

ANKARA ÜNİVERSİTESİ FEN FAKÜLTESİ
Fizik Yüksek Mühendisliği

(Teorik Fizik ve Tez Çalışması)

PLAZMA FİZİĞİ

Tez Yöneticisi : Dr. İsmail Hakkı Duru

Tezi Hazırlayan : Abdulkadir Yörük

Ö N S Ö Z

"Plâzma Fiziki" günümüzün en ilginç araştırma konularından biridir. Tabii enerji kaynaklarının her yerde bulunması ve miktarlarının azalmış olması fizikçileri enerji elde etmekte başka yollar araştırmaya zorlamıştır.

Nükleer enerjinin elde edilmesinde düşünülen iki şekilden birincisi, Fissiyon yoluyla enerjinin elde edilmesi olup bu problem bugün için tamamen çözülmüş ve reaktörlerin çalıştırılmasıyla insanlığın hizmetine sunulmuştur.

İkinci şekil olan Füzyon yoluyla enerjinin elde edilmesi ise, Plâzma fizikinin esas konusudur. Gelecekte fizikçilerin çalışması sayesinde bu problemde halledilecektir.

Bu konudaki çalışmalarında bana yardımcı olan Sayın Hocam Dr. İSMAIL HAKKI DURU'ya ve tezin verilmesinde yardımcı olan bütün fizik bölüm yöneticilerine teşekkürü borç bilirim.

1976, Ankara

6984

Abdülkadir YÖRÜK

İ Ç İ N D E K İ L E R

I. BÖLÜM : Plazma Fiziki

- 1.1. Giriş
- 1.2. Magnetohidrodinamik denklemler.
- 1.3. Magnetik difüzyon, viskozite ve basınç.
- 1.4. Kesik elektrik ve magnetik alanlı sınırlar arasında magnetohidrodinamik akış.
- 1.5. Pinch etkisi.
- 1.6. Pinch etkisinin dinamik modeli.
- 1.7. Sıkıştırılmış bir plazma sütununda kararsızlık.
- 1.8. Magnetohidrodinamik dalgalar.
- 1.9. Yüksek frekans plazma titreşimleri.
- 1.10. Plazma-titreşimleri için kısa dalga boyu limiti ve debye perdeleme mesafesi.

II. BÖLÜM : Hidrojen izotoplarının füzyonu

- 2.1. Genel bilgi
- 2.2. Nükleer füzyon reaksiyonları

III. BÖLÜM : Kontrollü füzyona mümkün yaklaşımlar, plazmanın hapsedilmesi.

- 3.1. Giriş
- 3.2. Elektrik ve magnetik alanlar.
- 3.3. Elektrik alan yardımıyla hapsetme.
- 3.4. Magnetik alan yardımıyla hapis.
- 3.5. Plazma hapsetme metodları.
 - a) Sıkıştırma etkisi
 - b) Stelleratör
 - c) Magnetik ayna sistemleri
 - d) Astron sistem

1 nci BÖLÜM : PLAZMA FİZİĞİ

1.1. GİRİŞ :

Magnetohidrodinamik ve plazma fiziği elektro magnetik alanlarla iletken sıvı veya gazların birleşik sistemlerinin davranışlarıyla uğraşır. Tatbik edilen serbest veya yarı serbest elektronlar olduğu zaman iletme vuku bulur. Katı bir iletkende elektronlar gerekten bağlıdır. Fakat çarpışmadan önce kristal latislerinde atomik ölçüde ehemmiyetli mesafelere hareket edebilirler. İletme ve hol-efektif gibi dinamik etkiler alanlar katı iletkenlere tatbik edildiği zaman gözlenir. Fakat kütle hareketi genellikle vuku bulmaz.

Tatbik edilen alanların atom üzerindeki etkileri latis yapısından tazyik veya baskı olarak absorbe edilebilir. Diğer taraftan bir sıvı için alanlar dinamik etkiler meydana getirmek için hem elektronlar hem iyonize atomlar üzerine etki eder. (Ortamin kendisinde kütle hareketini ihtiva ederek)

Bu kütle hareketi E.M. alanlarda modifikasyonlar hasıl eder. Madde ve elektronların karışık çift sistemi ile uğraşmamız gerekir. Açık bir şekilde magnetohidrodinamik ve plazma ayrılmış sahalar vardır ki bunlarda sadece birinin veya diğerinin fikirleri veya kavramları tatbik edilebilir. Aradaki farkı görmenin bir yolu $J = \sigma E$ bağıntısını iletken bir madde için kurulduğu şekle bakmalıdır. Basit bir modeldeki elektronların tatbik edilen alan tarafından hızlandırıldığı, fakat çarpışmalardan yönü değiştirildiği düşünülürse tatbik edilen alan yönündeki hareketlerinin J_{mv} , ν (çarpışma frekansı) etkisel sürtünme kuvveti ile karşı konur. Ohm Kanunu sadece tatbik edilen kuvvet ve sürtünmesel çekim arasındaki bir dengeyi temsil eder. Tatbik edilen alanların frekansı (ν) ile mukayese edilebildiği zaman elektronlar çarpışmaları arasında hızlanma ve yavaşlamaya zamanları vardır. O zaman inertial etkiler işe girer. Ve iletkenlik kompleks olur. Ne yazıkki bu aynı frekanslarda çarpışmaların sürtünme kuvveti itibariyle izahı geçerliliğini kaybetmeye meyleder. Bütün işlem daha karışık olur. Çarpışma frekansı oldukça üzerindeki frekanslarda başka birşey vuku bulun. Elektronlar ve iyonlar elektrik alanlar tarafından zıt yönlerde hızlanır ve ayrılmaya meyleder. Bu yük dağılımından kuvvetli elektrotatik kuvvetler kurulur. (Eski haline koyan). Yük yoğunluğunda titreşimler meydana gelir. Bu yüksek frekanslı titreşimler magnetohidrodinamik dalgalar diye adlandırılırlar. İletken sıvılarda veya yoğun iyonize olmuş gazlarda çarpışma frekansı iletkenler içinde oldukça yüksektir ki Ohm Kanununun basit şekli il geçerli olduğu geniş bir frekans dizisi vardır. Tatbik edilen alanların tesiri altında elektronlar ve iyonlar öyle bir şekilde hareket eder ki yük ayrılma yoktur. Elektrik alanlar cereyan akmasına sebep olan sıvı hareketinden veya zmana bağlı magnetik alanların neticesi olarak veya sıvıya harici olan yük dağılımından hasıl olur.

O zaman sistemin mekanik hareketi tek bir iletken sıvı itibariyle yoğunluk, hız ve basınç hidrodinamik değişkenleriyle beraber açıklanabilirler. Aşağı frekanslarda amper kanunundaki yer değiştirme akımının ihmal etmek normaldir. Bu o zaman magnetohidrodinamik diye adlandırılan yaklaşımdır. Daha az iyonize gazlarda çarpışma frekansı daha küçüktür. Halâ magneto-hidrodinamik denklemlerin yarısabıt işlemleri uygun tatbik edilebilir olduğu aşağı frekans sahası olabilir. Ekseriya astrofizik tatbikatlar bu kategoriye dahildir. Bununla beraber yüksek frekanslarda yük ayrılması ve yer değiştirme akımının ihmal edilmesine müsaade edilmez. Hareketin izahında elektron ve iyonların ayrı inertial etkileri ihtiva edilmelidir. Bu bizim plazma fiziği adlandırdığımız sahadır. Elektron ve iyon modelin değişik şekiller için yaklaşık doğru bir izahının verdiği fiziki şartların bir sahası vardır. Fakat yüksek sıcaklıklar ve aşağı yoğunluklar için parçacıkları özellik ortalama değerlerinin etrafındaki sınırlı hız dağılımları ihtiva edilmelidir. O zaman izah ters veya karşılıklı bağıntı ile beraber veya olmaksızın Boltzman denklemi itibariyle yapılır. Daha yüksek sıcaklık ve daha alçak yoğunluklarda elektrostatik eski haline koyucu kuvvetler'e kadar zayıflar ki yük ayrılmasının uzunluk ölçüsü mütalâ edilen hacmin büyüklüğüne nisbeten büyük olur. O zaman sıvı modelindeki gizli kollektif davranış tatamıyla kaybolur. COULOMB çarpışmaları yoluyla karşılıklı tesir eden hızlı hareketli birkaç yüklü parçacıkların ihmal ettik.

PLAZMANIN TARİFİ : Plazma iyonlaşmış bir gazdır ki bunlarda küçük boyutlu bireysel partikül davranışlarını büyük boyutlu kollektif davranıştan ayıran ölçü, ilgili karakteristik uzunluklara nisbeten küçüktür. Bu uzunluk Debye perdelene yarıçapı 1.10 da tartışılacaktır. Nümerik değeri $7,91 (T/n)^{1/2}$ cm. dir ki burada (T) mutlak sıcaklık (°Kelvin) ve (n) birim cm^3 deki elektron sayısıdır. En sıcak ve en ince plazmalar hariç bütün plazmalar için 1 cm. ye mukayese edilebilir.

1.2. MAGNETOHİDRODİNAMİK DENKLEMLER :

İlk olarak elektriksel olarak nötr, iletken bir sıvının elektromagnetik alanlardaki davranışının göz önüne alalım. Kolaylık için sıvının nüfuz edemez olduğunu varsayalım. Bu sıvı $\rho(\vec{X}, t)$ madde yoğunluğu, $\vec{V}(\vec{X}, t)$ hızı, $P(\vec{X}, t)$ basıncı ve σ gerçek iletkenliği ile izah edilsin. Hidrodinamik denklemler aşağıdaki devamlılık ve kuvvet denklemleridir.

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (\text{Devamlılık denklemi})$$

$$(1.2) \quad \rho \frac{d\vec{V}}{dt} = -\vec{\nabla} P + \frac{1}{c} (\vec{J} \times \vec{B}) + \vec{F}_v + \rho \vec{g} \quad (\text{Kuvvet denklemi})$$

Basınç ve magnetik kuvvetlere ilaveten viskoz ve yergekimi kuvvetlerini de aldık. Sıkıştırılamayan bir sıvı için viskoz kuvveti : $(1.3) \quad \vec{F}_v = \eta \nabla^2 \vec{V}$ olarak yazılabilir. Burada η viskozite katsayısıdır. (1.2) nin solundaki hızın zamana göre türevinin konvektif türev olduğuna dikkat edilmelidir.

$$(1.4) \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}$$

ki $\vec{V}$ ani hızıyla hareket eden bir kemiyetin zamana bağlı olarak toplam değişimini verir. Yer değiştirme akımının ihmalı ile sıvıdaki elektromagnetik alanlar :

$$(1.5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} \end{array} \right\} \quad \text{tarafından izah edilebilir.}$$

$(\nabla \cdot \vec{J} = 0)$ şartı ki yer değiştirme akımının ihmaline eşdeğerdir. (1.5) deki ikinci denklemden çıkar, iki diverjans denklemi (1.5) de atılmıştır. $(\frac{\partial}{\partial t}) \nabla \cdot \vec{B} = 0$ Faraday Kanunundan çıkar. Ve $(\nabla \cdot \vec{B} = 0)$ ilk şart olarak kabul edilebilir. Yer değiştirme akımının ihmaline ile Coulomb Kanununu dahi ihmal etmek uygundur. Sebebi elektrik alanının Körl denklemleriyle ve Ohm Kanunlarıyla tam olarak tayin edilmesidir. Eğer yer değiştirme akımı Amper kanununda alıko- mursa ve $\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho_e$ hesaba alınırsa sadece (v^2/c^2) derecesinde düzeltmeler hasıl olur. Normal magnetohidrodinamik denklemler için bunlar tüm olarak ihmal edilebilir. Dinamik denklemlerin tüm olarak tasrihi için akım yoğunluğu $\vec{J}$ ve $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ alanları arasındaki bağıntıyı belirtmeliyiz. İletkenliği σ olan basit bir iletken ortam için Ohm Kanunu tatbik edilir. Ve akım yoğunluğu (1.6) $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ dir. Burada $\vec{J}$ ve $\vec{E}$ ortamın durgun sisteminde ölçülür. Laboratuvara nisbeten V hızıyla hareket eden bir ortam için akım yoğunluğu ve elektrik alanının ikisinde tasrih etmeliyiz. Alanın değiştirilmesi $\vec{E}' = \vec{E} + \frac{1}{c}(\vec{v} \times \vec{B})$ (1.7) denklemiyle verilir. Laboratuvarındaki akım yoğunluğu aşikâr olarak $\vec{J} = \vec{J}' + \rho_e \vec{v}$ dir ki burada ρ_e elektrik yük yoğunluğudur. Tek bileşenli iletken bir sıvı için $\rho_e = 0$ dir. Netice olarak Ohm kanunu (1.8) $\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \frac{1}{c}\vec{v} \times \vec{B})$ şeklini alır.

Bazan sıvının iletkenliğini etkisel olarak sonsuz kabul etmek mümkündür. O zaman $\vec{E}$ ve $\vec{B}$ nin tesiri altında sıvı öyle bir şekilde akar ki (1.9) $\vec{E} + \frac{1}{c}(\vec{v} \times \vec{B}) = 0$ gerçekleşir. Sıvı için durum denklemi ile tanımlanan (1.1), (1.2), (1.5) ve (1.8) magnetohidrodinamiğin denklemlerini teşkil eder. Gelecek bölümde onların bazı daha basit cephelerini inceliyeceğiz.

1.3. MAGNETİK DİFFÜZYON, VİSKOZİTE VE BASINÇ :

Elektro magnetik alanların huzurunda sıvının davranışı büyük bir ölçüye kadar iletkenliğin büyüklüğü ile yönetilir. Etkiler hem elektromagnetik hem mekaniktir. İlk olarak elektromagnetik etkileri mütalâ edelim. İletkenliğe bağlı olarak alanların oldukça farklı davranışları olduğunu görürüz. Magnetik alanın zaman bağıllığı $\vec{E}$ yi bertaraf etmek için (1.8) i kullanarak (1.10) $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \vec{B}$ şeklinde yazılabilir. Burada alanın mekanda sabit olduğu kabul edilir. Durgun bir sıvı için (1.10) denklemi : (1.11) $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \vec{B}$ Diffüzyon denklemine indirgenir.

Bu magnetik alanın ilk şeklinin diffüzyon zamanı (1.12) $\tau = \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2}$ içinde bozulacağı anlamını gelir ki L, B nin mekana bağlı değişikliğinin uzunluk karakteristigidir.

Zamanın lom. yarıçaplı bakır küre için 1 Sn, dünyanın erimis çekirdeği için 10^4 sene, güneşteki tipik bir magnetik alan için 10^{10} senedir. Diffüzyon zamanı τ ya nisbeten kısa olan zamanlar için (veya diğer bir deyişle iletkenlik 1.00 daki ikinci terim ihmal edilebilecek kadar büyük olduğu zamanlar) magnetik alanın geçici davranışı (1.13)

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})$$

ile verilir.

