

TRƯỜNG ĐẠI HỌC KHOA HỌC TỰ NHIÊN TP HCM  
KHOA VẬT LÝ  
Bộ Môn Vật Lý Giảng Giảng

[www.mientayvn.com](http://www.mientayvn.com)

BÀI TẬP LUYỆN

# CÁC PHƯƠNG PHÁP CHẾ TẠO OÁN PLASMA

**GVHD:** PGS. TS. Lê Văn Hiếu

**HVTH:** Nguyễn Đăng Khoa  
Lê Thị Lụa  
Lý Ngọc Thủy Tiên  
Trần Thị Mỹ Hạnh  
Nguyễn Thanh Tú

Tp. HCM, Tháng 1/2010

# M C L C

## CH NG I: T NG QUAN CH N OÁN PLASMA

I. Khái ni  m plasma.....	2
II. Khái ni  m ch  n  oán plasma.....	2
III. Các ph  ng pháp ch  n  oán .....	2

## CH NG II: PH NG PHÁP U DÒ

I.  u dò t .....	4
II.  u dò t nh  i n Langmuir.....	5
III. Các lo i  u dò .....	13
1.  u dò phát x .....	13
2.  u dò Faraday .....	17

## CH NG III. PH NG PHÁP PHÂN TÍCH N NG L NG ION ..

## CH NG IV: PH NG PHÁP GIAO THOA K .....

## CH NG V: PH NG PHÁP PHÂN TÍCH PH PHÁT X .....

## CH NG VI: CÁC PH NG PHÁP KHÁC .....

I. Ph  ng pháp quay phim t  c  cao .....	40
II. Ph  ng pháp dùng sóng vô tuy  n.....	45
III. Ph  ng pháp  o phát x  neutron.....	48

# Chương I: TÍNH QUAN VỌNG CHỈ SỐ OÁN PLASMA

## I. Khái niệm plasma

Plasma được xem là trạng thái thứ tư của vật chất. Vật chất khi tiến tới trạng thái này xuất hiện các tính chất rất khác biệt so với các trạng thái vật chất khác, trong đó các dòng tác động trong môi trường này rất phức tạp. Do đó việc xác định các thông số cơ bản cho trạng thái plasma là rất khó khăn và được thể hiện thông qua các phương pháp chẩn đoán plasma.

## II. Khái niệm chẩn đoán plasma

Chẩn đoán plasma là nghiên cứu các hiện tượng vật lý tỉ mỉ bên trong plasma, từ đó suy ra các tính chất của plasma. Nghiên cứu các tính chất của plasma bắt đầu từ mô tả các hiện tượng và việc thiết lập những nguyên nhân mà trong đó plasma có thể hình thành và phát triển. Tiếp theo là phân tích các tính chất của plasma, và tiến hành các phép đo các tham số vật lý của plasma như mật độ electron, mật độ ion, nhiệt độ, thành phần plasma. Việc xác định hay đo các tham số nào của plasma cũng là vấn đề rất phức tạp. Các phương pháp đo nhiệt độ, mật độ, thành phần của plasma gọi chung là các phương pháp chẩn đoán plasma.

## III. Các phương pháp chẩn đoán plasma

Vật lý thực nghiệm đã nghiên cứu rất nhiều về các chất khí bình thường (khí thực) nhưng khi nghiên cứu plasma lại gặp phải những khó khăn phức tạp vô cùng, những việc cùng một hiện tượng vật lý nhưng những dạng vật lý khác nhau thường cho kết quả khác nhau. Chính vì vậy, việc rút ra một kết luận nào đó về một tính chất của plasma chỉ dựa vào một dạng đo riêng biệt là sai lầm. Do đó không thể chỉ dựa vào số liệu tra nghiệm mà dựa trên các chẩn đoán chính xác về tính chất của plasma.

**III. Một số phương pháp chẩn đoán plasma thường được áp dụng trong nghiên cứu plasma là:**

- Phương pháp u dò
  - u dò tĩnh điện Langmuir
  - u dò t
  - u dò sóng vô tuyến
- Phương pháp phân tích quang phổ
- Phương pháp phân tích nồng độ ion
- Phương pháp giao thoa
- Phương pháp quay phim tốc độ cao
- Phương pháp tán xạ Thomson

Chúng ta sẽ tìm hiểu các đặc trưng của từng phương pháp và phạm vi ứng dụng của nó trong nghiên cứu plasma.

# Chương I: PHƯƠNG PHÁP U DÒ

## I. U DÒ T TR NG

### 1. Khái quát về u dò t tr ng

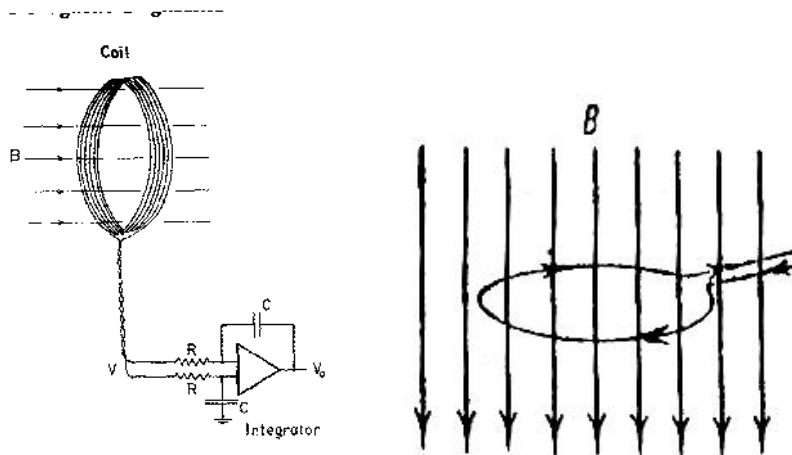
Khi tiến hành chẩn đoán plasma, cần thiết phải biết các phân bố năng lượng trong quang phổ, đó là nhiệm vụ rất quan trọng và phức tạp. Sự thật là t tr ng liên hệ chặt chẽ với các tính chất của plasma.

Khi biết sự phân bố t tr ng, ta có thể thiết lập sự phân bố dòng điện trong bản thân plasma. Ngoài ra có thể biết các nhiệt độ của plasma.

### 2. Cấu tạo u dò t

U dò t tr ng là một vòng dây rất nhỏ có kính chiếu vào khoảng 1mm. Vòng dây có giá đỡ và được phóng điện như bình thường.

U dò có thể đưa vào một môi trường nào thu được quang phổ của chất khí. Nếu biết nhiệt độ t tr ng trong vòng dây của u dò sẽ cho biết nhiệt độ, mà theo giá trị của nhiệt độ có thể tính toán các đặc tính nhiệt động học trong quang phổ. Một máy dao động ký dùng ghi nhiệt độ này.



u dò t tr ng

### 3. Hạn chế của u dò t

Vì cấu tạo của u dò t tr ng đôi khi không thể áp dụng được khi các chất tạo nên u dò bị biến đổi, làm xuất hiện nhiễu xạ trong plasma.

Một khó khăn rất cơ bản là các u dò nh h ng n quá trình c a s phóng  
i n. i u này làm gi m chính xác c a u dò t tr ng.

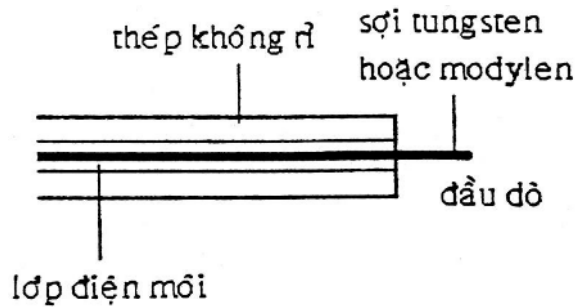
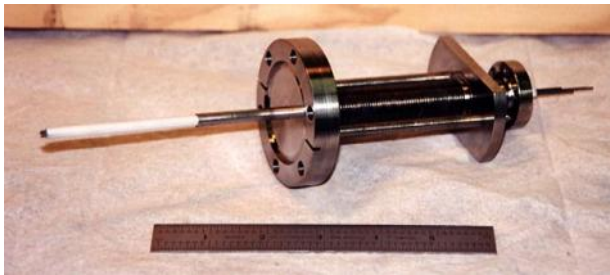
## II. u dò i n

Trong s các ph ng pháp ch n oán plasma, u dò i n c xem là ph ng pháp tỉ n l i và chính xác nh t.

### 1. u dò t nh i n Langmuir

#### a) C u t o

u dò t nh i n Langmuir là m t s i dây kim lo i m nh hình tr , bên ngoài c bao b c b i ch t cách i n d c theo chi u dài, ch h m i nh n c a s i dây g i là u dò. Kích th c u dò vào c vài mm n vài cm.

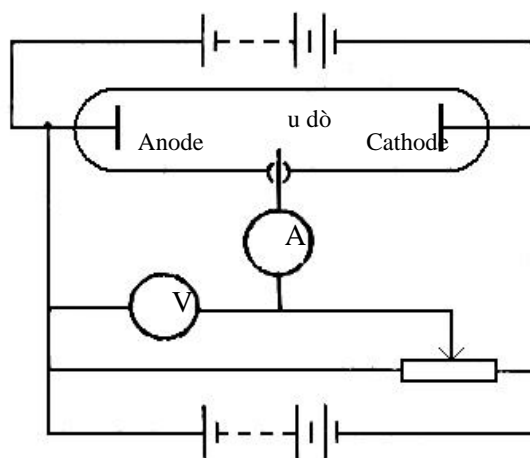


C u t o u dò Langmuir

#### b) Nguyên lý ho t ng

u dò c t trong plasma. Ph n m ch ngoài m c thêm m t ampe k và m t vôn k , chúng cho phép xác nh s ph thu c c a c ng dòng i n vào i n th gi a anode và u dò.

N u ta thay i hi u i n th gi a anode và u dò, dòng i n qua u dò c ng s thay i, nh ó ta nh n c nh ng thông tin v dòng h t, m t i n tích, s chuy n d ch và khuỵ ch tán.



Sơ đồ mạch ngoài nghiên cứu u dò

Vì loại u dò này ta có thể qua sự phát xạ nhiệt điện của nó do có công thoát nhiệt điện khá lớn. Do đó, nó còn có giá trị là u dò lạnh và dùng trong nghiên cứu plasma nhiệt thấp.

