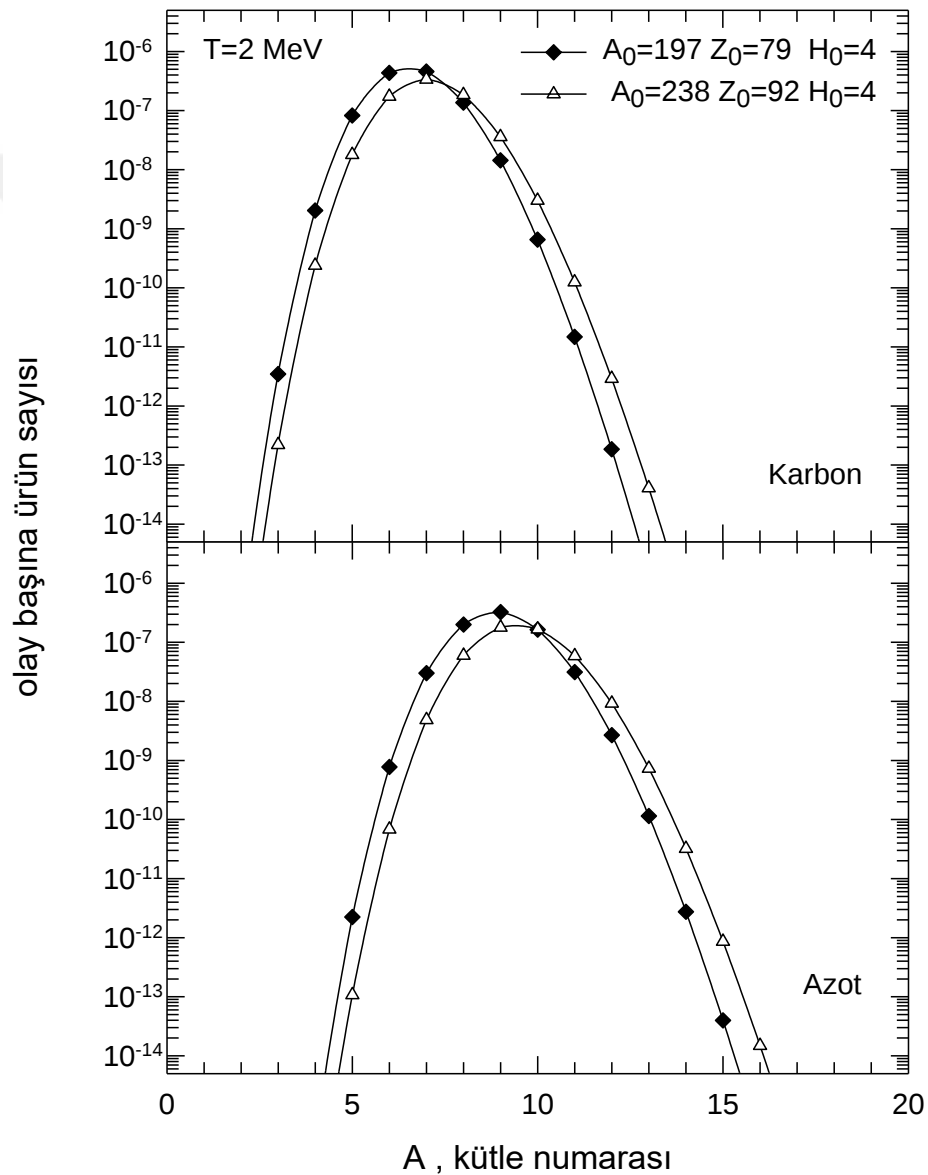
Şekil 4.3. $T=4$ MeV sıcaklıkta kütle ve atom numaraları sırasıyla $A_0=100$, $Z_0=40$ ve $A_0=200$, $Z_0=80$ olan uyarılmış başlangıç çekirdeklerin bozunmasından sonra oluşan Karbon ve Azot izotoplarının olay başına ürün sayıları.



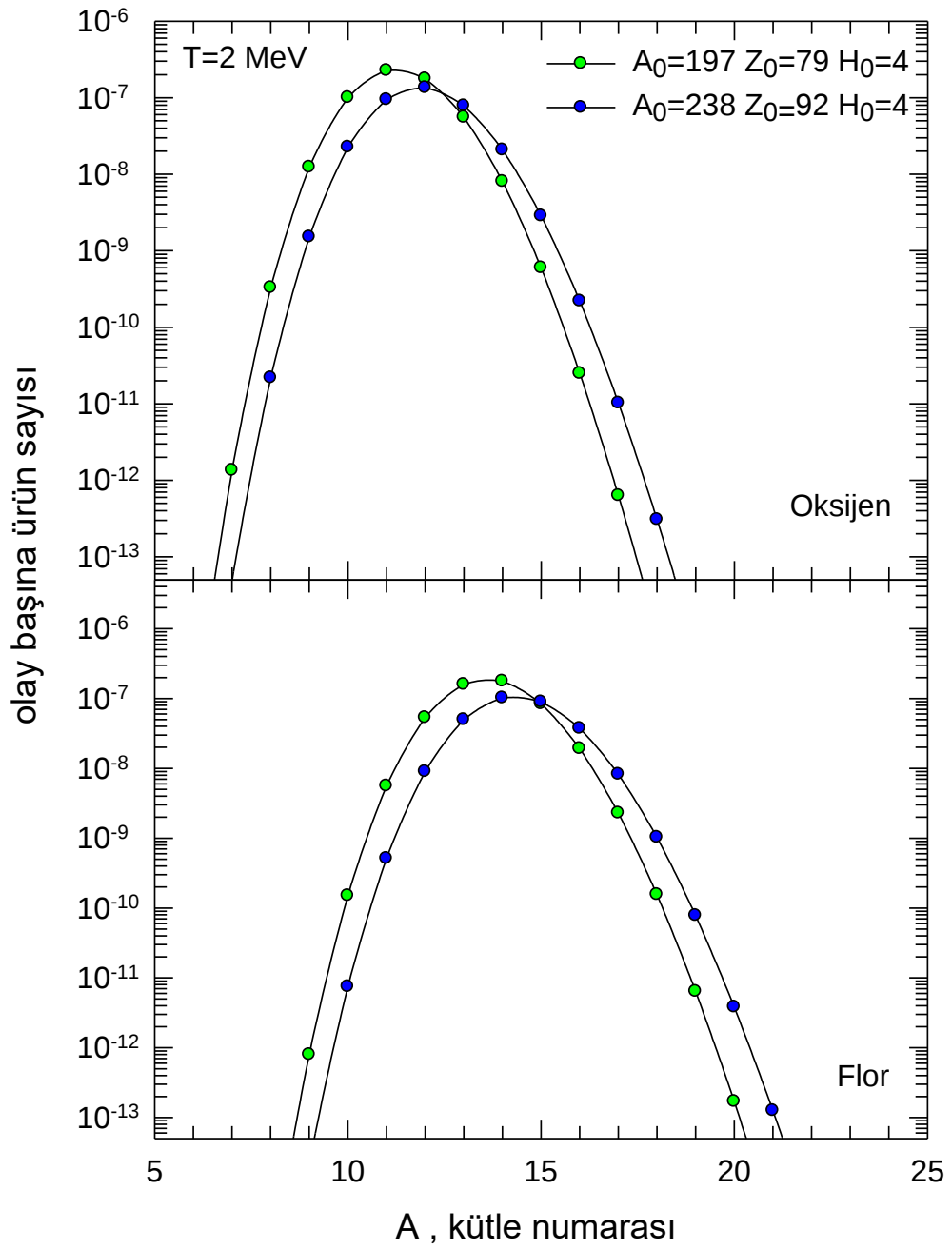
Şekil 4.4. $T=4$ MeV sıcaklıkta kütle ve atom numaraları sırasıyla $A_0=100$ $Z_0=40$ ve $A_0=200$ $Z_0=80$ olan uyarılmış başlangıç çekirdeklerin bozunmasından sonra oluşan Oksijen ve Flor izotoplarının olay başına ürün sayıları.

