



**SOĞUK ve SICAK PLAZMA DURUMLARINDA ENERJİ DEĞİŞİMİNİN ve  
BÜYÜME ORANININ, GENEL YİTİK KONİ DAĞILIM FONKSİYONU  
KULLANILARAK HESAPLANMASI**

**ALEV OLKUN**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**FİZİK ANA BİLİM DALI**

**ALEV OLKUN**

**Ocak - 2019**

**Her hakkı saklıdır**

**T.C.  
GAZIOSMANPAŐA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANA BİLİM DALI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**SOĞUK VE SICAK PLAZMA DURUMLARINDA ENERJİ  
DEĞİŞİMİNİN VE BÜYÜME ORANININ, GENEL YİTİK KONİ  
DAĞILIM FONKSİYONU KULLANILARAK HESAPLANMASI**

**Alev OLKUN**

**TOKAT  
Ocak - 2019**

Her hakkı saklıdır

Alev OLKUN tarafından hazırlanan “Soğuk ve Sıcak Plazma Durumlarında Enerji Değişiminin ve Büyüme Oranının, Genel Yitik Koni Dağılım Fonksiyonu Kullanılarak Hesaplanması” adlı tez çalışmasının savunma sınavı 31 OCAK 2019 tarihinde yapılmış olup aşağıda verilen Jüri tarafından Oy Birliği ile Gaziosmanpaşa Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü FİZİK ANA BİLİM DALI 'nda YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

İmza

Danışman

Prof. Dr. Bahtiyar MEHMETOĞLU  
Tokat Gaziosmanpaşa Üniversitesi



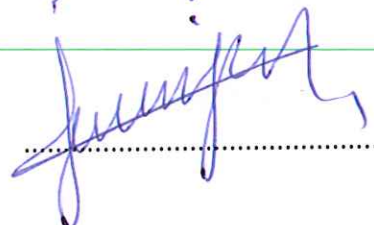
Üye

Doç. Dr. İbrahim YİĞİTOĞLU  
Tokat Gaziosmanpaşa Üniversitesi



Üye

Doç. Dr. Selçuk DEMİREZEN  
Amasya Üniversitesi



ONAY  
Prof. Dr. Çetin CEKİCİ  
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü  
11/1/2019



## **TEZ BEYANI**

Tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu tezin yazılmasında bilimsel ahlak kurallarına uyulduğunu, başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunulduğunu, tezin içerdiği yenilik ve sonuçların başka bir yerden alınmadığını, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadığını, tezin herhangi bir kısmının bu üniversite veya başka bir üniversitedeki başka bir tez çalışması olarak sunulmadığını beyan ederim.

**ALEV OLKUN**

**31 Ocak 2019**

## ÖZET

### YÜKSEK LİSANS TEZİ

# SOĞUK VE SICAK PLAZMA DURUMLARINDA ENERJİ DEĞİŞİMİNİN VE BÜYÜME ORANININ, GENEL YİTİK KONİ DAĞILIM FONKSİYONU KULLANILARAK HESAPLANMASI

ALEV OLKUN

GAZİOSMANPAŞA ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANA BİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI: Prof. Dr. Bahtiyar MEHMETOĞLU

Manyetik alanın temel özelliği hareket eden elektrik yüklerine kuvvet uygulamasıdır. Bu nedenle bir manyetik alan, elektron ve proton gibi yüklü parçacıkları, alan çizgileri etrafında, dönerek ilerleyen spiraller şeklinde hareket etmeye zorlayarak tuzaklayabilir. Yüklü parçacıklar, alan çizgilerinin birbirine yakın ve spirallerin sıkışık olduğu ayna noktasından yansıtılır. Manyetik ayna içindeki parçacıklar başlangıçta küresel dağılırlar. Belli açı değerlerinde bu parçacıklar manyetik aynadan kaçabilir; buna yitik koni durumu denir. Parçacıklar yitik koni durumunda ayna dışına çıktığında dağılım anizotropik olur. Dağılım tekrar izotropik olmaya çalışır. Bu nedenle plazma dalgaları enerji yayar. Yayılan enerji dalgalarının denklemlerinde  $Z_2$  ve  $Z_3$  gibi hassas hesaplanması gereken fonksiyonlar vardır. Bu çalışmada farklı bir yaklaşım kullanarak bu fonksiyonlar için analitik ifadeler elde edildi. Bu fonksiyonlar için alınan sonuçlar soğuk ve sıcak plazmalar için dalga enerjisini, pertürbasyon dağılım ilişkisini, büyüme oranı gibi diğer özelliklerini analitik olarak hesaplama imkanı sağlar.

2019, 31 SAYFA

ANAHTAR KELİMELEER: SOĞUK PLAZMA, SICAK PLAZMA, YİTİK KONİ DAĞILIMI, MANYETİK AYNALANMA

## **ABSTRACT**

### **MASTER THESIS**

#### **CALCULATION OF ENERGY CHANGE AND GROWTH RATE IN COLD AND HOT PLASMA SITES BY USING GENERAL LOSS CONE DISTRIBUTION FUNCTION**

**ALEV OLKUN**

**GAZIOSMANPASA UNIVERSITY**

**GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES**

**DEPARTMENT OF PHYSICS**

**SUPERVISOR: Prof. Dr. Bahtiyar MEHMETOĞLU**

The main feature of the magnetic field is the its application of force to moving electric charges. Therefore, a magnetic field may trap the charged particles, such as electrons and protons, by forcing them to move forward and backward along the lines of the spiral. The charged particles are reflected in the mirror point where the field lines are close to each other and the spirals are tight. The particles in the magnetic mirror are initially dispersed spherically. At certain angle values, these particles can escape from the magnetic mirror; this is called a lost cone state. When the particles go out of the mirror in the case of the lost cone, the dispersion becomes anisotropic, which is called a loss cone distribution. The distribution tries to be isotropic again. Therefore, plasma waves emit energy. There are functions that must be calculated precisely in the equations of emitted energy waves , such as  $Z_1$  and  $Z_2$ . In this study obtained analytical expressions for these functions using a different approach. The results obtained for these functions provide analytical calculation of other properties such as wave energy, perturbation distribution relationship, growth rate for cold and hot plasmas.

2019, 31 PAGE

**KEYWORDS:** Cold Plasma, Hot Plasma, Loss Cone Distrubition, Magnetic Mirroring

## **ÖNSÖZ**

Çalışmalarım süresince bilgi ve tecrübeleriyle bana yol gösteren ve her türlü yardımı esirgemeyen danışman hocam Prof. Dr. Bahtiyar MEHMETOĞLU' en içten teşekkürlerimi sunarım.

Tüm çalışmalarım boyunca yanımda ve yardımcı olan arkadaşlarım Dr. Elif SOMUNCU ve Arş. Gör. Hatun ÇAÇAN' a çok teşekkür ederim

Tez çalışmamı yıllar sonra bitirebilmem için her fedakarlığa katlanan başta eşim olmak üzere aileme ve her zaman bana umut olan çocuklarıma çok teşekkür ederim.

**ALEV OLKUN**

OCAK 2019

# İÇİNDEKİLER

## Sayfa

<b>ÖZET</b> .....	<b>i</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>ii</b>
<b>ÖNSÖZ</b> .....	<b>iii</b>
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	<b>iv</b>
<b>SİMGE VE KISALTMALAR</b> .....	<b>vi</b>
<b>ŞEKİL LİSTESİ</b> .....	<b>vii</b>
<b>ÇİZELGE LİSTESİ</b> .....	<b>viii</b>
<b>1. GİRİŞ</b> .....	<b>1</b>
<b>2. KURAMSAL TEMELLER</b> .....	<b>5</b>
2.1. Soğuk ve Sıcak Plazma	5
2.2. Yitik Koni Dağılımı	8
2.3. Elektromanyetik İyon Sklotronunda (EMIC) Parçacıkların Hareketi	16
<b>3. MATERYAL VE YÖNTEM</b> .....	<b>18</b>
3.1. Yoğunluk Pertürbasyonu	18
3.2. Dispersiyon Bağıntısı	19
3.3 Soğuk ve Sıcak Plazmada Dalga Enerjisi	20
<b>4.BULGULAR</b> .....	<b>23</b>
<b>5. TARTIŞMA VE SONUÇ</b> .....	<b>25</b>
<b>6. KAYNAKLAR</b> .....	<b>28</b>
<b>7. ÖZGEÇMİŞ</b> .....	<b>31</b>



## SİMGELER VE KISALTMALAR

<b>Simgeler</b>	<b>Açıklama</b>
B	Manyetik alan şiddeti
$\varepsilon_{ik}$	Dielektrik tensörü
k	Dalga vektörü
m	Kütle
$\mu$	Dipol moment
$V_{\perp}$	Manyetik alana dik hız bileşeni
$V_{\parallel}$	Manyetik alana paralel hız bileşeni
$V_D$	Işın hızı
$\omega$	Açısal frekans
$\omega_{pe}^2$	Elektronlar için plazma frekansının karesi
$\omega_{pi}^2$	İyonlar için plazma frekansının karesi
$\psi$	Dikey hızda başlangıç fazı
$\Omega_{\alpha}$	Siklotron frekansı

### Kısaltmalar Açıklama

MHD	Manyetohidrodinamik
EMIC	Elektromanyetik iyon sklotron

## ŞEKİL LİSTESİ

<u>Şekil</u>		<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1	Plazma halindeki maddenin enerji yoğunluk değişimi	7
Şekil 2.2	Ayna geometrisi ve silindirik koordinatlarda manyetik alan bileşenleri	8
Şekil 2.3	Manyetik ayna içerisinde hareket eden yüklü parçacık	10
Şekil 2.4	Manyetik ayna içerisinde hareket eden yüklü parçacığın hız diagramı	11
Şekil 2.5	Manyetik aynalanma oranı .....	11
Şekil 2.6	Yitik koni dağılımı.....	12
Şekil 2.7	Manyetik ayna.....	12
Şekil 2.8	Dünya etrafında oluşan manyetik aynalanma .....	13
Şekil 2.9	İzotropik dağılım.....	14
Şekil 2.10	Yitik koni dağılımı .....	14
Şekil 2.11	Dünyayı saran manyetik örtü.....	15
Şekil 2.12	Kuzey ışıkları.....	16

## TABLO LİSTESİ

<b><u>Tablo</u></b>		<b><u>Sayfa</u></b>
Tablo 1	$Z_n(t)$ fonksiyonlarının karşılaştırmalı değerleri .....	25
Tablo 2	$Z_n(t)$ eşitliği için toplam limiti $N$ 'in bir fonksiyonu olarak .....	26
	türetilmiş ifadenin yakınsaklığı	

## 1. GİRİŞ

Plazma durumu genellikle maddenin dördüncü hali olarak adlandırılır; toprak, su ve hava ile birlikte Empedocles'e göre Yunan kozmolojisinin unsurlarını oluşturan ateş elementi ile anılan bir tanımlamadır.

