

## المحاضرة الأولى

التعريف بمصطلح البلازما ووجودها في الكون ومقدار نسبتها في محيطنا

● أهمية دراسة البلازما

● مصادر البلازما

● كيفية توليدها

● تطبيقاتها

## المحاضرة الثانية:

معرفة المفاهيم الخاصة في حالة البلازما.

- شروط البلازما
- معلمات البلازما
- مفهوم درجة الحرارة
- الكثافة الأيونية والكثافة الالكترونية.
- درجة الحرارة الالكترونية والأيونية.

## المحاضرة الثالثة

- طول ديبياي.
- كرة ديبياي.
- توزيع ماكسويل- بولتزمان لسرع.
- تردد البلازما

## المحاضرة الرابعة

- التآين ومعادلة ساها.
- مراجعة مختصرة لمعادلات ماكسويل.
- التآين في حالة الغازات.
- طاقة التآين

فرع الفيزياء التطبيقية  
المادة:فيزياء البلازما وتطبيقاتها  
المرحلة الرابعة  
مدرس المادة: أ. م . د صباح حبيب

## Plasma physics and applications

### Books

- 1- Introduction to plasma physics. by Francis .F. chen.
- 2- Plasma physics by R.A.Cairns

Ch1: Introduction.

Ch2: Single particle motion.

Ch3: Plasma as fluid.

Ch4: Diagnostic of plasma.

Ch 4: Applications.

# Plasma physics

The term plasma is used to describe a wide variety of macroscopically neutral substances containing free electrons and ionized atoms or molecules, which exhibit collective behavior due to the long-range coulomb forces. Not all media containing charged particles, however, can be classified as plasmas.

For a collection of interacting charged and neutral particles to exhibit plasma behavior it must satisfy certain conditions, or criteria, for plasma existence.

The word plasma comes from the Greek and means 'something molded'. It was applied for the first time by Tonks and Langmuir, in 1929, to describe the inner region, remote from the boundaries, of a glowing ionized gas produced by electric discharge in a tube, the ionized gas as a whole remaining electrically neutral.

From a scientific point of view, matter in the known universe is often classified in terms of four states: solid, liquid, gaseous, and plasma. The basic distinction between solids, liquids, and gases lies in the difference between the strength of the bonds that hold their constituent particles together. These binding forces are relatively strong in a solid, weak in a liquid, and essentially almost absent in the gaseous state.

Whether a given substance is found in one of these states depends on the random kinetic energy (thermal energy) of its atoms or molecules, that is, on its temperature. The equilibrium between this particle thermal energy and the interparticle binding forces determines the state.

By heating a solid or liquid substance the atoms or molecules more thermal kinetic energy until they are able to overcome the binding potential energy. This leads to phase transitions, which occur at a constant temperature for a given pressure. The amount of energy required for the phase transition is called the latent heat.

If the sufficient energy is provided, a molecular gas will gradually dissociate into an atomic gas as a result of collisions between those particles whose thermal kinetic energy exceeds the molecular binding energy.

At sufficiently elevated temperatures an increasing fraction of the atoms will possess enough kinetic energy to overcome, by collisions, the binding energy of the outermost orbital electrons, and an ionized gas or plasma results. However, this

transition from gas to plasma is not a phase transition in the thermodynamic sense, since it occurs gradually with increasing temperature.

## Plasma production :

A plasma can be produced by raising the temperature of a substance until a reasonably high fractional ionization is obtained. Under thermodynamic equilibrium conditions the degree of ionization and the electron temperature are closely related. This relation is given by the saha equation.

$$\left[ \frac{n_i}{n_n} \cong 2.4 \times 10^{-5} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-U_i/KT} \right]$$

Here  $n_i$  and  $n_n$  are respectively ,the density (number per  $\text{cm}^3$ ) of ionized atoms and of neutral atoms , $T$  is the gas temperature in  $\text{K}^\circ$  , $k$  is Boltzmann`s constant ,and  $U_i$  i the ionization energy of the gas

Although plasmas in local thermodynamic are found in many places in nature , as the case for many astrophysical plasmas, they are not very common in the laboratory.

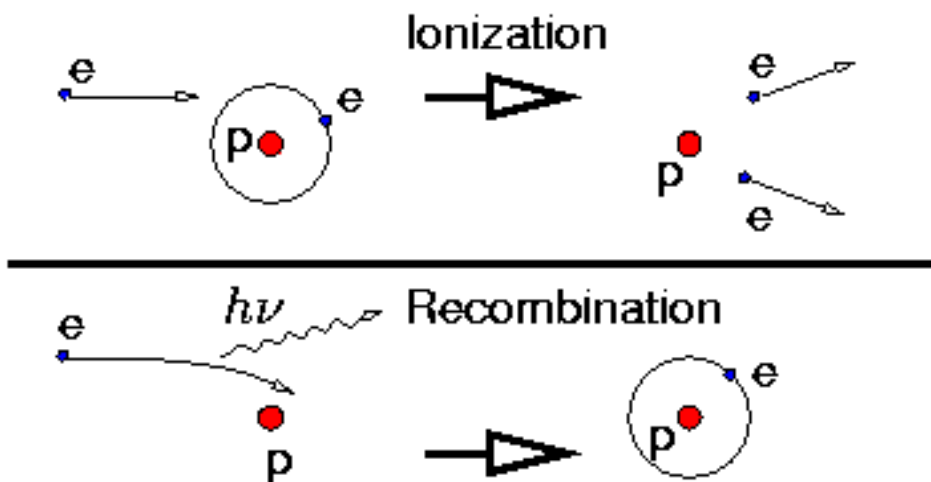
Plasmas can also be generated by ionization processes that raise the degree of ionization much above its thermal equilibrium value .there are many different methods of creating plasmas in the laboratory and , depending on the method , the plasma may have a high or low density ,high or low temperature, it may be steady or transient ,stable or unstable ,and so on .in what follows ,a brief description is presented of the most commonly known processes of photoionization and electric discharge in gases

In the photoionization process, ionization occurs by absorption of incident photons whose energy is equal to or greater than the ionization potential of the absorbing atom.

The excess energy of the photon is transformed into kinetic energy of the electron-ion pair formed. For example, the ionization potential energy for the outermost electron of hydrogen is 13.6 eV, which can be supplied by radiation of wavelength smaller than about  $910\text{\AA}$  i.e. in the far ultraviolet. Ionization can also be produced by x-ray or gamma rays, which have much smaller wavelengths. The ionosphere, for example, is natural photoionized plasma.

In a gas discharge, an electric field is applied across the ionized gas, which accelerates the free electrons to energies sufficiently high to ionize other atoms by collisions. One characteristic of this process is that the applied electric field transfers energy much more efficiently to the light electrons than to the relatively heavy ions. The electron temperature in gas discharges is therefore usually higher than the ion temperature, since the transfer of thermal energy from the electrons to the heavier particles is very slow.

When the ionizing source is turned off, ionization decreases gradually because of recombination until it reaches an equilibrium value consistent with the temperature of the medium. In the laboratory the recombination usually occurs so fast that the plasma completely disappears in a small fraction of a second.





# Occurrence of Plasmas:

Gas Discharges: Fluorescent Lights, Spark gaps, arcs, welding,

lighting  
Controlled Fusion  
Ionosphere: Ionized belt surrounding

earth  
Interplanetary Medium: Magnetospheres of planets and stars

. Solar Wind.  
Stellar Astrophysics: Stars. Pulsars. adiation processes.

Ion Propulsion: Advanced space drives, etc.&

Space Technology  
Interaction of Spacecraft with environment  
Gas

Lasers:

Plasma discharge pumped lasers: CO<sub>2</sub>, He, Ne, HCN.

Materials Processing: Surface treatment for hardening. Crystal  
Growing.

Semiconductor Processing:

Ion beam doping, plasma etching & sputtering.  
Solid State

Plasmas: Behavior of semiconductors.

## Collective behaviour:

Plasma contains a charged particles, as these charges moves around, they can generate local concentrations of positive or negative charges, which give rise to electric fields. Motion of charges also generates currents and hence magnetic fields .these fields affect the motion of other charged particles far away. By collective behaviour we mean motions that depend not only on local conditions but on the state of the plasma in remote regions as well.

## Concept of temperature:

A gas in thermal equilibrium has particles of all velocities, and the most probable distribution of these velocities is known as the maxwellian distribution.

The one –dimensional maxwellian distribution is given by

$$f(u) = A \exp(-1/2mu^2/KT)$$

**F= is the number of particles per cm<sup>3</sup> with velocity between u and u+du**

**1/2mu<sup>2</sup>= kinetic energy**

**K = boltzmann~s constant**

**The density n , number of particles per cm<sup>3</sup> is given by**

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) du$$

The width of the distribution is characterized by the constant  $t$  which is the temperature.

The average kinetic energy of particles is

$$E_{av} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} m u^2 f(u) du}{\int_{-\infty}^{\infty} f(u) du}$$

The kinetic energy is thermal so

$$\frac{1}{2} m v_{th}^2 = KT$$

$$v_{th} = (2KT/m)^{1/2}$$

and let  $y = u/v_{th}$

$$f(u) = A \exp(-u^2/v_{th})$$

$$E_{av} = \frac{\frac{1}{2} m v_{th}^3 A \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-y^2) y^2 dy}{A v_{th} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-y^2) dy}$$

$\int e^{-y^2} y^2 dy$  by parts

$$\int y.e^{-y^2} y dy = [-1/2\{\exp(-y^2)\}y]_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{1}{2}\exp(-y^2) dy$$

$$= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-y^2) dy$$

Cancelling the integrals, we have

$$E_{av} = \frac{1/2 m A v_{th}^3 \frac{1}{2}}{A v_{th}} = 1/4 m v_{th}^2 = \frac{1}{2} kT$$

**Thus the average kinetic energy is  $\frac{1}{2}kT$**

**In three dimensions**

$$E_{av} = 3/2 kT$$

The general result is that  $E_{av}$  equals  $1/2kT$  per degree of freedom

$$1 \text{ ev} = 11600 \text{ K}$$

By a 2-ev plasma we mean that  $kT=2\text{ev}$  or  $E_{av}=3 \text{ ev}$  in three dimensions. It is interesting that plasma can have several temperatures at the same time .it often happens that the ions and the electrons have separate different temperature  $T_i$  and  $T_e$

## DEBY SHIELDING :

A fundamental characteristic of the behaviour of a plasma its ability to shield out electric potentials that are applied to it. Suppose we tried to put an electric field inside a plasma by inserting two charged balls connected to a battery. The balls would attract particles of the opposite charge, and almost immediately a cloud of ions would surround the negative ball and a cloud of

electrons would surround the positive ball. if the plasma were cold and there were no thermal motions, there would be just as many charges in the cloud as in the ball; the shielding would be perfect, and no electric field would be present in the body of the plasma out side of clouds.