Bu bölgesel sıvı hızı ile hareket eden herhangi bir loop arasındaki magnetik Flaks zamanı içinde sabittir, cümlesine eşdeğerdir. $\frac{d}{dt} \int \vec{B} \cdot \vec{n} d\alpha = \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \vec{n} d\alpha + \oint (\vec{B} \cdot \vec{v}) dl$

Kuvvet çizgilerinin sıvı içinde dondurulmuş ve onunla birlikte taşındığını söyleriz. İletkenlik etkisel olarak sonsuz olduğundan kuvvet çizgilerinin $\vec{B}$ ye dik olarak izah edilen W hızı

$$(1.14) \vec{w} = c \frac{(\vec{E} \times \vec{B})}{B^2}$$

dir. Sıvının ve kuvvet çizgilerinin $\vec{E} \times \vec{B}$ sürüklenmesi diye isimlendirilen sürüklenmesi birbirine geçmiş elektrik ve magnetik alanlardaki elektron ve iyonların bireysel partikül yörüngeleriyle anlaşılabilir. Alan çizgilerinin sıvıya nisbeten diffüzyonu vaki olduğu durumlar ve kuvvet çizgilerinin içeride dondurulmuş olduğu durumları ayırmak için magnetik Reynolds sayısı R_M faydalı bir parametredir. Eğer V problemin tipik hızıysa ve L uygun uzunluksa o zaman R_M (1.15) $R_M = V L / \chi$ dır ki burada χ diffüzyon zamanı, eğer $R_M \gg 1$ ise kuvvet çizgilerinin sıvı ile naklı diffüzyon üzerine hakim olur. Civa veya Sodyum gibi mayiler için $R_M < 1$ (Pek yüksek basınçlar hariç) fakat Jeofizik ve astrofizik tatbikatlarında R_M 1'e nisbeten pek büyük olabilir. Sistemin mekanik davranışı kuvvet denklemin

(1.2) gelişebilir. (1.8) den $\vec{J}$ için yerine koyarak (1.16) $\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F} - \frac{\sigma \vec{B}}{c^2} (\vec{V}_1 - \vec{w})$ buluruz. Burada $\vec{F}$ bütün elektromagnetik olmayan kuvvetlerin toplamıdır. $\vec{V}_1$ hızın $\vec{B}$ ye dik bileşenidir. $\vec{B}$ ye paralel olan akışın elektromagnetik olmayan kuvvetler tarafından idare edildiği (1.16) dan aşıkardır. Diğer taraftan sıvının $\vec{B}$ ye dik akış hızı herhangi bir ilk değerden (1.17)

$\chi' = \frac{\rho c^2}{\sigma B^2}$ büyüklüğündeki bir zamanda (1.18) $\vec{V}_1 = \vec{w} + \frac{c}{B^2} \vec{F}_1$ değerine bozulur. Sonsuz iletkenlik sınırında umulduğu gibi bu sonuç (1.14) ünkine indirgenir. (1.16) daki B^2 ye orantılı olan terim efektif viskoz veya sürtünme kuvvetidir ki sıvının magnetik kuvvet çizgilerine dik akışını önlemeye çalışır. Bazen magnetik viskozite olarak izah edilir. Eğer burada $\vec{F}$ de kümeleşen mutad viskozite magnetik viskoziteye mukayese edilebilirse o zaman χ' bozulma zamanı iki viskozitenin oranını ihtiva eden aşıkâr bir faktör kısaltılır. Eğer iletkenlik büyük ise kuvvet çizgileri sıvının içersine dondurulmuştur. Ve sıvı ile beraber hareket eder. Bu durumdan herhangi bir sapma hızla bozulur. Mekanik ve elektromagnetik etkileri mübahazada zıt miktarlar verilmiş olarak muamele ettik. Fakat güphesiz iki denklem birleştirilir. Pek büyük iletkenlik sınırını kuvvet denklemindeki akım yoğunluğu $\vec{J}$ ya magnetik indüksiyon $\vec{B}$ ile Amper kanunun yoluyla bağlantı kurmak ve sonsuz iletkenlik ifadesi (1.9) u Faraday Kanunundan $\vec{E}$ yi bertaraf edip (1.13) denklemini elde etmede kullanmak elverişlidir. (1.2) deki magnetik kuvvet terimi (1.19) $\frac{1}{c} (\vec{J} \times \vec{B}) = -\frac{1}{4\pi} \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B})$ olarak yazılabilir.

$$(1.20) \frac{1}{2} \nabla (\vec{B} \cdot \vec{B}) = (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} + \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B})$$

olarak yazılabilir. (1.19) denklemini (1.21) e dönüştürülebilir. $\frac{1}{c} (\vec{J} \times \vec{B}) = -\nabla \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}$ Bu denklem magnetik kuvvetin (1.22) $\rho_M = \frac{B^2}{8\pi}$ magnetik basıncı kuvvet çizgisi boyunca ile ve bir gerilim olarak düşünülen bir terime eşdeğer olduğunu gösterir. Netice (1.21) maksivel stress tensor den çıkarılabilir. Eğer viskoz etkilerini ihmal eder ve yerçekimi kuvvetinin

$\vec{g} = -\nabla \psi$ potansiyelinden çıkarılabileceğini kabul edersek (1.2) kuvvet denklemini : (1.23) $\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = -\nabla (p + \rho_M + \rho \psi) + \frac{1}{4\pi} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}$ şeklini alır.

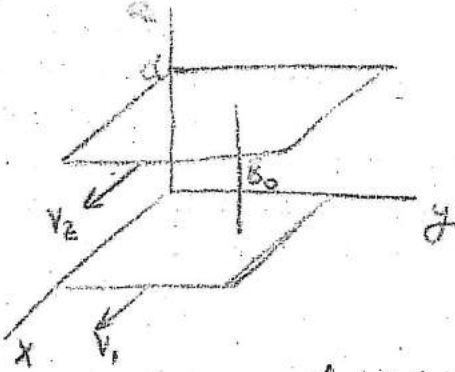
Bazı basit geometrik durumlarda sadece bir bileşen olan $\vec{B}$ gibi, ilave gerilim kaybolur. O zaman mayinin statik özellikleri (1.24) $p + \rho_M + \rho \psi = \text{sabit}$ ile açıklanır.

Bu yerçekimi etkileri bir tarafa mekanik basınçtaki herhangi bir değişikliğin magnetik basınçtaki hers bir değişiklikle dengelenmesi gerektiğini gösterir. Eğer sıvı P nin belli bir bölgenin dışında sıfıra düşmesi için o bölgeye tahdit edilirse magnetik basınç sıvıyı

tahdit etmek için eşit hızda yükselmelidir. Bu bölüm (1.5) de tartışılan Pinch etkisinin temelidir.

1.4. KESİŞEN ELEKTRİK VE MAGNETİK ALANLI SINIRLAR ARASINDA MAGNETOHİDRODİNAMİK AKIŞ :

Kuvvet çizgilerinin içerde dondurulmasıyla onların arasından diffüzyon ve $E \times B$ sürüklenmesi ile sınır şartları tarafından uğranılan davranışlar arasındaki rekabeti izah etmek için sıkışmaz fakat viskoz olan ve $Z=0$, $Z=a$ sınır yüzeyleri arasında X yönünde akan bir sıvı örneğini gözönüne alalım. (Şekil 1.1)



Yüzeyler sırası ile V_1 ve V_2 hızıyla hareket eden (X yönünde). Z yönünde yelmesak B magnetik alanı etki eder. Sistem X ve Y yönlerinde sınırsızdır. Biz içersinde ki değişik miktarların sadece Z ye bağlı olduğu X yönündeki bir akış için kararlı durum çözümlerini arayacağız. Eğer alanlar zamana bağlı olarak değişmezse mevcut olan herhangi bir elektrik alanın potansiyelden çıkarılabilir ve sadece Z ye bağlı olduğu sınır şartları tarafından

viskoz, iletken bir sıvının farklı hızlarla hareket eden iki düz yüzey arasında bir magnetik alanda akışı

(1.14), Y yönünde bir elektrik alan olduğunu ima eder. Eğer biz onu E nin tek bileşeni olarak düşümlürsek o zaman o bir E (E) olmalıdır. Hareket halindeki sıvı kuvvet çizgilerini de beraberinde taşımaya meyledeceği için (B_0) nin Z bileşeni kadar magnetik indüksiyonu olduğunu X bileşeni B_x (Z) olduğunu da umarız. Sıkıştırılmıyan bir sıvı için (1.1) süreklilik denklemi $\nabla \cdot J = 0$ indirgenir. Bu sadece Z ye bağlı olan X yönündeki bir hız tarafından sağlanır. Kuvvet denklemi yezgekimini ihmal ederek (1.25) $\nabla^2 p = \frac{1}{2} (J \times E) + \eta \nabla^2 \nabla^2$ kararlılık durumuna sahiptir. J nin kaybolmıyan tek bileşeni J_y (Z) dir.

$$(1.26) J_y(z) = \sigma [E_0 - \frac{1}{2} E_0 v(z)]$$

Burada hızın X bileşenidir. (1.25) deki üç bileşen denklemini yazarsak :

$$(1.27) \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\sigma E_0}{c} (E_0 - \frac{1}{2} v) + \eta \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= - \frac{\sigma E_0}{c} (E_0 - \frac{1}{2} v) \end{aligned} \right\}$$

buluruz.

Z yönündeki magnetik kuvvet basıncı gradienti tarafından ancak dengelenir. Eğer X yönünde basıncı gradienti olmadığını kabul edersek bu denklemlerin ilki :

$$(1.28) \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = - \left(\frac{M}{a} \right) v = \left(\frac{M}{a} \right)^2 \frac{c E_0}{B_0} \quad J_y \text{ bilini}$$

$$\text{Burada } (1.29) M = \left(\frac{\sigma \Delta_0^2 a^2}{m c^2} \right)^{1/2}$$

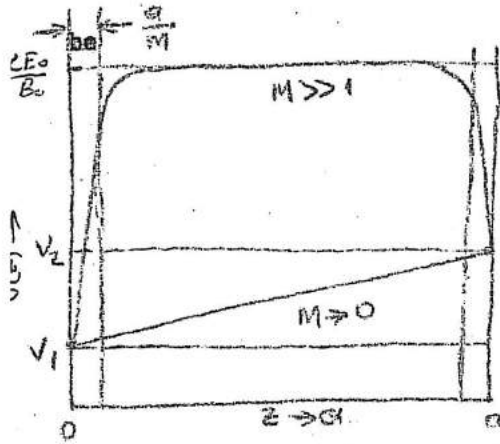
"Hartmann sayısıdır"

61.17) den M^2 nin magnetik viskozitenin normal viskoziteye oranı olduğu görülür.

(1.28) in $u(0)=V_1$ ve $u(a)=V_2$ sınır şartlarına maruz gözümlü : (1.30)

$$u(z) = \frac{V_1}{\text{Sh } m} \text{Sh} \left[m \frac{(a-z)}{a} \right] + \frac{V_2}{\text{Sh } m} \text{Sh} \left(\frac{mz}{a} \right) + \frac{cE_0}{B_0} \left\{ 1 - \frac{\text{Sh} \left[m \left(\frac{a-z}{a} \right) \right] + \text{Sh} \left(\frac{mz}{a} \right)}{\text{Sh } m} \right\}$$

olarak bulunur. $B \rightarrow 0$, $M \rightarrow 0$ limitindens (1.31) $u(z) = V_1 + \frac{z}{a}(V_2 - V_1)$ standart laminar akış sonucu elde edilir. $M \gg 1$ limitinden magnetik viskozitenin hakim olmasını ve akışın hemen tamamen ExB sürüklenmesi tarafından tayin edileceğini umarız. Eğer $V(z)$ yi $Z \ll a$ ve $M \gg 1$ için yaklaşıtırsak (1.32) $u(z) \approx \frac{cE_0}{B_0} + \left(V_1 - \frac{cE_0}{B_0} \right) e^{-mz/a}$ buluruz.



Şek. 1.12. Büyük ve küçük Hartmann sayıları için hız profilleri

$M \rightarrow 0$ için laminar akış, $M \gg 1$

için akış sürüklenmesi yakın komşuların dakiler haris ExB sürüklenmesi ile verilir.

Bu $V(z) = V_1$ tam olarak yüzeyde olduğu sırada $(\frac{a}{M})$ mertebesindeki bir mesafe içinde ExB sürüklenme değeri $(\frac{cE_0}{B_0})$ a çabuk bir geçiş vardır. $Z=a$ yakınında (1.32) V_1 i V_2 ile ve $Z=0$ ($a-Z$) ile değiştirilerek her iki sınırdaki (1.31) ve (1.32) hız profilleri şekil (1.2) de gösterilmiştir.

$B_x(z)$ magnetik alana (1.33) $\frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{4\pi}{c} J_y = \frac{4\pi}{c} (E_0 - \frac{1}{c} B_0 u)$ denklemi ile tayin edilir.

$Z=0, Z=a$ da B_x üzerindeki sınır şartları kararlı durumun nasıl hasıl edildiğinin ayrıntılı bir geçmişini bilmediğimiz veya bazı simetrik düşünce kullanmadığımız takdirde belirsizdir. Bütün bildiğimiz B_x deki fark X yönündeki birim uzunluk için Y yönünde akan toplam akıma bağlıdır.

$$(1.34) B_x(a) - B_x(0) = \frac{4\pi}{c} \int_0^a J_y(z) dz$$

Bu belirsizlik problemin tek boyutlu karakterinden hasıl

olur. Kolaylık için magnetik alana sadece Y yönündeki toplam akımın sıfır olduğu durum için hesaplıyacağız. (Bu talep $\frac{cE_0}{B_0} = \frac{1}{2}(V_1 + V_2)$ anlamına gelir

0 zaman B nin $Z=0$ ve $Z=a$ da kaybolduğunu kabul edebiliriz. (1.33) deki hız için (1.30) u kullanarak (1.35) $B_x(z) = B_0 \left[\left(\frac{4\pi\sigma a}{c} \right) \left(\frac{V_2 - V_1}{2a} \right) \right] \left\{ \frac{\text{Ch} \frac{mz}{a} - \text{Ch} \left(\frac{m}{2} - \frac{mz}{a} \right)}{m \text{Sh} \frac{m}{2}} \right\}$ olduğunu göstermek kolaydır. (1.35) deki $\left[\dots \right]$ içindeki birimsiz katsayı magnetik reynold sayısı (1.15) olarak teğis edilebilir. Çünkü $(V_2 - V_1)/2$ problemde tipik bir hız ve a tipik bir uzunluktur. $M \ll 1$ ve $M \gg 1$ limitlerinde (1.35) denklemi :

$$(1.36) B_x(z) \approx B_0 \begin{cases} \frac{z}{a} (1 - \frac{z}{a}), & M \ll 1 \text{ için} \\ \frac{1}{m} \left[1 - \left(e^{-mz/a} + e^{-m(a-z)/a} \right) \right], & M \gg 1 \text{ için} \end{cases}$$

e indirgenir. Şekil(1.3) kuvvet çizgilerinin iki limit durumunda davranışlarını gösterir. Kuvvet çizgilerinin ehemmiyetli bir şekilde nakli sadece büyük R için vardır. Verilen bir R için Hartmann sayısı büyüdükçe nakil daha azalır. Oda sıcaklığındaki sıvı cıva için ilgili fiziki sabitler :

$$\sigma = 9.4 \times 10^{15} \text{ Sn.}^{-1}$$

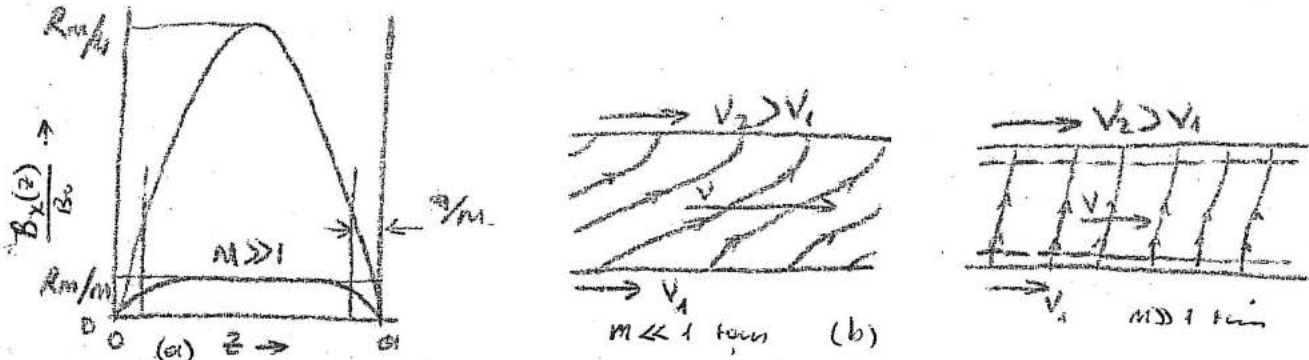
$$\eta = 1.5 \times 10^{-2} \text{ Poise}$$

$$\rho = 13.5 \text{ gr/cm}^3$$

Diffüzyon zamanı (1.12) $\tau = 1.31 \times 10^{-4} (\text{Lcm.})^2 \text{ Sn.}$ Hartmann sayısı (1.29)

$M = 2.64 \times 10^{-2} B_0 (\text{gauss}) a (\text{cm.})$ $L = a \approx 1 \text{ cm.}$ ile bu magnetik reynold sayısı $R_M = 10^{-4}$ V

olarak verilir. Neticede akış hızı pek büyük olmadığı sürece civalı ile yapılan laboratuvar deneyleri için ehemmiyetli bir kuvvet çizgisi nakli yoktur. Diğer taraftan magnetik indüksiyon $B_0, 10^4$ Gauss mertebesinde ise o zaman $M \sim 250$ ve hız akışı hemen tamamen $E \times B$ sürüklenmesi (1.14) ile izah edilir.



Şekil 10.3 a) Büyük ve küçük hartmann sayıları için sınır yüzeyleri arasındaki magnetik indüksiyonu ekseni bileşeni.

b) Akış yönünde magnetik indüksiyon çizgilerinin nakli.

Dünyanın çekirdeği ile ilgili jeomagnetik problemlerde ve astrofizikal problemlerde, parametreler (örnek olarak uzunluk mikyası) öyledir ki $R_m \gg 1$ olarak vuku bulur ve kuvvet çizgileri nakli çok önem kazanır.