Günümüzde, elektromanyetik kuvvetlerin egemen olduğu dinamikler için yeterli serbest yüklü parçacıkları içeren herhangi bir madde durumunu plazma olarak tanımlarız. Uygulamada, bir gazın elektromanyetik özellikler sergileyebilmesi için oldukça küçük iyonlaşma dereceleri yeterlidir. Yüzde 0.1 iyonizasyon durumunda bile, yaklaşık yüzde %1 iyonizasyon durumunda ulaşılan maximum elektriksel iletkenliğin yarısına ulaşmıştır. Güneşin ve yıldızların dış tabakaları genel olarak iyonize halde bir maddeden oluşur ve bu bölgelerden yıldızlararası boşluktan esen rüzgarlar yıldız radyasyonunun yanı sıra yıldızlararası gazın iyonize durumuna katkıda bulunur. Böylece, Evrendeki maddenin büyük bir kısmı plazma durumundadır. Dünya ve onun alt atmosferi, plazma evreninde plazma içermeyen bir vaha oluşturan bir istisnadır. Diğer taraftan, üst atmosfer, iyonosfer içine ve manyetosphereye doğru uzandığımızda, plazma etkileri artar.

Güneş fiziği ve daha geniş anlamda kozmik elektrodinamik, plazma fiziğinin geliştiği köklerden birini oluşturur; bilhassa, kısaca manyetohidrodinamik - MHD olarak bilinen konunun bu kısmı, Alfvén'in çalışmasıyla büyük ölçüde incelenmiştir. Diğer bir farklı alan ise gaz boşalmasını temel alan parlak boşalmanın ışık kaynağı olarak kullanıldığı ve kıvılcımlardan metallerin kesimi ve kaynak yapılması yoluyla faydalanılan bir alandır.

Yirminci yüzyılın ikinci yarısında plazma fiziğinin gelişimine yönelik itici güçlerin çoğu, bir yanda kontrollü termonükleer füzyon ve diğer yandan astrofiziksel ve uzamsal plazma olgusu olarak araştırılmıştır. Plazma kullanım alanları; enerji verimli aydınlatma, metal ve atık geri dönüşümü ve bunların yüksek hızlı depolama ve aşındırma yoluyla yüzey mühendisliğindeki rolü, füzyon ve uzay bilimleri ile karşılaştırıldığında basit görünebilir. Fakat bu ve benzeri ticari uygulamalar yeni plazma teknolojileri için güçlü temeller oluşturmuştur. (Sanderson and Boyd, 2003)

19. yüzyılın ortalarında, Çek fizyolog Jan Evangelista Purkinje, Yunanca plazma kelimesini (“biçimlendirilmiş veya kalıplanmış” anlamına gelen) ifade etmek için açık sıvıyı kullanmıştır. Kandaki tüm parçacık materyalin çıkarılmasından sonra kalan bölüme açık sıvı denir. Irving Langmuir, 1922’de iyonize bir gazdaki elektronların, iyonların ve nötrlerin benzer şekilde bir tür sıvı ortam içinde tutulduğunu ve bu sürükleyici ortam plazması olarak adlandırılan parçacık materyal olarak düşünülebileceğini öne sürdü. Ancak gerçekten de, parçacık materyali taşıyan bir sıvı ortamın olduğu kandan farklı olarak, iyonize bir gazda elektronları, iyonları ve nötrleri sürükleyen “sıvı ortam” olmadığı yapılan araştırmalar sonucunda ortaya çıkmıştır (Bellan, 2004).

1926 yılında F. M. Penning’ in alçak basınç civa buharında radyo dalgası titreşimleri bulmuş ve Langmuir bu titreşimlerin olduğu bölge için plazma terimini kullanmıştır. Bu çalışma neticesinde Langmuir, 1932 yılında Nobel Kimya ödülünün sahibi olmuştur ([www.kuark.org](http://www.kuark.org)).

1920’ler ve 1930’larda birbirinden bağımsız olarak birkaç araştırmacı plazma fiziği konusunda çalışmaya başladı. Bu çalışma temel olarak, (i) uzun mesafeli kısa dalga radyo yayılımı üzerine iyonosferik plazmanın etkisi ve (ii) doğrultma, anahtarlama için kullanılan gazlı elektron tüpleri ile ilgilidir. 1940’lı yıllarda Hannes Alfvén bir hidromagnetik dalga teorisi geliştirdi (şimdi Alfvén dalgaları denir). Bu dalgalar astrofizik plazmada önemli olacaktı. 1950’lerin başlarında büyük ölçekli plazma fiziği tabanlı manyetik füzyon enerjisi araştırması ABD’de, İngiltere’de ve o zaman Sovyetler Birliği’nde aynı anda başladı. Bu çalışma, termonükleer silah araştırmasının bir parçası olduğu için, başlangıçta ayrı ayrı çalıştılar, ancak tüm ülkelerin çalışmalarının yetersiz kalması ve kontrollü füzyon araştırmasının askeri değerde olması ihtimalinin fark edilmemesi nedeniyle, her üç ülke de 1958’deki çalışmalarını açıkladı ve işbirliği yaptılar (Bellan, 2004).

1980’lerin sonlarından itibaren yeni bir plazma fiziği uygulamasına başlandı - plazma işleme - küçük, karmaşık entegre devrelerin imalatı modern elektronik cihazlarda kullanılır. Bu uygulama şu anda büyük ekonomik öneme sahiptir.

1990'larda tozlu plazmalar üzerinde çalışmalar başladı. Plazmaya batırılan toz taneleri elektrik yüklü hale gelebilir ve daha sonra ek yüklü parçacık türleri olarak hareket edebilir. Çünkü toz tanecikleri elektron veya iyonlara göre çok büyüktür ve değişken miktarlarda yük alabilirler. Bazen fiziksel plazmada meydana gelen ve bazen tamamen yeni olan şeylerin bir uzantısı olan yeni fiziksel davranışlar oluşur. 1980'lerde ve 90'larda nötr olmayan plazmalar da araştırıldı; hem tozlu plazmalar hem de nötr olmayan plazmalar, plazmanın bir katıya benzediği (örneğin, kuasikristal yapıları oluşturur) durumları göstermiştir.

Yukarıdaki faaliyetlere ek olarak, arklar, plazma meşaleleri ve lazer plazmaları gibi endüstriyel olarak ilgili plazmalar üzerinde devam eden araştırmalar olmuştur. Özellikle, Amerika Birleşik Devletleri'nde üretilen çeliğin yaklaşık % 40'ı, birkaç dakika içinde 100 tondan fazla hurda eritebilen büyük elektrik ark ocaklarında geri dönüştürülmektedir. Plazma ekranlar düz panel televizyonlar için kullanılır ve tabii ki, yıldırım gibi doğal olarak oluşan plasental plazmalar da vardır.

Üç temel parametre bir plazmayı karakterize etmek için kullanılır:

1. Parçacık yoğunluğu  $n$  (metreküp başına parçacık olarak ölçülür),
2. Her bir türün  $T$  sıcaklığı (genellikle eV olarak ölçülür, burada  $1 \text{ eV} = 11,605 \text{ K}$ ),
3. Sabit durum manyetik alanı  $B$  (Tesla'da ölçülür).

Bu üç temel parametreden bir dizi bağlı parametre (örn. Debye uzunluğu, Larmor yarıçapı, plazma frekansı, siklotron frekansı, termal hız) elde edilebilir.

Kısmen iyonize edilmiş plazmalar için, iyonların iyonlaşma derecesi ve nötrallerin tesir kesiti önemlidir.(Bellan 2004)

Füzyon olmayan yeryüzü plazmaları ilk plazma çeşididir. Sıcak, tamamen iyonize bir plazma yapmak için önemli miktarda kaynak ve beceri gerektirir ve bu nedenle, özelleşmiş füzyon plazmaları hariç, çoğu karasal plazmalar (ör. Arklar, neon tabelalar, floresan lambalar, işleme plazmaları, kaynak kemerleri ve yıldırım) elektron sıcaklıklarına sahiptir. Birkaç eV'den ve daha sonra verilen nedenlerden dolayı, genellikle oda sıcaklığında daha soğuk olan iyon sıcaklıkları vardır. Bu "günlük" plazmalar genellikle sabit durumdaki manyetik alanlara sahip değildir ve önemli manyetik alanlara neden olmazlar. Tipik olarak, bu plazmalar zayıf iyonize ve çarpışma ve radyasyon süreçleri hakimdir. Bu plazmalardaki yoğunluklar  $10^{14}$  ila  $10^{22} \text{ m}^{-3}$  arasındadır (karşılaştırma için, STP' deki hava yoğunluğu  $2.7 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ 'tür).

İkincisi füzyon dereceli yeryüzü plazmalarıdır. Dikkatli bir şekilde tasarlanmış, pahalı ve geniş plazma yalıtım sistemleri ile birlikte, yüksek ısıtma gücü ve saflığa verilen büyük önemle birlikte, füzyon araştırmacıları, onlarca eV ile on binlerce eV arasında değişen sıcaklıklara ulaşan tamamen iyonize hidrojen veya döteryum plazmaları yaratmayı başardılar. Tipik manyetik bağlama cihazlarında (örn., Tokamaklar, stellaratorlar, ters çevrilmiş çimdikler, ayna cihazları) dikkatle seçilmiş geometrinin dıştan üretilmiş 1-10 Tesla manyetik alanı, plazmaya uygulanır. Manyetik bağlantı cihazları genellikle  $10^{19}$ – $10^{21}$   $m^3$  aralığında yoğunluklara sahiptir. Atalet füzyonunda kullanılan plazmalar daha yoğundur; amaç, kısa bir anlık yoğunluklar elde etmek için katı yoğunluğa göre bir veya iki kat büyüklük elde etmektir ( $\sim 10^{27}$ m).

Üçüncüsü uzay plazmalarıdır. Bu plazmanın parametreleri muazzam bir alanı kapsamaktadır. Örneğin, yoğunluğu yıldızlararası uzayda  $10^6$   $m^3$  'ten güneş atmosferinde  $10^{20}$   $m^3$  'e kadar değişmektedir. İncelenen astrofiziksel plazmanın çoğunun 1-100 eV aralığındaki sıcaklıkları vardır ve bu plazmalar genellikle tamamen iyonize olur.(Bellan, 2004)

Plazmalar oluştukları ortamın sıcaklığına ve yoğunluğuna göre sıcak ve soğuk plazmalar olarak ikiye ayrılabilir. Bu çalışmamızda sıcak ve soğuk plazma durumlarında enerji değişimini ve büyüme oranını genel yitik koni dağılım fonksiyonunu kullanarak hesaplayacağız. Manyetik alanın temel özelliği hareket eden elektrik yüklerine kuvvet uygulamasıdır. Bu nedenle bir manyetik alan, elektron ve proton gibi yüklü parçacıkları alan çizgileri boyunca ileri ve geri spiral şeklinde hareket etmeye zorlayarak tuzaklayabilir. Yüklü parçacıklar, alan çizgilerinin birbirine yakın ve spirallerin sıkışık olduğu ayna noktasında yansıtılır. Manyetik ayna içindeki parçacıklar başlangıçta küre biçiminde dağılırlar. Belli açı değerlerinde bu parçacıklar manyetik aynadan kaçabilir; buna yitik koni durumu denir. Parçacıklar yitik koni durumunda ayna dışına çıktığında dağılım anizotropik olur. Dağılım tekrar izotropik olmaya çalışır. Bu nedenle plazma dalgaları enerji yayar. Yayılan enerji dalgaların denklemlerinde  $Z_1$  ve  $Z_2$  gibi hassas hesaplanması gereken fonksiyonlar vardır. Burada farklı bir yaklaşım kullanılarak bu fonksiyonlar için analitik ifadeler elde edildi. Bu fonksiyonlar için alınan sonuçlar soğuk ve sıcak plazmalar için dalga enerjisi, pertürbasyon dağılım ilişkisi, büyüme oranı gibi diğer özellikleri analitik olarak hesaplama imkanı sağlar.