Şekil 4.4.'de $T=4$ MeV sıcaklıkta kütle ve atom numaraları sırasıyla $A_0=100$ $Z_0=40$ ve $A_0=200$ $Z_0=80$ uyarılmış başlangıç çekirdeklerinin bozunmasından oluşan oksijen ve flor izotoplarının dağılımları karşılaştırılmıştır. Şekil 4.3.'de olduğu gibi farklı ölçüde ancak aynı izospinli kaynak çekirdeklerden saçılan izotop dağılımlarının birbirine yakın değerler taşıdığı ve birbirine benzer eğilimde dağılımlar sergilediği gözlenmiştir.

Şekil 4.3. ve Şekil 4.4.' de çalıştığımız çekirdeklerden farklı olarak $T=2$ MeV sıcaklıkta Altın hiper çekirdeği ($A_0=197$, $Z_0=79$, $H_0=4$ ve $N/Z=1.49$) ve Uranyum hiper çekirdeği ($A_0=238$, $Z_0=92$, $H_0=4$ ve $N/Z=1.58$) bozunmasından sonra oluşan karbon - azot ve oksijen-flor izotopları için hesaplayıp sonuçları karşılaştırdık. Burada da beklendiği gibi farklı kütleli ve farklı izospinli kaynak çekirdeklerden saçılan izotop dağılımlarının birbirinden farklı değerler ve benzer eğilimde dağılımlar sergilediğini Şekil 4.5. ve Şekil 4.6. da gösterdik.



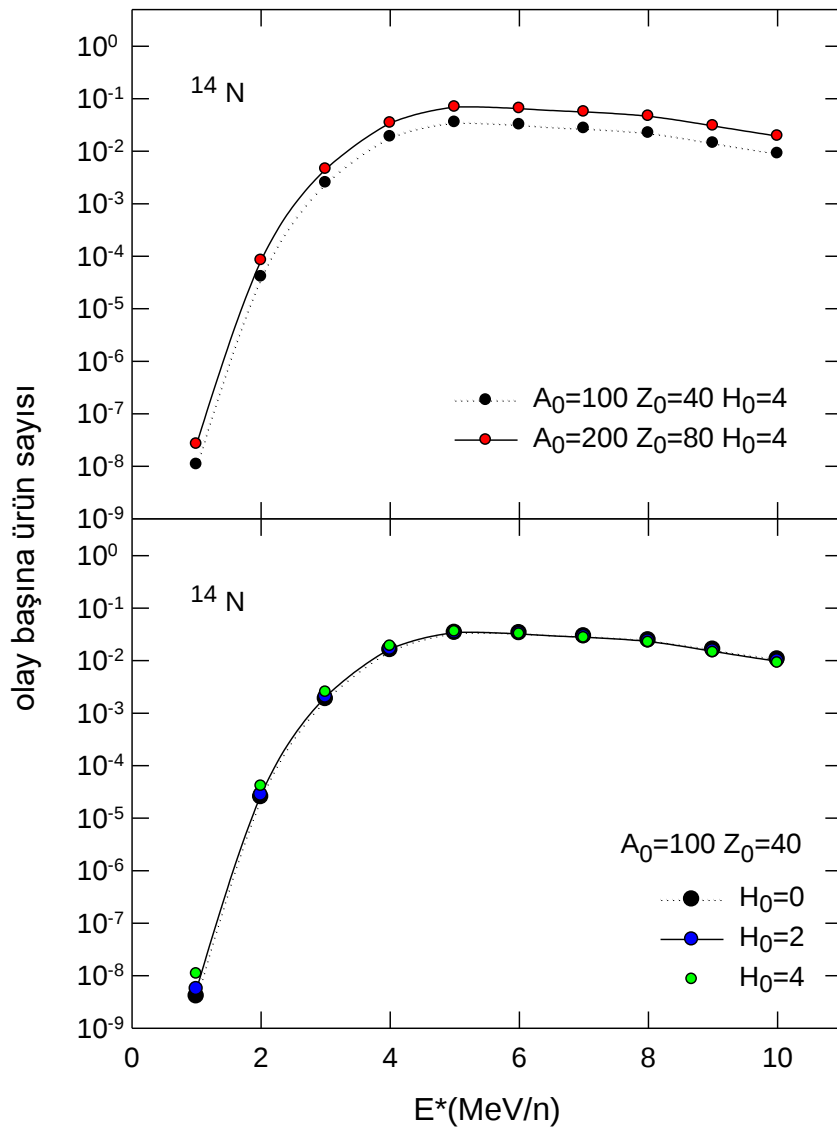
Şekil 4.5. $T=2$ MeV sıcaklıkta uyarılmış Altın hiper çekirdeği ($A_0=197$, $Z_0=79$, $H_0=4$ ve $N/Z=1.49$) ve Uranyum hiper çekirdeği ($A_0=238$, $Z_0=92$, $H_0=4$ ve $N/Z=1.58$) bozunmasından sonra oluşan Karbon ve Azot izotoplarının olay başına ürün sayıları.



Şekil 4.6. $T=2$ MeV sıcaklıkta uyarılmış Altın hiper çekirdeği ($A_0=197$, $Z_0=79$, $H_0=4$ ve $N/Z=1.49$) ve Uranyum hiper çekirdeği ($A_0=238$, $Z_0=92$, $H_0=4$ ve $N/Z=1.58$) bozunmasından sonra oluşan Oksijen ve Flor izotoplarının olay başına ürün sayıları.

4.3. Normal ve Hiper Çekirdeklerin Bozunmasında Açığa Çıkan Hiper İzotopların Uyarma Enerjisine Göre Değişiminin İncelenmesi

Şekil 4.7.'de üst panelde ürün sayıları üzerindeki başlangıç çekirdeğinin boyut etkisi ve nükleon başına uyarma enerjisine göre bu değişim açıkça görülebilir. Bunun yanında $A_0=100$, $Z_0=40$ ve $H_0=4$ çekirdeğinin parçalanmasından elde edilen Azot izotopunun ürün değerlerinin $A_0=200$ $Z_0=80$ ve $H_0=0$, 2 ve 4 için elde edilen değerlerden daha küçük değerlerde olduğu ve artan uyarma enerjisi ile ürün değerlerinin eğilimin benzer olduğu gösterilmiştir.