Let us compute the approximate thickness of such a charge cloud.

Poissons equation in one dimension is

**Poisson`s Equation**  $\Delta^2 \Phi = \frac{d^2 \Phi}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_i - n_e)$  **(z=1)**

**Electron Density**  $n_e = n_\infty \exp(e\Phi/KT_e)$

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = \frac{en_\infty}{\epsilon_0} [\exp(e\Phi/KT_e) - 1]$$

We can expand the exponential in a Taylor series

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = \frac{en_\infty}{\epsilon_0} \left[ \frac{e\Phi}{KT_e} + \frac{1}{2} \left( \frac{e\Phi}{KT_e} \right)^2 + \dots \right]$$

Keeping only the linear terms

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = \frac{n_\infty e^2}{\epsilon_0 KT} \Phi$$

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 KT}{ne^2} \right)^{1/2}$$

The quantity  $\lambda_D$ , called the debye length, is a measure of the shielding distance or thickness of the sheath. we can also write the debye length as

$$\lambda_D = 6.9 (T/n)^{1/2} \text{ cm}, \quad T \text{ in } \text{k}^\circ$$

$$\lambda_D = 740 (KT/n)^{1/2} \text{ cm}, \quad KT \text{ in } \text{eV}$$

as the density is increased,  $\lambda_D$  decreases,  
as  $KT$  increase  $\lambda_D$  is increased

if the dimensions of a system are much larger than  $\lambda_D$ , then whenever local concentrations of charge arise or external potentials are introduced into the system, these are shielded out in a distance short compared with  $L$ , leaving the bulk of the plasma free of large electric potentials or fields. Outside of the sheath on the wall or on an obstacle,  $\Phi$  is very small, and  $n_i$  is equal to  $n_e$ , typically, to better than one part in  $10^6$ . It takes only a small charge imbalance to give rise to potentials of the order of  $KT/e$ . The plasma is (quasineutral); that is, neutral enough so that one can take  $n_i \approx n_e \approx n$ , where  $n$  is a common density called the plasma density, but not so neutral that all the interesting electromagnetic forces vanish.

Debye sphere

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3$$

Which is a sphere of radius Debye length

## The plasma frequency:

The fact that plasma particles behave collectively means that plasmas can support a wide variety of wave motions and oscillations. One such basic oscillation arises if a group of electrons is slightly displaced from their equilibrium positions. The displaced electrons feel an electrostatic force seeking to return them to their equilibrium positions but upon arrival there they now have a kinetic energy equal to the potential energy of their initial displacement. The electrons overshoot, reconvert their kinetic energy to potential energy and a simple oscillation is set up. The frequency of this fundamental oscillation is known as the *plasma frequency* and is defined by

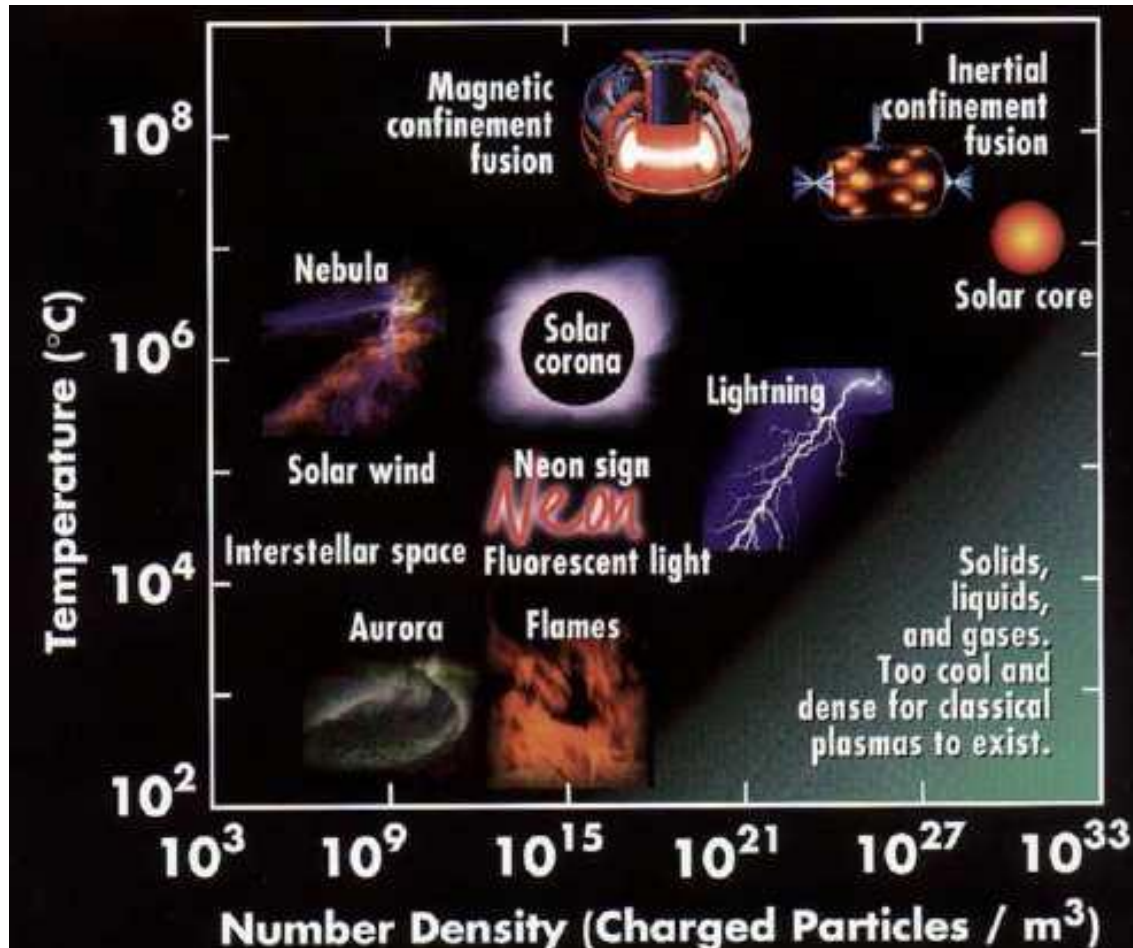
$$\omega_p = \left( \frac{n e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}$$

where  $n$  is the mean plasma density and  $m$  is the electron mass.

## Criteria for plasmas:

- 1-  $\lambda_D \ll L$
- 2-  $N_D \gg 1$
- 3-  $\omega \tau \gg 1$

Where  $\omega$  is the frequency of plasma oscillations and  $\tau$  is the mean time between collisions with neutral atoms,



# الفصل الثاني

## حركة الجسم المشحون في المجالات الكهرومغناطيسية

من الطرق المتبعة في معالجة مسائل البلازما رياضيا تعتمد على دراسة الجسيم المشحون المنفرد. تتواجد البلازما في مجالات كهربائية ومغناطيسية دائما، وهذه المجالات إما إن تكون مسلطة على البلازما من الخارج لأجل احتواء البلازما وتسخينها، أو تتولد داخليا في البلازما بفعل تأثير حركة الجسيمات بعضها على البعض الآخر وتفاعلها مع المجالات المسلطة عليها داخليا نتيجة الجسيمات المشحونة الأخرى، لذلك فأن من الضروري معرفة طبيعة التأثيرات التي تحدث على حركة الجسيم وبالتالي التأثيرات التي تحدث في البلازما ككل نتيجة لوجود هذه المجالات.

### ١- مجال مغناطيسي منتظم ( B )

الجسيم المشحون عند تواجده داخل مجال مغناطيسي فإنه يتخذ مسار دائري ان القوة المؤثرة هي قوة مغناطيسية وتكون معادلة الحركة كآتي

$$m \frac{dv}{dt} = qv \times B$$

ليكن المجال المغناطيسي في أتجاه Z  
عند أخذ مركبات القوة باتجاه X, Y

$$mv_x = qBv_y$$

$$mv_y = -qBv_x$$

$$v_x = \frac{qB}{m} v_x$$

$$v_x = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_x$$

$$v_y = -\frac{qB}{m} v_x$$

$$v_y = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_y$$



وهذه المعادلات تصف حركة متذبذب توافقي بسيط له تردد هو

$$\omega_c = -\frac{qB}{m} \quad \text{Cyclotron frequency}$$

أن حل المعادلات السابقة يكون

$$v_{x,y} = v_{\perp} \exp(\pm i\omega_c t + id_{x,y}) \quad \text{أن الإشارة } \pm \text{ تدل على نوع الشحنة}$$

واعتماد على مقدار فرق الطور ( $\delta$ ) يمكن كتابة المعادلة بصوره أخرى

$$v_x = v_{\perp} e^{i\omega_c t} = x$$

حيث تمثل  $v_{\perp}$  مقدار موجب هو الانطلاق ويكون عموديا على اتجاه المجال المغناطيسي وبالتالي يمكن الحصول السرعة الصادية

$$v_y = \frac{m}{qB} v_x = \frac{m}{qB} v_x = \pm i v_{\perp} e^{i\omega_c t} = y$$

$$x - x_0 = -i \frac{v_{\perp}}{\omega_c} e^{i\omega_c t}$$

$$y - y_0 = \pm \frac{v_{\perp}}{\omega_c} e^{i\omega_c t}$$

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{qB}$$

$$x - x_0 = r_L \sin \omega_c t$$

$$y - y_0 = r_L \cos \omega_c t$$

$r_L$  is Larmor radius

وهذه المعادلات تصف مدار دائري . وان هنالك مركز للدوران يقوم الجسيم بالتفاف حوله وهذا المركز يسمى مركز الدلالة (guiding center) اتجاه الدوران يكون بحيث ان المجال المتولد من دوران الجسيم المشحون يكون باتجاه معاكس للمجال الخارجي المسلط أي ان جسيمات البلازما تعمل على تقليل المجال المغناطيسي المسلط عليها وبهذا تكون البلازما تمتلك خاصية المواد الدايا مغناطيسية