## KURAMSAL TEMELLER

### 2.1 Soğuk ve Sıcak Plazma

Bazen maddenin dördüncü hali olarak anılan plazma, bir gaz gibi davranır, aynı zamanda bir tel gibi elektriği iletir, çünkü iyonize olur. Bir atomu, merkezdeki Güneş (çekirdeği) ve etrafındaki yörüngeler (elektronlar) ile minyatür bir güneş sistemi gibi düşünebiliriz. Bir atomun çekirdeği ve elektronları eşit ve zıt bir şekilde yüklüdür, bu yüzden genel olarak bir atom elektriksel olarak nötrdür. Ancak, yörüngedeki elektronlardan birini çıkarırsak, bir dengesizlik oluşuyor ve atom elektriksel olarak şarj ediliyor ve bir iyon olarak adlandırılıyor. Dolayısıyla plazma, bir veya daha fazla elektronu kaybeden atomlar olan iyonlardan ve ayrıca bu atomlardan gelen serbest elektronlardan oluşur. Elektronu, atomu elektrondan uzaklaştırarak binlerce dereceye kadar ısıtmak suretiyle nötr bir atomdan elektronu kaldırabiliriz. Ya da elektronu çekmek için bir elektrik alan kullanabiliriz.

Plazma iki geniş kategoriye ayrılabilir: termal(sıcak) plazma ve termal olmayan veya soğuk plazma. Bu ayrımı Chopper isimli bilim insanı, çalışmaları sonucunda çeşitlendirmiştir. Yoğunluğu daha az olan bir ortamda nispeten daha düşük sıcaklıkta oluşan plazmalara "Soğuk Plazma" denir. Auroralar, florasan lamba, ayrıca elektron bombardımanı ile iyonize olan neon gazı ise soğuk bir plazmadır. Yoğunluğu yüksek olan bir ortamda nispeten daha yüksek sıcaklıkta oluşan plazmalara "Sıcak Plazma" denir. Termal plazmanın bazı örnekleri, bir kaynak meşale, bir şimşek ve Güneş'in yüzeyini içerir. Bunlar, atomların çoğunun iyonize olmaları halinde, çok sıcak, potansiyel olarak tehlikeli plazmalardır. Aksine, termal olmayan veya soğuk plazma, iyonize edilen atomlarının sadece küçük bir kısmına sahiptir.

Serbest iyonların varlığından dolayı, iyon kaynakları için plazma kullanmak oldukça doğaldır. Bu özel durumda, plazma uygun bir düşük basınçlı gaz deşarjı formu ile üretilir. Elde edilen plazma genellikle "soğuk plazma" olarak karakterize edilir, ancak elektronlar onlarca derece sıcaklığa sahip olabilir. İyonlar ve atomlar nötr gaz iken, binlerce Kelvin (yani Güneş'in yüzeyinden daha sıcak) sıcaklıkta olabilir. Ancak, aşırı düşük kütleleri nedeniyle, elektronların çoğunu transfer edemez termal enerjilerini daha ağır plazma bileşenlerine veya kapalı duvarlara ısı olarak verir. Böylece bu tip soğuk



plazma çevreye fazla ısı aktarmaz. Bu nedenle "düşük entalpi plazma" olarak karakterize edilir.

Katı bir cisimde cismi oluşturan moleküllerin hareketi çok azdır, moleküllerin ortalama kinetik enerjisi herhangi bir yöntemle (örneğin ısıtarak) arttırıldığında cisim ilk önce sıvıya, sonra da gaza dönüşür.

Gaz fazında elektronlar gayet hızlı hareket ederler. Eğer gaz halinden sonra da ısı verilmeye devam edilirse iyonlaşma başlayabilir, bir elektron çekirdek çekiminden kurtulur ve serbest bir elektron uzayı meydana getirerek maddeye yeni bir şekil kazandırır. Atomun bir elektronu eksilmiş ve net bir pozitif yüke sahip olmuştur. Yeterince ısıtılmış gaz içinde iyonlaşma defalarca tekrarlanır ve serbest elektron ve iyon bulutları oluşmaya başlar. Fakat bazı atomlar nötr kalmaya devam eder. Oluşan bu iyon, elektron ve nötr atom karışımı, plazma olarak adlandırılır. Mikroskopik açıdan plazma, sürekli hareket eden ve etkileşen yüklü parçacıklar topluluğu olarak ifade edilir. Plazma içinde nötr atom ya da moleküllerin olması plazma halini değiştirmez. Kimyasal reaksiyonları oldukça hızlıdır. Çünkü plazma maddenin en sıcak halidir ve elektronların çekirdek ile olan bağları zayıftır.

a) Plazma elektrikçe nötrdür. Yani plazma içerisindeki pozitif yüklerin sayısı, negatif yüklerin sayısına eşittir.

b) Plazma içerisinde disosyasyon, iyonizasyon ve bu olayların tersi olan rekombinasyon olayları sürekli meydana gelir. Adı geçen bu olaylar kendi aralarında plazma içerisinde bir dinamik denge halinde bulunurlar.

c) Plazma ısıyı ve elektriği iyi iletir. Plazma içerisindeki parçacıklar bir enerji taşıyıcısıdır. Dolayısıyla elektrik ve ısı enerjisini de iletirler. Plazma içerisindeki hızlarının yüksek oluşu nedeniyle özellikle elektronlar elektrik ve ısı iletiminde esas rolü oynarlar.

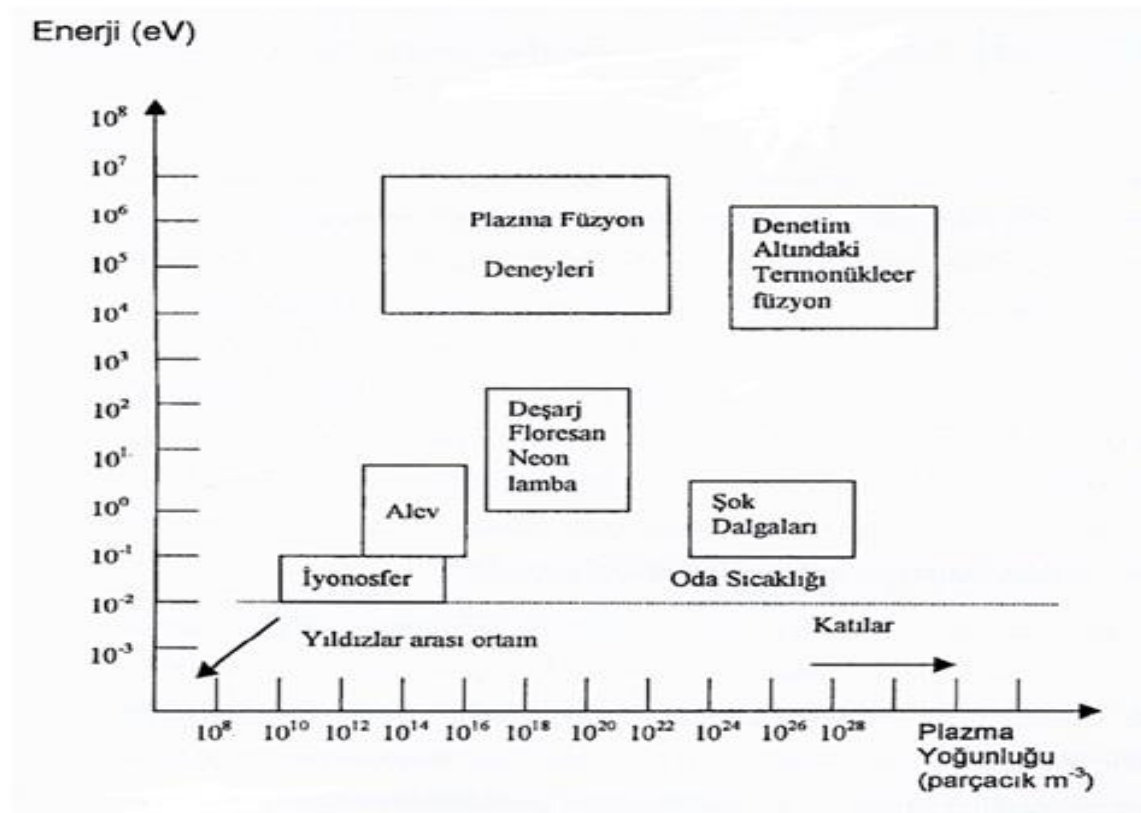
d) Plazma rotasyon simetrik bir yapıya sahiptir. Buradaki silindir simetrisini sağlayan katottan çıkıp, anoda kadar varlığını koruyan plazma akısıdır.

e) Plazma yüksek sıcaklık ve enerji yoğunluğuna sahiptir. Plazmanın sıcaklığı, enerji yoğunluğu, iyonizasyon derecesi (iyonize olmuş atom sayısının toplam atom sayısına

oranı) ve plazma çıkış hızı (elektron hızı) plazma eksenı üzerinde maksimum olup, radyal yönde dışa doğru değeri azalır.

f) Plazmaya elektrik ve manyetik alanla etkileşebilir.

g) Plazmayı manyetik ve termik olarak sıkıştırmak, dolayısıyla enerji yoğunluğunu ve sıcaklığını sınırsız bir şekilde yükseltmek mümkündür (Karadeniz, 1990).



Şekil 2. 1 Plazma halindeki maddenin enerji yoğunluk değişimi

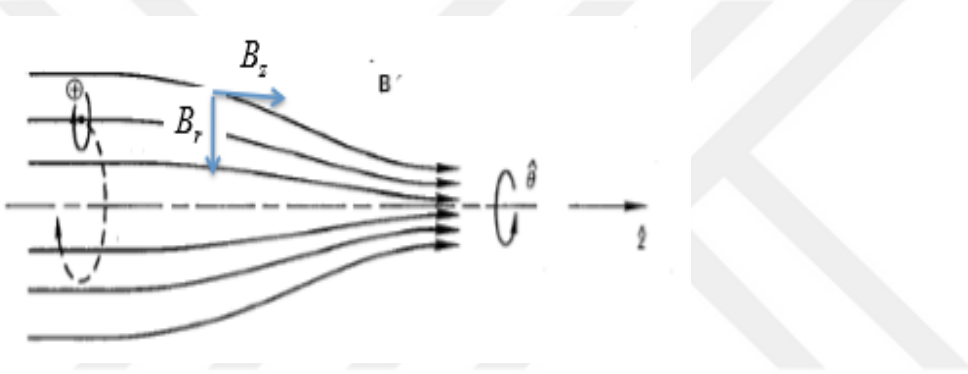
Termal plazmaların laboratuvar ortamında oluşturulması zor olduğu için elektrik enerjisi ile oluşum yöntemi kullanılır. Elektrik alan enerjisi, hareketli ve yüklü olan gaz atomlarına taşır. Çarpışmalar yardımıyla da elektronik enerji nötr atom veya moleküllere taşınır.