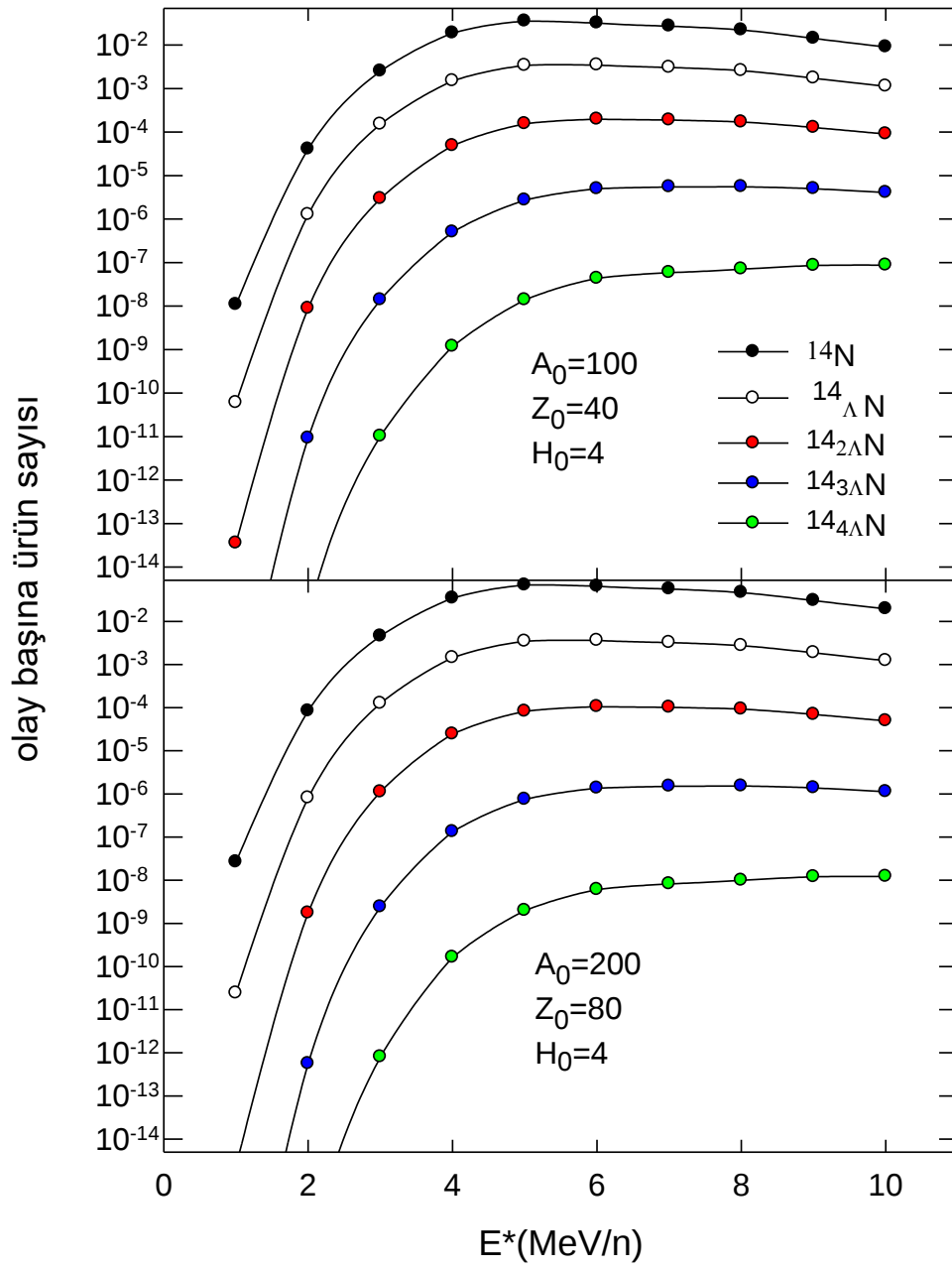
Şekil 4.7. $T=4$ MeV sıcaklıkta $A_0=100$, $Z_0=40$, $H_0=4$ ve $A_0=200$, $Z_0=80$, $H_0=4$ (farklı kütleli aynı izospinli) (üst panel) ve $A_0=100$, $Z_0=40$, $H_0=0$, 2, 4 (alt panel) uyarılmış başlangıç çekirdeklerinin bozunmasından sonra oluşan azot izotoplarının olay başına ürün sayıları uyarma enerjisine göre değişimi.

Şekil 4.7. üst panelinde $A_0=100$ $Z_0=40$ ve $A_0=200$ $Z_0=80$ için azot izotoplarının ürün sayılarının karşılaştırılması gösterilirken; alt panelde $A_0=100$, $Z_0=40$, $H_0=0, 2, 4$ çekirdeklerinin bozunmasında açığa çıkan azot izotoplarının ürün sayılarının uyarma enerjisinin 2-4 MeV/nükleon değerlerinde birbirinden hafifçe farklı değerler elde edilirken 5 MeV/nükleon değerleri için çok yakın değerler alarak yaklaşık olarak sabit bir değere ulaştığı gösterilmiştir.

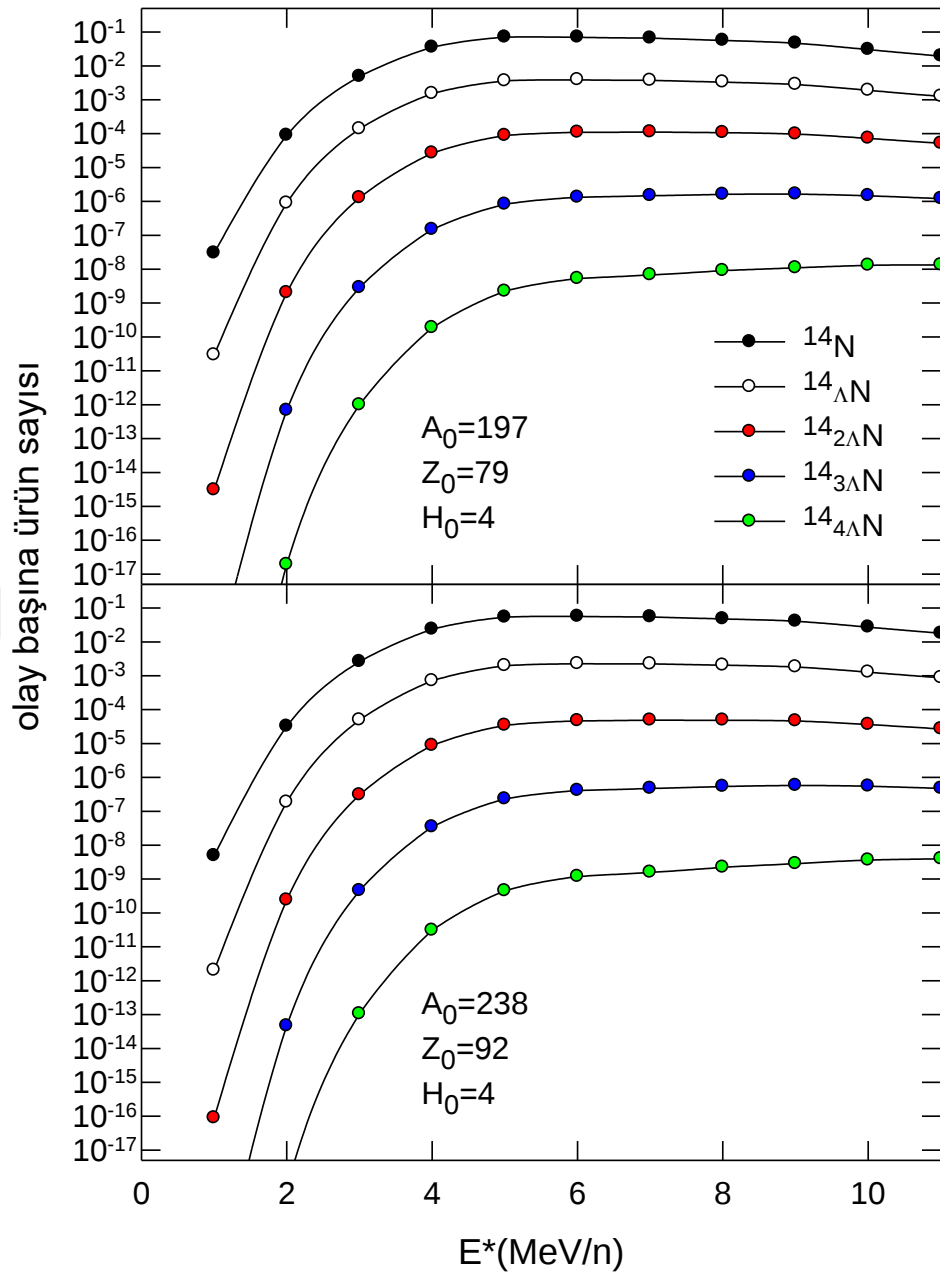
Şekil 4.8.'de ^{14}N çekirdeğinin ve $^{14}_{\Lambda}\text{N}$, $^{14}_{2\Lambda}\text{N}$, $^{14}_{3\Lambda}\text{N}$, $^{14}_{4\Lambda}\text{N}$ hiper çekirdeklerinin olay başına ürün değerlerinin uyarılma enerjisine göre değişimlerini, aynı izospinli farklı büyüklükteki $A_0=100$, $Z_0=40$, $H_0=4$ (üst panel) ve $A_0=200$, $Z_0=80$, $H_0=4$ (alt panel) başlangıç çekirdeklerinin parçalanması için hesaplayarak karşılaştırdık.