1.5 PINCH ETKİSİ :

Plazma veya iletken sıvının öz magnetik alanlar tarafından hapsedilmesi termonükleer araştırmalarda oldukça ilgi çekicidir. Prensipleri izah için ekseni akım yoğunluğu $j_z = j(r)$ olan uçsuz silindirik bir iletken sıvı ve husule gelen azimütal magnetik indüksiyon $B_\phi = B(r)$ ı göz önüne alalım. Kolaylık için akım yoğunluğu magnetik alan, basınç vs. nin sadece silindir ekseninden olan uzaklığa bağlı olduğu ve viskoz ve yerçekimi etkilerinin ihmal edildiği kabul edilir. İlk olarak materyalin kendi magnetik indüksiyonunu tesiri tarafından $r=R$ muayyen yarıçapı içersine sınırlandırıldığı kararlı bir durum varolup olmadığını arayalım. $V=0$ olduğu bir kararlı durum için sıvının hareket denklemi bir (1.23)

$$(1.37) \quad \rho = -\frac{dp}{dr} - \frac{d}{dr} \left(\frac{B^2}{2\mu} \right) - \frac{B^2}{4\pi r} \quad \text{a indirgenir.}$$

İntegral şeklindeki amper kanunu $B(r)$ ı muhasara edilen akıma fikircce bağlar:

$$(1.38) \quad B(r) = \frac{4\pi}{c} \int_0^r r j(r) dr$$

Sınırlılığın fiziki limitasyonları vs. bir tarafa $j(r)$ an tipini belirtmeksizin çok sayıda netice elde edilebilir. Amper kanunundan açıktır ki eğer sıvı hemen tamamen $r=R$ içinde azalırsa sıvının dışındaki magnetik indüksiyon (1.39) $B(r) = \frac{2I}{cr}$ dir.

Burada $I = \int_0^R 2\pi r j(r) dr$ silindir içinde akan toplam akımdır. (1.37) denklemin

$$(1.40) \quad \frac{dp}{dr} = -\frac{1}{8\pi r} \frac{d}{dr} (r^2 B^2) \quad \text{olarak (1.41) } p(r) = p_0 - \frac{1}{8\pi} \int_0^r \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 B^2) dr$$

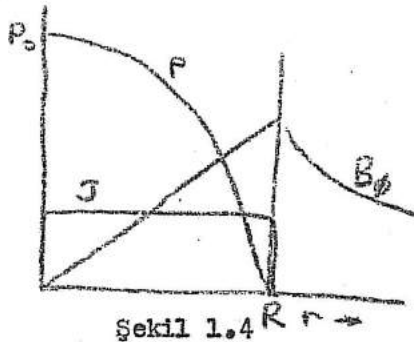
gözümüyle yazılabilir. Burada p_0 sıvının $r=0$ daki basıncıdır. Eğer madde $r \leq R$ a sınırlanırsa basınç $r=R$ de sıfıra düşer. Netice olarak ekseni basınç p_0 , (1.42) : $p_0 = \frac{1}{8\pi} \int_0^R \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 B^2) dr$

ile verilir. (1.39) dan görülebileceği gibi $r \geq R$ için integral kaybolduğundan integralin üst limiti sonsuz ile değiştirilebilir. P için bu ifade ile (1.42), (1.41) :

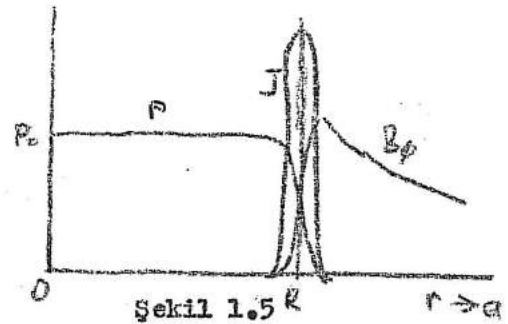
$$(1.43) \quad P(r) = \frac{1}{8\pi} \int_r^R \frac{1}{r'^2} \frac{1}{dr'} (r'^2 B^2) \quad \text{olarak yazılabilir. Silindir içersindeki ortalama basınç}$$

$$R \text{ ye bağlanabilir. Böylece (1.44) : } \langle P \rangle = \frac{2\pi}{\pi R^2} \int_0^R r P(r) dr$$

Kısımlı integral ve (1.40) ın kullanılması (1.45) $\langle P \rangle = \frac{I^2}{2\pi R^2 C^2}$ yi ortalama basınç $\langle P \rangle$, toplam akım I , kendi magnetik alanı tarafından sınırlanan sıvı veya plazma silindiri- nin yarıçapı arasındaki bağıntı olarak verilir. Silindir yüzeyinde maddenin ortalama basıncı- nın $(B^2/8\pi)$ magnetik basıncına eşit olduğuna dikkat edin. Termonükleer çalışmada 10^8 K ($kT=10$ Kev) mertebesinde sıcaklıkla ve 10^{15} partikül / cm^3 mertebesinde yoğunlukta sıcak plaz- malar tasavvur edilir. Bu şartlar yaklaşık olarak $10^{15} \times 10^8 \text{ k} = 1,4 \times 10^7 \text{ dyn/cm}^2$ veya 14 atm. lik bir basınca tekabül eder. Yüzeyde yaklaşık 19 Kilogaussluk magnetik indüksiyon hapsedme için lüzumludur. Bu pek sıcak plazmaları hapsedmek için çok yüksek akımlara ihtiyaç olduğunu gösterir. Şimdiye kadar sistemin radyal davranışı tartışılmadı. İki basit modele ihtimalleri izaha hizmet edecek. Birisi akım yoğunluğu $J(r)$ ın $r < R$ için sabit olduğudur. O zaman $r < R$ için $B(r) = (2Ir/cR^2)$ dir ve (1.43) denklemi yarıçapa karşı basınç için parabolik bağımlılığı verir. (1.46) $P(r) = \frac{I^2}{\pi c^2 R^2} (1 - \frac{r^2}{R^2})$ o zaman eksenel basınç P_c , ortalama basınç $\langle P \rangle$ ın iki katının eşitli miktarların radyal bağımlılığı şekil 1.4 de taslağı çıkarılmıştır. Diğer mo- delde yüksek bir iletken sıvı veya plazma hakkında uygun olduğu gibi akım yoğunluğu yüzeyde pek inç bir tabakaya sınırlandırılmıştır. $r > R$ için magnetik indüksiyon (1.39) ile ve- rilir. Fakat silindir içinde kaybolur. O zaman silindir içinde P basıncı sabit ve (1.45) deki değere eşittir, Bu şekil 1.5 de taslağı çıkarılmıştır.



Şekil 1.4 R $r \rightarrow$
yeknesakakım yoğunluğu olan silindirik plazma sütununda azimütal magnetik indüksiyon ve basıncın yarıçapla değişimi

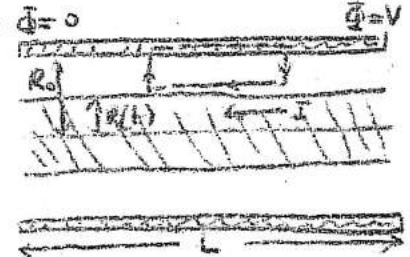


Şekil 1.5 R $r \rightarrow$
Yüzeyel akım yoğunluğu olan silindirik bir plazma sütununda azimütal magnetik indüksiyon ve basıncın değişmesi.

1.6. PINCH ETKİSİNİN DİNAMİK MODELİ :

Önceki bölümün basit mübahazaları statik ve görünüşte statik durumlar için geçerlidir. Plazmalar ile gerçek pratikte bu tip haller husule gelmez. Genellikle plazma al- daki akım akışı hakkındaki tarihin başlangıçtaki bir kısmında P basıncı dışarıdaki magnetik

basınca karşı koymak için çok küçüktür. Neticede plazma silindirin yarıçapı içeri doğru zorlanır, plazma sütunu sıkıştırılır. Bu arzu edilebilen plazmanın onu tahdit eden duvarlardan dışarı çekilmesi neticesine sahiptir. Eğer sıkışmış tarz oldukça uzun bir süre için devamlı olsaydı plazmayı tahdit eden kabın duvarlarını tutuşturmaksızın çok yüksek sıcaklıklara ısıtmak mümkün olacaktı. İlk olarak M. Rosenbluth tarafından mütalaa edilen basit bir model temel dinamik hususiyetleri gösterir. R yarıçaplı L uzunluğunda boş bir iletken silindirde bir plazma teşekkül ettirildiğini fazedelin. Plazma içinde I akımı geçmesi için silindirin uçları arasında V potansiyel farkı tatbik edilir. Bu plazmanın içeri doğru sıkışmasına sebep olan azimütal magnetik indüksiyonu B_ϕ hasıl eder. Plazma sütunun $\dot{r} > 0$ zamanındaki yarıçapı $R(t)$ dir. Plazmanın iletkenliği hakiki olarak sonsuz alınır. O zaman akım tamamen yüzey üzerinde akar, ve magnetik indüksiyon (1.47) $B_\phi = \frac{2I}{cr}$ sadece $r=R(t)$ ve $r=R_0$ arasında varolur. Sonsuz iletkenlik kabulünden dolayı plazma yüzeyindeki elektrik alanı (yüzeyler ara kesitinin üzerinde hareketsiz olduğu hareket halindeki referans sisteminde) yok olur. (1.48) $\vec{E} = \vec{E} + \frac{1}{c} \nabla \times \vec{B} = 0$ Eğer şimdi şekil 1.6 daki noktalı Lupa Faradayın indüksiyon kanununu tatbik edersek içteki kolu arakesitle beraber içeri doğru hareket ettiğinden $\vec{E}$ nin çizgi integrale tek iştirakın iletken duvar içindeki lup kısmından geldiğini buluruz. Böylece (1.49) $-\frac{V}{L} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int_{R_0}^{R(t)} B_\phi dr = -\frac{2}{c} \cdot \frac{d}{dt} (I \ln \frac{R_0}{R})$ Bu akım, voltaj ve boyutlar (induktans) arasındaki standart bağıntıdır. Bu denklemin integrali (1.50) $I \ln \left(\frac{R_0}{R} \right) = \frac{c^2}{2} E_0 \int_0^t f(t) dt$ burada E_0 , $f(t) = V/L$ tatbik edilir elektrik alanıdır. $f(t)$ fonksiyonu biliniyor farzedilir. Ve tatbik edilen alanın uç değeri E_0 olmak için normalize edilir.



Şekil 1.6 Boş silindirik bir iletken içinde plazma sütunu.

Daha fazla ilerlemek için I akımının dinamik bir tarzda plazma yarıçapı R nin davranışına bir denklemle bağlamalıyız. I ve R arasındaki arzu edilen dinamik bağıllık temel olarak Moment-denge denklemi veya Newton'un 2 nci Kanunudur. Plazma hakkında bazı faraziyeler yapılmalıdır. Eğer çarpışmalar için ortalama serbest patika yarıçapa nisbeten kısa ise dinamik davranış hidrodinamik çok dalgalarının karakteristiğidir. Fakat sıcak, zayıf bir plazma için ortalama serbest patika yarıçapa mukayese edilebilir. Veya ondan büyüktür. O zaman plazma için de serbestçe hareket eden partikül modeli daha uygundur. Eğer plazma yüzeyinin $\dot{R}$ hızı termal hızlara mukayese edildiğinde büyükse her bir partikül yüzeyler arakesitinin üzerinde hareket ettiği referans sistemi içinde arakesite $\dot{R}$ hızıyla yaklaşır. Partikül dıştaki bölgeye delip girdikçe magnetik indüksiyonu hissetmeye başlar. Etrafında döndürülür ve yüzeyi R

hızıyla terkeder. Neticede plazma yüzeyiyle çarpışan her partikül 2 NR Momentum transferi alır. Birim zamanda yüzeyin birim alanıyla çarpışan sayı NR dir. Burada N birim hacim içindeki başlangıçtaki partikül sayısıdır. Bu yüzden moment transferinin nisbeti yani basınç :

$$(1.50) \quad P = 2NM\dot{R}^2 = 2\rho R^2 \quad \text{burada } \rho \text{ başlangıçtaki kitle yoğunluğudur.}$$

Plazma yüzeyinde magnetik indüksiyondaki sıfırdan hemen dıştaki B değerine kadar olan devamsızlıktan dolayı $(B^2/8\pi)$ magnetik basıncı vardır. Bu basınçlar dengelenmelidir. Neticede (1.47) yi kullanarak akımın hızı (1.52) $I^2 = 4\pi \rho c^2 R^2 \left(\frac{dR}{dt}\right)^2$ ile

bağlandığını buluruz. (1.52) denklemi herbir partikülün arakesitle sadece bir defa çarpıştığı oldukça basitleştirilmiş mekanik -moment transfer derecesi modeline bağlıdır. Gerçekten arakesitin hızı zamanla artar. Öyle ki yüzey daha önce yansıtılan partiküllere yetişir ve onlara tekrar ve tekrar çarpışır bu etki arakesitin içersinde hareket ettikçe çarpıştığı bütün materyali beraberinde taşıdığı tasavvur edilen "Karpulluğu" modeliyle yaklaştırılır.

0 zaman magnetik basınç ve momentin değişme nisbeti (1.53) $\frac{d}{dt} [M(R)\dot{R}] = -2\pi R \frac{B^2}{8\pi}$ tarafından bağlanır. Burada $M(R)$, snov-plov tarafından beraberinde taşınan kitledir.

(1.54) $M(R) = \pi \rho (R_0^2 - R^2)$ bu akım ve yarıçap arasındaki (1.55) $\dot{R}^2 = -\rho c^2 R \frac{d}{dt} \left[(R_0^2 - R^2) \frac{dR}{dt} \right]$ bağıntısına götürür. $R \leq R_0$ olduğu ilk safhalarda snov-plöv model ve serbest partikül modeli akım ve yarıçap arasında (bu durumda partiküller elastik olarak yansıtılır ve $2R$ hızla hız değişikliğine maruz kalırken diğer durumda partiküller inelastik olarak arakesitle çarpışır. Ve R lik bir hız değişimi olur) kadar aynı bağıntıyı verir. Hatta daha sonra ki zamanlarda bir büyüklük derecesi tarafından farklılaşmaz.

$R(t)$ için hareket denklemi (1.52) veya (1.55) den I^2 yi (1.50) indaktif bağıntısına koyarak elde edilir. İzahl için serbest partikül modelini seçerek (1.56) :

$$2R \ln\left(\frac{R_0}{R}\right) \frac{dR}{dt} = -\frac{cE_0}{4\pi\rho} \int_0^t f(t') dt' \quad \text{elde ederiz.}$$

Burada karekökün işaretleri $\dot{R} < 0$ verecek şekilde alındı. $E_0(t)$ malumatı olmaksızın bu denklemi gözemeyiz. Gene de gözükle ilgili bazı fikir,

$$(1.57) \left\{ \begin{aligned} Z &= \left(\frac{c^2 E_0^2}{4\pi\rho} \right)^{1/4} \frac{t}{R_0} \\ X &= \frac{R}{R_0} \end{aligned} \right\}$$

boyutsuz değişkenleri takdim edilerek elde edilebilir.

$$0 \text{ zaman (1.56) ; (1.58) } 2X \ln X \frac{dX}{dZ} = \int_0^Z f(z') dz' \quad \text{olur.}$$

snov-plov modeli için eşdeğer denklem (1.59) $\frac{d}{dZ} \left[(1-X^2) \frac{dX}{dZ} \right] = -\frac{\left[\int_0^Z f(z') dz' \right]^2}{X (\ln X)^2}$ dir.

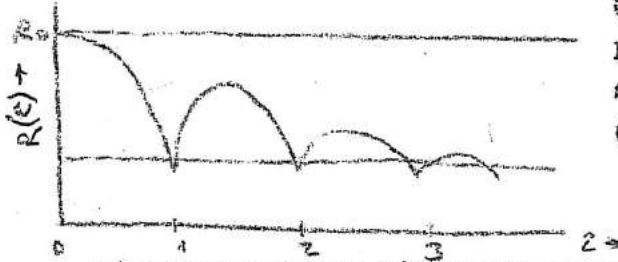
Bu denklemleri gözmeden X in $Z \sim 1$ olduğu zamanlarda ehemmiyetli olarak değıştiği aşikârdır. Bu sıkıştırılmanın radyal hızı için dereceleme kamunu (1.60)

$$|\dot{R}| \sim v_0 = \left(\frac{c^2 E_0^2}{4\pi\rho} \right)^{1/4}$$

olduğu anlamına gelir.

Bu netice hangi dinamik model kullanılırsa kullanılsın hidrodinamik alanda dahil ortaya çıkar. Küçük mikyaslı hidrojen ve döteryum plazmalarındaki çabuk bid sıkıştırılma için tipik bir deneysel şart 10^3 Volt/cm. mertebesinde elektrik alan tatbiki ve 10^{18} Gr./cm³ mertebesinde ($\sim 3 \times 10^{15}$ Döteron / cm³) başlangıç yoğunluğu gerektirir.