Như chuyển động nhiệt của mình, các electron không ngừng va chạm vào bề mặt của u dò. Khi biết giá trị dòng điện bão hòa và vận tốc chuyển động nhiệt của các electron, ta có thể biết các tham số cơ bản của plasma như mật độ electron và nhiệt độ của plasma.

### c) Ảnh hưởng của u dò lên plasma

Đối với các thông số cơ bản của plasma thì u dò phụ thuộc trong vùng plasma khảo sát. Tuy nhiên, dòng u dò có thể làm cho các thông số của plasma thay đổi một cách đáng kể. Vì khi điện trường ngoài vào, hệ plasma sẽ bị phân cực trong thế tích vô hạn, sinh ra mật độ chuyển động nào đó của điện tích trong các chúng làm màn chắn điện trường ngoài. Do đó, kích thước của u dò càng bé thì các thông số đo càng chính xác.

### d) Cơ sở lý thuyết của phương pháp u dò nhiệt điện

Theo lý thuyết của Langmuir, mối liên hệ giữa điện thế và cường độ dòng điện của u dò (còn gọi là đặc trưng Volt – Ampe) chỉ tồn tại mãi khi phân bố vận tốc hạt mang điện có dạng Maxwell.

### i) Sự hình thành thế nhiệt điện và thế plasma



- Khi  $a$  u dò vào bên trong plasma, trên  $a$  u dò c ng xu t hi n vùng i n tích không gian do các electron khu ch tán t o ra, các electron này s kéo theo các ion đ ng thành l p màn ch n t nh i n làm xu t hi n vùng i n tr ng vùng bao quanh  $a$  u dò, chính màn ch n t nh i n này l i ng n các s khu ch tán ti p c a các electron k ti p, trong khi các ion đ ng ngày càng ti n n g n b m t  $a$  u dò m t nhi u h n, cho n khi t c tr ng thái cân b ng v òng i n tích trong vùng không gian bao quanh  $a$  u dò.

Theá tạo ra ñi òc s i cân b ng này gọi là theá ñi òc (floating potential)  $V_f$

Khi ñi òc trong plasma cũng ñi òc trạng thái cân b ng về theá theá ñi òc gọi là theá plasma (plasma potential)  $V_p$ .

chênh l ch  $V_s = V_p - V_f$  c g i là th bao (sheath potential).

## ii) Xác nh òng i n u dò

Khi th  $a$  u dò l n h n th plasma  $V > V_p$ : các ion đ ng n  $a$  u dò s b y tr l i môi tr ng plasma ng th i các electron b hút vào  $a$  u dò,

Khi th  $a$  u dò nh h n th plasma  $V < V_p$ : thì ng c l i, các ion đ ng b hút vào  $a$  u dò trong khi ó các electron b y ra xa  $a$  u dò.

V y òng qua  $a$  u dò có th là òng âm ho c òng đ ng là tùy thu c vào hi u th plasma  $V_p$  v i  $a$  u dò  $V$ , khi òng t ng c ng qua  $a$  u dò b ng không thì th  $a$  u dò b ng th n i  $V = V_f$ .

## iii) Tính m t òng c a ion n u dò

Tr c h t ta gi thi t

- Trong vùng ám mây i n tích bao quanh  $a$  u dò không có tái h p gi a các i n tích, nó có ngh a là òng ion trong vùng này là h ng s và n ng l ng c a nó c b o toàn.

- T i v trí ranh gi i gi a vùng trung tính v i vùng không trung tính ( $x=0$ ) thì  $n_e(0) = n_{e0} = n_i(0) = n_{i0} = n_s$

- N ng c a electron tuân theo phân b Boltzmann:

$$n_e(x) = n_{e0} \exp \left\{ -\frac{e(V(0) - V(x))}{kT_e} \right\} \quad (1)$$

• Nhiệt độ của ion  $T_i \sim 0$  (eV)

+ Tại vị trí  $x=0$  thì  $V=0$ , các ion có vận tốc ban đầu  $v_s = v(0)$  xác định  $v(x)$  ta dùng nguyên lý bảo toàn năng lượng:

$$\frac{1}{2} M_i v^2(x) = \frac{1}{2} M_i v_s^2 - eV(x) \quad (2)$$

và điều kiện bảo toàn dòng của dòng (khi thu được là âm  $V(d) < 0$ )

$$n_i(x)v(x) = n_{i0}v_s \quad (3)$$

T (3) và (4) ta có mật độ ion phân bố theo trục x:

$$n_i(x) = n_{i0} \left( 1 - \frac{2eV(x)}{M_i v_s^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (.5)$$

+ Thế phương trình Poisson:

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_s(x) - n_i(x))$$

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{en_s}{\epsilon_0} \left[ \exp \left\{ \frac{eV(x)}{kT_e} \right\} - \left( 1 - \frac{2eV(x)}{M_i v_s^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \quad (.6)$$

+ Giải phương trình (6) bằng cách chuyển các biến thành không gian nguyên ta thu được nghiệm duy nhất của nó khi điều kiện sau đây thỏa:

$$v_s \geq v_B = \left( \frac{kT_e}{M_i} \right) \quad (7)$$

Điều kiện trên chính là tiêu chuẩn Bohm. Điều kiện này có nghĩa rằng các ion dòng chính của dòng phải có vận tốc  $v_s \geq v_B$

Tiếp theo ta xét trong toàn không gian còn lại của plasma và sử dụng điều kiện chuẩn trung hòa của plasma  $n_i(x) \approx n_e(x)$  với  $x \ll 0$

$$n_i(x) = n_e(x) \Leftrightarrow n_i(x) = n_0 \exp \left( \frac{V(-\infty) - V(0)}{kT_e} \right) \quad (8)$$

+ Giả thiết rằng nguyên lý của các ion là chuyển động nhiệt vận tốc  $v_B$

$$V(-\infty) - V(0) = \frac{1}{2e} M_i v_B^2 = \frac{kT_e}{2e} \quad (9)$$

T (8) và (9) có dòng ion trong dòng

$$J_i = en_i v_B = en_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \approx 0.61 en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \approx \frac{1}{2} en_0 v_B \quad (10)$$

#### iv) Tính mật độ dòng electron

+ Hàm phân bố năng lượng của electron giả thiết tuân theo Maxwell

$$f_x(E) = n_0 \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_e v_x^2 - e(V(-\infty) - V(0))}{kT_e}\right) \quad (11)$$

+ Mật độ dòng electron trong u dòn

$$\begin{aligned} J_e &= \int_{v_{\min}}^{\infty} e f_x(E) dv_x \\ &= en_0 \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{v_{\min}}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_e v^2 - e(V(-\infty) - V(0))}{kT_e}\right) dv_x \end{aligned} \quad (12)$$

- Trách nhiệm của gia tốc trong plasma là hằng số nên

$V(-\infty) = V(0)$ , và giá trị  $v_{\min}$  xác định từ điều kiện bảo toàn năng lượng trong u dòn:

$$\frac{1}{2} m_e v_{\min}^2 - eV_p = -eV \Rightarrow v_{\min} = \sqrt{\frac{2e(V_p - V)}{m_e}} \quad (13)$$

Thay (13) vào (12) và lấy tích phân ta có:

$$J_e = n_0 e \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left\{-\frac{e(V_p - V)}{kT_e}\right\} = \frac{1}{4} n_0 e \langle v \rangle \exp\left\{-\frac{e(V_p - V)}{kT_e}\right\} \quad (14)$$

$$\langle v \rangle = \left(\frac{8m_e}{\pi kT_e}\right)^{\frac{1}{2}}$$

#### v) Mật độ dòng tổng hợp trong u dòn

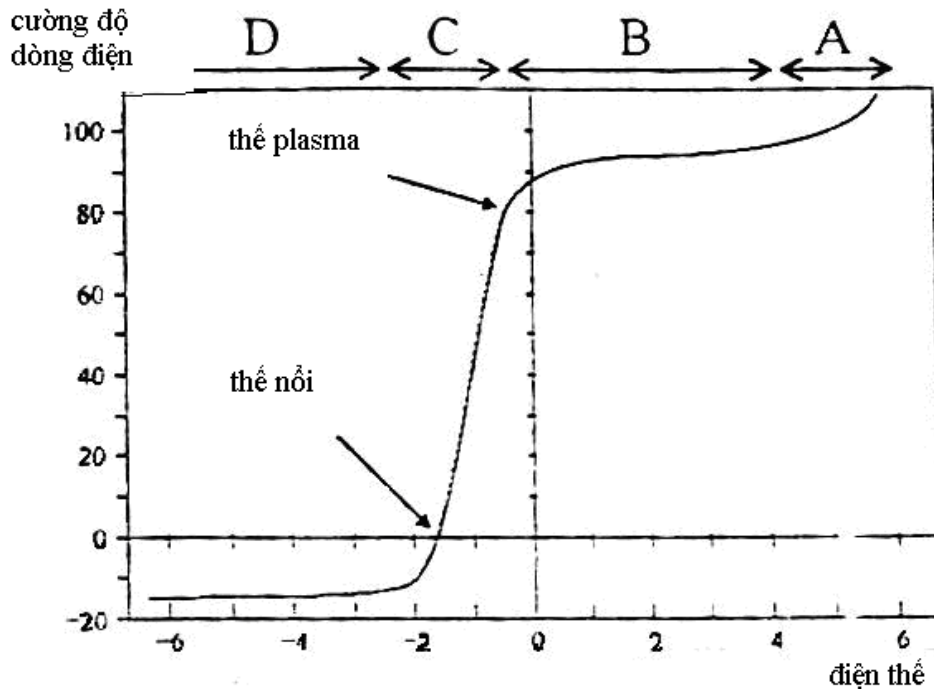
Từ công thức (10) và (14) và vì A là điện tích của u dòn, ta có tổng dòng thu được:

$$I = AJ_e - AJ_i = A \frac{1}{4} n_0 e \langle v \rangle \exp\left\{-\frac{e(V_p - V)}{kT_e}\right\} - A \frac{1}{2} en_0 v_B \quad (15)$$

hay 
$$I = A \frac{1}{2} e n_0 v_B \left\{ -1 + \left( \frac{2M_i}{\pi m_e} \right) \exp \left( -\frac{e(V_p - V)}{kT_e} \right) \right\} \quad (16)$$

vi) **ng c tr ng Volt – Ampe:**

- Ta có ng c tr ng Volt – Ampe:



ng c tr ng Volt – Ampe c chia thành 4 miền: A, B, C, D

+ Miền A: Khi thế u dòn h n th plasma n nó có th thay th cho anode hút các dòng i n tích.