Şekil 4.9. da ise yine Azot çekirdek ve hiper çekirdeklerinin Altın hiper çekirdeğinin $A_0=197$, $Z_0=79$, $H_0=4$ (üst panel) ve Uranyum hiper çekirdeğinin $A_0=238$, $Z_0=92$, $H_0=4$ (alt panel) farklı başlangıç çekirdek sistemlerin ayrışması durumunda karşılaştırdık ve Şekil 4.7. ve Şekil 4.8.'e benzer eğilimler bulduk.

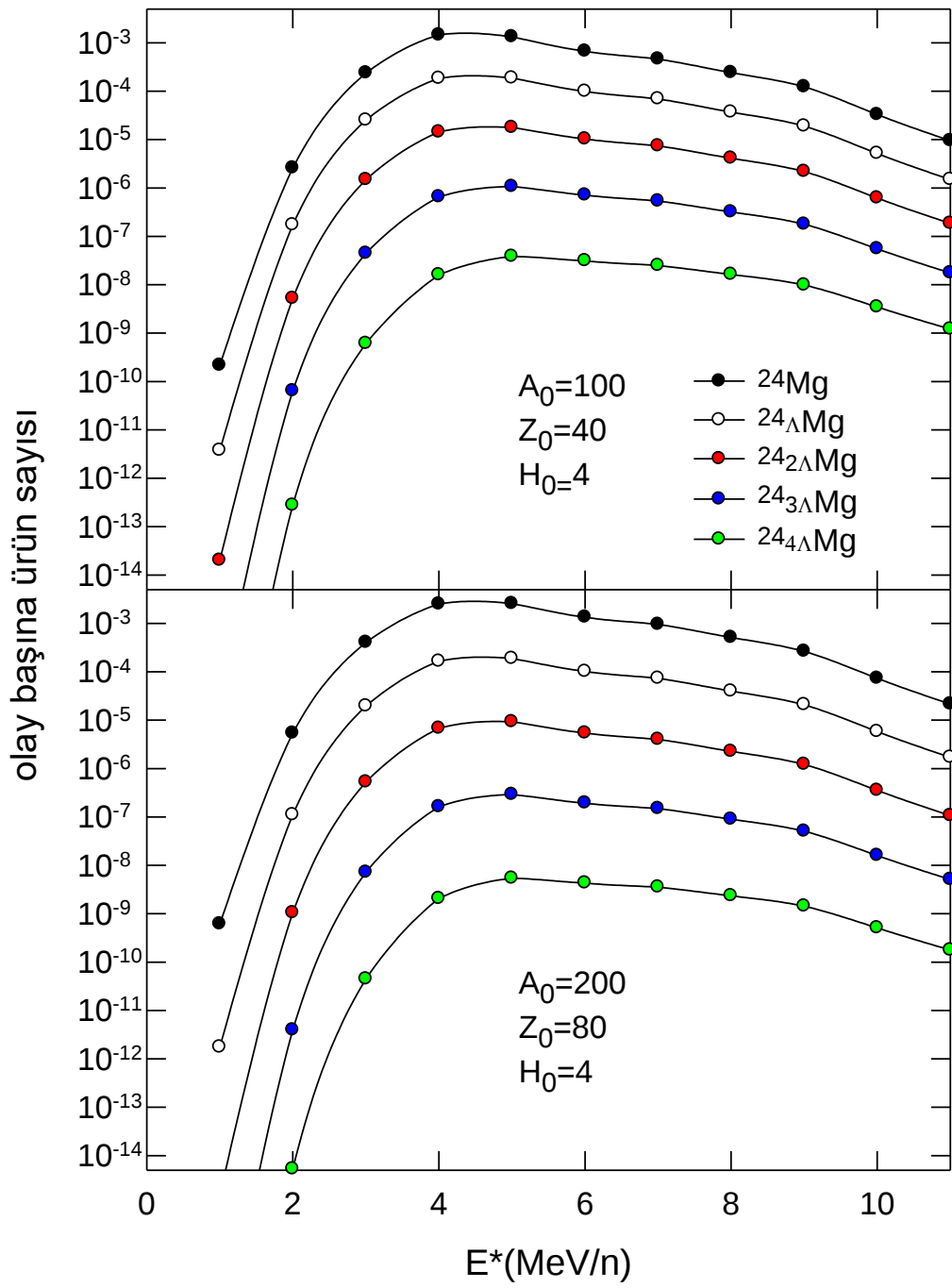
Şekil 4.10.'da ^{24}Mg çekirdeği ve $^{24}_{\Lambda}\text{Mg}$, $^{24}_{2\Lambda}\text{Mg}$, $^{24}_{3\Lambda}\text{Mg}$, $^{24}_{4\Lambda}\text{Mg}$ hiper çekirdeklerinin olay başına ürün değerlerinin uyarılma enerjisine göre değişimlerini, aynı izospinli farklı büyüklükteki $A_0=100$, $Z_0=40$, $H_0=4$ (üst panel) ve $A_0=200$, $Z_0=80$, $H_0=4$ (alt panel) başlangıç çekirdeklerinin parçalanması için hesaplayarak karşılaştırdık. Şekil 4.11.'de ise Magnezyum çekirdeklerinin çekirdek ve hiper çekirdeklerinin Altın hiper çekirdeğinin $A_0=197$, $Z_0=79$, $H_0=4$ (üst panel) ve Uranyum hiper çekirdeğinin $A_0=238$, $Z_0=92$, $H_0=4$ (alt panel) farklı başlangıç çekirdek sistemlerin ayrışması durumunda karşılaştırdık ve Şekil 4.7.ve Şekil 4.10.'a benzer eğilimler bulduk. Normal ve hiper-Azot ve hiper-Magnezyum izotoplarının olay başına ürün sayıları 4-5 MeV/nükleon uyarma enerjisi değerlerinde artış eğilimi gösterirken, 6-7 MeV/nükleon uyarma enerjisinden sonra neredeyse sabit düz bir dağılım gösterirler.