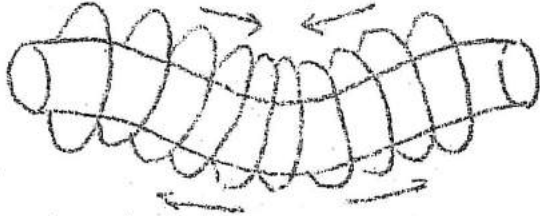
0 zaman 10^7 m/Sn. mertebesinde (1.52) veya (1.55) e göre akan akım (1.61) $I = \frac{c^2 k_0 \epsilon_0}{V_0} f(k, \frac{dx}{dt})$ burada F , 1 mertebesinde boyutsuz bir fonksiyondur. 10 cm.lik tüp yarıçapı ve izah edilen şartlar için I akımı 10^5 veya 10^6 amperlik birimlerde ölçülür. Buraya kadar sunulan sıkıştırılma etkisinin mütalası akım akışının başlamasından sonraki kısa bir aralık için geçerli olduğu aşikardır. Basitleştirilmiş modeller R_0/V_0 mertebesindeki bir zamanda plazma sütununu n yarı çapı sıfıra gittiğini gösterir. Bununla beraber onun vuktundan evvel hatta yaklaşık olarak davranışın tadil edileceği açıktır. Hidrodinamik limitte sıkıştırılma tarafından sebep olan radyal şok dalgaları eksenin dışına yansır. Ve dışarı doğru hareket eder. 4 Arakesit yüzeye çarparak ve onu geri doğru hareketini geciktirerek hatta onu ters çevirerek bu olay sığrama olarak bilinir. Bu serbest partikül modelinde de açıkça görülür. Neticede R yarıçapının zamana bağlı olarak genel davranış şekil 1.7 de gösterilen gibi olduğu umit edilir. Mütakip sığramaların uygun bir analizi yapılmamış olmasına rağmen, R_0 dan az bir yarıçapta sabit duruma bir yaklaşım olduğu tahmin edelir.



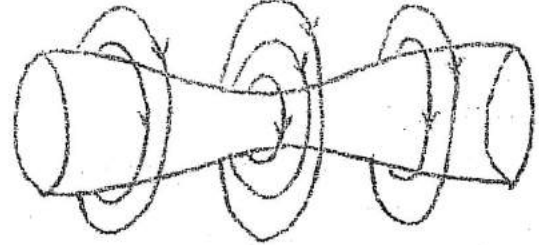
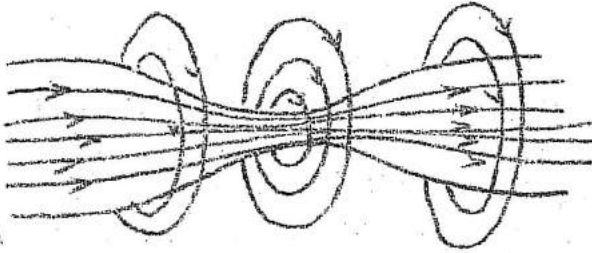
Şekil 1.7. Akım akışının başlamasından sonra plazma sütunu yarıçapının zamana bağlı fonksiyonu sıkıştırılmanın karakteristik hızı (1.60) tarafından verilir.

1.7. SIKIŞTIRILMIŞ BİR PLAZMA SÜTUNUNDA KARARSIZLIK :

Laboratuvar da uzun süreli sıkıştırılmış plazma elde etmek çok güçtür. Önceki bölümün dinamik davranışı en azından niteliksel olarak ilk sığrama yakınındaki zamana kadar takip edildiği bulunur. Fakat o zaman plazma sütununun kolayca bozulduğu görülür. Bozulup parçalanmanın sebebi kararsızlığın büyümesidir. Sütun silindirik geometriden geçitli ayrılmalara karşı kararlı değildir. Küçük sığrama bükülmeler çabuk olarak büyütülür. Ve sütunu kısa bir zamanda harap eder. Kararsızlığın ayrıntılı analizi oldukça kompleksdir ki sadece niteliksel tartışma ya teşebbüs edeceğiz. Basit kararsız bozulmanın iki tanesi izah edilecek. İlki (1.8) de gösterilen Kaink kararsızlığıdır. Sütun yakınındaki azimütal magnetik indüksiyon çizgileri aşağıda doğru bükülme tarafından sütunun yukarısında kümelenir. Ve aşağısında seyrekleşir. Böylece magnetik basınç değişiklikleri bükülmeyi artıracak yödedir. Bükülme kararsızdır. İkinci tip bükülme "neck" kararsızlığı diye adlandırılır. Şekil 1.8.b sıkışmanın etrafında azimütal indüksiyon başka bir yerdekinden ziyade boyundan daha büyük içeri doğru basınca sebep olarak artar. Bu varolan bükülmeyi arttırmaya hizmet eder. Her iki tip kararsızlık plazma sütunun içersindeki eksenel magnetik alanalar tarafından engellenir. Sucuk şeklinde bükülmüş durum için eksenel indüksiyon çizgileri şekil 1.9 da gösterildiği gibi azimütal alanın arttırılması basınca engellemek için içerde arttırılmış bir basınca sebep olarak sıkışma tarafından sıkıştırılır.



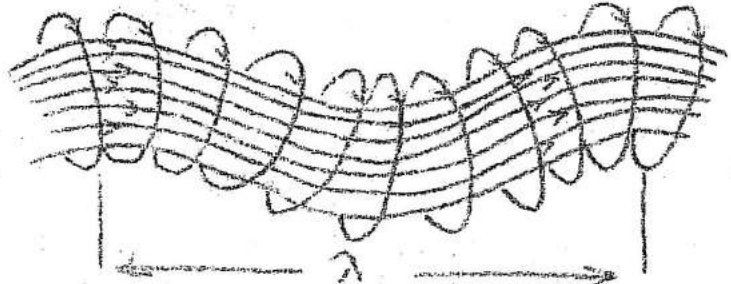
Şekil 1.8 a). Kink kararsızlığı
b). neck kararsızlığı



Şekil 1.9 yakalanmış eksenî magnetik alan-
larındaki doğru basıncıyla boyun kararsız-
lığını engelleme.

Plazmaya keskin bir sınır kabul ederek iki magnetik basıncıdaki kesirsel değişiklikler

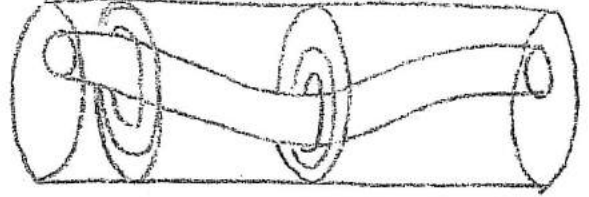
$$(1.62) \frac{\Delta p_z}{p_z} = \frac{\Delta x}{R} \quad , \quad \frac{\Delta p_z}{p_z} = \frac{\Delta x}{R}$$
 olduğunu görmek kolaydır. Burada x için içeri doğru küçük yer değişimidir. Neticede eğer (1.63) ise $\beta_z > \frac{1}{2}\beta_\theta$ Sütun neck büklümüne karşı kararlıdır. Kink ler için eksenî magnetik alan çizgileri yan-
 laradan bir araya sıkıştırılmaktan ziyade gerilip uzatılır. Fakat arttırılmış gerilim ha-
 rici kuvvetlerle karşı gelir ve sütunu kararlı bir duruma sokmaya meyledir. Yanal yer de-
 ğişikliği verildiğinde belli bir değerden kısa dalga boyu olan kink'in uzun dalga boyu
 olan Kink den oldukça fazla kuvvet çizgilerinin gerilmesine sebep olacağı şekil 1.10 dan
 aşıkardır. Neticede dahili eksenî alanın harici azimütal alana olan muayyen bir oranı için
 kısa dalga boyu olan kinkleri kararlı hali getirmeye bir meyil olacak. Eğer alanlar yak-
 laşık olarak eşitse analizler Kink'in dalga boyu $\lambda < 1/4 R$ olduğu zaman düzensizliğin
 kararlı hali getirildiğini gösterir.



Şekil 1.10 yakalanmış eksenî alanların gerilimi ile Kink kararsızlığını engelleme.

Daha uzun dalga boyu kink ler için kararlı hale getirme plazma yarıçapı iletken yarıça-
 pına mukayese edildiğinde çok kısa olmaması sağlandığında dış iletkenin tesiri tarafın-
 dan başarılabılır. Azimütal alan çizgileri şekil 1.11 de gösterildiği gibi iletken ve
 plazma sınırı arasında yakalanabilir. Eğer plazma sütunu duvarlara çok yakından hareket

ederse kuvvet çizgileri duvarlar arasında kalabalıklaştırılır.(Arttırılmış bir magnetik basınç ve eski haline koyan kuvvete sebep olarak



Şekil 1.11 uzun dalga boyu Kink lerin dış iletken ile kararsızlığı

Yakalanan eksenli bir alan ve iletken duvarlar kombinasyonu tarafından en azından keskin sınırlı yüksek iletken bir plazma yaklaşımında kararlı bir tarz meydana getirebilmenin niteliksel olarak mümkün olması gerektiği açıktır. Ayrıntılı analiz bu niteliksel natiçeyi kuvvetleştirir ve ihtiya eden miktarlar üzerinde limitler koyar. Plazma dışında mümkün olduğu kadar az eksenli alan olması ve plazma yarıçapının yarım veya 3.5'e bir silindirik yarıçapı mertebesinde korunması önemlidir. Eğer plazma dışındaki eksenli alan çok büyükse birleşik B_z-ve B_θ Toroidal geometrilerde can sıkıcı olan heliks şeklinde kararsızlıklara sebep olur. Eğer bununla beraber plazma dışındaki eksenli alan pek büyük yapılsa Heliksin derecesi öyle büyük olur ki sınırlı uzunluktaki bir plazma sütununda heliks in bir tek dönmelerinden çok daha az vardır. O zaman tekrar kararlılık ihtimali olması meydana çıkar. Plazma dışındaki akımlar tarafından üretilen kuvvetli bir eksenli alan tarafından olan kararlılık bazı füzyon cihazlarının temelidir. (Skellarator) Keskin plazma sınırlı ideal durumu deneysel olarak hasıl etmek güçtür. ve hatta hasıl edildiği zaman plazmanın kuvvet çizgileri arasından difüzyonun tarafından $4\pi R^2/c^2$ lik bir zamanda tahrip edilir. Partikül başına lev luk enerjili bir hidrojen plazması için bu zaman $R \sim 10$ cm. için 10^{-4} Sn. mertebesinde, 10 Kev lik sir plazma içinde 10^2 Sn. mertebesinde. Termionikler deneyi başlangıçtaki bir difüzyon zamanını daha sonraki ısıtmaya müsaade edecek şekilde yeteri kadar uzun yapmak için başlangıçta mümkün olduğu kadar sıcak bir plazma teşekkül ettirmeye çalışmalıdır.

1.3. MAGNETOHİDRODİNAMİK DALGALAR :

Adi hidrodinamikten küçük genlikli dalga hareketini mümkün olan tek tipi boylamsal sıkışım ile ilgili dalgalarınkilerdir. (Ses dalgası gibi) Bunlar basıncın sabit entropide yoğunluğa göre türevine bağlı olan S hızı ile yayılırlar (1.64) $S^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_0$. Eğer $P = K \rho^\gamma$ adiabatik kanunu fazedilirse $S^2 = \gamma p_0 / \rho_0$ burada γ muayyen sıcaklıkların oranıdır. Magnetohidrodinamikte diğer bir tip dalga hareketi mümkündür. O magnetik kuvvet çizgilerini çapraz hareketi ile bağdaştırılır. Kuvvet çizgilerindeki gerilim onları tekrar doğru hat şekline koymaya meyleder. Adi ses dalgalarıyla mukayesede (Bunlarda hızın karesi yoğunluğa bölünen hidrostatik basınç mertebesinde) Bu magnetohidrodinamik dalgalara Alfvén dalgaları denir. (1.65) $v_A = \left(\frac{B_0^2}{8\pi \rho_0}\right)^{1/2}$ Hızına sebep olacağını umarız. Burada $B_0^2 / 8\pi$ magnetik basınçtır. Bir magnetik alan varlığında iletken bir sıvının dalga hareketini incelemek için magnetik alan içinde sıkıştırılabilir, Vektor olmayan mekanik iletken bir sıvıya yersel bir kuvvetin

olmadığı durumda göz önüne alalım. Bunun davranışını hükmeden denklemler :

$$(1.66) \begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\rho \bar{v}) = 0 \\ \rho \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \rho (\bar{v} \cdot \bar{\nabla}) \bar{v} = -\bar{\nabla} p - \frac{1}{4\pi} \bar{B} \times (\bar{\nabla} \times \bar{B}) \\ \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \bar{\nabla} \times (\bar{v} \times \bar{B}) \end{cases}$$

Bunlar basıncı yoğunluğa fikirce bağlayan bir durum denklemi tarafından tamamlanmalıdır. Denge hızının sıfır olduğunu fakat sabit ρ_0 yoğunluklu tek tip sıvıda baştan başa uzayda yeknesak statik olan bir magnetik indüksiyon B_0 varolduğunu farzedelim. O zaman denge değerlerinden küçük genlikli sapmalarını tasavvur ederiz:

$$(1.67) \begin{cases} \bar{B} = \bar{B}_0 + \bar{B}_1(\bar{x}, t) \\ \rho = \rho_0 + \rho_1(\bar{x}, t) \\ \bar{v} = \bar{v}_1(\bar{x}, t) \end{cases}$$

Eğer (1.66) denklemleri küçük miktarlar içinde lineerleştirilirse o zaman,

$$(1.68) \begin{cases} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \bar{\nabla} \cdot \bar{v}_1 = 0 \\ \rho_0 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial t} + S^2 \bar{\nabla} \rho_1 + \frac{\bar{B}_0}{4\pi} \times (\bar{\nabla} \times \bar{B}_1) = 0 \\ \frac{\partial \bar{B}_1}{\partial t} - \bar{\nabla} \times (\bar{v}_1 \times \bar{B}_0) = 0 \end{cases}$$

Burada S^2 ses hızı (1.64) ün karesidir. Bu denklemler tek başına $\bar{v}_1$ için bir denklem vermek için birleştirilebilir. (1.69) $\frac{\partial^2 \bar{v}_1}{\partial t^2} - S^2 \bar{\nabla} (\bar{\nabla} \cdot \bar{v}_1) + \bar{\nabla}_A \times \bar{\nabla} \times [\bar{\nabla} \times (\bar{v}_1 \times \bar{v}_A)] = 0$

Burada $\bar{v}_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho}}$ vektöriyel alifven hızını takdim ettik. (1.69) daki $\bar{v}_1$ için dalga denklemi bir derece karışıktır. Fakat magnetik alan yönünden paralel veya dik olarak yayılan dal-

galar için basit çözümlere mäsade eder. Dalga vektörü $\bar{k}$ ve frekansı ω olan bir düzlem dalgası $\bar{v}_1(\bar{x}, t) : (1.71) \bar{v}_1(\bar{x}, t) = \bar{v}_1 e^{i\bar{k} \cdot \bar{x} - i\omega t}$ ile (1.69) denk.

$$(1.72) -\omega^2 \bar{v}_1 + (S^2 + v_A^2)(\bar{k} \cdot \bar{v}_1)\bar{k} + \bar{v}_A \cdot \bar{k} [(\bar{v}_A \cdot \bar{k})\bar{v}_1 - (\bar{v}_A + \bar{v}_1)\bar{k} - (\bar{k} \cdot \bar{v}_1)\bar{v}_A]$$

olur. Eğer $\bar{k}$, $\bar{v}_A$ ya dik ise son terim yok olur. O zaman $\bar{v}_1$ için çözüm (1.73) $u = \sqrt{S^2 + v_A^2}$ faz hızı olan boylamsal magnetosonik dalgadır. Bu dalganın (1) mertebesindeki faktörlerden ayrı olarak hidrostatik ve magnetik basınçların toplamına bağlı olan bir hızla yayıldığına dikkat edin. Eğer $\bar{k}$, $\bar{v}_A$ ya paralel ise (1.72) :

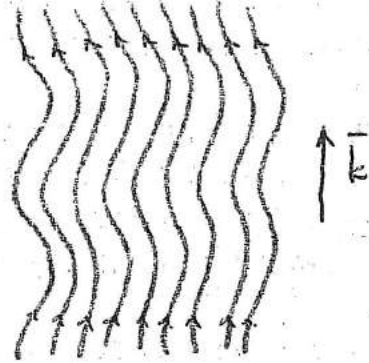
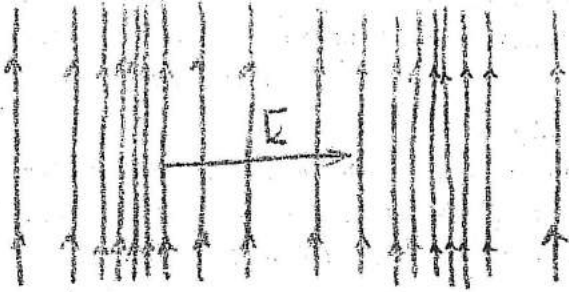
$$(1.74) (k^2 v_A^2 - \omega^2) \bar{v}_1 + \left(\frac{S^2}{v_A^2} - 1\right) k^2 (\bar{v}_A \cdot \bar{v}_1) \bar{v}_A = 0 \quad \text{indirgenir.}$$

Bu durumda mümkün olan iki tip dalga hareketi vardır. Faz hızı sesinkine (S) eşit olan adi boylamsal dalga (v_1 , $\bar{k}$ ve $\bar{v}_A$ ya paralel) vardır. Ayrıca faz hızı alifven hızı v_A ya eşit olan çapraz dalga ($\bar{v}_1 \cdot \bar{v}_A = 0$) vardır. Alifven dalgası sadece magnetik alan ve yoğunluğa bağlı olan tam anlamıyla magnetohidrodinamik bir olaydır. Oda sıcaklığında civa için alifven hızı (B gauss/B.l) cm./Sn. dir. Sesin hızı 1.45×10^5 cm./Sn. dir. Laboratuvar alan mukavemetlerinin hepsinde alifven hızı sesinkinden çok daha küçüktür. Astrofizikal problemlerde alifven hızı çok daha küçük yoğunluklardan dolayı pek büyük olabilir.