+ Miền B: Khi thế u dòn V g n b ng th plasma  $V_p$ , lúc này không t n t i màn ch n i n bao quanh u dòn. B m t u dòn thu nh n dòng ion và electron  $v_2$  ch m vào nó, nh ng dòng electron l n h n r t nhi u dòng ion nên nó x p x b ng:

$$I_p = eA \frac{1}{4} n_0 \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

+ Miền C: Khí th u dòn h n th plasma, nó b t u y các electron, ng th i các ion đ ng b t u b hút v phía u dòn tuy nhiên nó còn khá nh so v i dòng electron. Ch có các electron nào có ng n ng m i t i c u dòn, v i v n t c nh nh t có th tính c t nh lu t b o tòn n ng l ng:

$$\frac{1}{2}m_e v_{\min}^2 = e(V_p - V) \quad (18)$$

Từ công thức (14) ta có:

$$I = eAn_0 \left( \frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left( -\frac{e(V_p - V)}{kT_e} \right) \quad (19)$$

Nếu  $V = V_f$  dòng qua u dò bằng 0:

$$I = 0 = A \frac{1}{2} en_0 v_B \left\{ -1 + \left( \frac{2M_i}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left( \frac{e(V_f - V_p)}{kT_e} \right) \right\} \quad (20)$$

Từ đó ta thu được nhiệt điện thế:

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{2(V_f - V_p)}{\ln\left( \frac{2M_i}{\pi m_e} \right)} \quad (21)$$

+ Miền D: các ion dòng có chuyển động ngẫu nhiên xuyên qua vùng màn chắn thì nhiệt độ của u dò thu nhận, cùng với nó là phần màn chắn bằng 0 do thế của u dò ( $n_u V \ll V_p$  thì ta phải xét sự phát xạ nhiệt điện của các electron thoát ra khỏi màn chắn và các electron thoát ra khỏi màn chắn này va chạm mạnh với dòng ion tới u dò). Phương trình cân bằng của dòng ion khi này suy ra từ công thức (10):

$$I = \frac{1}{2} A e n_0 v_0 \quad (22)$$

Vậy ta có thể xác định các thông số còn lại như điện trở suất trong các thông số plasma.

### Nhận xét

- Nếu  $V < V_p$  thì dòng electron ở u dò thay đổi theo quy luật hàm mũ, đó là ta sẽ gặp hàm phân bố của electron tuân theo phân bố Maxwell-Boltzmann.
- Khi  $V > V_p$  thì dòng electron vận tốc tập trung vào giá trị gần bằng màn chắn plasma.
- Tại vị trí  $V = V_p$  thì đường cong Volt - Ampe có công suất lớn nhất. Vì thế để xác định thế plasma ta dựa vào điều kiện sau: đồ hàm bậc hai của dòng u dò tại vị trí  $V = V_p$  có giá trị cực đại  $I''(V_p) = I''_{max}$  hoặc  $I''(V) = 0$ , điều kiện này gọi là tiêu chuẩn Druyvesteyn.

### vi) Hàm phân bố năng lượng electron:

Những tính toán lý thuyết phân tử dựa vào giả thiết hàm phân bố năng lượng của electron tuân theo phân bố Maxwell - Boltzmann, nhưng trên thực tế không phải lúc nào như vậy. Cho phù hợp phân các kết quả thực nghiệm, người ta đã đưa ra công thức tổng quát hơn cho hàm phân bố là hàm phân bố năng lượng của electron thì phụ thuộc vào số hàm bậc hai của dòng điện theo thứ tự như sau:

$$f(E) = 2 \frac{\sqrt{2m_e}}{(e^3 A)} \sqrt{E} \frac{d^2 I}{dV^2} \quad (23)$$

$$\text{với } E = V_p - V$$

Thực hiện biến đổi dòng điện bằng cách áp dụng xoay trục vào trục vận tốc, thực hiện khai triển Taylor dòng điện theo hàm bậc hai, thay vào công thức (23) ta có dạng tổng quát của hàm phân bố năng lượng electron:

$$f(E) = 2 \frac{\sqrt{2m_e}}{(e^3 A)} \sqrt{E} \exp(-bE^x) \quad (.24)$$

Với  $b, x$  là các hằng số. Nếu  $x = 1$ : hàm phân bố Maxwell, nếu  $x = 2$ : hàm phân bố Duyvesteyn.

### vii) Chọn oán các thông số của plasma

#### Nhiệt electron

Ta có biểu thức

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{2(V_f - V_p)}{\ln\left(\frac{2M_i}{\pi m_e}\right)}$$

Dựa vào các thông số  $m_e, k, e, M_i, V$  ta xác định nhiệt electron

#### Năng lượng electron hay ion có trong plasma

Thể tích tính công dòng electron bão hòa khi  $V = V_p$ :

$$I_p = eAn_0 \left( \frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Với nhiệt electron trong plasma đã xác định trên, ta có thể tính công năng electron (hay ion) trong plasma:

$$n_0 = \frac{I_p}{eA \left( \frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}}}$$

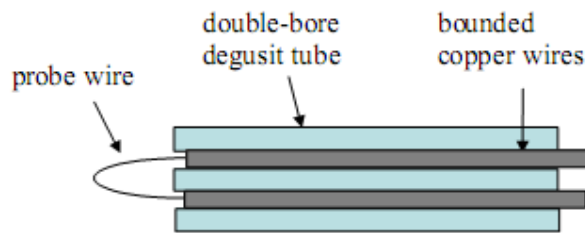
### III. M t s lo i u dò

#### 1. u dò phát x

##### a) Gi i thi u

u dò phát x c s d ng nh m t d ng c o c thích h p xác nh th plasma trong nhi u lo i plasma, t plasma nhi t th p n plasma nhi t cao, plasma áp su t th p n plasma áp su t cao. Ph ng pháp này có u i m là s d ng c trong plasma mà v ch a plasma không d n i n, s d ng c trong c plasma t n s sóng vô tuy n mà th plasma c a nó th ng thay i b t th ng, và m t u i m n a là b m t c a nó c gi s ch trong su t quá trình o.

C u trúc c a m t u dò phát x : dây u dò làm b ng tungsten ng kính c 1.5mm. S k t n i i n gi a dây u dò và ng ng d n c t o r a b i nh ng dây ng nh c g n ch t xung quanh dây u dò. u dò c t vào m t ng b ng g m (ho c m t ch t nào ó cách i n) có hai l khoan v i ng kính chính kho ng 2.4mm.



##### b) Ho t ng:

Vì c o c b ng u dò phát x ph thu c vào nguyên lí c b n ó là: N u th u dò là d ng so v i th plasma, các electron phát ra v i n ng l ng th p b hút tr l i u dò. Trong tr ng h p này dòng u dò là không thay i b i s phát x ra các electron. N u th u dò là âm so v i th plasma, các electron phát x có th i vào plasma.

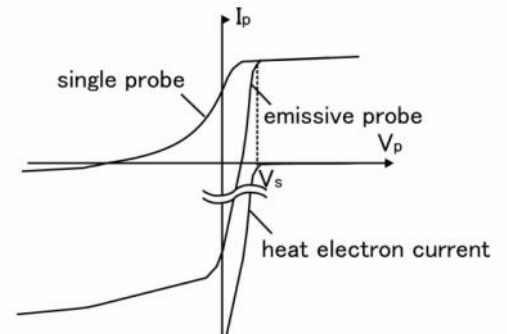


Figure 3.2: I-V characteristic of emissive probe.

Nếu áp dụng nhiệt độ nóng cho khí phát xạ electron, dòng điện tổng cộng, là một hàm của nhiệt độ, cho bởi công thức:

$$I_p(V_p) = I_i + I_{em} - I_e$$

$I_i$  và  $I_e$  xác định ngay nhiệt độ Langmuir. Nhiệt độ phát xạ  $I_{em}$ , chúng ta coi nhiệt độ là  $T_w$ , áp dụng phát xạ phát ra các electron nhiệt có năng lượng vào khoảng  $kT$ . Khi nhiệt độ âm hơn nhiệt độ plasma, các electron nhiệt đi vào trong plasma. Ngược lại, qua giới hạn nhiệt độ không gian, dòng phát xạ cho bởi công thức Richardson:

$$j_{em} = A^* T_w^2 \exp\left[-\frac{e\phi_w}{kT_w}\right] \quad (3.6)$$

Dòng phát xạ:

$$I_{em} = A_{em} A^* T_w^2 \exp\left(-\frac{e\phi_w}{k_B T_w}\right)$$

Nơi  $A_{em}$  là diện tích phát xạ,  $A^*$  là hằng số Richardson,  $T$  là nhiệt độ của áp dụng và  $\phi_w$  là công thoát điện tử của áp dụng.

Khái niệm về áp dụng phát xạ có thể mô hình như sau:

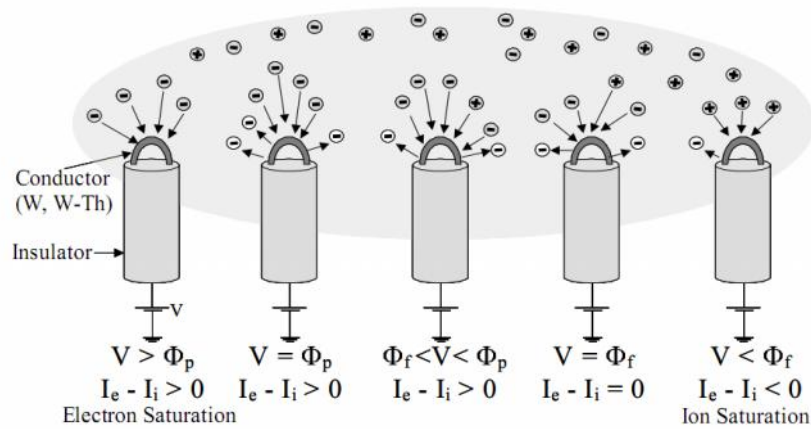


Figure 2.5 Emissive probe concept.