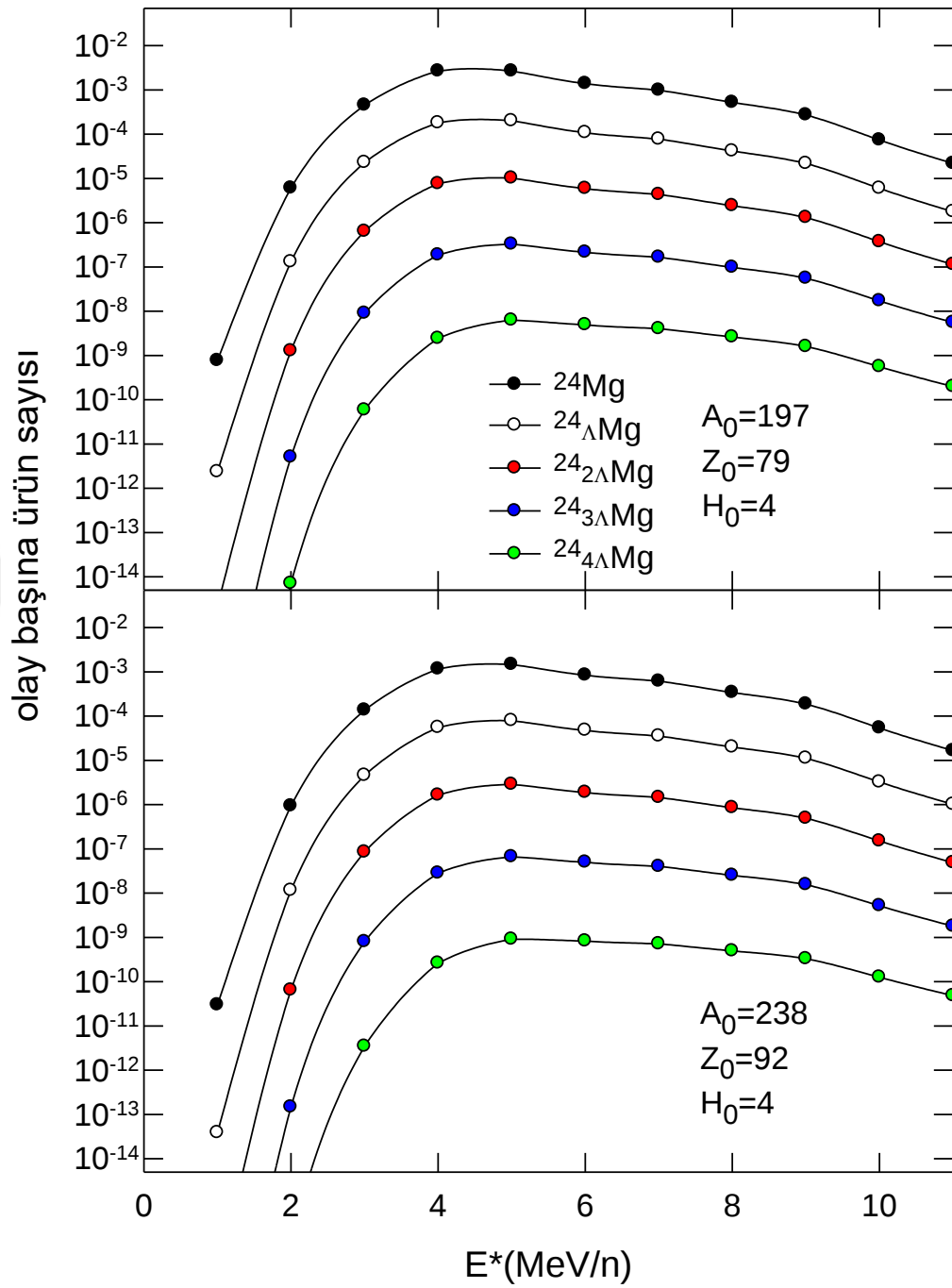
Şekil 4.8. Farklı uyarma enerjilerinde uyarılmış hiper çekirdek sisteminin ayrışmasından sonra açığa çıkan Azot ve hiper Azot izotopların olay başına ürün sayıları. Üst panelde $A_0=100$ $Z_0=40$ ve alt panel $A_0=200$ $Z_0=80$ ve başlangıç Λ hiperon sayıları $H_0=4$ çekirdek sistemi için sonuçlar gösterilmiştir.



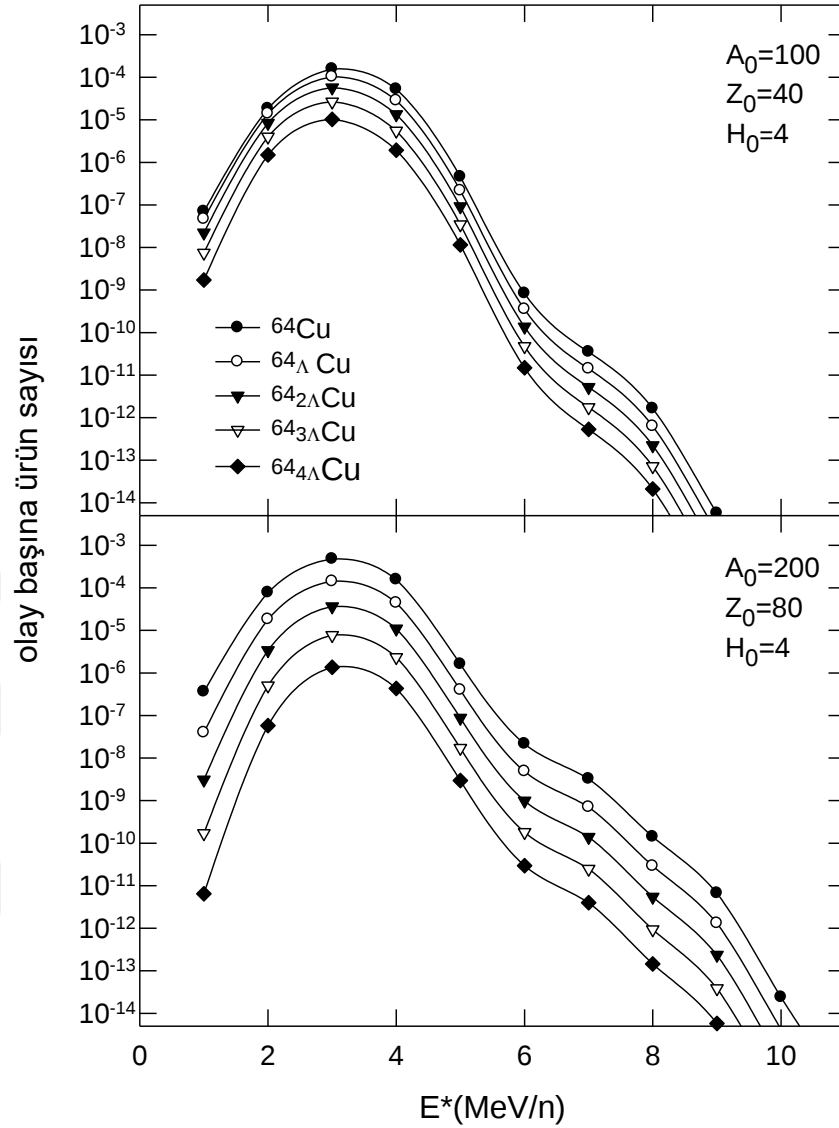
Şekil 4.9. Nükleon başına farklı uyarma enerjilerinde uyarılmış hiper çekirdek sisteminin ayrışmasından sonra açığa çıkan Azot ve hiper Azot izotopların olay başına ürün sayıları. Üst panelde $A_0=197$ $Z_0=79$ ve alt panel $A_0=238$ $Z_0=92$ ve başlangıç Λ hiperon sayıları $H_0=4$ çekirdek sistemi için sonuçlar gösterilmiştir.



Şekil 4.10. Nükleon başına farklı uyarma enerjilerinde uyarılmış hiper çekirdek sisteminin ayrışmasından sonra açığa çıkan Magnezyum ve hiper Magnezyum izotopların olay başına ürün sayıları. Üst panelde $A_0=100$ $Z_0=40$ ve alt panel $A_0=200$ $Z_0=80$ ve başlangıç Λ hiperon sayıları $H_0=4$ çekirdek sistemi için sonuçlar gösterilmiştir.