Güneşin fotosferinde yoğunluk 10^{-7} Gr./cm.³ mertebesindedir. Öyle ki $V_A \approx 10^3 B_0 \text{ cm/sn}$ solar magnetik alanlar yüzeyde 1 veya 2 gauss luk mertebesinde olduğu görülür. (Güneş lekeleri etrafında çok daha fazla değerler ile) mukayese için sesin hızı fotosfer ve kromosfer in her ikisinde 10^6 cm./Sn. mertebesindedir. Bu farklı dalgaların magnetik alanları (1.68) deki üçüncü denklemlerden bulabilir.

$$(1.75) \quad \vec{B}_1 \approx \begin{cases} \frac{k}{\omega} V_1 \vec{B}_0 & \vec{k} \perp \vec{B}_0 \text{ için} \\ 0 & \text{boyamsal } \vec{k} \parallel \vec{B}_0 \text{ için} \\ -\frac{k}{\omega} B_0 \vec{V}_1 & \text{çapraz } \vec{k} \parallel \vec{B}_0 \text{ için} \end{cases}$$

$\vec{B}_0$ 'a dik olarak hareket eden magnetosonik dalgalar kuvvet çizgilerinde yönlerini değiştirilmeksizin sıkışmalara ve seyrekleşmelere sebep olur. Şekil 1.12.a $\vec{B}_0$ 'a paralel alfvén dalgaları kuvvet çizgilerini yanıl olarak ileri geri titreşimine sebep olur. Şekil 1.12 b Her iki durumda kuvvet çizgileri içeride dönmüştür., ve sıvı ile hareket eder.



Şekil 1.12 Magnetohidrodinamik dalgalar

Eğer sıvının iletkenliği sonsuz değil ise veya viskoz etkileri varsa sarf edici kayıplar ve neticede titreşimlerin damping olmasını umarız. (1.68) deki iki ve üçüncü denklemler ilave terimler tarafından tadil edilir:

$$(1.76) \quad \begin{cases} \rho_0 \frac{\partial \vec{V}_1}{\partial t} = -s^2 \vec{\nabla} p_1 - \frac{B_0}{4\pi} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) + \eta \nabla^2 \vec{V}_1 \\ \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{V}_1 \times \vec{B}_0) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \vec{B}_1 \end{cases}$$

Burada η viskozite ve σ iletkenliktir. Her iki ilavede faz hızında dağalmaya sebep olduğundan onların etkileri düzlem dalga çözümü arandığı zaman kolaylıkla görülür. Düzlem dalgalar için bu denklemlerin (1.77) :

$$\begin{cases} \rho_0 \frac{\partial \vec{V}_1}{\partial t} = \frac{1}{(1+i \frac{\eta k^2}{\rho_0 \omega})} \left[-s^2 \vec{\nabla} p_1 - \frac{B_0}{4\pi} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \right] \\ \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = \frac{1}{(1+i \frac{c^2 k^2}{4\pi\sigma \omega})} \vec{\nabla} \times (\vec{V}_1 \times \vec{B}_0) \end{cases}$$

lere eşdeğer olduğu açıktır.

Netice olarak k ve w yı fikirce bağlayan (1.72) denklemi a) S^2 ve w^2 yı $(1 + i \frac{c^2 k^2}{4\pi\sigma\omega})$ ile çarparak, b) w^2 yı $(1 + i \frac{\mu k^2}{8\pi\omega})$ ile çarparak tadil edilir.

Alana paralel olan alfvén dalgası ehemmiyetli bir durum için w ve k arasındaki bağıntı (1.78) $k^2 V_A^2 = \omega^2 (1 + i \frac{c^2 k^2}{4\pi\sigma\omega}) (1 + i \frac{\mu k^2}{8\pi\omega})$ olur.

Eğer mukavemet eden ve viskoz düzeltme terimleri küçükse dalga sayısı yaklaşık olarak (1.79) $k \approx \frac{\omega}{V_A} + i \frac{\omega^2}{2V_A^3} (\frac{c^2}{4\pi\sigma} + \frac{\mu}{8\pi})$

Bu hafifletmenin frekansla veya dalga sayısıyla beraber hızla arttığını fakat artan magnetik alan gücüyle azaldığını gösterir. Bölüm 1.3 ün diffüzyon zamanı τ itibarıyla dalga sayısının imajiner kısmı (Viskozite etkisinden ayrı olarak) gösterir ki dalga orijinal değerini $1/e$ sine düşmeden önce τ zamanın kadar seyahat eder. (1.12) deki daki uzunluk parametresi titreşimin dalga boyudur. Viskoz terimlerin hakim olduğu zıt uo için dalga sayısı (1.78) in sağ tarafındaki iki faktörün yok olmasıyla verilir. Böylece k $\approx$ eşit reel ve imajiner kısımlara sahiptir. Ve dalga gabuk olarak dampet out edilir. Magnetik alanın büyüklüğüne bağlı olmaksızın amper kanununda yer değiştirme akımı ihmal edildiğinden yukarıda verilen magnetohidrodinamik mütalaalar sadece düşük sıcaklıklarda geçerlidir. Eğer frekans yeteri kadar yüksekse alanların davranışı (yük ayrışma etkilerini önemli bir rol oynadığı anlatılan ionosferik davranış içine gitmelidir. Fakat yük ayrılma etkilerinin magnetohidrodinamik izahta ihmal edildiği zaman dahi yer değiştirme akımları alfvén ve magnetosonik dalgaların yayılmasını tadil eder. Amper kanunun şekli yer değiştirme akımını ihtiva ederek : (1.80) $\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{B})$

Burada sonsuz iletkenlik yaklaşımın (1.9) u kullandık. Elektrik alanın E yi bertaraf etmek için . Böylece sıvı akımı için kuvvet denkleminde dere edilecek olan akım

$$(1.81) \vec{J} = \frac{c}{4\pi} [\nabla \times \vec{B} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{B})]$$

dır.

Lineerleştirilmiş denklemler takımında (1.68) ikincisi o zaman

$$(1.82) \rho_0 \left[\frac{\partial \vec{V}_1}{\partial t} + \frac{1}{c} \nabla_A \times \left(\frac{\partial \vec{V}_1}{\partial t} \times \vec{V}_A \right) \right] = -S^2 \nabla p_1 - \frac{\rho_0}{4\pi} \nabla \times (\nabla \times \vec{B}_1)$$

görülmek için genelleştirilir. Bu $\vec{V}_1$ için dalga denkleminin :

$$(1.83) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\vec{V}_1 \left(1 + \frac{V_A^2}{c^2} \right) - \frac{\nabla_A^2}{c^2} (\vec{V}_A \cdot \vec{V}_1) \right] - S^2 \nabla (\nabla \cdot \vec{V}_1) + \nabla_A \times \nabla \times \nabla \times (\vec{V}_1 \times \vec{V}_A) = 0$$

şeklinde değiştirildiği anlamına gelir. İncelemeler $\vec{V}_A$ yani B_0 ya paralel $\vec{V}_1$ için öncekinden bir değişiklik olmadığını gösterir. Fakat çapraz V için (ya k nin B_0 a dik olduğu magnetosonik veya k mm B_0 a paralel olduğu alfvén dalgaları) frekansın karesi

$$\text{faktörü ile çarpılır. Böylece alfvén dalgalarının faz hızı (1.84) } V_A = \frac{c V_A}{\sqrt{c^2 + V_A^2}}$$

olur. $V_A \ll c$ olduğu alışılmış limitte nız yaklaşık olarak V_A ya eşittir. Yer değiştirme akımı önemsizdir. Fakat eğer $V_A \gg c$ o zaman faz hızı ışık hızına eşittir. Elektromagnetik dalgalar görüş açısından çapraz alfvén dalgası kırılma indisi (1.85) $n_A = \frac{c}{V_A}$ olan bir ortamda bir dalga olarak düşünülebilir. Böylece (1.86) $n^2 = 1 + \frac{c^2}{V_A^2} = 1 + \frac{4\pi \rho_0}{B_0^2}$ elektromagnetik dalgaların bir plazma içinde yayılması durumunda kırılma indisini kullanmada dikkat tavsiye edilmelidir. Sadece yük ayrılma etkilerinin önemsiz olduğu frekanslarda geçerlidir.

1.9. YÜKSEK FREKANS PLAZMA TİTREŞİMLERİ :

Önceki bölümlerde mütalâ edilen magnetohidrodinamik yaklaşımlar tek bileşenli elektriksel olarak nötr ve elektromagnetik alan ile karşılıklı etkisini açıklamak için ∇ sıkalara iletkenliği olan bir sıvı kavramına dayanır. Bu bölüme giriste tartışıldığı gibi iletken bir sıvı veya plazma elektromagnetik alan ve bir veya daha çok tıp iyonların hâzır bulunduğu çok bileşenli bir sıvıdır. Aşağı frekanslarda veya uzun dalga boylarında tek bir sıvı itibarıyla izah geç erlidir. Çünkü çarpışma frekansı ω elektromagnetik alanların ve iyonların ortalama olarak elektrik alanlarının tesiri altında Ohm kanununa göre ters yönde sürüklenirken daima bölgesel elektrik nötrallik sağlanmasına yetecek kadar büyüktür. (ve ortalama serbest patika yeteri kadar kısadır. Daha yüksek frekanslarda tek sıvı modeli parçalanır elektron ve iyonlar bağımsız olarak harekete meyleder. Ve yük ayrılma meydana gelir. Bu yük ayrılımları kuvvetli eski haline getirici kuvvetler üretir. Neticede elektros-tatik bir mahiyette titreşimler kurulur. Eğer magnetik bir alan hazırsa diğer etkiler mey-dana gelir. Elektron ve iyonlar magnetik alan içinde (1.87) $\omega_B = \frac{eB}{mc}$ yörüngesel frekansı ile dairesel veya heliks şeklinde yörüngelerde harekete meyleder. Eğer alanlar yörüngesel frekansların çarpışma frekanslarına yaklaşık olmasına kafi derecede kuvvetli ise veya yoğun-luklar yeteri kadar düşük ise sıkalara iletkenlik kavramı inkısa uğrar ve akın akışı mag-netik alana nisbeten belirgin bir yönsel bağıllık gösterir. Halâ daha yüksek frekanslarda iyonların daha büyük eylemsizlikleri onların alanda ki çabuk değişiklikleri takip edemiye-ceğini ima eder. Sadece elektronlar harekete iştirak eder. İyonlar ortalama olarak elektriksel nötrallik vermek için ancak pozitif yüklerden ibaret düzeviye bir fon sağlar. Yeknesak yük fonu kavramı ve elektron sıvısı kavramı en azından partiküller arası mesafeye nisbeten büyük yük bir uzunluk mikyası ($l \gg n^{-1/3}$) düşündüğümüz zaman geçerlidir. Hatta uygun sıcaklık-larda plazmalar için $n^{-1/3}$ den büyük olan ve küçük mikyaslı bireysel partikül hareketi ve kollektif sıvı hareketi arasındaki gerçek bölme çizgisinin teşkil eden debye perdelene uzunluğu adlı diğer bir limit vardır. Yersiz karışıklıklarda sakınmak için iyonların dinamik etkilerini ihmal ederek sadece bir plazmanın yüksek frekans davranışını göz önüne alırsak. Aynı zamanda çarpışmaların etkisini de ihmal ederiz. (e) yüklü ve (n) kütləsi olan elektron-ları $n(\vec{x}, t)$ yoğunluğu ve $\vec{v}(\vec{x}, t)$ ortalama hızı ile izah edelim. İyonların ve elektronların dengedeki yük yoğunluğu $\pm e n_0$ dir. Elektron sıvısı için dinamik denklemler :

$$(1.88) \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{v}) = 0$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \frac{e}{m} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right) - \frac{1}{mn} \nabla p$$

Burada elektronların termal kinetik enerjilerinin etkileri p elektron basıncı ile izah edil-
 lir. Yük ve akın yoğunlukları :

$$\rho_e = e(n - n_0)$$

$$(1.89) \quad \vec{j} = en\vec{v}$$

Maksvel denklemleri :

$$(1.90) \quad \nabla \cdot \vec{E} = 4\pi e(n - n_0)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

$$\nabla \cdot \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} = 0$$

$$\nabla \times \vec{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{4\pi en}{c} \vec{v}$$

Şimdi statik durumun $n = n_0$ ile elektron sıvısı durgun olduğunu ve hiç bir alan bulunmadığını farzedelim. Ve bazı başlangıç sarsıntısından dolayı o durumdan küçük sapmalar olduğunu düşünelim. Lineerleştirilmiş hareket denklemleri :

$$(1.91) \quad \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \vec{v} &= 0 & \nabla \cdot \vec{E} - 4\pi e n &= 0 \\ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} - \frac{e}{m} \vec{E} + \frac{1}{m n_0} \left(\frac{\partial p}{\partial n} \right)_0 \nabla n &= 0 & \nabla \times \vec{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \frac{4\pi e n_0}{c} \vec{v} &= 0 \end{aligned}$$

İlaveten maksvelin iki homojen denklemdir. Burada $n(\vec{x}, t)$ ve $\vec{v}(\vec{x}, t)$ denge durumundan sapmaları temsil eder. Eğer harici bir $\vec{B}$ magnetik alana hazırsa kuvvet denkleminde $(\vec{v} \times \vec{B})$ terimi muhafaza edilmelidir. Fakat $(\vec{v} \times \vec{B})$ ikinci derecede olması için B dalgalanma alanı küçük miktarlarda birinci derecedendir. Süreklilik denklemleri gerçekte bağımsız bir denklem değildir fakat (1.91) deki son iki denklemin birleştirilerek türetilir. (1.91) deki kuvvet denklemleri magnetik alana bağımsız olduğundan tamamen elektrostatik bir mahiyette çözümler olduğunu $\vec{B} = 0$ ile umarız. Süreklilik ve kuvvet denklemleri yoğunluk dalgalanmaları için bir dalga denklemleri vermek gayesiyle birleştirilebilir.

$$(1.92) \quad \frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + \left(\frac{4\pi e^2 n_0}{m} \right) n - \frac{1}{m} \left(\frac{\partial p}{\partial n} \right)_0 \nabla^2 n = 0$$

Diğer taraftan Amper kanununun zaman türevi ve kuvvet denklemleri alanlar için bir denklem vermesi gayesiyle birleştirilebilir.

$$(1.93) \quad \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \left(\frac{4\pi e^2 n_0}{m} \right) \vec{E} - \frac{1}{m} \left(\frac{\partial p}{\partial n} \right)_0 \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) = c \nabla \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Bu iki denklemin sol taraflarının yapısı temel olarak aynıdır. Eğer $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$ koyarsak hiç bir tutarsızlık hasil olmaz. Daha önceden statik alanları haric bırakmış olarak $B = 0$ in bir ihtimâl olduğunu karar veririz. Eğer $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$ ise Faraday kanunu $\nabla \times \vec{E} = 0$ ima eder. Bu yazden E alanın sıkalara bir potansiyelden türetililebilen boylamsal bir alandır. E nin her bileşeni yoğunluk dalgalanmaları gibi aynı (1.92) denkleminin sağladığı ağıttır. Eğer (1.92) deki basınç terimi ihmal edilirse yoğunluk, hız ve elektrik alanın tamamının plazma frekansı ω ile titreştiğini buluruz.

$$(1.94) \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m}$$

Eğer basınç terimi dahil edilirse frekans için bir dağılım bağıntısı elde ederiz.

$$(1.95) \quad \omega^2 = \omega_p^2 + \frac{1}{m} \left(\frac{\partial p}{\partial n} \right)_0 k^2$$

k^2 katsayısının tayini biraz dikkat ister. Adyabatik kanun $p = p_0 (n/n_0)^\gamma$ farzedilebilir. Fakat üç harici serbestlik derecesi olan partiküllerden ibaret bir gaz için alışılgı $\gamma = 5/3$ akustik değeri geçerli değildir. Bunun sebebi akustik limite zıt olarak hali hazırdaki yoğunluk titreşimlerinin frekansı çarpışma frekansından çok daha fazla olmasıdır. Neticede yoğunluk titreşimlerinin bir boyutlu mahiyeti sağlanır. γ nın serbestliğin bir çevirmesine uygun değeri kullanılmalı. $\gamma = (m+2)/m$ olduğundan ($m =$ serbestlik derecelerinin sayısı)

$$\text{Bu durumda } \gamma = 3 \text{ dir. O zaman (1.95) } \frac{1}{m} \left(\frac{\partial p}{\partial n} \right)_0 = 3 \frac{p_0}{m n_0}$$

Eğer $p_0 = n k T$ yi kullanırsak ve rms hız bileşenli bir yönde (Elektrik alana paralel) izah edersek (1.97)

$$m \langle u^2 \rangle = k T$$

0 zaman dağıtma denklemi (1.98) $\omega^2 = \omega_p^2 + 3 \langle u^2 \rangle k^2$ yazılabilir.