## ٢- وجود مجال مغناطيسي وكهربائي

عند تسليط مجال كهربائي إضافة الى المجال المغناطيسي فان الحركة ستكون مجموع التأثيرين أي ستكون حركة دائرية إضافة الى الانجراف بسبب المجال الكهربائي

ليكن المجال الكهربائي يقع في المستوي (X-Z)

$$m \frac{dv}{dt} = q(E + v \times B)v_z$$

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{q}{m} E_z$$

$$v_z = \frac{qE_z}{m} t + v_{z0}$$

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{q}{m} E_x \pm \omega_c v_y$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\omega_c v_x$$

$$v_x = -\omega_c^2 v_x$$

$$v_y = \omega_c \left( \frac{q}{m} E_x \pm \omega_c v_y \right) = -\omega_c^2 \left( v_x + \frac{E_x}{B} \right)$$

$$v_x = v_{\perp} e^{i\omega_c t}$$

$$v_y = \pm i v_{\perp} e^{i\omega_c t} - \frac{E_x}{B}$$

$$v_E = \frac{E(V/m)}{B(\text{tesla})} \frac{m}{\text{sec}}$$

هذه السرعة هي سرعة انجراف مركز التدوير وهي لا تعتمد على الشحنة ولا الكتلة والانطلاق. من ملاحظة الشكل نرى اختلاف قطر الدوران وتفسير ذلك أنه في النصف الأول من الدوران الايون يكتسب طاقة من المجال الكهربائي وبهذا يزداد انطلاقه وبالتالي نصف قطر دورانه لكن عند النصف الثاني يفقد طاقته ويقل انطلاقه ونصف قطر دورانه هذا الاختلاف في مقدار نصف القطر في نصف الأول والثاني من الدوران يؤدي الى الانجراف . في حالة الإلكترون السالب الذي يدور عكس الايون الموجب فإنه يحدث له نفس الشيء لكن عكس الحالة فإنه يفقد في الوقت الذي يكتسب الايون الموجب الطاقة لكن اتجاه الانجراف يكون نفس الاتجاه. الجسيمات التي لها نفس الانطلاق لكنها تختلف في الكتلة يكون نصف قطر دورانها مختلف فالجسيم الذي كتلته قليلة يكون نصف قطر دورانه صغير وبالتالي انجرافه قليل

### ٣- تأثير المجال الأرضي

يمكن اعتبار القوة الخارجية هي قوة الجذب الأرضي وهي تساوي حاصل ضرب الكتلة في التعجيل الأرضي والذي يكون دائما باتجاه محدد وهو نحو مركز الأرض وبالتالي يمكن كتابة معادلة الحركة بالشكل الآتي

$$F = mg$$

$$F = qv \times B$$

$$v = \frac{F \times B}{qB^2}$$

$$v_g = \frac{mg \times B}{qB^2}$$

$$J = n(M + m) \frac{g \times B}{B^2}$$

ان السرعة الانجرافية بسبب الجذب الارضي تشبه السرعة الانجرافية بسبب المجال الكهربائي لكنها تختلف في انها تعتمد على نوع الشحنة. حيث ان الانجراف يكون بالنسبة للايون بعكس إلكترون وكلاهما عكس اتجاة التعجيل الارضي

#### ٤ - المجال المغناطيسي الغير منتظم $B \perp B \text{ Grad} B$ Drift

في هذه الحالة خطوط الفيض المغناطيسي مستقيمة لكن كثافتها تزداد الانحدار في المجال المغناطيسي يؤدي الى ان يكون نصف قطر لامر كبير في أسفل الدوران وصغير في الأعلى وهذا يؤدي الى الانجراف ويكون الإلكترون والايون متعاكسين وتكون السرعة الانجرافية لمركز التدوير

$$v_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_L \frac{B \times \nabla B}{B^2}$$

ان النصف الذي يظهر في المعادلة ناتج من المعدل والإشارة تعتمد على نوع الشحنة هذه السرعة تدعى الانجرافية بسبب التدرج في المجال المغناطيسي ويكون الايون والإلكترون متعاكسين وعموديا على المجال المغناطيسي

## ٥- المجال المغناطيسي المنحني

خطوط المجال المغناطيسي منحنية (ليست مستقيمة) وشدة المجال ثابتة  
ان مركز التدوير سوف ينحرف باتجاه عمودي على المماس لخطوط لمجال أي تكون  
هنالك قوة مركزية وتكون السرعة

$$v_R = \frac{F \times B}{qB^2}$$

$$v_R = \frac{mv^2}{qB^2} \frac{R_C \times B}{R_c^2}$$

$$v_R + v_{VB} = \frac{m}{q} \frac{R_C \times B}{R_c^2 B^2} [v^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2]$$

## ٦- المرايا المغناطيسية

في هذه الحالة المجال المغناطيسي باتجاه محدد وهو متغير بالمقدار على طول امتداده  
أي ان خطوط المجال المغناطيسي تتوسع وتنفرج

$$\mathbf{m} = \frac{1/2 m v_{\perp}^2}{B}$$

$$F_r = q(v_J B_z - v_z B_q)$$

$$F_q = q(-v_r B_z + v_z B_r)$$

$$F_z = q(v B_q - v_q B_R)$$

$$B_q = 0$$

$$F_z = \frac{1}{2} q v_q r \left( \frac{\partial B_z}{\partial z} \right)$$

$$F_z = \mathbf{m} \frac{1}{2} q v_{\perp} r_L \frac{\partial B_z}{\partial z} = \mathbf{m} \frac{1}{2} q \frac{v_{\perp}^2}{w_c} \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

$$F_z = -\frac{1}{2} \frac{m v_{\perp}^2}{B} \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

$$F_z = -m \frac{\partial B}{\partial S}$$

$$F_z = -m \nabla B$$

العزم المغناطيسي الناتج من مرور تيار قدرة (  $I$  ) في حلقة ذات مساحة  $A$  فأنة يساوي (  $AI$  ) وفي حالة شحنة منفردة فان التيار يكون ناتج من شحنة  $q$  تدور خلال

$$l = \frac{qw_c}{2p}$$

زمن قدر  $\frac{w_c}{2p}$  لذا يكون التيار

$$pr_L^2 = p \frac{v_{\perp}^2}{w_c}$$

والمساحة

عالية يكون العزم المغناطيسي

$$m = \frac{pv_{\perp}^2}{w_c^2} \frac{qw_c}{2p} = \frac{1}{2} \frac{qv_{\perp}^2}{w_c}$$

$$m = \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{B}$$

عندما تتحرك شحنة نحو منطقة مجال مغناطيسي ذو شدة عالية او قليلة فان نصف قطر لارمر سوف يتغير لكن العزم المغناطيسي لا يتغير لاجل اثبات ذلك سوف نكتب معادلة الحركة باتجاه  $B$

$$m \frac{dv}{dt} = -m \frac{dB}{ds}$$

$$mv \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} mv^2 \right) = -m \frac{\partial B}{\partial s} \frac{ds}{dt}$$

$$\frac{d}{ds} \left( \frac{1}{2} mv^2 \right) = -m \frac{dB}{dt}$$

ان طاقة الجسيم تكون محفوظة أي ان

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} mv^2 + \frac{1}{2} mv^2 \right) = 0$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} mv^2 + mB \right) = 0$$

$$-m \frac{dB}{dt} + \frac{d}{dt} mB = 0$$

$$\frac{dm}{dt} = 0$$



عدم التغيرات في العزم المغناطيسي يعتبر من الاسس المهمة في موضوع حصر البلازما ( المرايا المغناطيسية). عند حركة الجسم المشحون من منطقة مجال مغناطيسي ضعيف الى منطقة مجال مغناطيسي قوي فأنه يؤدي الى زيادة السرعة العمودية ( $v_{\perp}$ ) لأجل الإبقاء على قيمة ( $\mu$ ) ثابتة والطاقة الكلية يجب ان تبقى محفوظة لذا فان السرعة الموازية يتطلب ان تكون قليلة . اذا كان المجال المغناطيسي عالي الشدة في نهاية الحركة فان السرعة الموازية تصبح مساوية الى الصفر وبالتالي تكون المركبة العمودية للسرعة اعظم ما يمكن ويؤدي ذلك الى انعكاس في حركة الجسم ويعود الى الاتجاه السابق أي الى منطقة المجال المغناطيسي الضعيف. يمكن الحصول على مجال مغناطيسي غير منتظم بواسطة زوج من الملفات توضع حول البلازما بحيث شدة المجال المغناطيسي في النهايات اكبر مما في الوسط وبهذه الطريقة يمكن احتواء البلازما. وعملية الحصر تكون في حالة الإلكترون والايون. فلو فرضنا ان المجال المغناطيسي في الوسط هو ( $B_0$ ) وعند النهايات هو ( $B_m$ ) والسرعة العمودية عند الوسط ( $v_{\perp 0}$ ) وعند النهايات ( $v_{\perp m}$ ) فان عدم التغيرات في العزم المغناطيسي يعني

$$\frac{\frac{1}{2}mv_{\perp 0}^2}{B_0} = \frac{\frac{1}{2}mv_{\perp m}^2}{B_m}$$

$$\frac{B_0}{B_m} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v_{\perp m}^2}$$

$$\sin^2 q_m = \frac{B_0}{B_m}$$

$$\sin^2 q_m = \frac{1}{R_m}$$

حيث ( $\theta$ ) زاوية الخطوة و( $R_m$ ) تدعى نسبة المرايا والمعادلة الأخيرة تمثل مخروط يطلق عليه مخروط الفقد. الجسيمات التي تقع ضمن مخروط الفقد لا يمكنها إن تبقى محتواة أي أنها تنفلت . إن مخروط الفقد لا يعتمد على الشحنة ولا على الكتلة أي ان عملية الحصر تكون متساوية بغض النظر ان كانت الالكترونات او الايونات في حالة اهمال التصادم ام بوجود التصادم فان زاوية الخطوة تتغير . بصورة عامة الالكترونات تخسر بسهولة وذلك لان كتلتها قليلة ولها تردد تصادمي عالي.