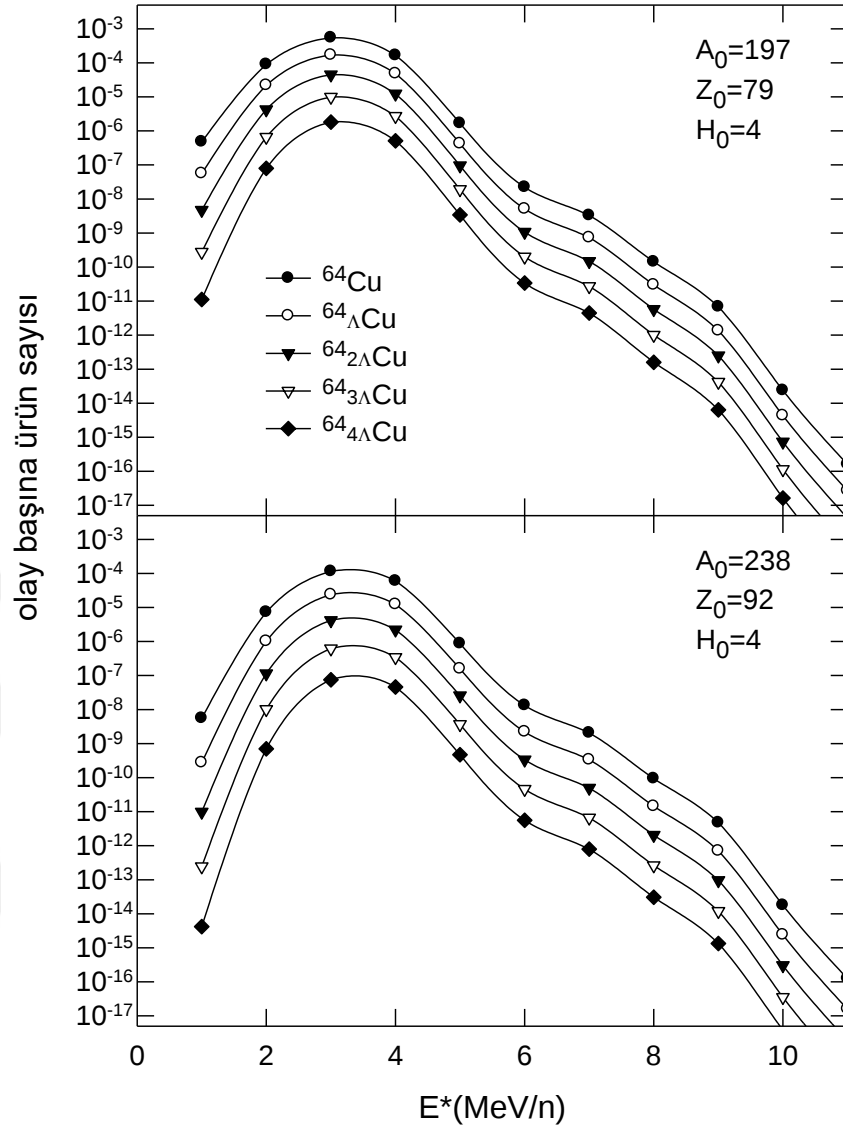


Şekil 4.11. Nükleon başına farklı uyarma enerjilerinde uyarılmış hiper çekirdek sisteminin ayrışmasından sonra açığa çıkan Magnezyum ve hiper Magnezyum izotopların olay başına ürün sayıları. Üst panelde $A_0=197$ $Z_0=79$ ve alt panel $A_0=238$ $Z_0=92$ ve başlangıç Λ hiperon sayıları $H_0=4$ çekirdek sistemi için sonuçlar gösterilmiştir.



Şekil 4.12. Farklı uyarma enerjilerinde uyarılmış hiper çekirdek sisteminin ayrışmasından sonra açığa çıkan bakır ve hiper -bakır izotopların olay başına ürün sayıları. Üst panelde $A_0=100$ $Z_0=40$ ve alt panel $A_0=200$ $Z_0=80$ ve başlangıç Λ hiperon sayıları $H_0=4$ çekirdek sistemi için sonuçlar gösterilmiştir

Şekil 4.8. ve 4.9.'da hafif kütleli Azot, 4.10. ve 4.11.'de orta hafif kütleli Magnezyum izotopları ve Şekil 4.12. ve 4.13.'de ise orta ağırlıklı bir çekirdek olan Bakır izotopları için hesaplamalar yaptık. Normal ve hiper-Azot izotoplarının olay başına ürün sayıları 4-5 MeV/nükleon değerlerine kadar artış eğilimi, 6-7 MeV/nükleon değerinden sonra neredeyse düz bir dağılım göstermektedir. Magnezyum ile hiper-Magnezyum ürünleri ise 6-7 MeV/n'den sonra azalma eğilimine geçmektedir. Orta ağır kütleli Bakır ve hiper-Bakır izotoplarında ise 2-3 MeV/nükleon aralığına kadar olay başına ürün sayısı artarken 4 MeV/nükleondan sonra azalma eğilimi gösterir.



Şekil 4.13. Farklı uyarma enerjilerinde uyarılmış hiper çekirdek sisteminin ayrışmasından sonra açığa çıkan bakır ve hiper -bakır izotopların olay başına ürün sayıları. Üst panelde $A_0=197$ $Z_0=79$ ve alt panel $A_0=238$ $Z_0=92$ ve başlangıç Λ hiperon sayıları $H_0=4$ çekirdek sistemi için sonuçlar gösterilmiştir

Nükleon başına artan uyarma enerjisi ile açığa çıkan bu davranış, küçük parçacıklara buharlaşma mekanizmasından çok katlı parçalanma mekanizmasına geçişin açık bir göstergesidir ve nükleer maddenin sıvı gaz faz geçişi olayı ile doğrudan ilişkilidir.

5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında hiper çekirdeklerin buharlaşması, derin esnek olmayan nükleer çarpışmalarda meydana gelen normal çekirdeklerin buharlaşmasına benzer şekilde hiper SMM modeli kullanılarak araştırılmıştır. Hedef ve mermi kalıntılarından meydana gelen hafif hiper-çekirdeklerin emisyonu için bazı ağır hiper-çekirdeklerin buharlaşma mekanizmasını araştırdık. Teorik hesaplamalar, hiper çekirdeklere genelleştirilmiş istatistiksel çoklu parçalanma modeli için geliştirilen bilgisayar kodları kullanılarak yüzbin ile bir milyon olay üzerinden gerçekleştirilmiştir. Tek tek olay bazlı Monte Carlo yaklaşımı ile hesaplanarak, farklı hiper çekirdekler için 0,5-10 MeV/nükleon arasındaki değişik uyarma enerjilerinde yeni oluşan ve buharlaşan çekirdeklerin ve hiper çekirdeklerin kütle dağılım davranışları incelenmiştir. $T=3, 4, 5$ ve 6 MeV sıcaklıklarındaki $A_0=100$ ve 200 , $Z_0=40$ ve 80 ve ^{238}U , ^{197}Au ve ^{167}Ho çekirdeklerinin parçalanmasında $H_0=0, 2$ ve 4 hiperonlu (Lambda) durumlarındaki parçalanma ürünlerini detaylı olarak inceledik. ^{14}N , $^{14}_{\Lambda}\text{N}$, $^{14}_{2\Lambda}\text{N}$, $^{14}_{3\Lambda}\text{N}$, $^{14}_{4\Lambda}\text{N}$, ^{24}Mg , $^{24}_{\Lambda}\text{Mg}$, $^{24}_{2\Lambda}\text{Mg}$, $^{24}_{3\Lambda}\text{Mg}$, $^{24}_{4\Lambda}\text{Mg}$, ^{64}Cu , $^{64}_{\Lambda}\text{Cu}$, $^{64}_{2\Lambda}\text{Cu}$, $^{64}_{3\Lambda}\text{Cu}$, $^{64}_{4\Lambda}\text{Cu}$ hiper çekirdeklerinin olay başına ürün değerlerinin uyarılma enerjisine göre değişimlerini teorik olarak detaylı olarak analizlerini yaptık.