Bu bağıntı yaklaşıktır. Uzun dalga boyları için geçerlidir. Ve gerçekte elektronların hız dağılımının gittikçe daha yüksek momentlerini ihtiva eden bir genişletmedeki iki terindir. (1.98) şeklinde dağılım denklemi türetmede kullanılan ideal gaz kanununun ötesinde bir geçerliliğe sahiptir. Örnek olarak içindeki hız mesafesinden olan bütün hücrelerin yarıçapı fermi hızı V_F olan bir kürenin içine doldurulduğu elektronların dejenere olmuş bir fermi gazı içindeki plazma titreşimlerine tatbik edilir. 0 zaman hızın bir bileşeninin karesinin ortalama değeri (1.99) $\langle u^2 \rangle = \frac{1}{5} V_F^2$ Kuantum etkileri dağılım denkleminde açık olarak sadece daha yüksek dereceli terimlerde k^2 nin kuvvetlerindeki genişlemelerde görünür. Yukarıda izah edilen titreşimler içersindeki titreşen magnetik alanların tek olarak yok olduğu boylamsal elektrostatik titreşimlendirdir. B onların sınırlanmamış bir plazma içinde radyasyon üretemeyeceği anlamına gelir. Bununla beraber bir plazmada çapraz elektro magnetik ~~alanların~~ dalgalarından ibaret olan titreşim tipleri vardır. Plazma titreşimlerini çeşitli ihtimallerini görmek için bütün değişkenlerin $e^{ik \cdot x - i\omega t}$ olarak değiştiğini farzedebiliriz. Ve bölüm 1.8. de magnetohidrodinamik dalgalarda yaptığımız gibi ω ve k arasında izah edici bir bağıntı ararız. Bu farzedişle lineerleştirilmiş denklemler (1.91) ve Maksvel in iki homojen denklemi :

$$\begin{aligned} n &= \frac{\bar{k} \cdot \bar{V}}{\omega} n_0 & \bar{k} \times \bar{B} &= -\frac{\omega}{c} \bar{E} - i \frac{4\pi e n_0}{c} \bar{V} \\ (1.100) \quad \bar{V} &= \frac{i e \bar{E}}{m \omega} + \frac{3 \langle u^2 \rangle}{\omega} \cdot \frac{n}{n_0} \bar{k} & \bar{k} \cdot \bar{E} &= \frac{\omega}{c} \bar{B} \\ \bar{k} \cdot \bar{E} &= -i 4\pi e n_0 & \bar{k} \cdot \bar{B} &= 0 \end{aligned}$$

Maksvel denklemleri $\bar{V}$ için $\bar{k}$ ve $\bar{E}$ itibariyle çözülebilir.

$$(1.101) \quad \bar{V} = \left(\frac{i e}{m \omega} \right) \frac{1}{\omega_p^2} [(\omega^2 - c^2 k^2) \bar{E} + c^2 (\bar{k} \cdot \bar{E}) \bar{k}]$$

0 zaman kuvvet denklemi ve $\bar{E}$ nin diverjansı $(\nabla \cdot \bar{E})$, $\bar{E}$, için bir denklem elde etmede $\bar{V}$ yi bertaraf etmek için kullanılabilir. (1.102) :

$$(\omega^2 - \omega_p^2 - c^2 k^2) \bar{E} + (c^2 - 3 \langle u^2 \rangle) (\bar{k} \cdot \bar{E}) \bar{k} = 0$$

Eğer $\bar{E}$ yi k ya paralel ve dik bileşenleri itibariyle yazarsak : (1.103) $\bar{E} = \bar{E}_{||} + \bar{E}_{\perp}$

0 zaman (1.102) iki denklem olarak yazılabilir:

$$(1.104) \quad \begin{aligned} (\omega^2 - \omega_p^2 - 3 \langle u^2 \rangle k^2) \bar{E}_{||} &= 0 \\ (\omega^2 - \omega_p^2 - c^2 k^2) \bar{E}_{\perp} &= 0 \end{aligned}$$

Bu denklemlerin ilki ~~dağılım~~ daha önce tartışılan dağılım denklemi (1.98) i boylamsal dalgalar sağladığını gösterir. İkincisi de dağılıma bağıntısı (1.105) $\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$ olan iki çapraz dalga olduğunu gösterir. (iki polarizasyon durumu) Denklem (1.105) çapraz elektromagnetik dalgalar için sadece başka bir görüş açısından dağılıma denklemdir.

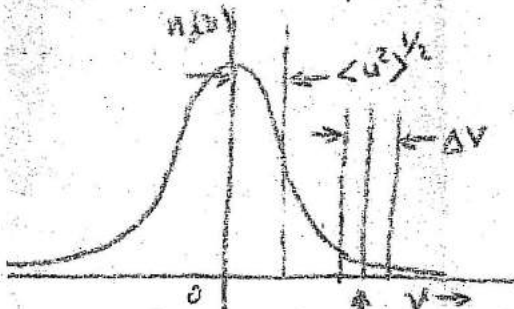
Harici alanların yokluğunda elektrostatik titreşimler ve elektromagnetik titreşimlerin (Çapraz) ikisi birleştirilmez fakat örnek olarak bir magnetik indüksiyonun varlığında kuvvet denklemi magnetik alanı içine alan ilave bir terimin sahiptir. Ve titreşimlerin ikisi birleştirilir.

1.10. PLAZMA TİTREŞİMLERİ İÇİN KISA DALGA BOYU LİMİTİN VE DEBYE PERDELİNE MESAFESİ :

Şimdiye kadar plazma titreşimleri tartışmasıyla kendisinin üzerinde kolektif titreşimler itibarıyla izahın tatbik edilebildiği dalga sayıları dizisinden hiç bahsedilmedi. Fakat Şüphesiz $n_0^{1/3}$ dalga sayısı ölçüsünde bir üst sınırdır. Daha alakalı bir üst sınır için ip ucu boylamsal titreşimler için dağılma denklemi (1.98)'i inceliyerek elde edilebilir. Uzun dalga boyları için titreşim frekansı çok yakın. olarak $\omega = \omega_p$ dir. Bu sara debye dalga sayısı k_D ye mukayese edilebilen dalga sayıları içindir. (1.106) $k_D^2 = \frac{\omega_p^2}{\langle u^2 \rangle}$ ki frekansın ω den takdir edilebilen sapmaları vuku bulur. $k \ll k_D$ dalga sayıları için boylamsal plazma titreşimlerini faz ve grup hızları : $v_p \approx \frac{\omega_p}{k}$, $v_g \approx \frac{3 \langle u^2 \rangle}{v_p}$ (1.107)

k_D nın tarifinden böyle dalga sayıları için faz hızı rms termal hız $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ den çok fazla olduğunu ve grup hızıda ondan çok küçük olduğunu görürüz. Dalga sayısı k_D ye doğru arttıkça faz hızı büyük değerlerden $\langle u^2 \rangle^{1/2}$ ye doğru azalır. Neticede k_D mertebesindeki dalga sayıları için dalga yeteri kadar yavaş bir hızla hareket eder ki dalga ile hemen hemen aynı hızda veya daha hızlı veya daha yavaş seyahat eden ehemmiyetli sayıda elektronlar vardır. Faz hızı termal dağılımın sonunda uzanır. Dalganın hızı elektronik termal hızlarla mukayese edilebilmesi keyfiyetki titreşim tahribine sebep olan bir enerji nakil mekanizmasının kaynağıdır. Mekanizma partiküllerin hareket eden dalga tarafından yakalanmasıdır ki dalga hareketinin enerjisinin partiküllere nakli ile neticelenir. Dalganın neticedeki damp olması Landau dampink adlandırılır.

Landau dampink in ayrıntılı bir hesaplaması burada bahsimiz haricidir. Fakat fiziksel mekanizmayı niteliksel olarak izah edebiliriz. Şekil 1.13 dağıtılmış muayyen bir rms ile elektron hızlarının dağılımını ve yüksek frekanslara olan maksvel uzantılarını gösterir. k için faz hızı dışarıda taa kuyruğun üstünde uzanır. Ve ehemmiyetsiz dampink usule gelir. Fakat k , k_D ye yaklaştıkça $k \gg k_D$; Faz hızı kuyruk içersinde uzanır. (v_p ye mukayese edilebilen termal hızlara sahip ehemmiyetli sayıda elektronlarla şekil 1.13 de gösterildiği gibi o zaman $v = v_p$ etrafında elektronların dalgaya nisbeten kafi derecede



Şek. 1.13. Elektronların termal hız dağılımı

yavaş hareket ettiği bir hız bandı Δv vardır ki elektronlar potansiyel oluklarına yakalanabilir ve dalga tarafından hızıyla taşınabilir. Eğer başlangıçta Δv içinde v_p den daha hızlı hareket eden partiküllerden daha fazla sayıda v_p den yavaş hareket eden partiküller varsa yakalama işlemi dalganın zararına partiküllerin enerjisinde bir net artışa sebep olur.

Bu Landau dampink in mekanizmasıdır. Ayrıntılı hesaplamalar dampinkin $k \ll k_D$ sağlandığı takdirde (1.108) $\text{Im} \omega \approx -\omega_p \sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(\frac{k_D}{k}\right)^3 e^{-(k_D^2/2k^2)}$ ile verilen frekansın imajiner kısmı itibariyle ifade edilebileceğini gösterir. (1.108) i elde etmek için hızların bir maksvel dağılımı farzedildi. $k \gtrsim k_D$ için dampink sabiti (1.108) ile verilen den dehe büyüktür. ve (1.98) ile verildiği gibi kısa zamanda frekansın reel kısmından çok daha büyük olur. Landau formülü (1.108) , $k \ll k_D$ için boylamsal plazma titreşimleri hakikatte dampet olmadığını gösterir. Fakat $k \sim k_D$ olduğu müddetçe dampink önek kazanır. Hatta $k = 0,5 k_D$ için $\text{Im} \omega \approx -0,7 \omega_p$ dir. Debye dalga sayısından fazla dalga sayıları için dampink o kadar büyüktür ki organize edilmiş titreşimlerden bahsetmek anlamsızdır. Başka oldukça farklı bir mütalaa kolektif titreşimsel etkilerin sınırı olarak aynı sınırlandırıcı debye dalga sayısına götürür. Bir elektron plazmasının elektronlar ile arka plandaki düzeviye pozitif yüklerin bir karışım olduğunu biliyoruz. Pek küçük bir uzunluk mikyasında davranış pek çok sayıda iki vücutlu kulomp çarpışmalarının serisi olarak izah etmeliyiz. Fakat büyük bir mikyasda elektronlar iş birliğine meyleder. Eğer her-hagi bir yerde pozitif yüklerin bölgesel fazlalığı görülürse elektronlar onu nötralleştirmek için artırırlar. Yük dalgalarıyla karşı bu kolektif tepke büyük mikyaslı plazma titreşimlerine sebeb olan şeydir. Fakat kolektif titreşimlere ilaveten veya daha iyisi kolektif titreşimlerden dolayı elektronların işbirlikli tepkileri partiküller arasındaki karşılıklı kulomp etkisinin uzun menzilli karakterini azaltmaya da meyleder. Bireysel bir elektron gene de yük yoğunluğu içinde lokal bir dalgalandırır. Kuşatan elektronlar öyle bir şekilde çekilir ki onlar seçilen elektron kulomp alanın kısa menzilli bir karşılıklı etkiye çevirerek perdelenebilir. Bunun gibi bir şeyin olması elektrostatik in tek kaynağı partiküller arasındaki kulomp kuvveti olduğu anlaşılıyor zaman aşıkardır. Eğer onun bir kısmı uzun dalga boyu kolektif plazma titreşimlerine sebeb olması için etkili bir şekilde uzaklaştırılırsa geriye kalan partiküller arasındaki kısa menzilli tesirleri bir toplamı olmalıdır. Yukarıda izah edilen perdelene etkisinin şiddetli olmayan bir türetilmesi ilk olarak debye ve hükelin elektrolitler teorisinde verildi. Temel tartışma aşağıda ki gibidir. Elektrostatik bir potansiyel Φ içinde termal dengede bir elektron dağılımı olan bir plazmanın olduğunu farz edelim. O takdirde bu elektronlar boltzman faktörü $e^{-H/kT}$ ye göre dağıtılırlar burada H elektronik hamiltoniandır. Bu yüzden elektronların uzaydaki yoğunluğu (1.109) $n(\bar{x}) = n_0 e^{-(e\Phi/kT)}$ dir

şimdi bu elektron dağılımının ortasında yerleştirilmiş bir test yükü Ze tasavvur edelim. Bu dağılımın arka planında pozitif iyonlar (Yük yoğunluğu $-en$) olsun. Husule gelen potansiyel Φ poistonun denklemi ile bulunacak.

$$(1.110) \quad \nabla^2 \Phi = -4\pi Ze \delta(\bar{x}) = 4\pi en_0 \left[e^{-(e\Phi/kT)} - 1 \right]$$

Eğer $(e\Phi/kT)$ küçük farz edilirse denklem lineerleştirilebilir.

$$(1.111) \quad \nabla^2 \Phi - k_D^2 \Phi \approx -4\pi Ze \delta(\bar{x})$$

$$\text{Burada (1.112) } k_D^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{kT}$$

(1.106) yı yazmanın başka bir şeklidir.

(1.111) denklemini küresel olarak simetrik bir gözüme sahiptir :

$$(1.113) \quad \phi(r) = Ze \frac{e^{-k_D r}}{r}$$

ki elektronların k_D^{-1} mertebesindeki bir uzaklık içerisinde bir test yükünü kulomp alanının perdeliyecek şekilde hareket ettiğini gösterir. Termal kinetik enerji ve elektros-tatik enerji arasındaki denge perdeleme yarıçapının büyüklüğünü tayin eder. Nümerik olarak : (1.114) $k_D^{-1} = 6.91 \left(\frac{T}{n_0} \right)^{1/2}$ dir.

Burada T kelvin derecesinden n birim cm^3 deki elektron sayısıdır. $T = 10^6 \text{ K}$ ve $n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olan tipik bir sıcak plazma için $k_D^{-1} \approx 2, 2 \times 10^{-4} \text{ cm}$. buluruz.

Aşağı sıcaklıklardaki dejenere olmuş elektron gazı için debye dalga sayısı k_D fermi dalga sayısı k_F ile değiştirilir. (1.115) $k_F \sim \frac{\omega_p}{V_F}$

Burada V_F fermi küresinin yüzeyindeki hızıdır. Perdeleme yarıçapının bu büyüklüğü debye Hückel yaklaşımının Fermi-Thomas genelleştirmesinden çıkarılabilir. Ve dağılım bağıntısı (1.98) ve ortalama kare hızı (1.99) la beraber tabii olarak uyar.

Debye-Hückel perdeleme uzaklığı partikül çiftlerinin kısa ebadlı çarpışmaları ve plazma titreşimleri gibi büyük ebadlı kolektif etkiler arasında tabii bir bölme çizgisi temin eder. Daha kısa dalga boylu plazma titreşimlerinin şiddetli dampink den dolayı var olmadığının bağımsız olarak gösterilebilmesi mutabık ve kazara olmayan bir vakadır,

II . BÖLÜM : HİDROJEN İZOTOPLARININ FÜZYONU

2.1. GENEL BİLGİ :

En hafif ve en ağır çekirdekten her partikülün ortalama bağ enerjisi ortak kütle sayısındaki enerjiden daha azdır. Dolasıyle en ağır elementlerin çekirdeklerini parçalama (Fissiyon) veya en hafif çekirdeklerinkileri birleştirme (Füzyon) yoluyla nükleer enerji elde etmek prensip olarak mümkündür. Gayet iyi bilindiği gibi fissiyon usulu son yıllarda teferruatlı olarak tetkik edilmiştir. Ve halen faydalı bir güç kaynağı olarak kullanılmaktadır. Şu anda dikkatler diğer alternatif olan fakat daha güç olan nükleer füzyon ~~xxxx~~ yoluyla enerji elde etme hususuna çevrilmiştir.