#### ٧- مجال كهربائي غير منتظم

المجال المغناطيسي والكهربائي غير منتظمان وليكن المجال الكهربائي يتغير على شكل دالة جيبية باتجاه المحور السيني  
المجال الكهربائي يؤدي الى أنجراف الايون والالكترون بسرعة انجرافية تعطي من خلال العلاقة

$$v_E = \frac{E \times B}{B^2} \left( 1 - \frac{1}{4} K^2 r_L^2 \right)$$

هذه العلاقة توضح ان الايون يتصرف مع حالة الزيادة في المجال الكهربائي او نقصان وبالتالي ينجراف وان هذه السرعة تكون اقل من السرعة النجرافية عند وجود المجالين بصورة منتظمة في حالة تغير المجال الكهربائي بصورة خطية فان الايون يكون نصف دورة في حالة المجال القوي والنصف الخر عند المجال الضعيف .  
نصف قطر لارمر لليون اكبر مما هو للالكترون

السرعة الانجرافية لاتعتمد على نوع الشحنة وعندما يحدث تجمع للشحنة فان المجال الكهربائي يعمل على فصل الالكترونات عن الايونات وبالتالي يتولد مجال كهربائي اخر وبهذه تتولد حالة الاستقرار الانجرافية  
تأثير المجال الكهربائي الغير منتظم لة دور مهم عندما يكون (K) كبير

#### ٨- المجال الكهربائي المتغير مع الزمن

المجال الكهربائي والمغناطيسي منتzman لكن التغير مع الزمن  
السرعة الانجرافية في هذه الحالة سوف تذبذب قليلا بتردد (W) ولها مركبة باتجاه  
المجال الكهربائي تدعى بسرعة الانجراف الاستقطابي و تكون هذه السرعة

$$v_p = \pm \frac{1}{w_c} \frac{dE}{dt}$$

وهذه السرعة تكون معكوسة الاتجاه بالنسبة للإلكترون والايون لذا يكون هنالك تيار  
استقطابي مقدارة (في حالة Z=1)

$$J_p = ne(v_{ip} - v_{ep})$$

$$J_p = \frac{ne}{eB^2} (M - m) \frac{dE}{dt}$$

$$J_p = \frac{r}{B^2} \frac{dE}{dt}$$

r mass density

والسبب لوجود هذا التيار الاستقطابي كما واضح من الشكل أعلاة ، عند وجود الايون  
في مجال مغناطيسي اولا وفجأة تم تسليط مجال كهربائي عليه فأن اول شى يحدث  
هو حركة الايون باتجاه المجال الكهربائي وبالتالي سوف يتأثر بقوة لورنس وبتجة  
بحركة نحو الاسفل لاواذا بقى المجال الكهربائي ثابت فأن السرعة فقط انجرافية  
بسبب المجال الكهربائي ولاتوجد سرعة انجرافية استقطابية لكن اذا انعكس اتجاه  
المجال الكهربائي فسوف يحدث النجراف نحو اليسار وبالتالي تتولد السرعة  
الانجرافية الاستقطابية للحفاظ على القصور الذاتي ويحدث هذا عند النصف الاول لكل  
دورة من الدوران ، هذا السنقطاب الذي يحدث في البلازما عند تسليط المجال  
الكهربائي المتغير مع الزمن هو مشابهة للاستقطاب في المواد الصلبة وان ثنائية

القطب في حالة البلازما هي الايونات والالكترونات مفصولة بمسافة ( $r_L$ ) لكن  
اليونات والالكترونات تتحرك لتحافظ على شبة التعادل

٩- المجال المغناطيسي المتغير مع الزمن

قوة لورنز تكون عمودية على السرعة . المجال المغناطيسي لا يمكن ان يضيف  
طاقة للجسيمات المشحونة ، وبما ان البلازما لها سلوك المواد الدايا مغناطيسية وهذا  
يعنى ان العزم المغناطيسي لا يتغير

$$dm = 0$$

عند تغير شدة المجال المغناطيسي ، يتبع هذا توسع وتقلص في نصف قطر لارمر  
والجسم بالتالي يفقد ويكتسب طاقة والتبادل في الطاقة بين الجسيمات والمجال  
موضحة من خلال العلاقة اعلاية حيث ان عدم التغير في العزم المغناطيسي تعود الى  
ان الفيض المغناطيسي خلال مدار لارمر هو ثابت .  
والفيض المغناطيسي عبارة عن حاصل ضرب المجال المغناطيسي في المساحة التي  
تكون على شكل دائرة لها نصف قطر لارمر

$$\Phi = BS = Bpr_L^2$$

$$\Phi = Bp \frac{v_{\perp}^2}{w_c^2}$$

$$\Phi = Bp \frac{v_{\perp}^2 m^2}{q^2 B^2}$$

$$\Phi = \frac{2pm}{q^2} \frac{1}{2} mv_{\perp}^2$$

$$\Phi = \frac{2pm}{q^2} m$$

من هذه المعادلة يكون الفيض المغناطيسي ثابت عند ثبوت العزم المغناطيسي  
هذه الخاصية تستخدم في تسخين البلازما وتدعى الانضغاط الاديباتيكي  
(adiabatic compression)

من الشكل تضخ البلازما في منطقة ما بين المرايا المغناطيسية A و B والملفات A, B تولد مجال نبضي يؤدي الى زيادة في المجال المغناطيسي وتزداد السرعة العمودية والبلازما المسخنة تنتقل الى المنطقة C-D ونبضة اخرى في A تؤدي الى زيادة في نسبة المرايا . ثم تتبعها نبضة عند C, D لاجل زيادة الضغط وتسخين البلازما

## ADIABTIC

الكواظم الثابتة

## INVARIANTS

من المعروف في الميكانيك الكلاسيكي ان الحركة الدورية تكرر نفسها من حيث الموقع والزخم . اذا حدث تغير ولو بسيط فان الحركة ليست دورية تامة وثابت الحركة لا يتغير تدعى هذه الحالة الكواظم الثابتة وهذه العمليات هي على ثلاثة انواع أ- الكاظم الثابت الاول

سبق وان عرفنا العزم المغناطيسي بأنة النسبة بين الطاقة الحركية الى مقدار شدة المجال المغناطيسي ولاحظنا ان هذه الكمية ثابتة. خلال الحركة العزم المغناطيسي لا يتغير مادام النسبة بين الشحنة الى الكتلة ثابتة. ان العزم المغناطيسي يكون غالبا ثابت حتى لو تغيرت شدة المجال المغناطيسي خلال فترة واحدة من الدوران وهنالك امثلة على ذلك

## الضخ المغناطيسي

اذا تغير المجال المغناطيسي في حالة المرايا المغناطيسية تغير جيبييا فان السرعة العمودية للجسيمات سوف تتذبذب ولا يوجد اكتساب للطاقة لكن عند حدوث التصادم فان العزم المغناطيسي لا يبقى ثابت وفي هذه الحالة تسخن البلازما عمليا الجسيم الذي يعمل تصادم خلال الانضغط يمكن ان ينقل جزء من طاقة الدورانية الى طاقة انتقالية بمعنى اخر تتم زيادة الطاقة الحركية للجسيم المشحون تدريجيا بواسطة زيادة شدة المجال المغناطيسي المسلط على البلازما

## التسخين الدوراني

لو كان المجال المغناطيسي يتذبذب بتردد  $\omega_c$  فالمجال الكهربائي المحتث يكون بنفس الطور مع بعض الجسيمات ويعمل على تعجيل دورانها ، وفي حالة كون تردد المجال المغناطيسي أقل من التردد السايكروني ، فان العزم المغناطيسي لا يبقى ثابت وبالتالي سوف تسخن البلازما التقرن المغناطيسي

عند عكس اتجاه التيار الكهربائي في احدى ملفات الحصر المغناطيسي فانه تتولد القرنة المغناطيسية واطافة لهذا فان المرايا الاعتيادية هنالك تقرن مغزلي حول المحور

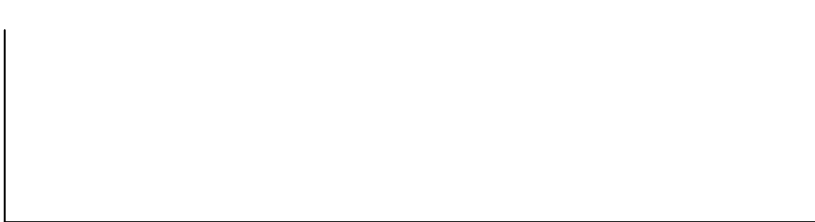
البلازما التي تكون محصورة عن طريق تقرن المجال المغناطيسي لة استقرارية عالية أفضل من المحصورة بالمرايا العادية ويكون مخروط الفقد اكبر

## الثابت الكظيم الثاني

هنالك ثابت كظيم آخر ذا فائدة كبيرة في دراسة حركة الجسيمات المحصورة بين مرأتين مغناطيسيتين متحركتين وهذا الوضع هو ما يسمى باللا تغير أو الثابت الكظيم الطولي

$$J = \int_a^b v ds$$

حدود التكامل على مدى فترة كاملة لتحرك الجسيم بين المرأتين وعودته إلى نفس نقطة البداية المسافة بين المرأتين يجب ان تتغير بشكل بطيء مع الزمن



مرآة مغناطيسية  
متحركة

مرآة مغناطيسية  
ثابتة







## الفصل الثالث

### البلازما كمائع

هنالك طريقة يمكن من خلالها دراسة الخواص الهيدروديناميكية للبلازما تحت تأثير المجالات المغناطيسية وهو التعامل مع البلازما على أنها مائع له جميع الخواص المعروفة للموائع إضافة إلى بعض الخواص الجديدة الأخرى التي تفرضها حقيقة إن البلازما مكونة من خليط من الايونات والالكترونات والذرات المتعادلة التي تتأثر خواص تصرفها لوجود المجالات المغناطيسية والكهربائية المؤثرة على هذا الخليط وهذا سوف يفرض بالضرورة ليس فقط إخضاع البلازما لقوانين الموائع (الهيدروديناميك) بل لمعادلات ماكسويل الكهرومغناطيسية في حالة البلازما الوضع معقد ولا يمكن إن يوصف أو يعالج من خلال المجالين الكهربائي والمغناطيسي ولكن أيضا يحتاج لحساب الموقع وطبيعة حركة الجسيمات وتوزع المجال حيث ان الجسيمات تحل بثبات وهو وجود مجموعة من مسارات الجسيمات وتوزع المجال حيث ان الجسيمات نفسها تولد مجالها الخاص بها أثناء حركتها وهذا المجال سوف يؤدي إلى جعلها تأخذ المسار الفعلي لها وبالتالي يحتاج حل هذه المعادلات إدخال التأثير الزمني ان بلازما ذات الكثافة  $10^{10}$  ايون- إلكترون لكل سم<sup>3</sup> فهذا يعني لكل جسيم من هذه الجسيمات له مساره الخاص فان هذا يصعب متابعة حركة الجسم الواحد وبالتالي عدد كبير من معادلات الحركة.