Tezimizde araştırdığımız buharlaşma mekanizmasıyla üretilebilecek çekirdek ve hiper çekirdek oluşumları ALICE, FAIR, FOPI, MAMI, NICA, RIKEN, STAR, PANDA ve Super FRS gibi dünyadaki deney grupları tarafından yapılan ve yapılması planlanan deneylerdeki hiper çekirdek oluşumlarının araştırılmasını içermektedir. Bu tez çalışmamızda elde edilen sonuçların (Öztürk ve Büyükçizmeci, 2021) yakın gelecekte özellikle FAIR (Almanya) ve NICA (Rusya) deneysel verileriyle karşılaştırılabileceğine ve bilime katkı yaptığına inanmaktayız.

6.KAYNAKLAR

- Antoniadis, I., 2013, Mass hierarchy and string phenomenology in the LHC era, *Journal of Physics: Conference Series*, 447, 012001.
- Bando, H., Motoba, T. ve Zofka, J., 1990, Production, Structure and Decay of Hypernuclei, *International Journal of Modern Physics A*, 5 (21), 4021-4198.
- Blum, K. ve Takimoto, M., 2019, Nuclear coalescence from correlation functions, *Physical Review C*, 99 (4), 044913.
- Bondorf, J. P., Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mishustin, I. N. ve Sneppen, K., 1995, Statistical multifragmentation of nuclei, *Physics Reports*, 257 (3), 133-221.
- Botvina, A. S., Mishustin, I. N., Begemann-Blaich, M., Hubele, J., Imme, G., Iori, I., Kreutz, P., Kunde, G. J., Kunze, W. D., Lindenstruth, V., Lynen, U., Moroni, A., Müller, W. F. J., Ogilvie, C. A., Pochodzalla, J., Raciti, G., Rubehn, T., Sann, H., Schüttauf, A., Seidel, W., Trautmann, W. ve Wörner, A., 1995, Multifragmentation of spectators in relativistic heavy-ion reactions, *Nuclear Physics A*, 584 (4), 737-756.
- Botvina, A. S. ve Pochodzalla, J., 2007, Production of hypernuclei in multifragmentation of nuclear spectator matter, *Physical Review C*, 76 (2), 024909.
- Botvina, A. S., Gudima, K. K., Steinheimer, J., Bleicher, M. ve Mishustin, I. N., 2011, Production of spectator hypermatter in relativistic heavy-ion collisions, *Physical Review C*, 84 (6), 064904.
- Botvina, A. S., Gudima, K. K., Steinheimer, J., Mishustin, I. N., Pochodzalla, J., Sanchez Lorente, A., Bleicher, M. ve Stoecker, H., 2012, Production of hypernuclei in peripheral collisions of relativistic ions, *Nuclear Physics A*, 881, 228-239.
- Botvina, A. S., Gudima, K. K. ve Pochodzalla, J., 2013, Production of hypernuclei in peripheral relativistic ion collisions, *Physical Review C*, 88 (5), 054605.
- Botvina, A. S., Steinheimer, J., Bratkovskaya, E., Bleicher, M. ve Pochodzalla, J., 2015, Formation of hypermatter and hypernuclei within transport models in relativistic ion collisions, *Physics Letters B*, 742, 7-14.
- Botvina, A. S., Buyukcizmeci, N., Ergun, A., Ogul, R., Bleicher, M. ve Pochodzalla, J., 2016, Formation of hypernuclei in evaporation and fission processes, *Physical Review C*, 94 (5), 054615.
- Botvina, A. S., Gudima, K. K., Steinheimer, J., Bleicher, M. ve Pochodzalla, J., 2017, Formation of hypernuclei in heavy-ion collisions around the threshold energies, *Physical Review C*, 95 (1), 014902.
- Buyukcizmeci, N., Ogul, R. ve Botvina, A. S., 2005, Isospin and symmetry energy effects on nuclear fragment production in liquid-gas-type phase transition region, *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 25 (1), 57-64.
- Buyukcizmeci, N., Botvina, A. S., Pochodzalla, J. ve Bleicher, M., 2013, Mechanisms for the production of hypernuclei beyond the neutron and proton drip lines, *Physical Review C*, 88 (1), 014611.
- Buyukcizmeci, N., Botvina, A. S., Ergun, A., Ogul, R. ve Bleicher, M., 2018, Statistical production and binding energy of hypernuclei, *Physical Review C*, 98 (6), 064603.
- Buyukcizmeci, N., Botvina, A. S., Ogul, R., Ergun, A. ve Bleicher, M., 2019, Production of Λ -hypernuclei and evaluation of their binding energies via the double yield ratio, *The European Physical Journal A*, 55 (1), 2.
- Büyükcizmeci, N., Botvina, A., P ul, R. ve Bleicher, M., 2020, Evaluation of hypernuclei in relativistic ion collisions, *European Physical Journal A*, 56, 1-15.
- Colloboration, S., 2010, Observation of an Antimatter Hypernucleus, *Science*, 328 (5974), 58.