Trong plasma với áp dụng phát xạ người ta dùng 2 phương pháp chính: phương pháp thụ động, phương pháp chủ động.



▪ Ph ng pháp th u n:

Ph ng pháp này chú ý t i dòng phát x electron.

N u th u dò là d ng so v i plasma, ng c tr ng c a u dò phát x và

u dò Langmuir là nh nhau. N u th u dò là âm so v i th plasma, dòng electron phát x s ph thu c vào nhi t dây u dò, và dòng t ng c ng s gi m nhanh t i vùng electron tr .

H i n t ng này không x y ra u dò Langmuir vì nó không nóng làm phát x electron. Do ó, u dò Langmuir c g i là u dò l nh, còn u dò phát x c g i là u dò nóng. Th mà t i ó xu th i n i m u n trên ng c tr ng c a u dò phát x t ng ng v i th plasma. Nh v y, nguyên t c c a ph ng pháp này là d a trên v i c xác nh tr c t i p th plasma t ng c tr ng u dò phát x .

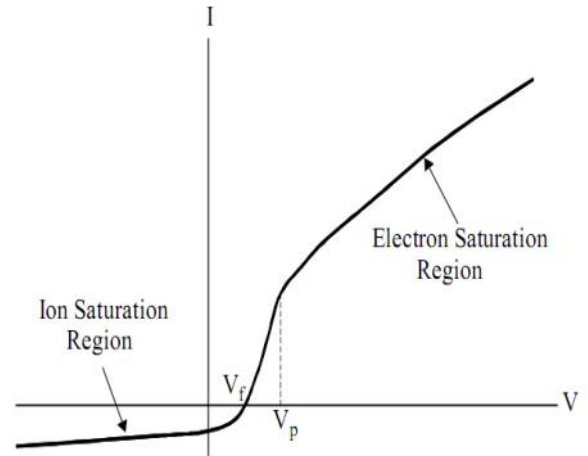
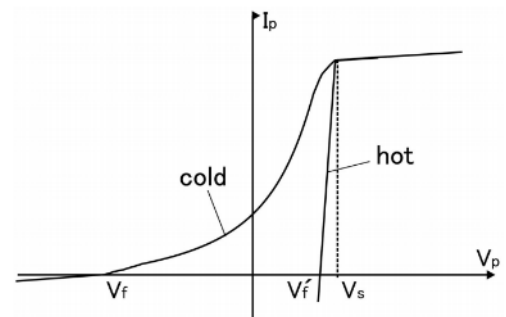


Figure 2.6 General appearance of the I-V characteristic for an emissive probe.

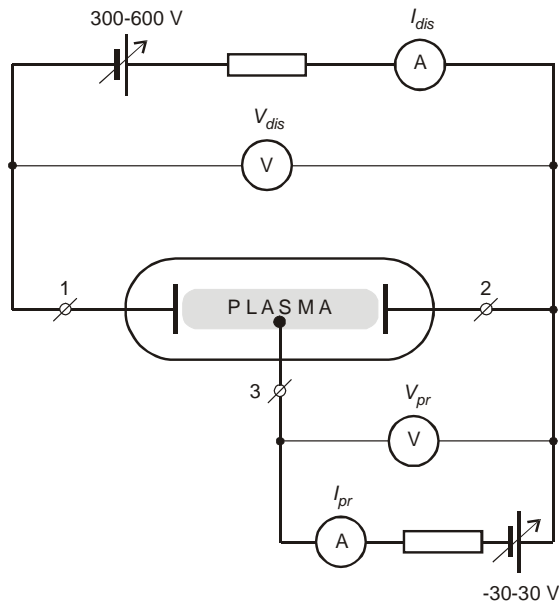
▪ Ph ng pháp th n i: ph ng pháp

này bao g m v i c o các th n i c a u dò các dòng nhi t khác nhau. Khi dòng nhi t t ng lên, th n i c a u dò s d ch chuy n (t ng) cho n khi nó t giá tr bão hòa ng v i th plasma. Ph ng pháp này c n ph i có s phát x electron l n

g n gi i h n i n tích không gian. i v i phát x m nh, khi d òng u dò t i n giá tr bão hòa  $V_f$  s t i n n r t g n  $V_s$ . Tuy nhiên, th o c trong th c t th ng không chính xác là th plasma. B i vì m t ph n các electron b hút ng c v phía u dò do t n t i m t th r t nh gi a b m t u dò và plasma. Chính i u này ã ng n không cho th u dò t i n n chính xác th plasma.



Trong th c t , o th u dò, dòng i n u dò, ng i ta th ng s d ng Vôn k và Ampe k m c theo s sau:



Sử dụng các dụng cụ đo trong plasma  
 Để đo dòng điện và điện thế thu thập Ampe k và Vôn k, ta vẽ các đồ thị I-V, để xác định các tham số plasma theo mô tả trong các phương pháp trên.

## 2. Điện dò Faraday

### a. Mô tả

Điện dò Faraday là một dạng cụ thể của điện dò dòng. Có nhiều loại điện dò khác nhau: điện dò nung (nude probe), điện dò dạng chén (cupped probe), điện dò chùm tia (collimated probe), điện dò lưới (gridded probe), điện dò lọc từ (magnetically filtered probe)... Tuy nhiên các loại điện dò này



đều có cấu tạo cơ bản sau: điện dò Faraday bao gồm một vành góp phẳng nằm trong một vòng bảo vệ đặt trong một thùng kín trong khoảng 12V- 30V để hút electron. Các vành góp và vòng bảo vệ đặt cùng một thế làm giảm hiệu ứng bắn ngược cách tạo ra một màn chắn ngăn chặn trực tiếp vành góp. Tuy nhiên, dòng điện chính chảy trên vành góp. Vành góp thường làm bằng thép không gỉ và các phụ kiện làm bằng tungsten để giảm sự phát xạ electron thất thoát bắn phá ion. Vòng bảo vệ để che chắn vành góp khỏi các ion nặng lắng đọng trên bề mặt phía bên ngoài vành góp.

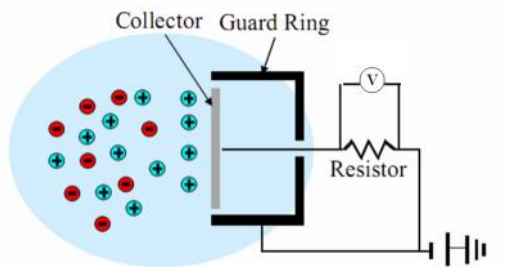
## 2. Thi t k u dò

M t u dò Faraday có th gây ra s nhi u lo n plasma, do ó nh h ng x u n vi c o c. Thi t k m t u dò tí hon giúp làm gi m s nhi u lo n plasma và ng th i cho phép nâng cao phân gi i. làm gi m hi u ng b xung quanh vành góp, l p v tr c vành góp ph i ph ng và ng nh t. i u này òi h i kho ng tr ng gi a vành góp và vòng b o v ph i nh m b o m t s ph lên nhau c a l p v vành góp và vòng b o v . Vành góp và vòng b o v ph i c làm b ng các v t li u có i m nóng ch y cao và s phát x electron th c p t s b n phá ion th p. Cu i c ùng, th hi u d ch c a u dò, dùng y eletron, c n ph i nh không làm bi n i qu o c a ion và làm t ng s t p h p c a các ion.

## 3. Ho t ng

M t dòng c o d a trên nguyên lý: Khi các ion p vào b m t c a vành góp, các electron ch a trong ph n kim lo i c a u dò Faraday tuôn ra b m t u dò trung hòa các ion t p trung trên b m t. Các electron di chuy n t o ra dòng i n u dò, dòng này b ng v i dòng ion. M t dòng c xác nh b i t s c a dòng ion và di n tích c a vành góp.

$$j = I/A = nqv$$



S ho t ng c a u dò Faraday

th th hi n s ph thu c c a m t dòng vào v trí g

Trong th c nghi m: Ng i ta s d ng vôn k o i n th u dò V, sau ó m t dòng s c tính nh sau:

$$j = \frac{V}{RA}$$

V i R là i n tr trong m ch, A là ti t di n u dò.

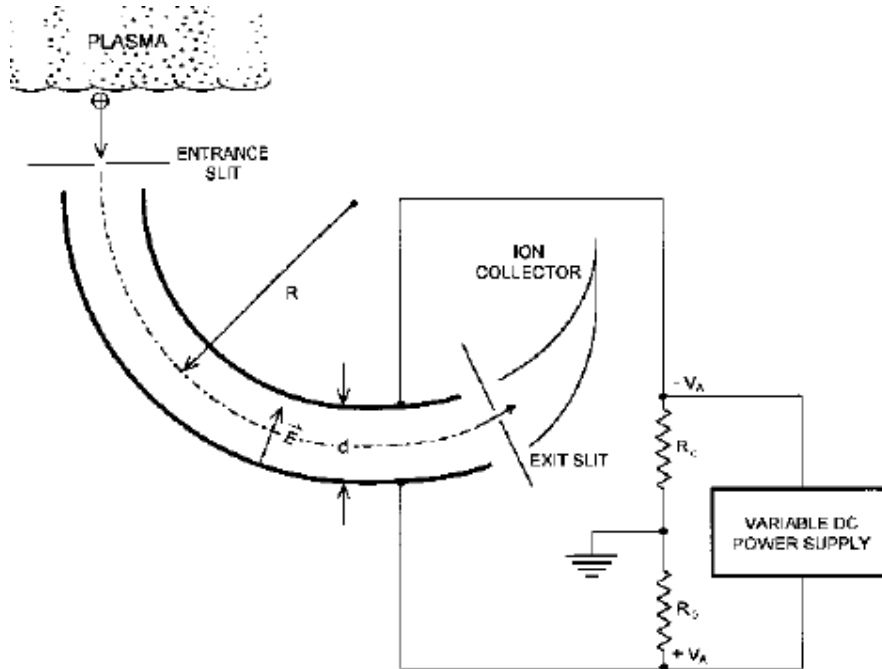
Mặt dòng có vị trí góc khác nhau thu được phân bố mặt dòng. Sự phân bố mặt dòng có thể sinh ra dòng tia mà có thể nhận góc phân bố của dòng chảy.