لذا فان هنالك موديل لدراسة البلازما كمائع ندرس من خلاله البلازما ليس دقائق منفصلة ولكن حركة مجموعة من الدقائق تعتبر مائع وطبيعي في حالة البلازما فان هذا المائع يحتوي على شحنات كهربائية وفي المائع الاعتيادي التصادمات المستمرة تجعل الدقائق تتحرك جماعيا .

كذلك يمكن وصف والتعامل مع البلازما كغاز من خلال النظرية الحركية للغازات

### معادلة الحركة للمائع

معادلات ماكسويل تخبرنا عن المجال المغناطيسي و الكهربائي لحالة البلازما ومن اجل حل هذه المعادلات يجب إن تكون هنالك معرفة لحالة البلازما وتأثرها بالمجالات المغناطيسية والكهربائية في حالة النظر إلى البلازما كمائع فان التغير هنالك نوعين من الموائع في هذه البلازما واحد لكل نوع من مكونات البلازما . بأبسط صورة عندما تكون البلازما من نوع واحد هو الايونات فأننا نحتاج إلى معادلتين للحركة واحدة للايونات الموجبة الشحنة ولآخر للالكترونات ذات الشحنة السالبة وفي حالة التأين الجزئي نحتاج إلى معادلة للذرات المتعادلة. المائع المتعادل يتأثر مع الايونات والالكترونات من التصادم . الالكترونات والايونات تتأثر مع بعض حتى بعدم وجود التصادم بسبب تأثرها بالمجالات الكهربائية والمغناطيسية

معادلة الحركة للجسيم المنفرد

$$m \frac{dv}{dt} = q(E + v \times B)$$

عند إهمال تأثير التصادمات والحركة الناتجة من الحرارة فان جميع الجسيمات ضمن المائع تتحرك سويا ومتوسط السرعة ( $u$ ) للجسيمات في مقطع معين هي نفسها كما لو كان الجسيم المنفرد ذو سرعة مقدارها ( $v$ ) ومعادلة الحركة يمكن الحصول عليها بعد ضرب طرفي معادلة الحركة بالكثافة

$$mn \frac{du}{dt} = qn (E + u \times B)$$

وبالتالي ليس هنالك حد لظاهرة الانتقال بطريقة الحمل إن المشتقة بالنسبة للزمن هي مأخوذة بالنسبة لحركة الجسيم في وسط معين لأجل تحويل المتغيرات وجعلها ثابتة بالنسبة للمراقب لتكن  $G(x,t)$  دالة لخصائص المائع بالنسبة لبعد واحد  $x$  وبالنسبة للزمن فان التغير لهذه الدالة بالنسبة للزمن لمراقب يتحرك مع المائع تكون كالآتي

$$\frac{dG_{(x,t)}}{dt} = \frac{dG}{dt} + \frac{dG}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{dG}{dt} + u_x \frac{dG}{dx}$$

بالنسبة للحد الأول يمثل التغير في ( $G$ ) في نقطة ثابتة في الفراغ والحد الثاني يمثل التغير في ( $G$ ) للمراقب يتحرك مع المائع إلى موقع تتغير فيه  $G$  في حالة ثلاثة أبعاد تكون

$$\frac{dG}{dt} = \frac{\partial G}{\partial t} + (u \cdot \nabla)G$$

تدعى هذه مشتقة التحميل في حالة البلازما يمكن اعتبار ( $G$ ) تمثل سرعة المائع ( $u$ ) فتصبح المعادلة الأولى

$$mn \left[ \frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u \right] = qn(E + u \times B)$$

### الضغط

عند اخذ الحركة الحرارية بنظر الاعتبار فان القوة الناتجة من الضغط يجب إضافتها للطرف الأيمن من معادلة الحركة هذه القوة تظهر من خلال الحركة العشوائية للجسيمات الداخلة والخارجة ضمن مقطع معين من المائع وهي لا تظهر عند اخذ معادلة الحركة

و ان الضغط يمكن أن يعرف من خلال المعادلة

$$P \equiv nKT$$

معادلة الحركة للمائع

$$mn\left[\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u\right] = qn(E + u \times B) - \nabla P$$

وفي حالة الايسوثيرمي

$$\nabla P = KT \cdot \nabla n$$

## التصادم

في حالة المائع المتعادل يكون تبادل الزخم أثناء التصادم والزخم المفقود خلال كل تصادم يتناسب مع السرعة النسبية  $(u - u_0)$  لو كان  $\tau$  يمثل الزمن الحر بين كل تصادم تقريبا ثابت فيمكن كتابة القوة المحصلة بدلالة التغير في الزخم

فتكون معادلة الحركة

$$mn\left[\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla)u\right] = qn(E + u \times B) - \nabla \cdot P - \frac{mn(u - u_0)}{t}$$

في حالة احتواء البلازما على الالكترونات والايونات فقط فان جميع التصادمات تكون من نوع تصادم كولومبي (بدون اتصال) بين الجسيمات المشحونة وهناك نوعين من التصادمات :

(١) تصادمات بين الجسيمات المتشابهة مثل تصادم ايون -ايون أو إلكترون-

إلكترون

(٢) تصادمات بين الجسيمات الغير متشابهة مثل تصادم ايون- إلكترون  
لنأخذ مثلا تصادم بين الجسيمات متشابهة كما موضح بالشكل ادناه عند حدوث تصادم مباشر فانه يؤدي إلى التغير في السرعة وبالتالي يؤدي إلى تغير في المسار ويبقى مركز التدوير في محلة.و إن مركز الكتل يبقى ساكن لهذا لسبب فان التصادم بين الجسيمات المتشابهة يؤدي إلى زيادة طفيفة في عملية الانتشار. وهذا يحدث مع الايون عند تصادمه مع الذرات المتعادلة أيضا حيث تكون السرعة النهائية للذرة المتعادلة غير ذات تأثير ويتحرك الايون بعيدا عن موقعة قبل التصادم. في حالة تصادم ايون - ايون لكل ايون يبتعد من منطقة التصادم هنالك ايون يقترب كنتيجة لهذا التصادم.

عند تصادم جسيمات متعاكسة في الشحنة يكون الوضع مختلف  
إن الجسيمات سوف تستمر في الدوران حول خطوط القوة فان كلا مركز التدوير  
سوف يتحركان في نفس الاتجاه وبالتالي فان التصادم يؤدي إلى زيادة لعملية الانتشار  
ومع ذلك وبسبب حفظ الزخم لكل تصادم فان معدل الانتشار يكون متشابه في حالة  
الايون والإلكترون  
معادلات الحركة للمائع والتي تحتوي على تأثير التصادم للجسيمات المشحونة يمكن  
كتابتها بالشكل

$$Mn \frac{dv_i}{dt} = en(E + V_i \times B) - \nabla P_i + \nabla P_{ie}$$

$$mn \frac{dv_e}{dt} = -en(E + V_e \times B) - \nabla P_e + \nabla P_{ei}$$

ان الحدود  $P_{ei}$  ,  $P_{ie}$  هي الربح بالزخم للايون عند تصادمه مع  
الإلكترون والعكس بالعكس  
وحفظ الزخم يتطلب

$$P_{ie} = - P_{ei}$$

ويمكن كتابة  $P_{ei}$  بدلالة التردد التصادمي (مقلوب  $\tau$ )

$$P_{ei} = mn(v_i - v_e)u_{ei}$$

وعلى اعتبار ان هذا التصادم هو تصادم كولومبي فان  $P_{ei}$  يتناسب مع قوة كولومب  
والتي تتناسب مع مربع الشحنة وبالتالي فان  $P_{ei}$  سوف يتناسب مع كثافة الالكترونات  
وكثافة الايونات المستطيرة والتي تكون مساوية لالكترونات بالنهاية فان  $P_{ei}$  تتناسب  
مع السرعة النسبية للنوعين (الالكترونات والايونات) من هذا يمكن كتابة

$$P_{ei} = he^2 n^2 (v_i - v_e)$$

حيث  $\eta$  هي ثابت التناسب وبالمقارنة مع المعادلة

$$P_{ei} = mn(v_i - v_e)u_{ei}$$

$$u_{ei} = \frac{ne^2}{m} h$$

$$= \frac{w_p^2}{4p} h$$

حيث  $\eta$  هي المقاومة النوعية للبلازما (specific resistivity)

## الانجراف الدايا مغناطيسي

(١) انجراف المائع عموديا على المجال المغناطيسي  
 كما معروف إن المائع متكون من عدد منته من الجسيمات لذا يتوقع انجراف عموديا  
 على المجال المغناطيسي في حالة مراكز التدوير حصل فيها زحزحة  
 يمكن كتابة معادلة الحركة نحصل

$$m n \left[ \frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla) v \right] = q n (E + v \times B) - \nabla p$$

حل هذه المعادلة على اعتبار ان الانجراف بطئ مقارنة مع التردد الدوران

$$v_{\perp} = \frac{E \times B}{B^2} - \frac{\nabla P \times B}{q n B^2}$$

$$v_{\perp} \equiv v_E + v_D$$

$$v_E = \frac{E \times B}{B^2} \quad E \times B \text{ drift}$$

$$v_D \equiv - \frac{\nabla P \times B}{q n B^2} \quad \text{Diamagnetic drift}$$

والسرعة  $v_D$  تدعى انجراف الدايامغناطيسية وتكون عموديا على اتجاه الانحدار ان  
 هذا الانجراف لا يعتمد على الكتلة