- Danysz, M. ve Pniewski, J., 1953, Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment: I, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 44 (350), 348-350.
- Demorest, P. B., Pennucci, T., Ransom, S. M., Roberts, M. S. ve Hessels, J. W., 2010, A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay, *Nature*, 467 (7319), 1081-1083.
- Dönigus, B., 2013, (Anti-)matter and hyper-matter production at the LHC with ALICE, *Nuclear Physics A*, 904-905, 547c-550c.
- Experiment, T. P., 2006, Exploring the Mysteries of Strong Interactions—The PANDA Experiment, *Nuclear Physics News*, 16 (1), 15-18.
- Gaitanos, T., Lenske, H. ve Mosel, U., 2009, Formation of hypernuclei in high energy reactions within a covariant transport model, *Physics Letters B*, 675 (3), 297-304.
- Gal, A. v. P., 2012, Foreword, *Nuclear Physics A*, 881, 1-2.
- Gosset, J., Gutbrod, H., Meyer, W., Poskanzer, A., Sandoval, A., Stock, R. ve Westfall, G., 1977, Central collisions of relativistic heavy ions, *Physical Review C*, 16.
- Gross, D. H. E., 1990, Statistical decay of very hot nuclei-the production of large clusters, *Reports on Progress in Physics*, 556, 605-658.
- Hashimoto, O. ve Tamura, H., 2006, Spectroscopy of Λ hypernuclei, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 57 (2), 564-653.
- Hell, T. ve Weise, W., 2014, Dense baryonic matter: Constraints from recent neutron star observations, *Physical Review C*, 90 (4), 045801.
- Karnaukhov, V. A., Oeschler, H., Budzanowski, A., Avdeyev, S. P., Kirakosyan, V. V., Rodionov, V. K., Rukoyatkin, P. A., Simonenko, A. V., Karcz, W., Skwirczyńska, I., Kuzmin, E. A., Norbeck, E. ve Botvina, A. S., 2006, Liquid-fog and liquid-gas phase transitions in hot nuclei, *Physics of Atomic Nuclei*, 69 (7), 1142-1148.
- Kreutz, P., 1992, Charge correlations as a probe of nuclear disassembly, *A* 556 672-696.
- Neubert, W. ve Botvina, A. S., 2003, Limits of complete equilibration of fragments produced in central Au on Au collisions at intermediate energies, *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 17 (4), 559-571.
- Ogul, R., Botvina, A. S., Atav, U., Buyukcizmeci, N., Mishustin, I. N., Adrich, P., Aumann, T., Bacri, C. O., Barczyk, T., Bassini, R., Bianchin, S., Boiano, C., Boudard, A., Brzychczyk, J., Chbihi, A., Cibor, J., Czech, B., De Napoli, M., Ducret, J. É., Emling, H., Frankland, J. D., Hellström, M., Henzlova, D., Immè, G., Iori, I., Johansson, H., Kezzar, K., Lafriakh, A., Le Fèvre, A., Le Gentil, E., Leifels, Y., Lühning, J., Łukasik, J., Lynch, W. G., Lynen, U., Majka, Z., Mocko, M., Müller, W. F. J., Mykulyak, A., Orth, H., Otte, A. N., Palit, R., Pawłowski, P., Pullia, A., Raciti, G., Rapisarda, E., Sann, H., Schwarz, C., Sfienti, C., Simon, H., Sümmerer, K., Trautmann, W., Tsang, M. B., Verde, G., Volant, C., Wallace, M., Weick, H., Wiechula, J., Wieloch, A. ve Zwiegliński, B., 2011, Isospin-dependent multifragmentation of relativistic projectiles, *Physical Review C*, 83 (2), 024608.
- Öztürk, S. ve Büyükçizmeci, N., 2021, Investigation of the Products of Heavy Hypernuclei, *Selçuk Üniversitesi Fen Fakültesi Fen Dergisi*, 47 (1), 118-124.
- Pietrzak, T., Botvina, A. S., Brzychczyk, J., Buyukcizmeci, N., Le Fèvre, A., Łukasik, J., Pawłowski, P., Sfienti, C., Trautmann, W. ve Wieloch, A., 2020, The percolation phase transition and statistical multifragmentation in finite systems, *Physics Letters B*, 809, 135763.
- Pochodzalla, J., 1997, The search for the liquid-gas phase transition in nuclei, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 39, 443-501.
- Rappold, C., Kim, E., Saito, T. R., Bertini, O., Bianchin, S., Bozkurt, V., Kavatsyuk, M., Ma, Y., Maas, F., Minami, S., Nakajima, D., Özel-Tashenov, B., Yoshida, K., Achenbach, P., Ajimura, S., Aumann, T., Ayerbe Gayoso, C., Bhang, H. C., Caesar, C., Erturk, S., Fukuda, T., Göküzüm, B., Guliev, E., Hoffmann, J., Ickert, G., Ketenci, Z. S., Khaneft, D., Kim, M., Kim, S., Koch, K., Kurz, N., Le Fèvre, A., Mizoi, Y., Nungesser, L., Ott, W., Pochodzalla, J., Sakaguchi, A., Schmidt, C. J., Sekimoto, M., Simon, H., Takahashi, T., Tambave, G. J., Tamura, H.,

- Trautmann, W., Voltz, S. ve Yoon, C. J., 2013, Search for evidence of Λ by observing $d+\pi^+\pi^-$ and $t+\pi^+\pi^-$ final states in the reaction of ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ at 2A GeV , *Physical Review C*, 88 (4), 041001.
- Rappold, C., Saito, T. R., Bertini, O., Bianchin, S., Bozkurt, V., Kavatsyuk, M., Kim, E., Ma, Y., Maas, F., Minami, S., Nakajima, D., Özel-Tashenov, B. ve Yoshida, K., 2014, On the measured lifetime of light hypernuclei $3\Lambda\text{H}$ and $4\Lambda\text{H}$, *Physics Letters B*, 728, 543-548.
- Rudy, Z., Cassing, W., Demski, T., Jarczyk, L., Kamys, B., Kulesza, P., Schult, O. W. B. ve Strzalkowski, A., 1995, Λ -Hypernucleus formation in proton-nucleus reactions, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 351 (2), 217-224.
- Samanta, C., Chowdhury, P. ve Basu, D. N., 2006, Generalized mass formula for non-strange and hypernuclei with SU(6) symmetry breaking, *Journal of Physics G*, 32, 363-373.
- Schaffner-Bielich, J., 2008, Hypernuclear physics for neutron stars, *Nuclear Physics A*, 804 (1), 309-321.
- Schaffner, J., Dover, C. B., Gal, A., Greiner, C. ve Stöcker, H., 1993, Strange hadronic matter, *Phys Rev Lett*, 71 (9), 1328-1331.
- Scharenberg, R. P., Srivastava, B. K., Albergo, S., Bieser, F., Brady, F. P., Caccia, Z., Cebra, D. A., Chacon, A. D., Chance, J. L., Choi, Y., Costa, S., Elliott, J. B., Gilkes, M. L., Hauger, J. A., Hirsch, A. S., Hjort, E. L., Insolia, A., Justice, M., Keane, D., Kintner, J. C., Lindenstruth, V., Lisa, M. A., Matis, H. S., McMahan, M., McParland, C., Müller, W. F. J., Olson, D. L., Partlan, M. D., Porile, N. T., Potenza, R., Rai, G., Rasmussen, J., Ritter, H. G., Romanski, J., Romero, J. L., Russo, G. V., Sann, H., Scott, A., Shao, Y., Symons, T. J. M., Tincknell, M., Tuvé, C., Wang, S., Warren, P., Wieman, H. H., Wienold, T. ve Wolf, K., 2001, Comparison of 1A GeV ${}^{197}\text{Au}+{}^{\text{C}}$ data with thermodynamics: The nature of the phase transition in nuclear multifragmentation, *Physical Review C*, 64 (5), 054602.
- Scheibl, R. ve Heinz, U., 1999, Coalescence and flow in ultrarelativistic heavy ion collisions, *Physical Review C*, 59 (3), 1585-1602.
- Sombun, S., Tomuang, K., Limphirat, A., Hillmann, P., Herold, C., Steinheimer, J., Yan, Y. ve Bleicher, M., 2019, Deuteron production from phase-space coalescence in the UrQMD approach, *Physical Review C*, 99 (1), 014901.
- Steinheimer, J., Gudima, K., Botvina, A., Mishustin, I., Bleicher, M. ve Stöcker, H., 2012, Hypernuclei, dibaryon and antinuclei production in high energy heavy ion collisions: Thermal production vs. coalescence, *Physics Letters B*, 714 (1), 85-91.
- Toneev, V. D. ve Gudima, K. K., 1983, Particle emission in light and heavy ion reactions, *Nuclear Physics A*, 173c-189c.
- Viola, V., Lefort, T., Beaulieu, L., Kwiatkowski, K., Wang, G., Desouza, R., Pienkowski, L., Botvina, A., Breuer, H., Durand, D., Korteling, R. ve Laforest, R., 2001, Signals for the transition from liquid to gas in hot nuclei, *Nuclear Physics A - NUCL PHYS A*, 681, 267-274.
- Xi, H., Odeh, T., Bassini, R., Begemann-Blaich, M., Botvina, A., Fritz, S., Gaff, S., Gross, C., Immé, G., Iori, I., Kleinevoss, U., Kunde, G., Kunze, W., Lynen, U., Maddalena, V., Mahi, M., Möhlenkamp, T., Moroni, A., Müller, W., Nociforo, C., Ocker, B., Petruzzelli, F., Pochodzalla, J., Raciti, G., Riccobene, G., Romano, F., Rubehn, T., Saija, A., Schnittker, M., Schüttauf, A., Schwarz, C., Seidel, W., Serfling, V., Sfienti, C., Trautmann, W., TrzcjDski, A., Verde, G., Wörner, A. ve ZwkgjDski, B., 1997, Breakup temperature of target spectators in $197\text{Au} + 197\text{Au}$ collisions at $E/A = 1000\text{ MeV}$, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 359, 397-406.