## 2.2. Yitik Koni Dağılımı

Spiral şeklinde hareket eden bir parçacık, aşağıdaki dipol momentle bir elektrik akımı döngüsünü oluşturur:

$$\mu = \frac{1/2 mv_{\perp}^2}{B} \quad (1)$$

Dipol momenti korunur, yani değişmezdir ve ilk adyabatik değişmez olarak adlandırılır. B, uzaysal veya zamansal olarak değişse bile,  $\mu =$  sabittir. Eğer B değişirse, o zaman  $v_{\perp}$  ve  $v_{\parallel}$   $\mu$  değerini sabit tutmak için değişir. Bu durum manyetik gezegensel manyetosferlerde, manyetik şişelerde, koronal döngülerde vb. görülen manyetik aynalanma durumunu artırır.



Şekil 2.2 Ayna geometrisi ve silindirik koordinatlarda manyetik alan bileşenleri (Gallagher, 2015)

Manyetik aynalanmayı açıklamak için öncelikle z-yönünde ve büyüklüğü z yönünde değişen B-alanı için, eğer alan asimetric ise,  $B_{\theta} = 0$  ve  $\frac{d}{d\theta} = 0$  olur. Bu durumda

manyetik alan silindirik simetriye sahiptir, bu yüzden  $B = B_r \hat{r} + B_z \hat{z}$  yazılabilir. Bu düzenleme, yüklü bir parçacığı hapsedebilen bir kuvvete neden olur.  $\nabla \cdot B = 0$ ' dan  $B_r$  elde edilir. Silindirik kutupsal koordinatlarda:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial r} (rB_r) = -r \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (3)$$

Eğer  $r=0$  da  $\frac{\partial B_z}{\partial z}$  değeri verilir ve bu değer değişen  $r$  ile fazla değişmez ise

$$rB_r = -\int_0^r r \frac{\partial B_z}{\partial z} dr \approx -\frac{1}{2} r^2 \left[ \frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (4)$$

$$B_r = -\frac{1}{2} r \left[ \frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (5)$$

elde edilir.

Parçacığın üzerine etkiyen Lorentz kuvvetini bulmak için kullanabileceğimiz  $B_z$  cinsinden  $B_r$  elde edilmiştir. Lorentz kuvvetinin bileşenleri:

$$F_r = q(v_\theta B_z - v_z B_\theta) \quad (6)$$

$$F_\theta = q(-v_r B_z + v_z B_r) \quad (7)$$

$$F_z = q(v_r B_\theta - v_\theta B_r) \quad (8)$$

$B_\theta = 0$  olduğunda, iki terim yok olur ve 6 ile 7 eşitliklerinin ilk terimleri Larmor jirasyonunun artmasına yol açar. 7 eşitliğinin ikinci terimi eksende yok olur ve radyal yönde bir kaymaya neden olur ve dolayısıyla 8 eşitliğinin ikinci terimi ilgilenilecek tek terim olarak kalır.

Eşitlik (2.2.1) de yerine konulursa

$$F_z = -qv_\theta B_r \quad (9)$$

$$= \frac{qv_\theta r}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (10)$$

Bir dönme yörüngesi üzerinden ortalama alındığında ve

$v_\theta = \mp v_\perp$ ,  $r = r_L$  yerine konulursa

$$F_z = \mp \frac{qv r_L}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (11)$$

Buna ayna kuvveti denir, burada - / + ortaya çıkar, Çünkü zıt yüklü parçacıklar alan etrafında zıt yönlere yönlendirilir. Yukarıda yazılı olan  $F_z$ , normalde

$$F_z = \mp \frac{1}{2} q \frac{v_{\perp}^2}{\omega_c} \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (12)$$

$$= -\frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{B} \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (13)$$

$$F_z = -\mu \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad \text{burada } \mu \equiv \frac{1/2 mv_{\perp}^2}{B} \text{ manyetik momenttir.}$$

Bu formül aşağıdaki gibi üç boyutlu incelenebilir.

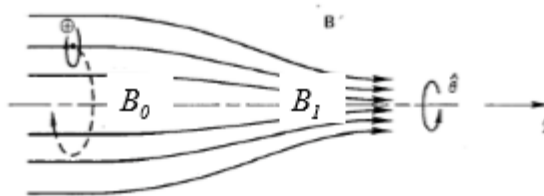
$$F_{\parallel} = -\mu \frac{dB}{ds} = -\mu \nabla_{\parallel} B \quad (14)$$

$F_{\parallel}$ ,  $B$  ve  $ds$ ' ye paralel olan ayna kuvvetidir.

Manyetik momentin değişmemesi sonucunda manyetik aynalanma oluşur.

Zayıf alan bölgesi  $B_0$ ' daki hızı  $V_0$  ve güçlü alan bölgesi  $B_1$ 'deki hızı  $V_1$  olan manyetik aynalanmayı göz önüne aldığımızda dipol momentin korunumu aşağıdaki şekilde ifade edilir

$$\mu = \frac{mv_0^2}{2B_0} = \frac{mv_1^2}{2B_1} \quad (15)$$



Şekil 2.3 Manyetik ayna içerisinde hareket eden yüklü parçacık (Gallagher, 2015)

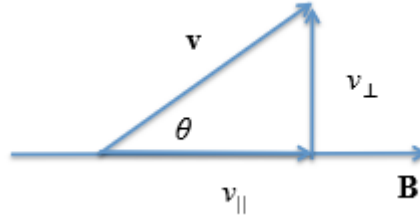
Böylece,  $B$  arttıkça, parçacık hızının dikey bileşeni artar ve parçacık  $B$ 'ye daha dik olarak hareket eder. Bununla birlikte,  $E=0$  olduğu için toplam parçacık enerjisi artmaz. Böylece  $v_{\perp}$  arttığı için  $v_{\parallel}$  azalmak zorundadır ve parçacık, alan boyunca hareketinde yavaşlar. Eğer alan yakınsaması yeterince güçlü ise, bir noktada parçacığın  $v_{\parallel} = 0$  olabilir ve  $B_1$ 'de  $v_{\parallel} = 0$  olduğu durumda enerji korunumundan;

$$v_1^2 = v_{1,\perp}^2 = v_0^2 \quad \text{elde edilir.} \quad (16)$$

$$\mu = \frac{mv_0^2}{2B_0} = \frac{mv_1^2}{2B_1} \text{ eşitliğini kullanarak}$$

$$\frac{B_0}{B_1} = \frac{v_{0,\perp}^2}{v_{1,\perp}^2} = \frac{v_{0,\perp}^2}{v_0^2} \text{ yazılabilir.} \quad (17)$$

Fakat  $\sin(\theta) = \frac{v_{\perp}}{v_0}$ , burada  $\theta$  eğim açısıdır.



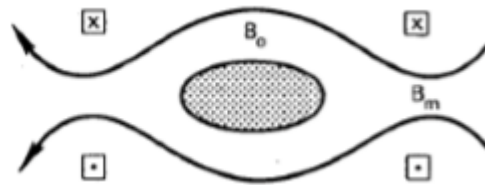
Şekil 2. 4 Manyetik ayna içerisinde hareket eden parçacığın hız diyagramı

Bu nedenle  $\frac{B_0}{B_1} = \sin^2(\theta)$  elde edilir.

Daha küçük  $\theta$  değerlerinde, B'nin daha yüksek olduğu bölgelerde parçacıklar aynalanır. Eğer  $\theta$  çok küçükse  $B_1 \gg B_0$  olduğunda parçacık aynalanmaz.

Ayna oranı aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$R_m = \frac{B_m}{B_0} \quad (18)$$

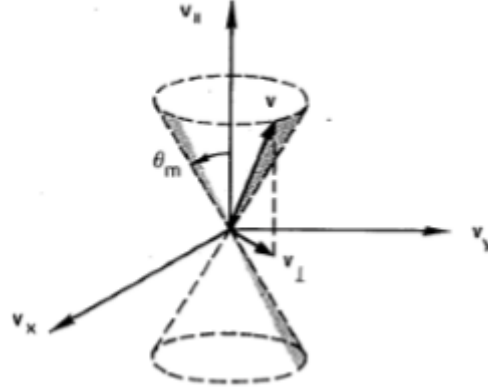


Şekil 2.5 Manyetik aynalanma oranı (Gallagher, 2015)

Hapsedilmiş parçacık için en küçük açı değeri  $\theta$  olsun

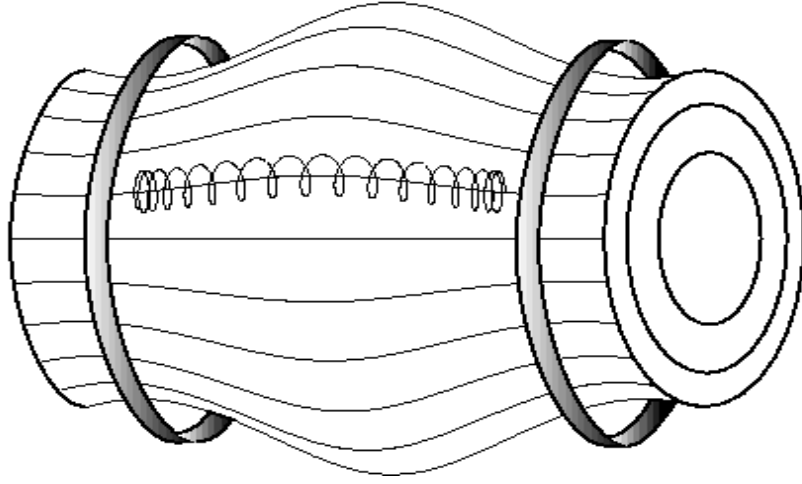
$$\sin^2(\theta) = \frac{B_0}{B_m} = \frac{1}{R_m} \quad (19)$$

Bu ifade hız uzayı bölgesinde bir koni şeklini alır ve yitik koni olarak tanımlanır. Eğer parçacıklar  $\theta > \theta_m$  açısına sahip olurlarsa; parçacıklar,  $R_m$  oranıyla bir aynada tuzaklanırlar.