İki hafif çekirdeğin enerji salarak birleşmeleri şeklinde cereyan eden bir çok reaksiyon mevcuttur. Fakat pozitif yükle şarj edilmiş çekirdeklerin füzyon için yeterli mesafeye kadar birbirlerine yaklaşımabilmelerinden önce bunların arasındaki elektostatik itme gücünün yenebilecek miktarda enerjinin tedarik edilmesi gereklidir. Bu itme gücü nükleer yüklerin toplam gücü ile orantılıdır. Dolasıyle birbirine tesir eden çekirdeklerin atom sayıları arttıkça bu da artar. Bu sebeble belirli miktarda enerji taşıyan çekirdeklerde genel olarak atom sayısı arttıkça füzyon reaksiyonları oranı azalır. Füzyon reaksiyonlarının potansiyel pratik kıymet ifade edecek kadar hızlı cereyan edebileceği şartların en hafif çekirdekler olan hidrojen ve helyum izotoplarıyla yapılan çalışmalarda sağlanabileceği belli olmuştur. Hafif çekirdek ihtiva eden reaksiyonlarla ilgili ihtimal hesaplarından çıkan neticeye göre döteryum ve nadir bir izotop olan helyum-3 arasındaki mümkün olan bir kombinasyon haricinde bir araya getirmek için harcanandan daha fazla enerji elde edebilme ümidi veren yegane füzyon usulleri hidrojenin ağır izotoplarından döteryum ve trityumu ihtiva edenlerdir. nükleer füzyonu kendi kendine yeterli durumda devam ettirmeyi yani hiç değilse reaksiyon esnasında kullanılan veya kaybolan enerjinin salınan enerjiye denli olmasını zorlaştıran hususlardan birisi de çok miktarda enerjinin radyasyon şeklinde kaybolmasıdır. Bu kayıpların artan atom sayılarıyla büyümesi hususu da hali hazırda görülebildiği kadarıyla neden yalnız hidrojen izotoplarını çekirdekleriyle yapılan füzyonların net bir enerji kârı elde edilmesine yol açtığını diğer bir cevaptır. Bir çok yıldızlarda hidrojenin en hafif izotopunun füzyonu esas enerji kaynağıdır. Diğerlerinde ise daha ağır elementlerin yer aldığı füzyon reaksiyonları baş rolü oynar. Durum buradartartışılacak kadar karmaşıktır. Fakat denilebilir ki dünyamızda cereyan eden reaksiyonlar pratik bir fayda sağlayamayacak kadar yavaştır. Mesela güneşteki füzyon reaksiyonlarının yavaş olmasına rağmen güneşin bu kadar yüksek nisbette enerji negretmesinin tek sebebi çok fazla olan kütlesi ve büyüklüğüdür.

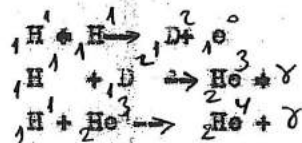
Hidrojen izotopları arasındaki nükleer reaksiyonlarla ilgili mülumat iki çok farklı deneysel yaklaşımdan elde edilmiştir. Birinci olarak döteronları mesela sadece döteryum çekirdeğini veya döteronlarla tritronları, mesela tritium çekirdeğini ihtiva eden reaksiyonlar incelenmiş ve ihtimalathesapları laboratuvar ölçmeleriyle tesbit edilmiştir. Mesela döteronlar bir Cyklotron veya benzeri bir makina içinde hızlandırılarak döteryum veya tritium ihtiva eden sert bir hedefe çaptırılabilirler. Enerji salımını ihtiva eden füzyon reaksiyonları cereyan ederler. Fakat bu yoldan elde edilen enerji döteronların hızlandırılması için harcanılan nazaran epeyce azdır.

Yer yüzünde nükleer füzyonun meydana getirilmesinde kullanılan diğer yol ise genel olarak hidrojen bombası olarak bilinen tertibattır. Fissiye reaksiyonunda husule gelen yüksek sıcaklıkta hidrojen izotoplarının çekirdekleri enerji salarak füzyon safhası gegenler. Bu suretli nükleer reaksiyonlar o kadar hızla çöğaltılmaktadır ki enerji kontrolsüz veya infilak şeklinde salınmaktadır.

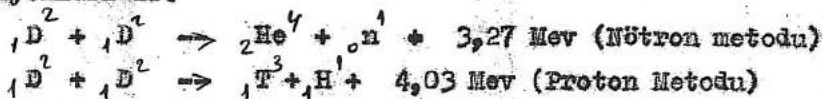
Bir yanda hızlandırılmış partiküller yoluyla sağlanan küçük füzyon enerjisi ile, öte yanda patlama şeklinde salınan arasında belli bir yerde kontrollü nükleer füzyon enerjisi elde etmenin mümkün olduğunu ummak akla yatkın görülmektedir. Esasında kontrollü bir füzyon reaktörü istenilen şekilde ayarlanabilen bir yolda içinde uygun hidrojen izotoplarının birleştiği ve neticeden faydalı miktarlarda öe reaktörü çalıştırmak için gerekenden fazla oranla enerjinin üretildiği ve salındığı bir tertibattır.

2.2. NÜKLEER FÜZYON REAKSIYONLARI :

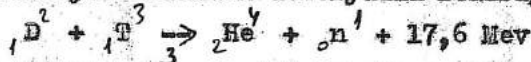
Atom sayısının büyümesi neticesinde coulomp enerji engelini yükselmesi dolasiyle genel olarak şurası bir hakikattir ki belirli bir sıcaklıkta hidrojen izotopların çekirdekleriyle yapılan reaksiyonlar daha ağır çekirdeklerle yapılan benzeri reaksiyonlardan daha kolay cereyan eder. Hidrojenin izotopları arasındaki üç mümkün reaksiyon ulaşabileceğiniz mümkün sıcaklıklarda net enerji kazancı ihtimali çok azdır.



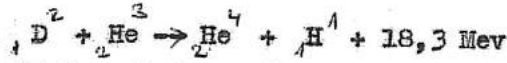
dolasiyle bundan sonraki en bol izotop olan döteryuma müracaat etmek gerekir. Belirli bir enerji sınırında hemen hemen aynı oranda cereyan eden iki reaksiyon söz konusudur. Bunlarda D - D reaksiyonlarıdır.



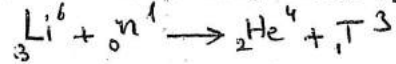
Proton metodunda veya herhangi başka bir yoldan üretilen tritium nisbeten daha hızlı bir oranla D - T reaksiyonlarındaki döteryumla reaksiyona girer.



nötron metodunda elde edilen ${}_2^3\text{He}$ de döteryumla reaksiyona girebilir böylece :



Bu reaksiyon önemlidir. D-T reaksiyonunda olduğu gibi çok miktarda enerji serbest bırakılır. D-He reaksiyonunu alçak termonükleer sıcaklık derecelerinde diğerlerinden daha yavaştır. Fakat bunun hızı 100 Kev de D-D reaksiyonunu hızına yaklaşır. Faydalı termonükleer güç elde edilmesi için düşünülen metodlarda D-D reaksiyonunun nötron metodu ve D-T reaksiyonundan elde edilen hızlı nötronlar muhtemelen bu ani reaksiyon çevresinden kaçacaklardır. Bu nötronlar uygun bir moderatör içinde yavaşlatılacağı beklenir. (Su, Lityum, berilyum gibi uygun bir moderatör) yavaş nötronlar tabii lityumun % 7,5 oranında olan ${}^6_3\text{Li}$ tarafından şu reaksiyonla yakalanır:



Böylece trityum üretimine yol açar. Bu sırada salınan enerji ısıtıcı sıcaklık olarak kullanılabilir. Ve trityum döteryumla reaksiyona girmek üzere termonükleer sisteme transfer edilebilir. Yeteri kadar yüksek sıcaklıklarda D-D ve D-T reaksiyonları cereyan edecek ve bunlardan üretilen ilk nötron arka arkaya ${}^6_3\text{Li}$ tarafından yakalanacaktır. Böylece altı döteryumun absorbesine bağlı olarak serbest bırakılan serbest enerji 52,4 Mev yani 8,7 Mev /Döteron olacaktır.

III. BÖLÜM: KONTROLLÜ FÜZYONA MÜMKÜN YAKLAŞIMLAR PLAZMANIN HAPSEDİLMESİ

3.1. G İ R İ Ő :

Eğer plazma uygun bir süre her hangi bir yolla hapsedilebilirse termonükleer sistemin elde edilmesi ile ilgili diğer problemler mesela plazmanın elde edilmesi ve ısıtılması gibi gözlemlenebilir kanaati umumdur. Gerekli olan kinetik enerji ya direkt olarak reaksiyon kabı içinde elektriki ve magnetik alanların çesitli şekillerde tatbiki ile veya yüksek enerjiye sahip partiküllerin dış bir kaynaktan enjekte edilip reaksiyondan önce termalize edilmeleriyle sağlanabilir. Mesela 10^5 nükleon / cm^3 lük partikül densitiesinde ve bir termonükleer reaktör içinde bulunur. Sıcaklık şartlarında partiküller arasındaki çarpışmalar için serbest ara yol reaksiyon kabı boyutlarının birçok katı kadar çok uzun olacaktır. Eğer çarpışmalar partiküllerin yüksek sıcaklık bölgesinde kaçabilmesini önlemek için yegane yol olarak kabul edilirse iyon ve elektronların bu bölgeden kaçma temayüllü çok büyük olacaktır. Partiküllerin tam yayılmasını önlemek için bir hapsedme şekli gereklidir. Bu gaye ile adi malzeme kullanılamaz. Çünkü hem mahalli sıcaklık çok fazla olacak ve hemde sıcak partiküllerin duvarlara çarpması neticesinde malzeme cidarlarına enerji transferi olacaktır. Bu durumda soğumuş partiküller reaksiyon bölgesine döndüklerinde oradaki diğer partiküllerin ısılarının düşürecek şekilde bir etki yapacaklardır. Mesela partikül yoğunluğu 10^{15} döteron/ cm^3 ve 100Kev ısıdaki bir plazmayı düşünelim. D-D reaksiyonu için serbest ara ym yol 10^{10} cm.den fazla olarak görülmektedir. enerji dağılımı maksvel cinsinden olmak şartıyla. 100 cm. çapındaki bir reaksiyon kabında bir döteron bu suretle başka bir döteron ile reaksiyona girmeden evvel duvarlara kabaca 10^8 defa çarpma yapacaktır. Her çarpmada sadece 1 Kev kaybettiğini ve her reaksiyon neticesi 10 Mev kaybettiğini farzetssek 10^4 Kev serbest bırakılmaktadır. Duvarlarda kaybolan enerji miktarının termonükleer reaksiyon neticesi salınan enerji miktarının oranı ortalama olarak $10^8 / 10^4$ yani 10^4 dır. Şurası aşikârdır ki duvara çarpmalar neticesi plazmanın kaybettiği ısı gözcü bulmayacak kadar fazladır. Aynı partikül yoğunluğunda ve 10 Kev lik reaksiyon sıcaklığında bu oran nisbeten daha az olacaktır. Yine de çok büyük bir miktardır. İlk bakışta duvarların ısınması ciddi bir problem olmakla beraber bunun dolaylı neticeleri büyük ölçüde zararlıdır. 100 Kev lik kinetik sıcaklıkta bir maksvel sistemi içindeki ortalama her partikülün enerjisi 150 Kev dir. İçindeki çekirdekli ve elektronların her biri 10^{15} partikül / cm^3 lük yoğunluğa sahip olan bir reaktörün sahip olduğu ısı 3×10^{17} Kev / cm^3 Veya kabaca 12 Cal / cm^3 olacaktır. Santimetre küp cinsinden hacmi santimetrekare cinsinden alanın 50 katı olan bir reaktör kabında bütün partiküllerin hepsinin aniden duvarlara çarpıp enerjilerini verdiklerini kabul edelim. Bu durumda her 1 cm^2 lik duvar yüzeyi 600 Kalori olacaktır. Bu miktar ısıyı tahribatsız emebilecek bir kabın imali mümkündür. Fakat önemli olan husus enerji salınma hızı cereya ettiği taktirde bu enerjinin çoğu kabın ince tabakalı bir duvar bölümü tarafından emilecektir. Bu bölgede sıcaklık bu kadar fazla olacaktır ki önemli miktarda buharlaşma ve

Duvar malzemesinin plazma içine sığrayarak karışması ortaya çıkacaktır. Bu bulaşan maddeler yüksek sıcaklıkta "Bremsstrahlung" a bağlı olarak ve daha alçak sıcaklıkta tahrik radyasyonuna bağlı olarak enerji kayıplarına büyük miktarda arttıracaklardır.

3.2. ELEKTRİKİ VE MAGNETİK ALANLAR :

Plazmanın termonükleer reaktör içindeki çok yüksek sıcaklık ve basınç altında hapsedilmesi problemi maddi duvar yardımıyla çözüm bulunamayacağı ortadadır. 50 Kev üzerindeki mesela $5,8 \times 10^5$ K da döteryum ve trityumun yüklü partiküllerini tamamen iyonize olmuş bir plazma şeklinde olması elektriki veya magnetik alanların plazmanın hapsi için yeterli bir müddet hiç değilse termonükleer reaksiyon yararlı bir seviyede cereyan edecek duruma gelinceye kadar kullanılabilme imkanının varlığına işaret etmektedir. Elektriki ve magnetik alanların her ikisinde yüklü partiküller üzerine etkili şekilde basınç yaparak onların reaksiyon bölgesini terk edip reaktör duvarlarına ulaşmalarını önleyebilir. Plazmanın magnetik alanların her ikisinde yüklü partiküller üzerine etkili şekilde basınç yaparak onların reaksiyon bölgesini terk edip reaktör duvarlarına ulaşmalarını önleyebilir. Plazmanın magnetik veya elektriki alanlar yardımıyla hapsedilmesi konusuna girmeden önce maksvel denklemlerinin şekilleri ve çeşitli elektriki ve magnetik kemiyetleri belirtmek için kullanılan birimlerin kısaca görevi. M.K.S. birimlerinin makroskopik elektriki kemiyetlerle ilgili çalışmalarda geniş olarak kullanılmasına karşılık plazma çalışmaları daha çok Gauss sistemi kullanılmaktadır. Çünkü bu sistem yüklenmiş partiküllerin mikroskopik davranışlarına daha uygun gelmektedir. Makroskopik ölçülerin dışında kullanılacak olan bu sistemde elektriki kemiyetler elektrostatik (C.G.S.) birimlerle ve magnetik kemiyetler elektro magnetik birimlerle belirtilecektir. Yani potansiyel farkı Statvolt ve akım stat-ampere cinsinden verilecek ve bir stat-volt = 300 Volt ve 1 Stat-ampere = 10^9 amp. Burada c ışık hızı olup 3×10^{10} cm./Sn. dir. Elektrikli yük Stat-Coulomb cinsinden olup elektronik yük bilinen $4,8 \times 10^{-10}$ esyb değerine sahiptir. Magnetik kemiyetler Örstet ve Gauss cinsinden belirtilecek beraber biz burada gauss u kullanacağız. Maddi media için maksvelin elektromagnetizm denklemleri gauss birimleriyle genellikle şöyle yazılır:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\sigma \quad (3.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c} \left(4\pi \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \quad (3.4)$$

Burada E = Elektriki alan şiddeti, D=Elektriki akım yoğunluğu, H= Magnetik alan şiddeti B=Manyetik akım yoğunluğu, σ = elektriki yüklenme yoğunluğu, J = Akım yoğunluğu, t = zaman ve c = ışık hızıdır.

Maksvel denklemlerinin bu şeklinde σ serbest yük yoğunluğu ve "J" serbest akım yoğunluğunu ifade etmektedir. Sonraki akımlar şöylece bir manyetizasyon (M) a yol açarlar.

$$B = H + 4\pi M$$

fakat plazma fiziğinde bütün akım yoğunluklarına açıkça ele alınmak daha uygundur. Böylece hem serbest akım hemde diğya manyetizasyon üreten akım birlikte "J" ile ifade edilir.

bu durumda "B" yi kullanmak "H" yi kullanmaktan daha doğrudur. Ve $\nabla \times \vec{B}$ terimini $\nabla \times \vec{H}$ teriminin yerini almalıdır. (Denklem 3.4)

D ile E arasındaki fark dipolmomentlerin gökluğu ile veya polarizasyon "p" ile orantılıdır. Bu polarizasyon E nin yük kümeleri üzerindeki çarpıcı etkisi neticesinde ortaya çıkar.

Böylece $D = E + 4\pi p$

Tamamen iyonize edilmiş soyulmuş bir plazmada sabit olarak tatbik edilen elektrikli veya magnetik saha altında hiç bir bağ yükü ve dolayısıyla polarizasyon yoktur. O vakit $D = E$ de yer alan di elektrik konstanti "K" birbirliktir. Ve denklem 3.1 ve 3.4 deki "D" nin yerine E konabilir. Maksvel denklemini plazmaya tatbik edince denklemle şu şekle girer :

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi \rho \quad (3.5)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.7)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.6)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c} \left(4\pi \vec{J} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (3.8)$$

Burada "B" genel olarak magnetik alan şiddeti şeklinde ve gauss cinsinden ifade edilir. Esas olmak bu denklemler plazmaya tatbik edildiğinde E, D, B ve H mikroskopik vakum alanı değerleridir. Ki E ile B ve B ile H birbirlerine eşit değerlerdedir.