الالكترونات والايونات تنجرف معاكسة لبعضها وبالتالي هنالك تيار انجرافي  
 دايامغناطيسي

$$j_D = n e (v_{Di} - v_{De})$$

$$j_D = (K T_i + K T_e) \frac{B \times \nabla n}{B^2}$$

(٢) انجراف المائع موازيا للمجال المغناطيسي

معادلة الحركة باتجاه z

$$mn\left[\frac{\partial v_z}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v_z\right] = qnE_z - \frac{\partial p}{\partial z}$$

بعد إهمال الحدود المسئولة عن التوصيل

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{q}{m} E_z - \frac{gKT_e}{mn} \frac{\partial n}{\partial z}$$

$$g = \frac{C_p}{C}$$

حيث

تظهر هذه المعادلة ان المائع سوف يتعجل باتجاه B بتاثير القوة الالكتروستاتيكية والانحدار بالضغط وعند

$$m \rightarrow 0$$

$$q \rightarrow -e$$

$$E = -\nabla\Phi$$

$$qE_z = e \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{gKT_e}{n} \frac{\partial n}{\partial z}$$

الالكترونات أكثر تحركا والسعة الحرارية لها غير محدودة وفي حالة الايسوثيرمي  $\gamma = 1$

بعد إجراء التكامل نحصل

$$e\Phi = KT_e \ln n + C$$

$$n = n_0 \exp \frac{e\Phi}{KT_e}$$

وتدعى هذه علاقة بولتزمان للالكترونات

ان الالكترونات كتلتها قليلة وتتحرك بسرعة وتتعجل إلى طاقة عالية إذا كانت هنالك قوة مؤثرة. وعند حركة الالكترونات فإنها تترك خلفها منطقة فيها ايونات لذا فان انحدار الضغط والقوة الكهروستاتيكية سوف توازن هذا الوضع وتؤدي إلى علاقة بولتزمان.

المعادلات المغناطوهيدروديناميكية (MHD) magnetohydrodynamics

في حالة البلازما التامة التآين يمكن اعتبار البلازما مائع مكون من نوع واحد مثل سائل الزئبق لها كثافة كتلية  $\rho$  وتوصيلة كهربائية  $\frac{1}{h}$  وهناك مجموعة من المعادلات تدرس حالة البلازما تدعى (MHD) هذه المعادلات هي كل من معادلة الاستمرارية والزخم والطاقة وقانون اوم العام إضافة إلى معادلات ماكسويل ان هذه المعادلات هي

الاستمرارية  
الزخم  
قانون اوم  
ماكسويل  
الطاقة

$$\begin{aligned} r^\bullet + r_0 \nabla \cdot u &= 0 \\ r_0 u^\bullet &= J \times B - \nabla P \\ J &= s_0 (E + u \times B) \\ \nabla \times E &= -B^\bullet \\ \nabla \times B &= m_0 J \\ \nabla P &= u^2 \nabla r \end{aligned}$$

ان حل هذه المعادلات يعتبر من مهام أية نظرية في فيزياء البلازما تحاول تفسير الظواهر والخواص عن طريق اعتبار البلازما مائع كهرومغناطيسي

الضغط المغناطيسي

عند تعويض قيمة كثافة التيار (j) من معادلة ماكسويل في معادلة الزخم ينتج

$$ru^\bullet = \frac{1}{m_0} (\nabla \times B) \times B - \nabla P$$

وباستخدام المتطابقة الاتجاهية

$$\nabla \times B \times B = (B \cdot \nabla) B - \frac{1}{2} \nabla B^2$$

نحصل على

$$ru^\bullet = \frac{(B \cdot \nabla) B}{m_0} - \nabla \left( P + \frac{B^2}{2m_0} \right)$$

ان الحد  $\frac{B^2}{2m_0}$  الذي يظهر هنا يسمى بحد الضغط المغناطيسي وذلك لأنه يلعب دور مهم يشابه تماما الدور الذي يلعبه الضغط

الاعتیادی بالنسبة للمانع لو فرضنا الآن ان البلازما في حالة توازن ستاتيكي اي إنها غير متحركة فان سرعة المانع ستكون صفر إضافة إلى ان تفاضل هذه السعة بالنسبة للزمن سيكون صفرا وبالتالي

$$\frac{(B \cdot \nabla) B}{m_0} = \nabla \left( P + \frac{B^2}{2m_0} \right)$$

وإذا افترضنا إضافة لذلك ان البلازما موجودة في مجال مغناطيسي منتظم اي ان خطوط المجال فيه متوازية كأن يكون هذا المجال ناتج من ملف لانتهائي الطول فحاصل الضرب ( ) يساوي صفر وبذلك يكون

$$\nabla \left( P + \frac{B^2}{2m_0} \right) = 0$$

$$P + \frac{B^2}{2m_0} = \text{constant}$$

ان هذه النتيجة توفر تقدير لآبأس بة لحساب شدة المجال المغناطيسي اللازم لاحتواء البلازما لأغراض مفاعلات الاندماج حيث وفي الحالة المثالية سيكون الضغط الهيدروستاتيكي للبلازما نفسها خارج منطقة الاحتواء مساويا للصفـر وإذا افترضنا ان (  $B_0$  ) هو شدة المجال خارج منطقة الاحتواء وان (  $B$  ) هي شدة المجال داخل البلازما فأن

$$P + \frac{B^2}{2m_0} = \frac{B_0^2}{2m_0}$$

وتعرف النسبة بين ضغط البلازما والضغط المغناطيسي الناتج عن المجال بمعامل بيتا ( $\beta$ )



$$b = \frac{\text{particle pressure}}{\text{magnetic field pressure}}$$

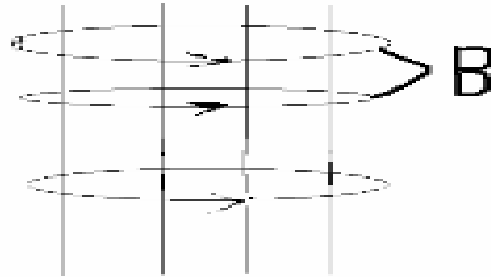
$$b = \frac{\sum nKT}{B^2 / 2m_0}$$

نلاحظ ان قيمة هذه النسبة ستكون محصورة بين الصفر والواحد لان شدة المجال المغناطيسي داخل البلازما ستكون دائما اقل من شدته خارجها وذلك بسبب قيام الشحنات المنفردة في البلازما بتوليد عزوم مغناطيسية تأخذ اتجاهها مجتمعا معاكسا للمجال المغناطيسي المسلط على البلازما

### Pinch effect

### ظاهرة التقلص

من تطبيقات المعادلة السابقة هو في ميدان احتواء البلازما لأغراض إحداث الاندماج النووي وتعتمد هذه الطريقة على إمرار تيار كهربائي طولي في البلازما ويؤدي هذا التيار إلى توليد خطوط مجال مغناطيسي دائرية الشكل حول خط اتجاه سير التيار كما نبين في الشكل ادناه



### الحاويات المغناطيسية الحلقية

ان احتواء البلازما باستخدام الضغط المغناطيسي الناتج عن تيار التفريغ في البلازما نفسها واجهت مشكلة انفلات البلازما المحصورة من منطقة نهاية أنبوب التفريغ وتم التغلب على هذه المشكلة بتحويل نموذج المجال اللانهائي الطول إلى شكل حلقي

## الاحتواء باستخدام الترتيب الحلقي (التوكاماك)

من الممكن التعرف على طبيعة جهاز التوكاماك بواسطة معرفة معنى كلمة توكاماك باللغة الروسية والتي تعني حجرة مغناطيسية حلّية وتتضمن المواصفات الرئيسية لجهاز التوكاماك مايلي:

- ١- احتواء البلازما داخل وعاء مغناطيسي حلقي الشكل ينتج عن ملفات حلّية إضافة إلى ملفات المحولات لتوليد التيار المحتث في البلازما
  - ٢ - حقن حزمة متعادلة لتسخين البلازما إلى درجة الحرارة المطلوبة
  - ٣- يتحدد زمن الاحتراق بمقدار توفر المجال المغناطيسي في مركز مقطع الحلقة
  - ٤- يجب استخدام نظام لإخراج الوقود المستعمل
- يتكون الجهاز من حجرة فراغ حلّية الشكل يتولد فيها مجال مغناطيسي خطوطه بشكل دوائر ويتولد هذا المجال بواسطة نلف كهربائي خارجي ملفوف حول حجرة الفراغ ان وجود جسيمات البلازما المشحونة داخل مثل هذا المجال سيعرضها إلى حركات انجراف بسبب وجود تقوس في المجال المغناطيسي إضافة إلى الحركة الدائرية الاعتيادية وستكون حركة انجراف كل من الايونات الموجبة والالكترونات السالبة في اتجاهات متعاكسة مما سيؤدي إلى انفصالها عن بعضها وتكوين مجالات كهربائية تؤدي إلى دفع كلا النوعين من الشحنتات باتجاه جدار الحجرة وهذا أمر غير مرغوب فيه طبعا

## الاحتواء باستخدام المرايا المغناطيسية

يتكون جهاز المرآة المغناطيسية في ابط صورة من حجرة اسطوانية يلف حولها موصل حامل للتيار الكهربائي يقوم بتوليد المجال المغناطيسي المنتظم لغرض احتواء البلازما. ان جعل عدد اللفات لكل وحدة طول عند النهايات اكبر منة على مدى طول الملف يؤدي إلى تكوين مرايا مغناطيسية عند النهايات تحاول منع الجسيمات من الهرب. ان الميزة الرئيسية لهذا النوع من الأجهزة هو انه يعمل عند الحالة المستقرة وبكثافة طاقة عالية ولكن العيب المهم الذي يعاني منة هو مشكلة انفلات البلازما خلال النهايات

## الفصل الرابع

### تحويل الطاقة بواسطة البلازما

احد التطبيقات المهمة للبلازما اعتمادها وسيلة في تحويل الإشكال الأخرى للطاقة الى طاقة كهربائية والتي يمكن اعتبارها من أكثر أشكال الطاقة ملائمة كأساس للحياة العصرية.