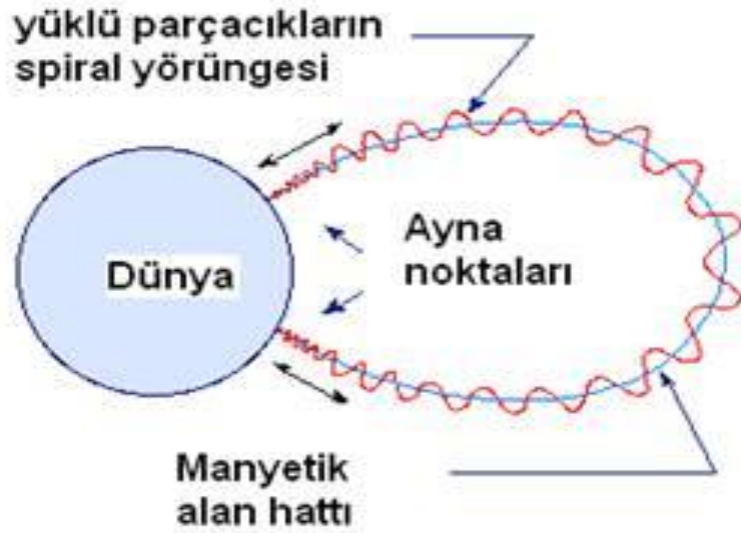
Şekil 2.6 Yitik koni dağılımı (Gallagher, 2015)

Aksi halde aynadan kaçarlar ve kaçan parçacıkların işgal ettiği hız uzayının bu kısmına yitik-koni denir. Plazmanın fiziksel özelliklerinin incelenmesinde yitik koni dağılımı kullanılmaktadır (Baldwin ve ark, 1980; ). Kayıp koninin açılma açısı kütleye veya yüke bağlı değildir. Plazma çarpışmazsa elektronlar ve protonlar eşit olarak kaybolur. Coulomb çarpışmaları yüklü parçacıkları dağıtır ve eğim açılarını değiştirir. Böylece, başlangıçta kayıp koninin dışına çıkmış bir parçacık tekrar koninin içine saçılmış olabilir. Elektronlar iyonlardan daha kolay Coulomb-saçılmasına uğrar; böylece elektronlar ayna kapanından daha çabuk dağılır. Manyetik bir tuzak olarak bilinen manyetik bir ayna, manyetik alanları kullanarak yüksek sıcaklıklı plazmayı yakalamak için füzyon gücünde kullanılan bir manyetik sınırlama aygıtıdır. Parçacıklar bir aynada belli bir oranla sınırlıdır. Erken manyetik hapsetme makineleri, manyetik ayna kullanan tasarımları içerir. Asıl fikir, bir elektrik akımının bir manyetik alan oluşturması gerçeğine dayanır ve plazmadaki akımlar, kendi manyetik alanı içinde plazmayı kısıtıracaktır.



Şekil 2.7 Manyetik ayna (Gallagher, 2015)

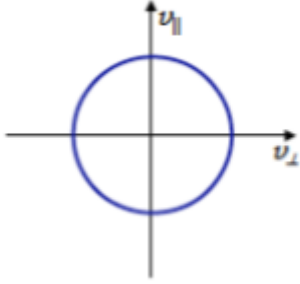
Her iki ucunda da (Dünya'nın manyetik alanı gibi) yakınsayan bir alan bulunan yitik-koni dışındaki bir parçacık, her iki ayna tarafından yansıtılacak ve bunlar arasında sıçrama yapacaktır. Üst üste oluşan bu sıçramalar bir sürüklenme hareketi oluşturur. Örneğin, Dünya'nın manyetik alanındaki parçacık yörüngeleri, dönme, sıçrama hareketi ve manyetik alanın gradyent sapmasının birleşimidir.



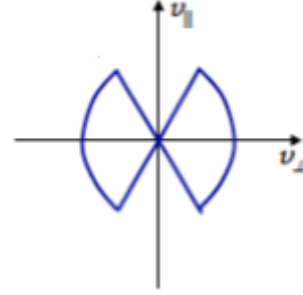
Şekil 2.8 Dünya'nın etrafında oluşan manyetik aynalanma (www.kuark.org)



Manyetik bir aynada başlangıçta Maxwell dağılımı göz önüne alındığında parçacıkların hız uzayı dağılımı küreseldir. Parçacıklar kayıp koni üzerinden çıktıkça, dağılım anizotropik hale gelir.



Şekil 2.9 İzotropik dağılım



Şekil 2.10 Yitik koni dağılımı

Dağılım, tekrar izotropik olmaya (daha yüksek entropi) çalışacaktır. Bunu yapmanın yollarından biri, enerjiyi plazma dalgaları biçiminde yaymaktır. Bu dalgalar, soğuk plazma dalgasından biraz daha karmaşıktır; çünkü parçacıkların dağılım fonksiyonlarını içerirler. Genel olarak kinetik bir kararsızlık tarafından yönlendirilen kinetik plazma dalgaları olarak adlandırılır.

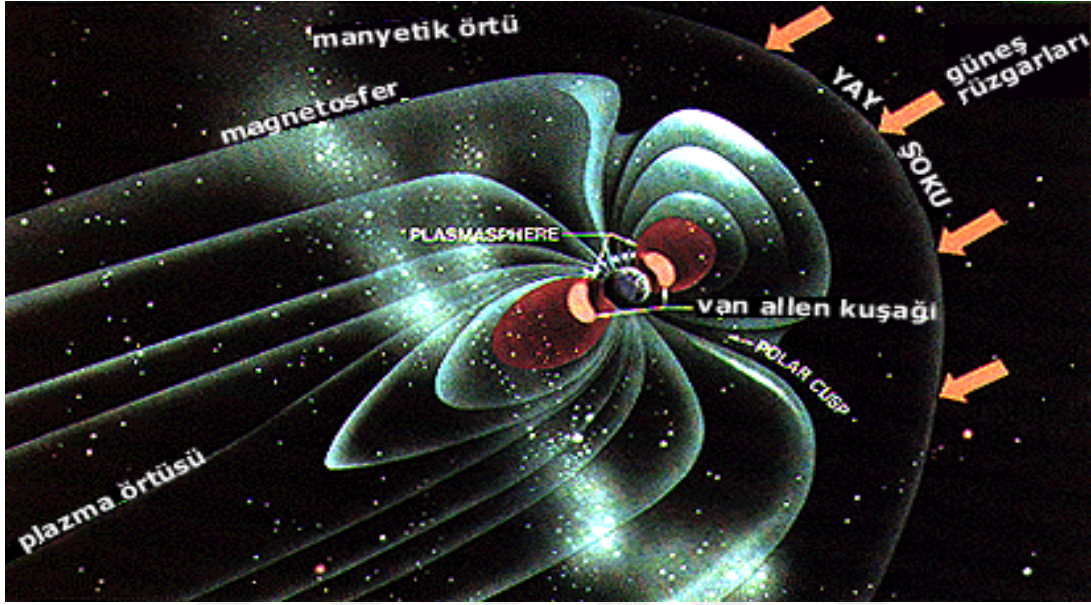
1950'lerin sonlarında yapılan uzay araştırmalarında dünyanın, Van Allen radyasyon kuşağı diye adlandırılan çok yoğun yüklü parçacıklardan oluşan iki bölgeyle kuşatıldığı keşfedildi.

Güneş'te diğer gök cisimlerinde olduğu gibi sürekli değişimler yaşanmaktadır ve bu değişimlerin pek çoğu bizi de etkiliyor. Güneş rüzgarları denilen olay da bahsedilen değişimlerden biridir. Güneş durmadan kütle ve enerji kaybediyor, fotonlara dönüştürerek kaybettiği kütlenin dışında, iyonize gaz olarak kaybettiği kütleye “Güneş Rüzgarı ” deniyor.

Güneş rüzgarlarının hızının aslında saniyede 800 kilometreden fazla olduğu düşünülüyor ancak dünyaya ulaşana kadar rüzgarın hızı 400 kilometreye kadar düşer. Rüzgarların dünyada hissedilen şiddeti, güneşin dönüşüne ve dünyanın güneş etrafındaki yörüngesel hareketine bağlıdır.

Güneş rüzgarı, beraberinde manyetik bulutlar ve yüklü parçacıklar da getirir. Böyle parçacıklarla yüklü bir rüzgar, herhangi bir gezegenin atmosferine girdiği takdirde oldukça büyük etkileri olur ve bu durum yaşam için de büyük bir tehdittir.

Ancak gezegenimizin manyetik alanı bir tür kalkan görevi görerek bizi bu korkunç etkilerden koruyabiliyor ve çarpan parçacıkların ve manyetik bulut yığınlarının gezegenimiz etrafında kalkan boyunca dolaşmasını ve sonrasında ise etkisini kaybetmesini sağlayabiliyor.



Şekil 2. 11 Dünyayı saran manyetik örtü (webtekno.com)

Yüklü parçacıkların asıl kaynağı güneş rüzgarı denilen güneşten gelen parçacıklar sağanağıdır. Kuzey ve güney ışıkları dünyanın manyetik alanı tarafından tuzaklanan bu yüklü parçacıklar tarafından oluşturulur.

Atmosferimize sızması durumunda muhtemelen hepimizi öldürebilecek bir kargaşaya sebep olacak olan güneş rüzgarları, bunun yerine bize şahane bir manzara sağlıyor; kuzey ışıkları. Güneş rüzgarını oluşturan iyonize parçacıkların dünyanın manyetik alan çizgilerinin yoğunlaştığı bölgelerden girerek, atmosferin üst katmanları ile etkileşmesi sonucunda oluşan ışımalara aurora denir. Işımaların dalgaboyu yani rengi, rüzgarların içeriğine göre farklılık gösterir.



Şekil 2.12 Kuzey ışıkları (gökbilimi.net)

Dünya manyetik alanı sayesinde güneş rüzgarlarının etkisinden kurtulsa da uydumuz ay ve Merkür gibi pek çok gezegen sürekli hasar görmektedir. Ayrıca uzay boşluğunda dolaşan uydular da bu rüzgarlar yüzünden zarar görebilir.

### 2.3 Elektromanyetik İyon Sklotronunda (EMIC) Parçacıkların Hareketi

Dalgaların Z-ekseni boyunca manyetik alan yönünde olduğunu düşünelim. Rezonant partiküllerin henüz uyarılmadığı durum olan  $t=0$ 'da EMIC dalgalarının başlayacağı varsayılmaktadır. Parçacık yörüngesi EMIC dalga varlığında dikkate alındığında yüklü parçacık enerjisindeki değişim ve artma oranı olan dağılım ilişkisi, parçacık anizotropik çekirdek plazma durumundaki yukarı ilerleyen iyon ışını için durum analiziyle farklı dağılım indekslerinden türetilmiştir.