U dòng Faraday mô hình số vị dòng Langmuir, tuy nhiên nó chỉ có mặt dòng mà không có nhiệt của electron. Quét mặt dòng Faraday qua mặt dòng chảy bên trong cung cấp dòng tia tăng cho việc tính toán hiệu suất. Dòng điện dòng Faraday có thể xem là khá dễ dàng thích, mặc dù trong buồng chân không, hiệu ứng của sự chuyển vị ion tích điện áp suất cao hơn phải xem xét. Kết quả của cùng sự chuyển vị ion tích điện trên mặt dòng là mặt vài dòng có thể tách khỏi tâm của chùm tia, thay thế bởi các ion nhanh, và mở rộng góc tia trên các vị trí trung hòa phân bố ngẫu nhiên trước đó.

## CHƯƠNG III: PHƯƠNG PHÁP PHÂN TÍCH NĂNG LƯỢNG ION

### 1. Máy phân tích năng lượng dùng bẻ cong (curved-plate energy analyzer)

Trong phép phân tích năng lượng dùng khúc xạ, phương pháp thông dụng xác định năng lượng là máy phân tích năng lượng dùng bẻ cong, có mô tả sơ đồ nguyên lý như hình 5.5



#### Nguyên tắc hoạt động của máy phân tích năng lượng dùng bẻ cong.

Trong một máy phân tích, các ion từ plasma có thể đi qua một màn chắn vào khu vực bẻ cong. Các ion chuyển động trong điện trường theo hướng chính giữa các tấm bẻ cong đồng song song với nhau. Chỉ có các ion chuyển động theo hướng cong chính giữa các tấm bẻ cong đến detector và xuyên suốt khe ra, các ion có các năng lượng khác nhau sẽ đi vào detector tại các vị trí khác nhau, do đó mà ta có thể xác định được hàm phân bố năng lượng. Do các ion chuyển động trên quỹ đạo cong nên lực ly tâm tác động lên ion đóng vai trò là hướng tâm:

$$F_r = eE_r = \frac{Mv_i^2}{R(1)}$$

Điện trường xuyên tâm giữa các tấm bẻ cong có bán kính cong trung bình  $R$  và chiều dài  $l$  của điện trường giữa các tấm bẻ cong cách nhau một khoảng  $d$ , hiệu điện thế giữa các tấm bẻ cong cho bởi:

$$E_r = \frac{2V_A}{d(2)}$$

Trong trường hợp các bản song song duy trì điện thế không đổi thì có thể biến đổi, hai đầu dây nối với 2 bản công suất. Khi điện trường đi vào và đi ra, vì vậy các ion sẽ không bị làm lệch hướng khi đi vào và đi ra khỏi các bản công. Vì thế hiệu điện thế giữa 2 bản công và điện thế là  $V_A$

Điện trường Joule của các ion:

$$E_i = \frac{Mv_i^2}{2} = eE_i'(3)$$

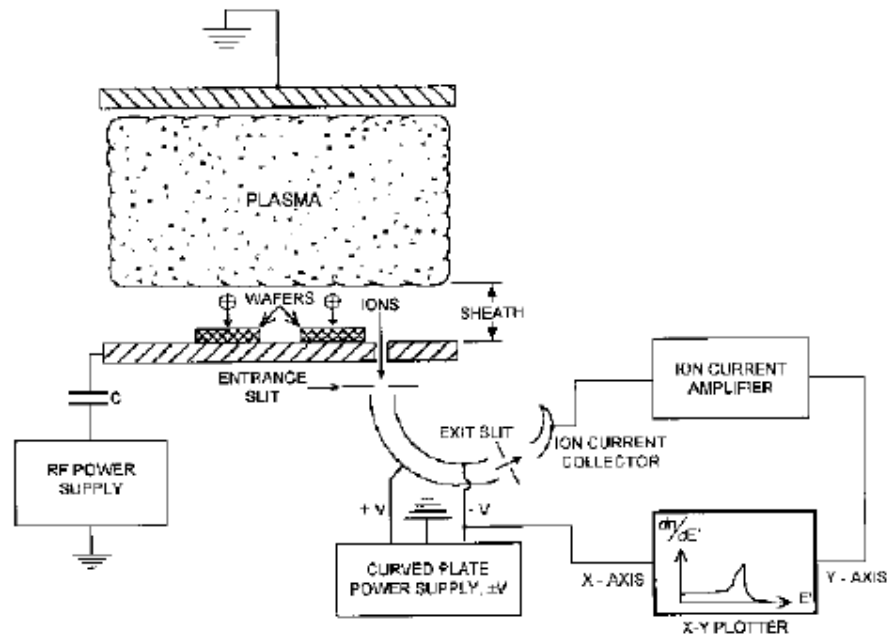
Thay (1),(2) vào (3) ta có:

$$\frac{2eV_A}{d} = \frac{2E_i}{R} = \frac{2eE_i'}{R(4)}$$

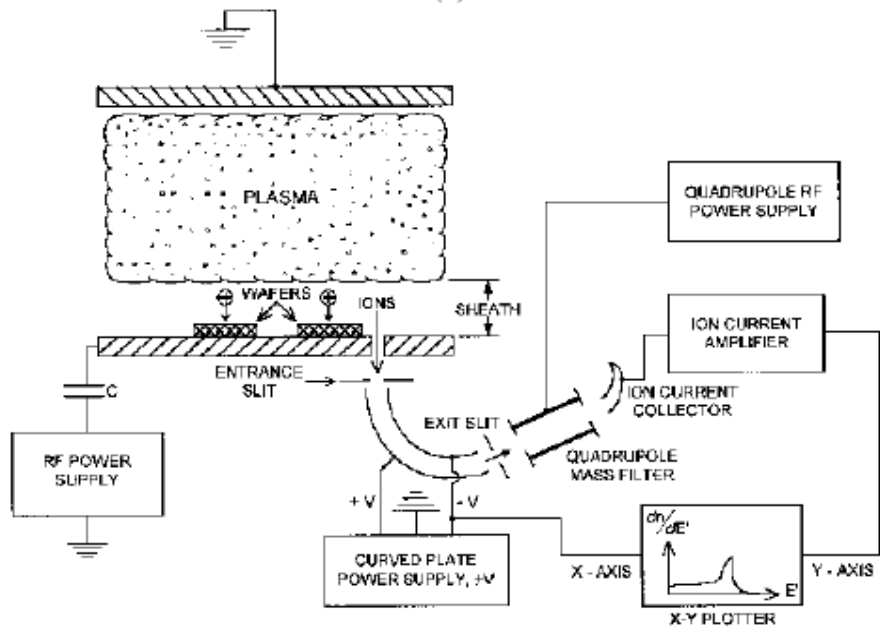
Ta thay điện trường ion  $E_i'$  khi áp vào 2 bản công thì điện thế là  $V_A$

$$E_i' = \frac{R}{d}V_A(5) \text{ eV}$$

Điện trường của các ion chuyển qua khe ra tới vị trí điện thế áp vào các bản công  $V_A$  và hình dạng phân tích. Khi chuyển qua hàm phân bố điện trường ion thì cần thu thập các ion chuyển qua khe ra để thiết lập hàm phân bố điện trường mô tả dòng điện hình 5.6a. Tuy nhiên dòng điện của plasma tại nhíp đòi hỏi phân tích hàm phân bố điện trường và hàm phân bố khối lượng ion. Vì vậy cần ghi lại quy trình máy khi phân tích hình 5.6b, ban đầu các ion chuyển qua máy phân tích điện trường, thì điện trường của các ion sẽ xác định. Sau đó chúng sẽ chuyển qua bộ lọc điện trường, đó khi phân tích chúng sẽ phân tích.

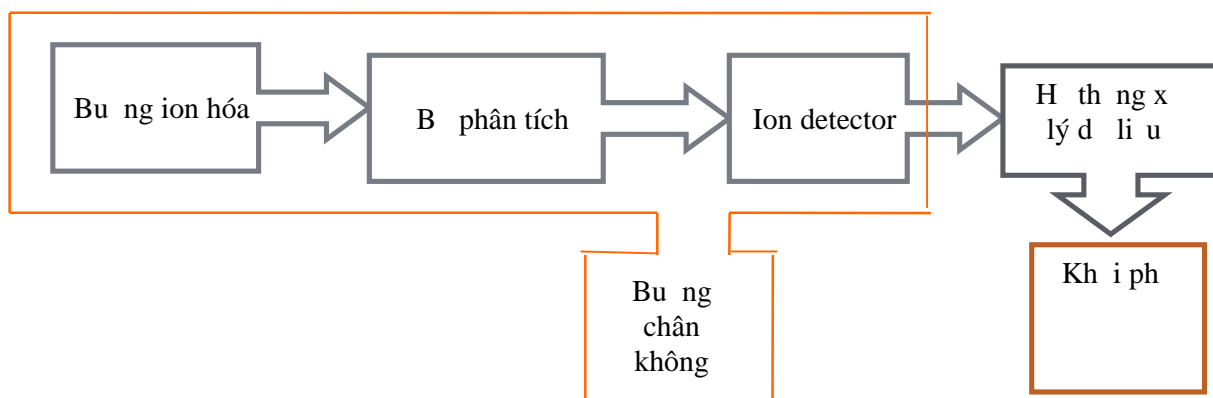


Phép đo trực tiếp hàm phân bố năng lượng không dùng kính lọc.