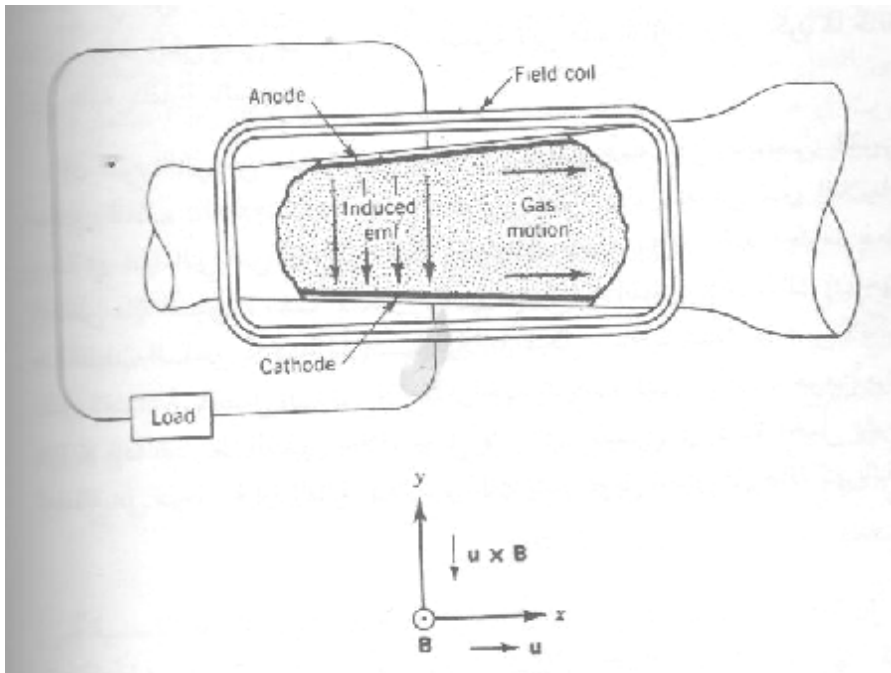
ومن اهم هذه الطرق في تحويل الطاقة هو ما يسمى بالمولد المغناطو هيدوديناميكي والذي يشابة في طريقة عملة الى المولد التوربيني الاعتيادي حيث يعتمد في عملة على ادخال البلازما الساخنة (المتعادلة تقريبا) الى مجال مغناطيسي عمودي على أتجاه حركتها ويقوم المجال بفصل الايونات عن الالكترونات لتنتجة كل منها باتجاه قطب من الاقطاب وبذلك تتكون قوة دافعة كهربائية بين القطبين .

### المولد المغناطو هيدوديناميكي

والذي يتكون من أنبوب تجري داخله الموائع العاملة الغازية ويقع الأنبوب داخل المجال المغناطيسي للملفات الخارجية ويوجد داخل الأنبوب قطبان احدهما أعلى والأخر أسفل الأنبوب ويتولد بين هذين القطبين قوة دافعة كهربائية تنتج عن حركة الغاز نفسه داخل المجال المغناطيسي يمكنها توليد تيار كهربائي في دائرة حمل خارجي.

أن استخدام جهاز كهذا في دورة حرارية تقليدية لا تختلف عن الدورات الحرارية العادية عدا كون درجات الحرارة عالية يمكن أن يؤدي إلى قيام الجهاز بوظيفتي كل من المحرك التوربيني والمولد في المولدات التقليدية

يوضح الشكل (1) رسم مبسط لمولد MHD



## ميكانيكية التآين ومعامل التوصيل النوعي للبلازما

هنالك نوعان من أنواع عمليات إحداث التآين في الغازات

الأولى هي التأين الحراري أو المتوازن والذي يمكن أحداثه ببساطة عن طريق تسخين الغاز. أما الطريقة الثانية فهي طريقة اللاتوازن كما يحدث خلال عمليات التفريغ الكهربائي في الغازات تحت الضغوط الواطئة. إن الطريقة الأولى أكثر ملائمة للاستخدام في أحداث التأين الغازي في هذا النوع من المولدات إن لمعظم الغازات المعروفة كالهواء وأكاسيد الكربون والغازات الخاملة طاقات تأين عالية نسبياً ولذلك فإنها لا يمكن أن تتأين إلا بعد وصولها إلى درجات حرارة عالية ولكن وجد فعلاً أن إضافة نسب قليلة من مواد ذات طاقات تأين واطئة كما في أبخرة الفلزات القلوية سيؤدي إلى حصول على نسبة عالية من التأين في الغاز عند درجات حرارة أوطأ بكثير مما سيؤدي إلى الحصول على نسبة عالية من التأين في الغاز عند درجات حرارة أوطأ بكثير مما هي الحالة بدون إضافة هذه الأبخرة. إن خفض درجة الحرارة اللازمة للتأين يساعد بدرجة كبيرة في حل مشكلة توفير مادة البناء للمولد التي تستطيع تحمل هذه الدرجات.

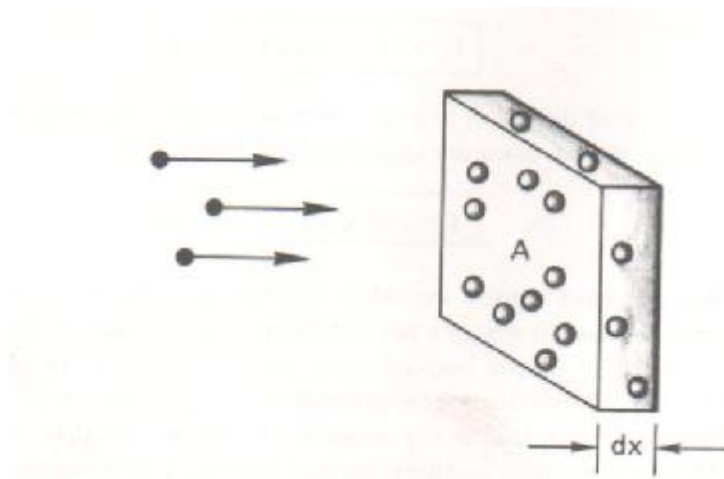
إن مقدار معامل التوصيل هو الذي يحدد مقدار المجال المغناطيسي وحجم المولد اللازم لتوليد مقدار معين من القدرة الكهربائية فإذا كان معامل التوصيل واطئاً فإن المولد يجب أن يكون كبير الحجم وفي حالة كهذه فإن من المتوقع أن يحتاج المولد إلى قدرة كبيرة للمحافظة على المجال المغناطيسي وبذلك تزداد مشاكل التبادل الحراري وخسارات الطاقة الأخرى وهذا كله يؤدي إلى زيادة كلفة صنع وتشغيل المولد.

إن السبب في عدم استخدام غازات نقية يعود بسبب أن الذرات لها مساحة مقطع كبيرة جداً للتصادم مع الإلكترونات ولذلك فإن زيادة عدد هذه الذرات بنسبة كبيرة سيؤدي إلى

الوصول الى مرحلة معينة يكون فيها معدل انخفاض السرعة المؤثرة للالكترونات اكبر من معدل زيادة عددها ولذلك فان معامل التوصيل سيبدأ بالانخفاض. ان الحصول على اعلى توصيل يتم عادة عندما تكون نسبة تركيزا لغازات مساوية للنسبة بين مساحات مقاطع ذراتها تجاة الالكترونات.

## التصادم :

عند أصدام الإلكترون بذرة متعادلة فمن المحتمل ان يفقد جزء من زخمة ، ويعتمد هذا الجزء المفقود من الزخم على الزاوية التي يحدث بها التصادم . عند تصادم رأسي مع ذرة ثقيلة فقد يفقد الالكترون اغلب زخمة وبالتالي اتجاة سرعته ينعكس . احتمالية فقدان الزخم يمكن تمثيلها بدلالة مساحة المقطع العرضي ( $\sigma$ ) الذي يمثل امتصاص الذرة للزخم



الشكل يوضح الكترونات تسقط على شريحة ذات مساحة  $A$  ولها سمك  $(dx)$  وتحتوي على  $(n_n)$  من الذرات المتعادلة لوحدة الحجم . والالكترونات عند دخولها ضمن مساحة مقطع عرضي  $(\sigma)$  فأنها تفقد زخمها عدد الذرات في هذه الشريحة

$$n_n A dx$$

والجزء الذي يحوي هذه الذرات يكون

$$\frac{n_n A dx}{A} = n_n dx$$

فإذا كان فيض من الالكترونات  $(\Gamma)$  يسقط على هذه الشريحة فإن الخرز الذي ينفذ من الطرف الاخر يكون

$$\Gamma = \Gamma - \Gamma n_n dx$$

$$\frac{d\Gamma}{dx} = -n_n \Gamma$$

$$\Gamma = \Gamma_0 e^{-n_n x}$$

$$\Gamma = \Gamma_0 e^{-x/l_m}$$

حيث ان  $\lambda_m$  معدل المسار الحر =

وتمثل المسافة التي تصل فيها قيمة الفيض الساقط الى من قيمتها الابتدائية عند مسافة  $\lambda_m$  الجسيم لة احتمالية عالية لحدوث التصادم . ومعدل الزمن بين تصادمين لجسيم لة انطلاق  $v$  يعطي

ومعدل التردد للتصادمات يكون

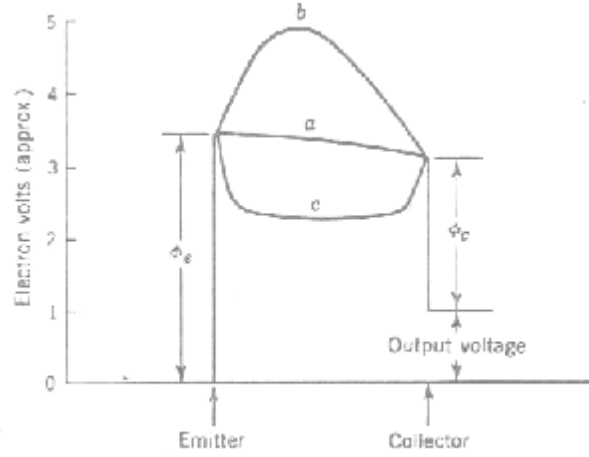
وعند اخذ توزيع ماكسويل للسرع يمكن ان يعرف هذا التردد ( التردد التصادمي )

$$u = n_n S v$$

## مولد ثنائي البلازما :

هو عبارة عن قطبين قريبين من بعضهما يكون الاول وهو الباعث في درجة حرارة عالية في حين يكون الثاني وهو الجامع في درجة حرارة واطئة مما يؤدي الى انبعاث الالكترونات من الباعث وانتقالها بين القطبين الى الجامع بحيث تتحول طاقتها الحركية ( المتولدة من الحرارة ) الى طاقة كهربائية في الدائرة الخارجية للثنائي . وهو في الواقع عبارة عن آلة حرارية تخضع لقوانين الترموداينمك وتتحدد كفاءتها في تحويل الطاقة حسب قانون دورة كارنو . يمكن الاستعانة بالشكل لمعرفة عمل الثنائي