Misra and Tiwari, 1979 çalışmasında dalganın parçacık özelliği göz önüne alınarak EMIC için basit matematiksel bağıntılar verilmiştir. Sol el dairesel polarize edilmiş dalgaların açısal frekansı  $\omega$  ve dalga vektörü  $k'$  dir. Sistem dalgalarla birlikte hareket ettiğinde, elektrik alanı yok olur. Böylece dalga manyetik alan B

$$B = B_x \cos(kz)\hat{x} + B_y \sin(kz)\hat{y} , \quad (20)$$

şeklinde ifade edilir. Aşağıdaki dönüşüm uygulandığında:

$$z^{wave} = z^{lab} - (\omega / k)t , \quad (21)$$

$$v^{wave} = v^{lab} - (\omega / k) .$$

$Ck / \omega \gg 1$  için, manyetik alan genliği her iki sistemde de aynı olarak kabul edilebilir. Dalganın varlığında hareket denklemini kullanarak, parçacıkların pertürbe edilmiş hızları (Misra ve Tiwari, 1979)

$$\delta V_{\perp\alpha} = \frac{h\Omega_{\alpha}(V_{\parallel\alpha} - \frac{\omega}{k})}{[kV_{\parallel\alpha} - (\omega - \Omega_{\alpha})t]} \left[ \cos(kz - \omega t - \psi) - \varepsilon \cos(kz - \omega t - \psi) - (kV_{\parallel\alpha} - (\omega - \Omega_{\alpha})t) \right],$$

$$\delta V_{\parallel\alpha} = \frac{-h\Omega_{\alpha}V_{\perp\alpha}}{[kV_{\parallel\alpha} - (\omega - \Omega_{\alpha})t]} \left[ \cos(kz - \omega t - \psi) - \varepsilon \cos(kz - \omega t - \psi) - (kV_{\parallel\alpha} - (\omega - \Omega_{\alpha})t) \right],$$

(22)

olarak verilir. Burada rezonans olmayan partiküller için  $\varepsilon = 0$  ve rezonant partiküller için  $\varepsilon = 1$  olduğu yerde,  $t = 0$ ,  $\alpha = i$ , da  $V_{\perp\alpha}$  ve  $V_{\parallel\alpha}$ , hızların başlangıç değeridir, e, iyonları ve elektron çekirdek plazmasını temsil eder,  $h = \frac{\vec{B}}{B_0}$  elektromanyetik statik manyetik alan büyüklüğü oranıdır,  $\Omega_{\alpha} = \frac{qB_0}{m_{\alpha}c}$  siklotron frekansdır ve  $\psi$  dikey hızda başlangıç fazıdır. Koordinat  $z$  (20) ve (23) denklemlerinde aynıdır.

### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu bölümde plazma durumlarında yoğunluk pertürbasyonu, soğuk plazmada dispersiyon bağıntısı, sıcak plazmada dispersiyon bağıntısı, soğuk ve sıcak plazmada dalga enerjisi ifadeleri ayrıntıları ile verilmiştir.

#### 3.1 Yoğunluk Pertürbasyonu

Perturbasyon yoğunluğu ana genel hatlarıyla aşağıda belirtilen yöntemle elde edilir (Ahirwar , Varma and Tiwari 2006,2007)

$$\chi = kz - \omega t - \psi, A = kV_{\parallel, \alpha} - (\omega - \Omega_{\alpha}) \text{ ise}$$

$$n_1 = \frac{h\Omega_{\alpha}V_{\perp, \alpha}kN(V)}{[kV_{\parallel, \alpha} - (\omega - \Omega_{\alpha})]^2} [\cos \chi - \varepsilon \cos \chi_0 + \varepsilon t A \sin(\chi - At)] \text{ olur} \quad (23)$$

Normal plazmanın elektron ve iyonların kor durumu için aşağıdaki genel kayıp-koni dağılım fonksiyonunu seçilmiştir.

$$V_{T\parallel, \alpha}^2 = 2T_{\parallel, \alpha} / m, V_{T\perp, \alpha}^2 = (J+1)^{-1} (2T_{\perp, \alpha} / m), \alpha = i$$

İfadesi iyon ve elektron kor plazmasını temsil etmek üzere,

$$N_c(V) = \frac{n_{c, \alpha} V_{\perp, \alpha}^{2J}}{\sqrt{\pi} V_{T\perp, \alpha}^{2(J+1)} V_{T\parallel, \alpha} J!} \exp\left(\frac{V_{\perp}^2}{V_{T\perp, \alpha}^2} - \frac{V_{\parallel}^2}{V_{T\parallel, \alpha}^2}\right) \text{ geçerli olur.} \quad (24)$$

İyon demeti için Maxwellian dağılım fonksiyonu şöyle tanımlanır(Gomberoff,1992) :

$$N_b(V) = \frac{n_b}{\sqrt{\pi} V_{T\perp b}^2 V_{T\parallel b}} \exp\left(-\frac{V_{\perp}^2}{V_{T\perp b}^2} - \frac{(V_{\parallel} - V_D)^2}{V_{T\parallel b}^2}\right) \quad (25)$$

### 3.2-Dispersiyon Bağntısı

#### Soğuk plazmada dispersiyon bağntısı

İyon-siklotron dalgası için doğrusal dağılım ilişkisi aşağıdaki gibi ifade edilir: (Gomberoff, 2003-Gomberoff 1992)

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \frac{\omega_{pi}^2}{\Omega_i} \left[ \frac{1}{\Omega_i - \omega} + \frac{n_b / n_c (1 - kV_D / \omega^2)}{(\Omega_b - \omega + kV_D)} \right], \quad (26)$$

Burada  $\omega_{pi}^2 = 4\pi n_i e^2 / M_i$  iyonlar için plazma frekansının karesini tanımlar,  $V_D$  ışın hızıdır ve  $k$  manyetik alana paralel olan yayılma vektörüdür. İyon ışını kor plazmaya göre  $V_D$  hızı ile sürüklenir. Bu yüzden akımdan bağımsız değildir.

#### Sıcak plazmada dispersiyon bağntısı

Sıcak plazmaların elektromanyetik iyon siklotron dalgası dağılım eşitliği, (Cornwall John and Michael Schulz, 1971-Gomberoff, 1992) manyetik alanda auroral hızlanma bölgesinde aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \frac{\omega_{pi}^2}{\Omega_i(\Omega_i - \omega)} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} A_e + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \frac{n_b / n_c (\omega - kV_D)^2}{\Omega_i (\Omega_b - \omega + kV_D)}, \quad (27)$$

Burada  $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_e e^2 / M_e$ , elektronlar için plazma frekansını tanımlar,  $\omega_{pi}^2 = 4\pi n_i e^2 / M_i$  iyonlar için plazma frekansını belirler ve  $A_e = (V_{T\perp e}^2 / V_{T\parallel e}^2) - 1$  elektronların termal anizotropileridir. Bu değer etkin elektron termal anizotropi ( $A_e = (J + 1)(V_{T\perp e}^2 / V_{T\parallel e}^2) - 1$ ) (Gomberoff L ve Cuperman S 1981) ifadesiyle yer değiştirir. Düşük sıcaklık limiti  $T_{e,i} \rightarrow 0$  ve elektron katkısını göz ardı ederek, düşük elektron termal anizotropi  $A_e \rightarrow 0$  altında soğuk plazma dispersiyon ilişkisini yeniden düzenleriz. Soğuk plazma yaklaşımını kullanarak soğuk elektronların izotropisini bi-Maxwellian dağılımı olarak dikkate alsaydık, sıcak plazmadan bir soğuk plazma dağılım ilişkisi elde ederdik. Dispersiyon bağntı denklemi anizotropik çekirdek sıcaklıklarından ve ışın sıcaklıklarından  $\beta < 1$  (Gomberoff L ve Elgueta R 1991) olması koşuluyla bağımsızdır.

### 3.3 Soğuk ve Sıcak Plazmada Dalga Enerjisi

Soğuk plazma için elektromanyetik dalga enerjisi için U ifadesi aşağıdaki gibi tanımlanmıştır; (Misra and Tiwari,1979)

$$U = \left( \frac{1}{16\pi} \right) \left[ \frac{d}{d\omega} (\omega \varepsilon_{ik}) E_i^* E_k + |B|^2 \right] \quad (28)$$

Burada  $\varepsilon_{ik}$  dielektrik tensördür. Hesaplamadan sonra birim dalga boyu başına elektromanyetik dalga enerjisi aşağıdaki gibi verilir.

$$U = \frac{\lambda B^2}{8\pi} \omega_{pi}^2 \left[ \frac{1}{(\Omega_i - \omega)^2} + \frac{(n_b / n_c)(\omega - kV_D)}{\Omega_b} \left\{ \frac{\omega \Omega_b - kV_{D\omega} + kV_D \Omega_b + k^2 V_D^2}{\omega^2 (\Omega_b - \omega + kV_D)^2} \right\} \right] + \frac{\lambda B^2}{8\pi}, \quad (29)$$

Benzer şekilde, sıcak plazma için elektromanyetik dalga enerjisi U ile ifade edilir.

$$U = \frac{\lambda B^2}{8\pi} \omega_{pi}^2 \left[ \frac{1}{(\Omega_i - \omega)^2} + \frac{(n_b / n_c)(\omega - kV_D)}{\Omega_b} \left\{ \frac{\omega \Omega_b - kV_{D\omega} + kV_D \Omega_b + k^2 V_D^2}{\omega^2 (\Omega_b - \omega + kV_D)^2} \right\} - \frac{\omega_{pe}^2 A_e}{\omega_{pi}^2 \omega^2} \right] + \frac{\lambda B^2}{8\pi}, \quad (30)$$

Birim dalga boyu  $\lambda$  başına düşen toplam dalga enerjisi,

$$W_w = U + W_\alpha,$$

Burada

$$W_\alpha = \int_0^\lambda dz \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^\infty V_{\perp 0} dV_{\perp 0} \int_{-\infty}^\infty dV_{\parallel 0} \frac{m}{2} \left[ (N + n_1)(V + \delta V)^2 - NV^2 \right]. \quad (31)$$

Plazmada paralel  $W_{\alpha\parallel c}$  ve dik rezonans olmayan  $W_{\alpha\perp c}$  enerjisini  $\varepsilon = 0$  için denklemler (23), (24), (25) ve (31) ile belirledik (Horne RB ve Thorne RM,197 ) (Gomberoff L,1992)

$$W_{\parallel c, \alpha} = -\frac{\lambda B^2}{8\pi} \frac{C_J}{V_{T\parallel \alpha}^2} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{c^2 k^2} \left[ \frac{1}{2} Z_2(\xi_\alpha) + \frac{\omega - \Omega_\alpha}{kV_{T\parallel \alpha}} Z_3(\xi_\alpha) \right], \quad (32)$$

Burada

$$Z_2(\xi_\alpha) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-X^2)}{(X - \xi_\alpha)^2} dx,$$

$$Z_3(\xi_\alpha) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-X^2)}{(X - \xi_\alpha)^3} dx, \quad \xi_\alpha = \frac{\omega - \Omega_\alpha}{kV_{T\parallel\alpha}}$$

Benzer şekilde dikey enerji ifadesi aşağıdaki gibidir

$$W_{\perp,\alpha} = -\frac{\lambda B^2 \omega_{p\alpha}^2}{2 \cdot 8\pi c^2 k^2} \left[ D_J \left( 1 - \frac{2\Omega_\alpha}{kV_{T\parallel\alpha}} Z(\xi_\alpha) + \frac{\Omega_\alpha^2}{kV_{T\parallel\alpha}^2} Z_1(\xi_\alpha) + \frac{2C_J}{V_{T\parallel\alpha}^2} \left( Z_1(\xi_\alpha) - \frac{\Omega_\alpha}{kV_{T\parallel\alpha}} Z_2(\xi_\alpha) \right) \right) \right].$$