**Hình 5.6.b:** Phép đo hàm phân bố năng lượng dùng kính lọc tứ cực.

## 2. KH I PH K



Là d ng c tách các h t ch t b ion hóa theo kh i l ng c a chúng, ho t d ng d a trên tác d ng c a i n tr ng ho c t tr ng lên chùm ion bay trong không gian

### a). B PHÂN TÍCH

Là b ph n phân ly các ion có kh i l ng khác nhau thành t ng ph n d a vào s làm ch ch h ng c a các ion so v i qu o ban u c a chúng khi i v ào i n, t tr ng tùy theo t s  $m/z$  (mass/charge).

i m m u ch t c a k thu t là: phân gi i t t, phép o kh i l ng chính xác, nh y

### b) CÁC LO I B PHÂN TÍCH

B phân tích t : có phân gi i l n nh ng c ng k nh

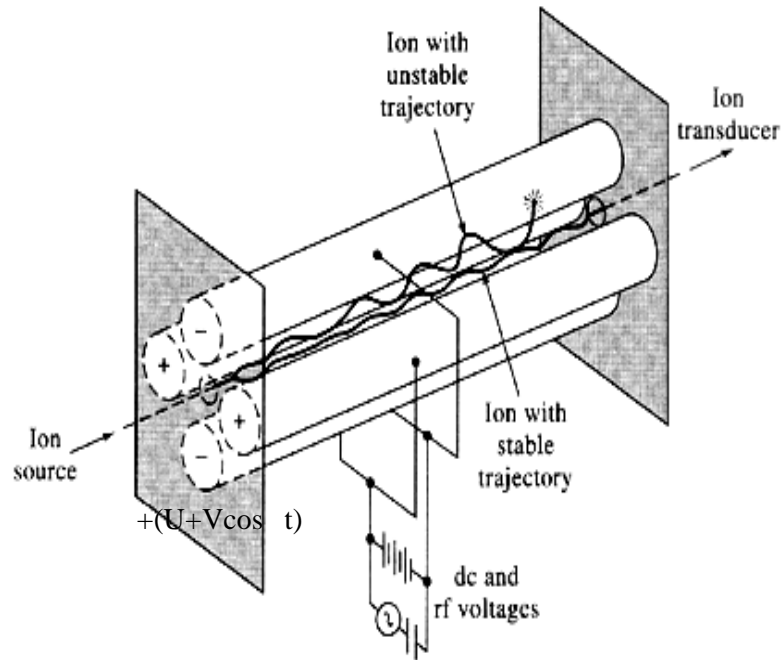
B phân tích t c c: có phân gi i l n, c u trúc g n nh

B phân tích theo th i gian bay: có c u trúc g n nh nh ng phân gi i th p

B phân tích c ng h ng ion cyclotron: không c s d ng ph bi n

## 2.3. B PHÂN TÍCH T C C





U: i n th m t chi u

V: i n th xoay chi u

C u t o: g m có 4 tr c, c t song song t ng ôi m t. Hai tr c i nhau đ c cung c p i n th  $+(U+V \cos t)$ , hai tr c i nhau còn l i c cung c p i n th  $-(U+V \cos t)$

H o t ng: Tác đ ng c a i n th gi a các tr làm thay i qu o c a các ion vào úng ng chính gi a c a 4 tr . S i u ch nh òng AC va DC ch cho các ion có các t s  $m/z$  n detector t i các i m khác nhau, nh ó mà ta có th thu c ph hàm phân b kh i l ng. Đ a vào hàm phân b kh i l ng ta có th c ng v c a các ch t có trong kh i plasma. Ph kh i l ng nh n c là do s i u khi n qu o c a các ion b ng cách thay i i n áp tr ên các tr . Có 2 cách thay i i n áp: thay i , còn U,V là không i ho c thay i U,V sao cho  $U/V = \text{const}$ .

## CHƯƠNG IV: PHƯƠNG PHÁP GIAO THOA

### I. GIỚI THIỆU GIAO THOA KHI VIBA

1. Mục đích : mô tả electron của dòng plasma
2. Ưu điểm : không làm nhiễu loạn, gây ra hiệu ứng không đáng kể trên plasma.
3. Nhược điểm : Có thể gây ra nhiễu xạ và giao thoa trên các gương
4. Phương pháp đo : Bằng cách làm chậm lại khi qua môi trường plasma (có chiết suất nhỏ hơn 1). So sánh pha của bức xạ làm chậm này với pha của bức xạ khi không qua plasma. Xác định lệch pha của hai bức xạ này, từ đó xác định mật độ của electron có trong plasma.

### II. CƠ SỞ LÝ THUYẾT

- Quan hệ giữa pha  $\phi$  (rad) và phần thực của chiết suất cho bởi:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L [1 - \mu(x)] dx \text{ rad} \quad (1.1)$$

- Khi có nhiều tầng trong duto có vòng mô tả khác nhau của chiết suất chu kỳ của giao thoa kế (bảng 1) và của plasma (là  $\mu(x)$ ). Khi lấy tích phân trên chiều dài  $L$  của plasma, ta sẽ thay đổi pha. Nếu tần số và chiều dài tầng của sóng viba, ta có phần thực của chiết suất trong plasma không nhất thiết là:

$$\mu(x) = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_w^2}} = \sqrt{1 - \frac{\frac{n_e(x) \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m_e}}{\frac{n_c \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m_e}}} = \sqrt{1 - \frac{n_e(x)}{n_c}} \quad (1.2)$$

$$\text{Với } \omega_p^2 = \frac{n_e \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m_e} \quad \text{và} \quad \omega_w^2 = \frac{n_c \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m_e}$$

- Khi có mật độ giới hạn (cut off density)  $n_c$  cho bởi

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_w^2}{e^2} \text{ electrons/m}^3. \quad (1.3)$$

$\epsilon_0$  là hằng số điện môi

$\omega_w$  là tần số của sóng viba

$m_e$  là khối lượng electron

$e$  là điện tích electron

- Mật độ điện tích của sóng dò là mật độ điện tích của sóng dò bằng với mật độ điện tích của sóng plasma.

(Lý thuyết về Microwave Interferometry)

$$\omega_p \equiv \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.1)$$

$n_e$  = electron density in  $1/m^3$        $\epsilon_0$  = permittivity of free space =  $8.85 \times 10^{-12}$  F/m

$m_e$  = electron's rest mass =  $9.11 \times 10^{-31}$  kg       $e$  = unit of charge =  $1.602 \times 10^{-19}$  coulomb

For example if  $n_e = 10^{12}$   $1/cm^3$  then  $\omega_p = 5.64 \times 10^{10}$  rad/sec and  $f_p = 8.98$  GHz. The electron density is proportional to the square of the plasma frequency.

In an unmagnetized plasma in the high frequency or low density limit, i.e.

for  $\omega \gg (4 n_e e^2 / m_e)^{1/2}$  or  $n_e \ll m_e \omega^2 / 4\pi e^2$ , the wave speed is the **speed of light** in vacuum. As the density increases, the phase velocity increases and the group velocity decreases until the **cut-off frequency** where the light frequency is equal to the plasma frequency. This density is known as the **critical density** for the **angular frequency** of that wave and is given by

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \omega^2$$

If the critical density is exceeded, the plasma is called **over-dense**.

In a magnetized plasma, except for the O wave, the cut-off relationships are more complex. (lý thuyết trên Wikipedia)

- Trong hệ thống plasma phóng xạ phát sáng, mật độ electron thấp hơn rất nhiều so với mật độ tới hạn, vì thế vận tốc pha trong quá trình 20.12 có thể tính gần đúng bằng

$$\mu(x) \approx 1 - \frac{n_e(x)}{2n_c} \quad (1.4)$$

- Thay phương trình 1.4 vào phương trình 1.1, ta có thể biểu thức pha i v i s nguyên m t electron

$$\Delta\phi = \frac{\pi}{\lambda n_c} \int_0^L n_e(x) dx = \frac{\pi v}{c n_c} \int_0^L n_e(x) dx \text{ rad} \quad (1.5)$$

- Trong đó v là tần số của bức xạ viba, và L là quãng đường truyền của sóng viba trong plasma. Giá trị trung bình của mật độ electron trong plasma có thể xác định

$$\bar{n}_e = \frac{1}{L} \int_0^L n_e(x) dx \text{ electrons/m}^3 \quad (1.6)$$

Và pha có thể tính

$$\Delta\phi = \frac{\pi v L \bar{n}_e}{c n_c} \text{ rad.} \quad (1.7)$$

- Khi đó  $\Delta\phi$  có thể tính bằng thực nghiệm từ giao thoa kế Mach-Zehnder, có thể tính giá trị trung bình của mật độ electron có dạng:

$$\bar{n}_e = \frac{c n_c}{\pi L v} \Delta\phi = \frac{4\pi c \epsilon_0 m v}{L e^2} \Delta\phi \text{ electrons/m}^3. \quad (1.8)$$

- Do đó, khi mật độ electron trong plasma nhỏ hơn nhiều so với mật độ tới hạn, mật độ electron trung bình tuân theo hàm tuyến tính của pha ở các bước giao thoa kế.

### III. O L CH PHA

#### 1. Giao thoa kế Michelson

Trong giao thoa kế Michelson, mật độ nguồn sáng phát ra từ laser có cường độ  $I_0$  chia thành 2 tín hiệu vuông nhau, mật độ pha có cường độ  $\frac{I_0}{2}$ .

- Tín hiệu thứ nhất lan truyền qua ống dẫn plasma, và chế độ dẫn bị chệch pha trong plasma có giá trị  $\Delta\phi$ , như tín hiệu này đi qua plasma hai lần.

- Tín hiệu thứ hai truyền theo ống dẫn thì hai đi không đi qua plasma, pha lệch  $\pi$  so với M

Tín hiệu thu được. So sánh lệch pha giữa hai tín hiệu này. Dùng (1.8) tính mật độ electron.