3.3. ELEKTRİKİ ALAN YARDIMIYLA HAPSETME :

Plazmanın elektrostatik alan yardımıyla hapsedilmesi bazı sebeplerden dolayı mümkün görülmemektedir. Mesela bir grup elektrikli yükü yüklenmiş elektrot yardımıyla bir elektrostatik kafes yapılmış olsun ve bu elektrikli alan plazmanın elektrot materyali ile kontak yapmasını önleyebilsin. Eğer böyle bir sistem elektirik yüklü partiküllerden sadece bir işarette olanların mesela iyonları hapsedebilse bu safer zıt işaretli olanlar nebela plazmadaki elektronlar hapsedilemez çünkü elektrikli alanlar pozitif ve negatif partiküller üzerinde zıt olarak yönettiren etkileri vardır. Ayrıca E araması an klasik elektrostatik teorisine göre yapısı ne kadar karmaşık olursa olsun elektrostatik alandaki bir yüklü partikül için sabit denge pozisyonu yoktur. Bu teoremin neticesi olarak yüklerin hiç bir şekli sadece elektrostatik kuvvetlerin tesiri altında sabit bir dengede bulunamaz. Hali hazırdaki kalitatif düzeydeki tartışmalar dışında plazmanın elektrostatik alan yardımıyla hapsedilmesini niğin pratik olmayacağını gösteren kantitatif bir sebep yoktur. Essensiyel statik bir elektrik alan bu alanın enerji yoğunluğu $(= E^2/8\pi)$ ine sınırlandırılmış bir yüklü partiküller sistemi üzerine etkili basınç yapabilir. Eğer E, Stat-volt/cm. cinsinden ~~stat-volt/cm~~ alan kuvveti olarak kabul edilirse o vakit enerji yoğunluğu veya basınç erg/cm veya dyn/cm² cinsinden elde edilir. İdeal bir gaz gibi kabul edilen plazmanın basıncı nKT olup burada n her cm³ hacindeki toplam partikül sayısıdır. Yani plazmanın toplam partikül yoğunluğudur. İyon ve elektronların yoğunluk numaralarını her biri 10¹⁵ partikül /cm³ ise bu durumda n, 2x10¹⁵ partikül/cm³ dir. (T veya daha doğrusu kT=100 Kev kabul edin) E nin minimum değeri denklem yoluyla $E^2/8\pi = nKT$ den şöyle çıkarılır:

$$\frac{E^2}{8\pi} \geq 2 \times 10^{15} \times 100 \times 1.6 \times 10^{-9} = 3.2 \times 10^8 \text{ erg/cm}^3 \text{ fur.}$$

Burada $1,6 \times 10^{-19}$ kilo elektron voltu erg e çevirmek için kullanılan faktördür. Görülüyor ki E hemen hemen 9×10^4 stat volt/cm. veya $2,7 \times 10^7$ volt/cm. dir. Bu durumda bir termionik-leer reaktörde kullanılabilecek partikül yoğunluğuna sahip bir plazmayı hapsedebilmek için erişilmesi mümkün olmayacak kadar büyüklükte bir sabit elektrostatik alan gereklidir.

3.4. MAGNETİK ALAN YARDIMIYLA HAPİS :

Bir magnetik alan içindeki yüklü partiküller kuvvet çizgileri etrafında pozitif partiküller bir yönde negatiflerde bunların aksi yönde olmak üzere dönerler. Bu durumda uniform bir magnetik alan dahilinde iyon ve elektronlar çarpışmaların etkili halinde alan çizgilerine bağlı olarak kalırlar. Bu çizgiler boyunca serbest olarak her iki yönde hareket edebildikleri halde partiküller arasında çarpışma olmadıkça çizgilerin dışına çıkamazlar. Dolayısıyla plazma içindeki iyon ve elektronların toroidal şekilli bir sonsuz tüp yardımıyla veya başka her hangi bir yolla içinde bulundukları kadar uç kısımlarından kaçmaları önlenemediği takdirde magnetik alanın plazmanın hapsi için kullanılabileceği imkanı doğabilmektedir. Tabii tatbik edilecek alanın kuvveti de uygun miktarda olmalıdır. Bu nedenle alan kuvveti ve bu alanın plazma üzerinde sağlayabileceği etkili basınç arasındaki münasebeti tesbit etmek gereklidir. Bu münasebetin basitleştirilmiş bir şekli aşağıda verilecektir. Plazmanın basit olarak birbirinden bağıntısız şekilde hareket eden böylece çarpışma kuvvetleri hesaba alınmayabilir. Yüklü pozitif ve negatif partiküller yani hidrojen izotoplarının çekirdekleri ve elektronlardan ibaret olduğunu kabul ediyoruz. Eğer hem elektriki hemde magnetik alanlar mevcut iseler $\pm e$ stat kulomp yüke sahip tek bir partikül üzerine E stat volt /cm. ile ifade edilen elektrik alana bağlı olarak etki yapan kuvvet dyn cinsinden $\pm eE$ dir. ve magnetik alanın bağlı olarak etki yapan kuvvet ise $e(v \times B) / c$ dir burada v /cm/Sm. cinsinden partikül hızıdır. c ise yine cm./Sm. ışık hızıdır. Sabit halde birim hacimdeki bütün partiküller üzerine etki yapan ~~veya~~ kuvvet yani kuvvet yoğunluğu basınç değişimlerine eşit olan momentin transfer nisbeti tarafından dengelenmektedir. Buna göre her cm.³ hacimde n_i miktarda ve V_i ortalama hızında iyon ihti va eden bir plazma için :

$$n_i e \left[E + \frac{1}{c} (\bar{V}_i \times \bar{B}) \right] = \nabla p_i \quad (3.9)$$

ve 1 cm.³ de bulunan n_e ortalama hızında n_e miktarda elektron için :

$$-n_e e \left[E + \frac{1}{c} (\bar{V}_e \times \bar{B}) \right] = \nabla p_e \quad (3.10)$$

Olup burada ∇p_i ve ∇p_e sırasıyla iyon ve elektronlara bağlı olarak ortaya çıkan basınç değişimleridir. Bir hidrojen izotopu plazmasında n_i ve n_e eşittir. Böylece denklem 3.9 ve 3.10 un toplanması ile $\frac{n e}{c} [(\bar{V}_i - \bar{V}_e) \times \bar{B}] = \nabla p$ (3.11)

elde edilir. Bu denklemle n değeri n_e ve n_i ye eşittir. ∇p ise plazmadaki toplam basınç değişimidir. $n_e (\bar{V}_i - \bar{V}_e)$ kantitesi net yük hareket nisbeti olup j akım yoğunluğuna eşittir. Böylece denlem 3.11. den şu netice elde edilir:

$$\frac{1}{c} (\bar{J} \times \bar{B}) = \nabla p \quad (3.12)$$

zamana bağlı olarak değişmeyen bir elektrik alan için maksvel denklemleri 3.8 şu durumu alı

$$\nabla \times \bar{B} = \frac{1}{c} (4\pi \bar{J}) \quad (3.13)$$

ve denklem 3.12 ile bunun kombinasyonu sumu verir $\frac{1}{4\pi} (\nabla \times B) \times B = \nabla p$ (3.14)
Genel olarak $(\nabla \times B) \times B = -\frac{1}{2} \nabla B^2 + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}$ dir.

ve kuvvet çizgilerinin müz ve paralel olduğu bir magnetik alanda sağdaki son terim sıfır-
dır. Bu değişikliği yapıp tekrar ayarlayınca denklem 3.14 şu şekli alır :

$$\nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) = 0 \quad \text{neticede} \quad p + \frac{B^2}{8\pi} = \text{sabit} \quad (3.15)$$

$B^2/8\pi$ kemiyeti enerji / hacim birimlerine sahip olup magnetik alanın enerji yoğunluğudur.
Mamafih enerji/hacim, kuvvet /Alan a munasip olduğundan $B^2/8\pi$ aynı zamanda alanın
magnetik basıncıolarak da ifade edilir. Buradan hareketle denklem 3.15 den doğru magnetik
alan içindeki plazmada bulunan kinetik ve magnetik basıncılar toplamı sabittir. Eğer plaz-
ma B kuvvetindeki bir dış magnetik alan tarafından tamamen hapsedilirse dıştaki basıncın
sıfıra düşmesi gerekir. Böylece denklem 3.15 deki sabitinin $B^2/8\pi$ ye eşit olduğu yani

$$p + \frac{B^2}{8\pi} = \frac{B_0^2}{8\pi} \quad (3.16)$$

dir. Bu sebepten B_0 kuvvetindeki bir dış magnetik alan P kinetik basıncına ve B dahili
magnetik alanına sahip bir plazmayı hapsedebilir. Burada B_0 , B ve P denklem 3.16 dola-
sıyla ilgilidirler. Sabit halde ölçülebilir kinetik basınca sahip bir plazma içindeki
magnetik alan daima dış magnetik alandan daha az olması gerekir. Netice olarak magnetik
alan tarafından hapsolünmüş bir plazma diye magnetik olma temayülündedir. Daha önceki
tatbikatlarda ∇p bir izotropik skaler plazma basıncının değişim miktarı olarak kabul
edilir di. Fakat denklem 3.12 nin daha ileri bir derivasyonu ∇p nin $\nabla \cdot p$ olduğunu gös-
terir. Bu basınç değeri iki eşit skaler bileşen halinde belirtilebilir. Skaler bileşen

$p_{\perp}$ alan çizgilerine dik açılıdır. $p_{\parallel}$ Hatlara paraleldir. Denklem 3.16 daki P terimi
kesin olarak $p_{\perp}$ dir. Buda demektir ki magnetik alan plazma basıncının yalnız bu kısmı
alan çizgilerine dikey istikâmette destekliyebilir. Plazma basıncının her yöne gösterdiği-
de alans hatları boyunca partiküllerin kaşması eğer önleyici tedbirler alınmamışsa mümkün-
dür. Genellikle plazmadaki partiküller kinetik basıncının dış magnetik basınca orantılı
olarak göstermektedir. Boyutsuz olan β bu durumda şu işaretle ifade edilir. (Bir kısım
yazarlar β sembolünü belli bir noktadaki kinetik basıncı aynı noktadaki magnetik enerji
yoğunluğuna oranı olarak ifade ederler.)

$$\beta = p / \frac{B^2}{8\pi} \quad (3.17) \quad \text{Böylece denklem 3.16 şu şekilde yazılabilir.} \quad \beta = 1 - \frac{B^2}{B_0^2} \quad (3.18)$$

B nin değeri sıfır olduğundan β nin maksimum değeri birimdir.

Bu durum magnetik alan tamamen çıkarılmış olduğu ideal bir tam diye magnetik plazma halin
ifade eder. Böylece denklem 3.16 şu şekle girer : $p_{\max} = \frac{B_0^2}{8\pi}$ (3.19)

Burada $p_{\max}$: hapsedilebilen bir plazmanın maksimum kinetik basıncıdır. (Sabit durumda)
B ise plazmayı hapseden dış magnetik alanın şiddetidir. Kararlılık şartlarının magnetik
yoldan hapsedilmiş bir plazmanın β değerini birimden oldukça daha düşük değerlere
sınırlamasına rağmen denklem 3.19 bir termonükleer içinde uygun şartlar altında
plazmanın hapsedilmesi için gerekli alanın büyüklüğü göstermekte kullanılabilir. Yukarıd
görüldüğü gibi nkt değerine eşit kabul edilebilir. n yi 2×10^{15} partikül /cm³ ve ısıya

kt , 100 Kev alırsak böylece $\frac{B_0^2}{8\pi} \approx 1.6 \times 10^3 \text{ erg/cm}^3$ veya J/m^3 ve netice olarak, $B_0 \approx 9 \times 10^4$ gauss yani burada balertilen plazmayı hapsedmek için 90.000 gauss kadar şiddetinden dış alan gerekecektir. Termionükleer kabin boyutları çok büyük olmamak şartıyla böyle bir alanın gerçekleşmesi pratik olarak mümkündür. Görülüyor ki plazmanın bir termionükleer reaktör için magnetik alan yardımıyla hapsedilmesi kesin olarak mümkündür. Mümkün magnetik alanların şiddetlerini üst limitleri plazma yoğunluğu için 10^{15} veya 10^{16} partikül / cm^3 tür. Bu değerın güç yoğunluğunu uygun bir değere sahip olduğu bir hale uyması şanslı bir durumdur. Bir hidrojen izotopu plazmasında yüklü parikülün magnetik kuvvet çizgileri etrafında dönme yarıçapı $r_g = \frac{m v_{\perp} c}{e B}$ (3.20) ile ifade edilir. Burada m, gr. cinsinden partikülün kütlesidir. $v_{\perp}$, cm./sn. cinsinden alana dik yönde dönme hızıdır.

B : Gauss cinsinden magnetik alan şiddetidir.

e : Stat klon cinsinden elektrik yüküdür.

c : cm./sn. cinsinden ışık hızıdır.

Alanın çizgilerine dik iki serbeslik derecesi mevcut olduğundan dönme enerjisi $1/2 m$ Maksvel dağılımı için kt ye eşittir. Böylece denklem 3.20 şu şekilde yazılabilir :

$$(3.21) \quad r_g = \frac{c (2 m k T)^{1/2}}{e B}$$

kt =100 Kev= 1.6×10^{-7} erg iken ve 100000 gausluk bir alan şiddetinden dönme yarıçapı bir elektron için 0,010 cm. , bir döteron için 0, 60 cm. , tiriton için 0,72 cm. dir

Ze yüklü, m kütlenin bir partikül için r_g değeri $m^{1/2}/Z$ ile orantılıdır. Böylece He^4 çekirdeği ki D-T reaksiyonun ürünlerinden biridir. He^4 çekirdeğinin dönme yarıçapı döteronunkinden daha az olacaktır. Magnetik alan içindeki homojen olmaıyan unsurların partiküller arasındaki çarpışmaların elektriki alanın etkilerini neticesi olarak plazma partikülleri magnetik alan çizgilerini kolaylıkla takip etmeyeceklerdir. Ve belli bir dereceye kadar bunların dışına çıkma temayülündü olacaklardır. Bununla birlikte yukarıda hesaplanmış olan dönme yarıçapları yüklü partiküllerin magnetik alan tarafından hapsedildiğinden içinde ~~bulundukları~~ bulunduıkları belli bir kuvvet çizgisinden uzaklıkları gösterir. Kuvvet çizgilerinin plazmayı ihtiva eden kabin materyal duvarları ile kesişmediği kabul edildiğinden yani partiküller hakikaten bu hatların içinde kaldığından uygun boyutlardaki kab içinde (bir kaç santimetrelilik büyüklüğünde) dönme neticesi duvarlara ulaşan partiküllerin sayısı nisbeten daha az olacaktır. Düşük ısı ve yüksek alan şiddetlerinde r_g nin değerleri ve aynı zamanda plazmadan duvarlara olan kayıplarda azalacaktır. Magnetik yüksek ısıda larda alanın plazmayı hapsedme metodları denenmektedir. Bunlardan dördü aşağıda özetlenecektir. Şimdilik bunların başarılı neticelerini söylemek şimdiden mümkün değildir. Bu konudaki güçlüklerin biri özel durumlar haricinde magnetik alan tarafından hapsedilmiş bir plazmanın enerjili partiküllerin kab duvarlarına çarpması neticesi kararsızlıkların vuku bulmasıdır. Yukarıda görüldüğü gibi buda reaksiyon sisteminin ısısında umumî bir düşüşe yon akmaktadır.

Bu anda soğuk döteryum gazı veya tercihan döteryum tirtyum karışımı enjekte edilse E tabakasının yüksek enerjili elektronları tarafından derhal iyonize olur. Meydana çıkan plazma dış alandaki akım ve E tabakasındaki akım kombinasyonu neticesinde meydana gelen magnetik alan hatları tarafından hapsedilir. Plazma içinde ki yüklü partiküller enerjili elektronlarla çarpışmaları sayesinde enerji kazanırlar. Ve bu şekilde termonükleer D-T reaksiyonunun faydalı oranda cereyan edebileceği ısı derecesine erişilmiş olur.

REFERANSIAR

- 1) "Classical Electrodynamics" Jackson.
- 2) "Electrodynamics of continuous Media" Landau and Lifshitz.
- 3) "Magnetohydrodynamics" T.G. Cowling.
- 4) "Plasmas and Controlled fusion" David J. Rose and Melville Clark, Jr.
- 5) "Controlled Thermonuclear Reactions" Samuel Glasstone and
Ralph H. Lovberg.