Işınlara paralel, dik, rezonans olmayan durumları için enerjiler:

$$W_{\parallel b} = -\frac{\lambda B^2 C_J n_b \omega_{pi}^2}{8\pi V_{T\parallel b}^2 n_c c^2 k^2} \left[ \frac{1}{2} Z_1(\zeta_b) + \frac{\omega - \Omega_b}{kV_{T\parallel b}} Z_2(\zeta_b) \right],$$

$$W_{\perp b} = \frac{\lambda B^2 \omega_{pi}^2 n_b}{2 \cdot 8\pi c^2 k^2 n_c} \left[ D_J \left( 1 - \frac{2\Omega_b}{kV_{T\parallel b}} Z(\zeta_b) + \frac{\Omega_b^2}{kV_{T\parallel b}^2} Z_1(\zeta_b) + \frac{2C_J}{V_{T\parallel b}^2} \left( Z_1(\zeta_b) - \frac{\Omega_b}{kV_{T\parallel b}} Z_2(\zeta_b) \right) \right) \right],$$

burada

$$Z_2(\zeta_b) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-x^2)}{(x - \zeta_b)^2} dx,$$

$$Z_3(\zeta_b) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-x^2)}{(x - \zeta_b)^3} dx,$$

Burada

$$\zeta_b = \frac{\omega - kV_D - \Omega_i}{kV_{T\parallel b}}$$

$$C_{J,\alpha} = \frac{2\pi}{V_{T\perp}^{2(J+1)} J!} \int_0^\infty dV_\perp^2 V_\perp^{2(J+1)} \exp\left(-\frac{V_\perp^2}{V_{T\perp}^2}\right),$$



$$D_{J,\alpha} = \frac{2\pi}{V_{T\perp}^{2(J+1)} J!} \int_0^\infty dV_\perp^2 V_\perp^{2J} \exp\left(-\frac{V_\perp^2}{V_{T\perp}^2}\right).$$

Kor plazma ve ışınların dik ve paralel durumları için toplam enerji

$$W_{\parallel} = W_{\parallel c,\alpha} + W_{\parallel b}, \quad (33)$$

$$W_{\perp} = W_{\perp c,\alpha} + W_{\perp b}. \quad (34)$$

$\varepsilon = 1$  için kor plasmanın dikey enerjisi ve paralel rezonans enerjisi

$$W_{r\parallel c,\alpha} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} t \frac{B^2 \omega_{pa}^2}{c^2 k^2} \frac{\Omega_\alpha^2}{k^2 V_{T\parallel\alpha}} (J+1) \frac{V_{T\perp\alpha}^2}{V_{T\parallel\alpha}} \left( \frac{\omega - \Omega_\alpha}{\Omega_\alpha} \right) \exp\left(-\left(\frac{\omega - \Omega_\alpha}{kV_{T\parallel\alpha}}\right)^2\right). \quad (35)$$

$$W_{r\perp c,\alpha} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} t \frac{B^2 \omega_{pa}^2}{c^2 k^2} \frac{\Omega_\alpha^2}{k^2 V_{T\parallel\alpha}} \left[ (J+1) \frac{V_{T\perp\alpha}^2}{V_{T\parallel\alpha}^2} \left( \frac{\omega - \Omega_\alpha}{\Omega_\alpha} \right)^2 + 1 \right] \exp\left(-\left(\frac{\omega - \Omega_\alpha}{kV_{T\parallel\alpha}}\right)^2\right). \quad (36)$$

İyon ışını için rezonans paralel ve dikey enerji aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$W_{r\parallel b} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} t \frac{B^2 \omega_{pi}^2}{c^2 k^2} \frac{n_b}{n_c} \frac{\Omega_b^2}{k^2 V_{T\parallel b}} (J+1) \frac{V_{T\perp b}^2}{V_{T\parallel b}^2} \left( \frac{\omega - kV_D - \Omega_b}{\Omega_\alpha} \right)^2 \exp\left(-\left(\frac{\omega - kV_D - \Omega_b}{kV_{T\parallel b}}\right)^2\right), \quad (37)$$

$$W_{r\perp b} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} t \frac{B^2 \omega_{pi}^2}{c^2 k^2} \frac{n_b}{n_c} \frac{\Omega_b^2}{k^2 V_{T\parallel b}} \left[ (J+1) \frac{V_{T\perp b}^2}{V_{T\parallel b}^2} \left( \frac{\omega - kV_D - \Omega_b}{\Omega_\alpha} \right)^2 + 1 \right] \exp\left(-\left(\frac{\omega - kV_D - \Omega_b}{kV_{T\parallel b}}\right)^2\right). \quad (38)$$

Toplam rezonans enerjisi

$$W_{r\parallel} = W_{r\parallel c,\alpha} + W_{r\parallel b}, \quad (39)$$

$$W_{r\perp} = W_{r\perp c,\alpha} + W_{r\perp b}. \quad (40)$$

Rezonans enerjiler denklemi (35) - (38) ifadeleri  $t$ 'ye bağlıdır. Sayısal hesaplarda enerji değişiminde birim dalga boyu değerlendirildi,  $t$   $2\pi / \omega$  ile değiştirildi, dolayısıyla büyüme oranı değerlendirildi.

Enerji denklemi soğuk ve sıcak anizotropik plazma için aynıdır.

#### 4.BULGULAR

Önceki bölümdeki plazma durumlarının (32), (33) enerji ifadelerinden görüldüğü gibi bu formüller aşağıdaki  $Z_2$  ve  $Z_3$  yardımcı fonksiyonlarının hassas hesaplanmasına bağlıdır:

$$Z_2(p) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x^2}}{(x-p)^2} dx \quad (41)$$

$$Z_3(p) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x^2}}{(x-p)^3} dx \quad (42)$$

Aşağıdaki formda genel bir yardımcı fonksiyon tanımlayabiliriz

$$Z_n(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x^2}}{(x-t)^n} dx. \quad (43)$$

(43) eşitliğinin özel durumlarda (42) ve (41)'i verdiği görülüyor.

Bu yardımcı fonksiyonların analitik ve hassas değerlendirilmesi için güvenilir formüllerin seçimi, soğuk ve sıcak plazma enerjilerinin doğru hesaplanmasında büyük önem taşımaktadır.

Bu çalışmada  $Z_n(t)$  yardımcı fonksiyonlar için genel analitik formüller türetilmiştir. Bu amaçla, iyi bilinen binom genişleme teoremleri aşağıdaki gibi uygulanmıştır. (Gradshteyn ve Ryzhik (1980), Mamedov (2012a), (2012b), (2013), Guseinov ve Mamedov (2004), (2005)):

$$(x \pm y)^n = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} (\pm 1)^m f_m(n) x^{n-m} y^m & n \text{ tam sayı değilse} \\ \sum_{m=0}^n (\pm 1)^m f_m(n) x^{n-m} y^m & n \text{ ta } m \text{ sayı ise} \end{cases} \quad (44)$$

Burada  $f_m(n)$ 'in tanımladığı binom katsayılar

$$f_m(n) \begin{cases} \frac{n(n-1)\dots(n-m+1)}{m!} & n \text{ tam sayı ise} \\ \frac{(-1)^m \Gamma(m-n)}{m! \Gamma(-n)} & n \text{ tam sayı değilse} \end{cases} \quad (45)$$

Eğer eşitlik (44), eşitlik (45)' te yerine konulursa soğuk ve sıcak plazmalar için seri açılımı formülünü binom katsayıları cinsinden elde etmiş oluruz.

$$Z_n(t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N f_n(-n) \left\{ (-1)^n \left[ 1 + (-1)^i \right] t^{-n-i} A_i(t) + \left[ (-1)^n + (-1)^i \right] B_{n+i}(t) \right\} \quad (46)$$

Burada, N toplamın üst sınırı ve yardımcı fonksiyonlar sırasıyla aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$A_i(t) = \int_0^t x^i e^{-x^2} dx = \frac{1}{2} \gamma \left[ \frac{i+1}{2}, t^2 \right], \quad (47)$$

$$B_m(t) = \int_0^\infty x^m e^{-x^2} dx = \frac{1}{2} \Gamma \left[ \frac{1-m}{2}, t^2 \right] \quad (48)$$

Eşitlik (4.7) ve (4.8) 'deki ifadeler, iyi bilinen Gamma fonksiyonlarıdır (Gradshteyn ve Ryzhik, 1980):

$$\gamma(\alpha, x) = \int_0^\infty t^{\alpha-1} e^{-t} dt \quad (49)$$

$$\Gamma(\alpha, x) = \int_x^\infty t^{\alpha-1} e^{-t} dt \quad (50)$$

(49) ve (50) formülleri tamamlanmamış Gamma fonksiyonları olup, farklı algoritmalarla çok sayıda yazar tarafından araştırılmıştır (bakınız örneğin Guseinov ve Mamedov (2004), (2005) ve buradaki referanslar ).

## 5.TARTIŞMA VE SONUÇ

Soğuk ve sıcak plazma enerjisinin hesaplanmasında ortaya çıkan  $Z_n(t)$  yardımcı fonksiyonların analitik olarak hesaplanması önemli problemlerden birisidir. Kaynaklarda bu fonksiyonlar ya numerik yöntemler ya da parametrelerin kısıtlı aralıklarında analitik yöntemler uygulanarak incelenmektedir. Bilindiği gibi numerik yöntemler parametrelerin belirli aralıklarında hassas sonuçlar veriyor. Bu nedenle soğuk ve sıcak plazma enerjisinin hesaplanması için  $Z_n(t)$  yardımcı fonksiyonlarının hassas hesaplanmasını sağlayan ve parametrelerin tüm aralıklarında geçerli olan analitik ifadeler oluşturulması çok önemlidir. Bu çalışmada, soğuk ve sıcak plazma enerjisinin hesaplanmasında ortaya çıkan yardımcı fonksiyonların analitik değerlendirilmesi için yeni bir yaklaşım önerildi. Elde edilen analitik formüllerin, mevcut sayısal yaklaşımlar kullanılarak yapılan hesaplamalarda karşılaşılan yetersizlikleri ortadan kaldırmak için önemli gelişme olduğunu görüldü. Tablo 1'de  $Z_n(t)$  yardımcı fonksiyonlar için elde edilen formüllerin (Denk. (46) Mathematica 7.0 programlama yöntemi kullanılarak programı oluşturuldu, elde edilen sonuçların sayısal hesaplama sonuçları ile karşılaştırmalı sonuçları Tablo1'de verilmiştir. Elde edilen analitik ifadenin hesaplama sonuçları, Mathematica 7.0 nümerik analiz yöntemiyle elde edilen sonuçlar ile doğrulandı ve sonuçların birbiriyle uyumlu olduğu görüldü. Tablo 1'de gerekli hassasiyet serini üst sınırını belirleyen  $N=100$  için elde edilmiştir. Daha fazla hassasiyet, (46) denklem açılımında daha fazla terim kullanılmasıyla kolayca elde edilebilir. Ayrıca oluşturulan formüllerdeki serilerin yakınsamasının gösterilmesi çok önemlidir. Tablo 2'de serinin üst sınırının artmasına göre alınan sonuçlar verilmiştir. Alınan sonuçlardan görüldüğü gibi serinin üst sınırı arttıkça alınan sonuçlarda rakam sayılarındaki üst-üste düşme artar yani gerçek sonuca doğru yaklaşır. Tablo 2'den görüldüğü gibi serinin üst değeri  $N=60$  değerinde alınan sonuçlar 32 rakamla üst-üste düşer. Bu sonuçlar soğuk ve sıcak plazma enerjisinin çok yüksek hassaslıkla hesaplanmasına imkan sağlaması anlamına gelir. Tablolardan görüldüğü gibi, mevcut yöntemin soğuk ve sıcak plazma enerjilerinin değerlendirilmesine uygulanması basittir. Alınan sonuçlardan görüldüğü gibi soğuk ve sıcak plazma enerjilerinin hesaplanmasında önemli rolü olan  $Z_n(t)$  yardımcı fonksiyonlar için oluşturulan analitik formüller, hesaplamalarda ortaya çıkan yetersizlikleri aradan kaldırmaktadır.