*Tuy nhiên phương pháp này có giới hạn là tín hiệu qua plasma hai lần, làm pha lệch  $\pi$  và sai lệch có sai sót nhỏ.*

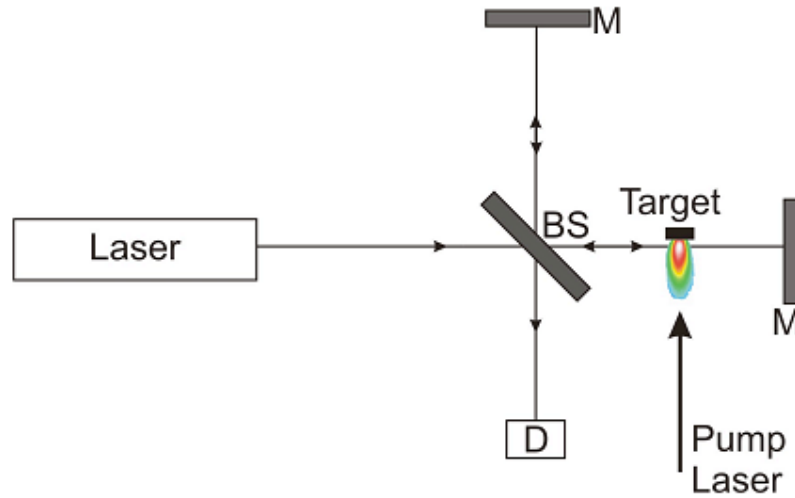


Fig. 1. Typical set-up for plasma density measurement using Michelson Interferometer

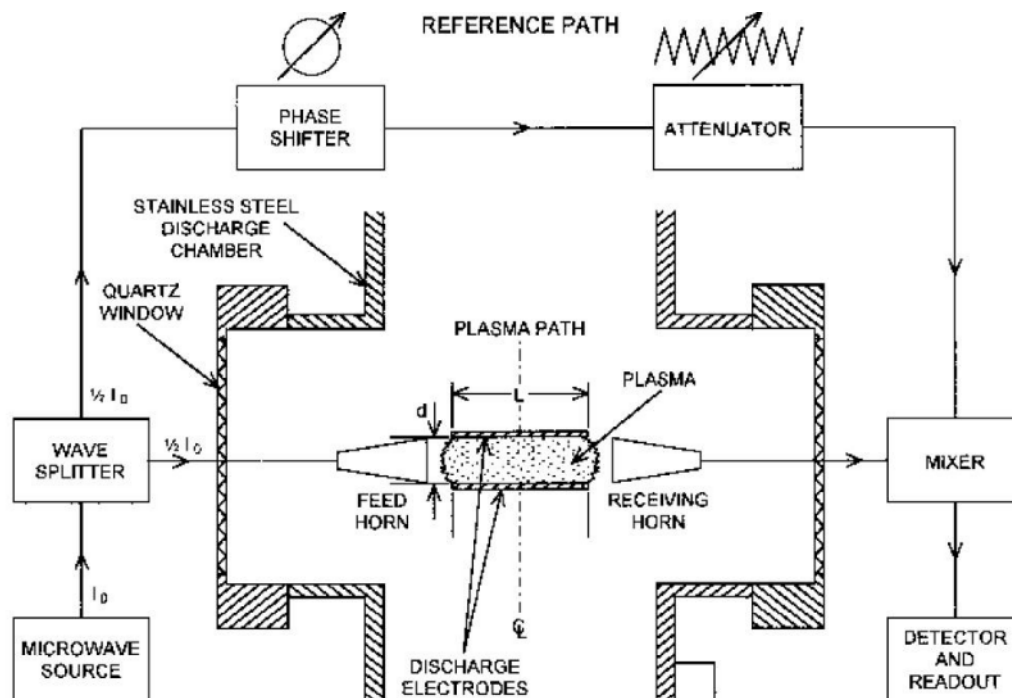
kh c ph c v i c t n h i u q u a p l a s m a h a i l n g i t a d ù n g g i a o t h o a k M a c h - Z e h n d e r ( q u a m ô i t r ã n g p l a s m a l l n )

## 2. Giao thoa k Mach-Zehnder

Trong giao thoa k Mach-Zehnder, m t ngu n s ó n g v i b a c ó c ã n g  $I_0$  c chia thành 2 t n h i u b ã n g n h a u , m i p h ã n c ó c ã n g  $\frac{I_0}{2}$ .

– T n h i u t h ã n h t l a n t r u y n q u a ã n g d ã n p l a s m a , v à c h m d ã n b i c h s p h ã n x c a p l a s m a c g i a t ã n g .

T n h i u t h h a i c t r u y n t h e o ã n g d ã n t h h a i i q u a m t b d c h p h a , v à b s u y g i m , c ó t h i u c h n h k h i n h ã n g t n h i u t á i h p l i , t a c ó t h o p h a b ã n g c á c h s o s á n h s t r u y n t n h i u q u a h a i ã n g d ã n . M i l ã n b s u y g i m c i u c h n h t n h i u ã n c d e t e c t o r c ó c ã n g b ã n g n h a u , c ó t h ã n g t p l a s m a , v à b d c h p h a c i u c h n h c h o ã n k h i t n h i u t r i t t i e u s a u k h i t á i h p , v à s t h a y i t r o n g b d c h p h a s b ã n g p h a t h a y i q u a c h i u d à i L c a p l a s m a .



C U T O :

- i n c c phóng i n : dùng t o ra môi tr ãng plasma
- Bu ãng x b ãng thép ch ãng n m ãn
- C a th ch anh
- Loa ti p sóng
- B tr ãn
- B suy gi ãm
- B tách sóng

M t trong nh ãng h ãn ch c a giao thoa k trong vi c o m t electron trong plasma là kích th c plasma th ãng có th so sánh nh h ãn quãng ãng t do c a ãn ãng l ãng sóng viba có s ãn. i u này làm nhi u hi u ãng ph ãn x và giao thoa c a các b c x viba. trãnh i u này trong lò ph ãn ãng plasma, c ãn dùng sóng viba có t ãn s 60GHz ho c cao h ãn, m t tr ãng thãi ôi khi r t khó t o ra trong k thu t.

Tuy nhiên, h th ãng giao thoa k viba c ãng có tính ch t th ãng m i. Nh ãng b ã này có th c trang b v i nh ãng ph ãn c ãng chuyên d ãng, c i u khi ãn b i máy tính b ãng h th ãng t ãng và theo dõi nh ãng thay i c a m t plasma v i t c x lý nhanh c a máy tính. M i s thay i m t c liên k t v i i m cu i cùng c a quá

trình n m n, trong ó m i s thay i ch t h p thành c a ch t ph n ng t i i m k t  
 thúc s làm i thay áng k m t trung bình c a electron .

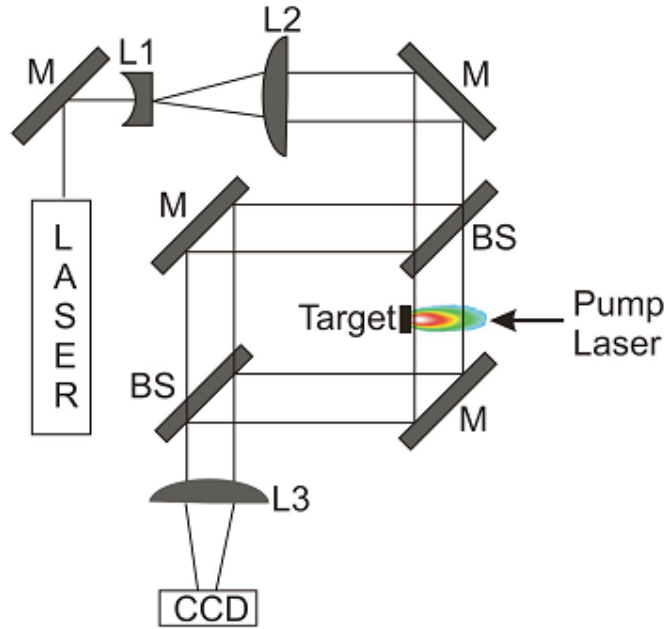


Fig. 2. Mach-Zehnder interferometer set up for plasma density measurement.

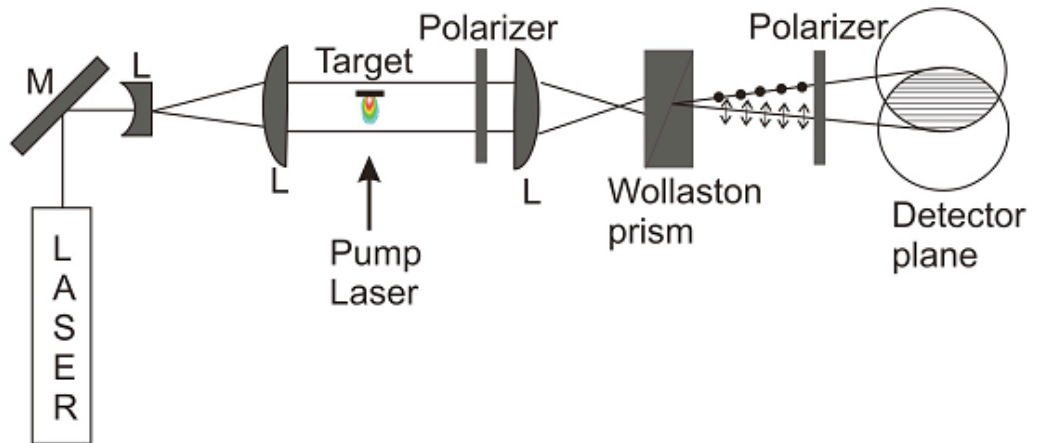


Fig. 3. Schematic of the Nomarski interferometer for measuring plasma densities. For better illustration the detector plane is shown tilted by 90 degrees.

## CHƯƠNG IV: PHƯƠNG PHÁP PHÂN TÍCH QUANG PHỔ PHÁT X

### I. Nguyên tắc kích thích phát trong plasma:

Plasma, khi bị nung nóng đến nhiệt độ khá cao thì trở thành nguồn bức xạ rất mạnh. Các dòng va chạm khác nhau giữa các hạt plasma là nguyên nhân gây ra sự phát xạ tia nngl, và chính những thứ này sinh ra phát xạ.

### II. Các quá trình sinh ra các phát xạ nngl:

Đa dạng tính của phát xạ nngl, ngay cả ta chia ra thành 3 kiểu bức xạ:

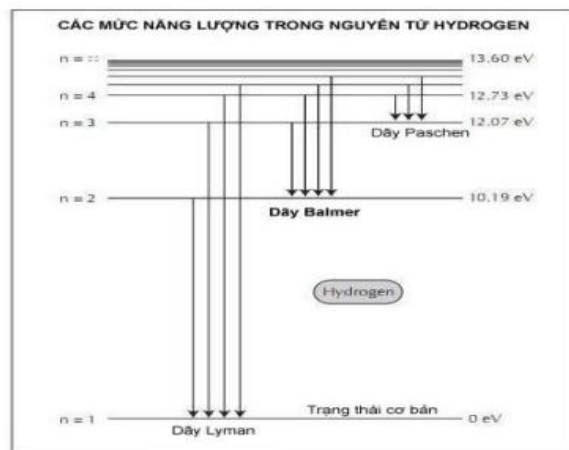
#### 1. Bức xạ gián đoạn:

Các nguyên tử và các ion của plasma bị kích thích bởi các photon: nguyên tử gặp các hạt nhân và các ion, khi gặp thì nguyên tử khác (va chạm với các ion khác, hoặc gặp photon...) thì ion trong nguyên tử chuyển sang mức năng lượng cao hơn, hoặc ngược lại tác dụng mạnh thì ion có thể hoàn toàn bị tách ra khỏi nguyên tử.