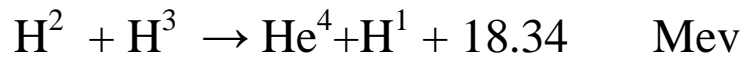


حيث تمثل  $\Phi$  ،  $\Phi$  هما دوال الشغل لكل من الباعث والجامع على التوالي في حين تمثل  $V$  مقدار الفولتية المتولدة عبر القطبين في الجهاز وهذا يعني انه عند تشغيل الجهاز فان علينا ان نعطي للالكترونات في الباعث طاقة تزيد عن  $\Phi$  لجعلها قادرة على الانفلات من الباعث حيث تتعرض هذه الالكترونات للسقوط خلال الجهد  $\Phi$  على الجامع وبذلك يتبقى لنا الجهد  $V$  لتشغيل الحمل الموجود في الدائرة الخارجية هنالك عدة عوامل تؤدي الى خسارات في كفاءة تحويل هذه الطاقة واهم تلك العوامل : انتقال الحرارة من الباعث الى الجامع مباشرة ، درجة الحرارة العالية

## الاندماج النووي:

يمكن اعتبار التفاعلات النووية الاندماجية التي تحدث في الشمس والنجوم الاخرى احد اهم الطرق التي قد تصبح في نهاية المطاف مسؤولة عن توفير معظم احتياجات الانسان من الطاقة في المستقبل

تأتي أهمية التفاعلات الاندماجية النووية كمصدر من مصادر توليد الطاقة من حقيقة ان الوقود اللازم لهذه التفاعلات يمكن ان يعتبر متوفرا ولفترة مستقبلية طويلة جدا بل وشبه لانهائية ذلك ان هذا النوع من التفاعلات يستخدم نظائر الهيدروجين وهما الديتريوم  $H^2$  والتريتيوم  $H^3$  كوقود اساسي . ولما كانت نسبة الترييوم في هيدروجين ماء البحر هي ١:٦٥٠٠ فهذا يعني ان الديتريوم الموجود في مياة البحر والمحيطات سيكون كافيا لتشغيل مفاعلات الاندماج النووي التي ستلبي حاجة الانسان من الطاقة لعدة الالف من السنين وعلى الرغم من عدم توفير التريتيوم بكميات كبيرة في الطبيعة الا ان هذا لا يشكل اية مشكلة حيث ان اية مفاعلات نووية اندماجية سيكون بمقدورها توليد الكميات اللازمة لتشغيلها من هذا النظير من تفاعل النيوترونات المتولدة في المفاعل مع عنصر الليثيوم الوفير في الطبيعة



المشكلة الرئيسية في تحقيق تفاعل اندماجي هي ان النوى المتفاعلة يجب ان تقترب من بعضها البعض الى مسافة في حدود  $10^{-14}m$  لكي يظهر تأثير القوى النووية القصيرة المدى.

وبما أن نوى الذرات تحمل شحنات موجبة فأنها تتنافر مع بعضها حسب قانون كولوم لذلك ولأجل التغلب على هذا التنافر الكهروستاتيكي والاقتراب إلى المسافة المطلوبة فإن من الضروري أن تكون الطاقة الحركية للنوى المتفاعلة مساوية أو أكبر من مقدار طاقة الجهد الكهربائي بين الشحنات المتنافرة عند تلك المسافة.

## قاعدة لوسن

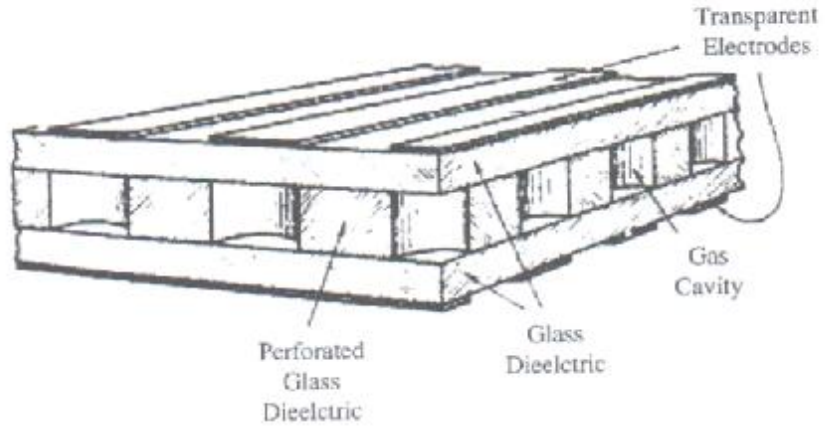
ان الوصول الى درجة حرارة كافية لاحداث التفاعلات الاندماجية لايمثل شرطا كافيا لعمل مفاعل اندماجي نحصل منه على الطاقة الشرط الذي يجب ان يتوفر في اى مفاعل اندماجي ناجح هو ان يقوم هذا المفاعل بانتاج اكبر كمية من الطاقة اكبر من تلك التي يستهلكها ويسمى هذا الشرط بقاعدة لوسن لاجل معرفة القيود التي تفرضها هذه القاعدة على خواص البلازما المستخدمة في المفاعل لنفترض ان لدينا بلازما مكونة من خليط بنسب متساوية من الديتريوم والتريتيوم كثافة مقدارها  $n$  من الجسيمات لكل وحدة الحجم وعند درجة حرارة  $T$  ان هذا يعني وجود  $2n$  من الالكترونات من هذه البلازما وعلى افتراض ان البلازما متعادلة كهربائيا ان موازنة الطاقة لهذه البلازما تتطلب ان تكون مقدار الطاقة المتولدة من عمليات الاندماج مساويا على الاقل للطاقة المصروفة لرفع درجة حرارة البلازما الى  $T$  أى ان

$$n\tau > 10^{14} \text{ cm}^{-3}\text{sec} \text{ for D-T}$$

ان هذه النتيجة تعني ببساطة ان علينا توليد بلازما عند درجة حرارة تزيد عن درجة حرارة الانتقاد والتي هي  $50 \times 10^6$  درجة مئوية لتفاعل DT وبكثافة كافية واحتواء هذه البلازما لفترة زمنية كافية  $\tau$  بحيث يصبح حاصل الضرب  $n\tau$  اكبر من  $10^{14}$  ان هذا الشرط قد ادى الى دفع حركة البحوث في مجال المفاعلات الاندماجية باتجاهين ينصب الاول على زيادة زمن احتواء البلازما الى اكبر حد ممكن في حين يعمل الاتجاه الثاني على الحصول على كثافات عالية وان كان ذلك لفترات احتواء اقصر

## شاشات البلازما :

الشكل (أ) يوضح اول نموذج للشاشة التي تم صنعها في جامعة Illinois والتي عبارة عن مجموعة متوازية من الاسلاك الرقيقة الموصلة التي تم ترسيبها على قاعدتين من الزجاج ومجموعة موصلة اخرى عمودية على كل واحدة. المسافة الفاصلة ما بين القاعدتين الزجاجيتين بحدود  $100\mu\text{m}$  وهذه الفاصلة تملأ بغاز خامل وذو ضغط يقارب نصف الضغط الجوي وتسلب فولتية مناسبة ما بين الاسلاك لأجل تأين الغاز.



الشكل (أ)

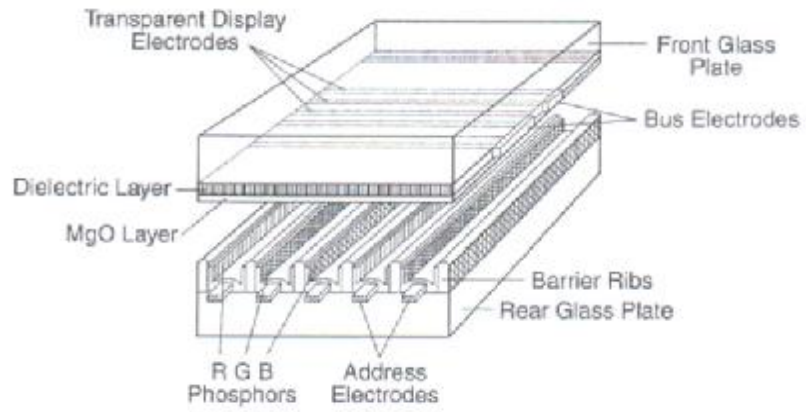
وبعد ذلك تم طرح للاسواق شاشة بلازما الغاز فيها صور الزينون والشكل (ب) يوضح هذا.

هذه الشاشات يمكن ان تعمل اما على AC أو DC

في حالة DC الغاز المستخدم يكون تماس مباشر مع الاقطاب والالكترونات المتولدة ضمن منطة التفريغ الكهربائي تتجه وتتحرك سريعا نحو الانود بينما الايونات تكون ابطئ في الحركة والانتقال الى الكاثود.

الفارق بين AC و DC هو فرق طفيف في حالة AC الاسلاك الموصلة تغطي بغشاء رقيق من العازل ويستخدم عادة اوكسيد الرصاص (PbO) والذي يمتلك ثابت عزل بحدود (15) ويكون سمكه بحدود (25 $\mu$ m) واغلب الشاشات التي تعمل AC يستخدم غشاء رقيق ذو سمك يتراوح (50 - 200 $\mu$ m) من مادة اوكسيد المغنسيوم MgO يعطى به PbO ويكون بتماس مباشر مع الغاز الفعال وهذا الازدواج بالاغشية العازلة يؤمن وظيفتين الاولى خزن الشحنة والانبعاث الالكتروني الثانوي .

الفولتية المطلوبة لأحداث تأين الغاز تعتمد على مقدار الفجوة وضغط الغاز ومقدار ما يضاف اليه.



الشكل (ب)