**Tablo 1.**  $Z_n(t)$  fonksiyonlarının karşılaştırmalı değerleri

$n$	$t$	Eq. (46)	Mathematica numeric integral sonuçları
1	14.2	-0.125132538973874256469427	-0.125132538973874256469427
1	41.4	-0.42825395363104130857854E-01	-0.42825395363104130857854E-01
2	12.6	0.011271542481118206525226	0.011271542481118206525226
2	54.1	0.60590301944232433902096E-02	0.60590301944232433902096E-02
3	7	-0.55107073731436842727E-02	-0.551070737302522788E-02
5	8.9	-0.35040451002669237863986E-04	-0.35040451002669237869568E-04
5	65	-1.53031094332683431481303E-09	-1.53031094332683431481303E-09
7	24.9	-0.30553012487029661092864E-11	-0.30553012487029661092864E-11
7	3.7	-0.42699054906253917826	-0.426988949604251347276
12	86	1.08864354534386930581344E-22	1.08864354534386930581344E-22
12	23.7	0.60550725588649714117386E-18	0.60550725588649714117386E-18
16	52.3	0.579934990115559850476397E-29	0.579934990115559850476397E-29
19	23.3	-0.22196896867386610107055E-27	-0.22196896867386610107055E-27

**Tablo 2.**  $Z_n(t)$  eşitliği için toplam limiti  $N$ ' in bir fonksiyonu olarak türetilmiş ifadenin yakınsaklığı

$N$	$n = 1, t = 46$	$n = 2, t = 25$
5	-0.0385407167304411759160842855665	0.00284275960912745273394807223633
10	-0.0385407167380793696462580108568	0.00284275976269421061157950469455
15	-0.0385407167380793697161938322027	0.00284275976269431227932648533821
20	-0.0385407167380793697161945943867	0.00284275976269431229597531376237
30	-0.0385407167380793697161945943867	0.00284275976269431229597539237312
40	-0.0385407167380793697161945943867	0.00284275976269431229597539237313
50	-0.0385407167380793697161945943867	0.00284275976269431229597539237313
60	-0.0385407167380793697161945943867	0.00284275976269431229597539237313

## 6. KAYNAKLAR

- Ahirwar G., Varma P. and Tiwari M. S. 2006. *Study of electromagnetic ion-cyclotron wave with general loss-cone distribution function*. Indian Journal of Physics **80**, 1179-1187.
- Ahirwar G., Varma P. and Tiwari M. S. 2007. *Beam effect on electromagnetic ion-cyclotron waves with general loss-cone distribution function in an anisotropic plasma- particle aspect analysis*. Annals of Geophysics, **25**, 557-568, <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00318283>.
- Ahirwar G, Varma P and Tiwari M S 2006. Study of electromagnetic ion-cyclotron wave with general loss-cone distribution function Ind. J. Phys. 80 1179
- Ahirwar G, Varma P and Tiwari M S 2007. Beam effect on electromagnetic ion-cyclotron waves with general loss-cone distribution function in an anisotropic plasma- particle aspect analysis Ann. Geophys. 25 557
- Bellan P 2004. Fundamentals of Plasma Physics, Published by Cup Newyork
- Boyd TJM and Sanderson JJ 2003. Cambridge University Newyork
- Cornwall J. M., Schulz M. 1971. *Electromagnetic ion-cyclotron instabilities in multicomponent magnetospheric plasma*. Journal of Geophysical Research, **76**, 7791-7796, doi: 10.1029/JA076i031p07791.
- Fok M. C., Kozyra J. U., Nagy A. F., Rasmussen C. E., Khazanov G. V. (1993)- *Decay of equatorial ring current ions and associated agronomical consequences*. Journal of Geophysical Research. **98**, 19381-19393, doi: 10.1029/93JA01848.
- Gallagher P 2015. Introduction to plasma physics-Magnetic mirroring Gomberoff L. 1992. *Electrostatic waves in the Earth's magnetotail and in Comets, and Electromagnetic instabilities in the magnetosphere and the solar wind*. IEEE Transaction on Plasma Science, **20**, 843-866, doi: 10.1109/27.199538.
- Gomberoff L., Elguete R. 1991. *Resonant acceleration of alpha particles by ion cyclotron waves in the solar wind*. Journal of Geophysical Research, **96** 9801-9804, doi: 10.1029/91JA00613.

- Gomberoff L. 2003. *Stabilization of linear ion beam right-hand polarized instabilities by nonlinear Alfvén/ion-cyclotron waves*, Journal of Geophysical Research **108**, 1261, doi: 10.1029/2003JA009837.
- Gradsteyn I. S., Ryzhik I. M. 1980. *Tables of Integrals, Sums, Series and Products*, 4<sup>th</sup> ed., Academic Press, New York, 1980.
- Gomberoff L 2003. Stabilization of linear ion beam right-hand polarized instabilities by nonlinear Alfvén/ioncyclotron waves J. Geophys. Res. 108 1261 doi:1029/2003JA009837 [13] Cornwall John M and Michael Schulz 1971 Electromagnetic ion-cyclotron instabilities in multicomponent magnetospheric plasma J. Geophys. Res. 76 7791
- Gomberoff L and Cuperman S 1981. On the kinetic instabilities of uniform magnetized plasma with generalized loss-cone distribution functions J. Plasma Phys. 25 99
- Guseinov I. I., Mamedov B. A. 2004. *Evaluation of incomplete gamma functions using downward recursion and analytical relations*. Journal of. Mathematical Chemistry, **36**, 341-346, 10.1023/B:JOMC.0000044521.18885.d3.
- Guseinov I. I., Mamedov B. A. 2005. *Use of analytical relations in evaluation of exponential integral functions*. Journal of. Mathematical Chemistry, **38**, 311-314, doi: 10.1007/s10910-005-5426-4.
- Horne R. B., Thorne R. M. 1997. *Wave heating of He<sup>+</sup> by electromagnetic ion cyclotron waves in the magnetosphere: heating near the H<sup>+</sup>-He<sup>+</sup> bi-ion resonance frequency*. Journal of Geophysical Research. **102**, 11457-11471, doi: 10.1029/97JA00749.
- Karadeniz S.1990.“Plazma Tekniği”. TMMOB. Ankara 111 137
- Loto'aniu T. M., Fraser B. J., Waters C. L. 2009. *The modulation of electromagnetic ion cyclotron waves by Pc 5 ULF waves*, Annals of Geophysics, **27**, 121-130, 10.5194/angeo-27-121-2009.
- Mamedov B. A. 2012b. *Analytical evaluation of the plasma dispersion function for a Fermi-Dirac distribution*. Chinese Physics B, **21**, 055204, doi: 10.1088/1674-1056/21/5/ 055204.
- Mamedov B. A. (2013)- *Fully analytical evaluation of optical gain coefficient in bulk semiconductors in quasi-equilibrium free-carrier approximation*. Chinese Optic Letters, **12**, 081404, doi: 10.3788/COL201412.081404.



- Mamedov B. A. 2012a. *Analytical evaluation of the Marcus-Hush-Chidsey function using binomial expansion theorem and Error functions*. Journal of Mathematical Chemistry, **51**, 2699-2703, doi: 10.1007/s10910-013-0231-y.
- Misra K. D., Tiwari M.S. 1979. *Particle aspect analysis of electromagnetic ion-cyclotron instability*. Canadian Journal of Physics, **57**, 1124-1130, doi: 10.1139/p79-157.
- Patel S., Varma P., Tiwari, M. S. 2011. *Comparative study between cold plasma and hot plasma with ion beam and loss-cone distribution function by particle aspect approach*. Plasma Physics Controlled Fusion, **53**, 035021, doi: 10.1088/0741-3335/53/3/035021.
- Patel S, Varma P and Tiwari MS 2011. Comparative study between cold plasma and hot plasma with ion beam and loss-cone distribution function by particle aspect approach Plasma Phys, Control Fusion 53 035021
- Tsintsadze N.L., Kaladze, T.D., Van Dam J.W., Horton, W., Fu X.R., Garner T.W. (2010)- *Nonlinear dynamics of the electromagnetic ion cyclotron structures in the inner magnetosphere*. Journal of Geophysical Research, **115**, A07204, doi: 10.1029/2009JA014555.
- www.kuark.org
- Xiao F. 2006. *Modelling energetic particles by a relativistic kappa-loss-cone distribution function in plasmas*. Plasma Physics Controlled Fusion, **48**, 203-218, doi: 10.1088/0741-3335/48/2/003.

## 7.ÖZGEÇMİŞ

### Kişisel Bilgiler

Adı ve Soyadı: Alev OLKUN

Doğum Yeri: Turhal

Doğum Tarihi: 10.02.1984

Medeni Hali: Evli

Çocuk Sayısı: 4

Yabancı Dili: İngilizce

Cep telefonu: 0 5465642522

E-mail: [byn\\_olkun\\_60@hotmail.com](mailto:byn_olkun_60@hotmail.com)

### Eğitim Durumu

2002-2007 Gazi Üniversitesi, Fizik Öğretmenliği Bölümü, Ankara

1998-2002 Atatürk Anadolu Lisesi, Ankara

1995-1998 Keçiören Lisesi Ortaokulu, Ankara

1990-1995 Ayranpınar Köyü İlkokulu, Turhal

### İş Tecrübesi

2007-2008 Fizik Öğretmenliği Seviye Dergisi Dershanesi, Turhal

2008-2009 Fizik Öğretmenliği Kabataş Lisesi, Ordu

2009-2011 Fizik Öğretmenliği Terme Endüstri Meslek Lisesi, Samsun

2011-2013 Fizik Öğretmenliği Ticaret Meslek lisesi, Turhal

2013-2015 Fizik Öğretmenliği Cumhuriyet Anadolu Lisesi, Turhal

2015-2017 Fizik Öğretmenliği İmam Hatip Lisesi, Turhal

2017- Fizik Öğretmenliği Turhal Mesleki ve Teknik Anadolu Lisesi, Turhal