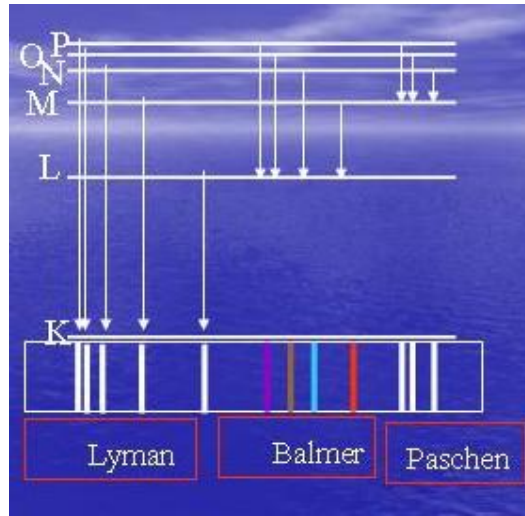
- Hạt bị kích thích lên mức năng lượng cao hơn, sau một khoảng thời gian ngắn thì ion tự phát trở về mức thấp kèm theo bức xạ liên tục.

- Quang phổ bức xạ của chúng là quang phổ vạch. Quang phổ vạch có thể phân biệt được vạch, từng vạch vì mỗi trạng thái kích thích khác nhau của các nguyên tử và các ion. Mỗi vạch sinh ra khi có ion trong nguyên tử chuyển từ mức năng lượng này sang mức năng lượng khác.

- Phổ vạch là phát xạ của các nguyên tử hóa học như những nguyên tử trong vùng phổ từ 190-1000nm (vùng UVVIS). Chỉ có một vài nguyên tử á kim hay kim loại kiềm mới có một số vạch phổ nằm ngoài vùng này.







Cách hình thành quang phổ vạch phát xạ

## 2. Sự bức xạ tái hợp:

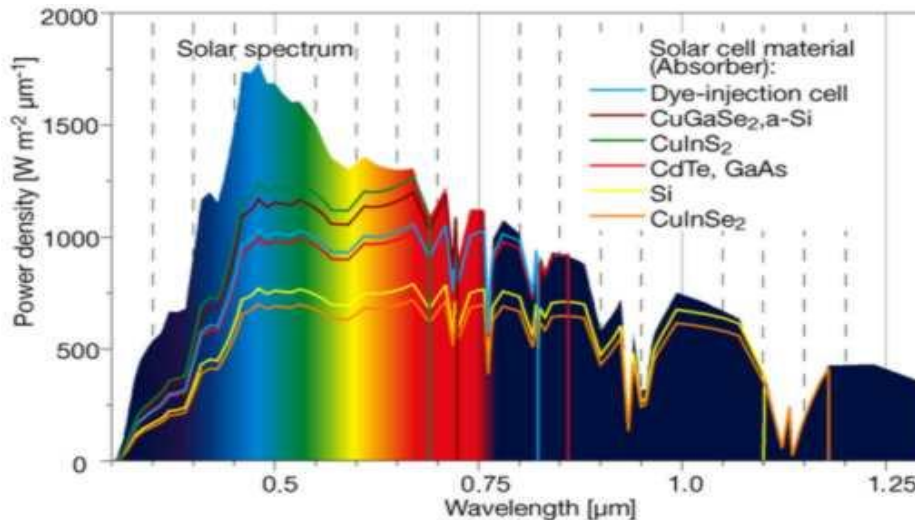
Cách các hạt tái hợp có thể giống như sau:

Các nguyên tử trung hòa, trong quá trình va chạm sẽ bị mất đi một electron, trở thành ion. Các ion này thu nhận electron và trở về trạng thái trung hòa, đồng thời bức xạ photon năng lượng.

Sự tái hợp giữa ion âm và ion dương và với ion dương sẽ làm giảm ion âm.

Ví dụ: proton thu nhận electron thì nó trở thành một nguyên tử hydro bình thường, khi đó nó bức xạ photon mang năng lượng là: 13,6 eV.

Vì các ion tái hợp do có giá trị năng lượng thay đổi liên tục nên trong quá trình tái hợp, các photon bức xạ tạo ra quang phổ liên tục. Photon này trở thành một phần của liên tục trên toàn dải phổ khả kiến, hồng ngoại và tử ngoại phía sóng dài.

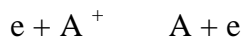


### 3. Sự bức xạ hãm:

Do sự va chạm giữa các ion với các ion khác, ion bị mất một phần năng lượng của mình, phần năng lượng này phát xạ ra dưới dạng ánh sáng. Bức xạ sinh ra khi có sự va chạm của ion với nguyên tử hoặc ion khác gọi là bức xạ hãm.

Bức xạ hãm sẽ sinh ra quang phổ liên tục

❖ Có thể xảy ra các quá trình:



.....

Vì e: electron, A: nguyên tử, A<sup>+</sup>: ion một điện tích, A<sup>++</sup>: ion hai điện tích, M: phân tử.

### III. Mối quan hệ giữa năng lượng, nhiệt độ, mật độ hạt trong plasma:

Trong plasma, nguyên tử (A<sub>0</sub>) của một nguyên tử sẽ kích thích trạng thái năng lượng thấp E<sub>0</sub>, lên trạng thái năng lượng cao A<sub>m</sub> sẽ bị u di chuyển theo phương trình:

$$A_0 + XE = A^* \quad (a)$$

(tác nhân kích thích XE có thể là electron, ion, nguyên tử ...)

Nguyên tử sẽ bị kích thích A\* sẽ phát xạ năng lượng mà nó sẽ nhận được dưới dạng các tia phát xạ (hv) từ trạng thái năng lượng thấp ban đầu. Chính quá trình này là quá trình phát xạ của nguyên tử và sinh ra phổ phát xạ, có thể bị u di chuyển theo phương trình:

$$A^* = hv + A_0 \quad (b)$$

Quá trình này lúc đầu chậm, sau đó tăng dần theo sự nguyên tử A\* sẽ bị kích thích và năng lượng thì giảm dần thì cuối cùng không tăng nữa vì mật độ nhiệt độ của plasma. Nghĩa là sau một thời gian nhất định sẽ kích thích phần, thì hai quá trình trên (a) và (b) sẽ đạt trạng thái cân bằng. Đó là hai cân bằng ngược nhau. Cân bằng này chủ yếu phụ thuộc chủ yếu vào nhiệt độ của

plasma, nghĩa là số nguyên tử  $A^*$  bị kích thích và phát xạ là không đổi, nghĩa là mật độ của các nguyên tử kích thích trong plasma.

Nếu gọi  $N_m$  là số nguyên tử của nguyên tử  $A_0$  ở mức kích thích  $n$  trên trạng thái năng lượng cao  $A_m$ , thì theo quy luật Boltzmann ta có:

$$N_m = N_a (g_m / g_0) \cdot \exp(-E_{m0} / kT)$$

$g_0$  và  $g_m$  là trọng số lượng tử của nguyên tử  $A$  ở trạng thái ban đầu,  $n$  là năng lượng  $E_0$  và trạng thái kích thích  $n$  của nguyên tử  $A$  ở trạng thái  $A_m$ ;

$N_a$  là số nguyên tử của nguyên tử  $A_0$  có trong plasma (trạng thái  $h$ );

$E_{m0}$  là năng lượng kích thích nguyên tử từ trạng thái  $E_0$  lên trạng thái  $A_m$ ;

$T$  là nhiệt độ của plasma (K);

$k$  là hằng số Boltzmann.

Nếu gọi  $I_a$  là cường độ vạch phát do quá trình kích thích photon nói trên sinh ra, thì trong mật độ  $i$  của nguyên tử  $A_0$  trong plasma và nhiệt độ của nguyên tử  $A_0$  trong plasma, nghĩa là thay  $I_a$  phụ thuộc vào:

- Số nguyên tử  $A_0$  ở mức kích thích lên trạng thái  $A^*$ , ( $N_m$ ).

- Thời gian tồn tại của nguyên tử  $A^*$  ở trạng thái kích thích, ( $t_m$ ).

- Năng lượng kích thích nguyên tử  $A$  ở trạng thái  $n$  của nguyên tử  $A$  ở trạng thái kích thích, ( $E_m = h\nu$ ).

- Xác suất chuyển mức của nguyên tử  $A$  ở trạng thái kích thích  $n$  của nguyên tử  $A_m$  về trạng thái ban đầu của nguyên tử  $E_0$ , ( $A_{m0}$ ).

Và mối quan hệ này có thể biểu diễn theo công thức sau:

$$I_a = f \cdot (1/t_m) \cdot A_{m0} \cdot E_m \cdot N_m$$

$$I_a = f \cdot (1/t_m) \cdot A_{m0} \cdot N_a (g_m / g_0) h \cdot \exp(-E_{m0} / kT)$$

Như vậy, vì mật độ của nguyên tử và trong mật độ của plasma như thế thì các yếu tố  $A_{m0}$ ,  $g_0$ ,  $g_m$ ,  $C_m$ ,  $h\nu$  là những hằng số. Cho nên cường độ vạch phát  $I_a$  chỉ còn phụ thuộc vào số nguyên tử bị kích thích  $N_a$  mà thôi. Như vậy ta có:

$$I_a = k_1 N_a$$

$$\text{Với: } k_1 = f \cdot (1/t_m) \cdot A_{m0} (g_m / g_0) h \cdot \exp(-E_{m0} / kT)$$

**ó là cường độ vạch phát của nguyên tử.**

**Như vậy, vì quang phổ nguyên tử, nghĩa là nhiệt độ của plasma, ta tìm được cường độ vạch phát, ta có thể tìm được mật độ các nguyên tử trong plasma ( $N_a$ ).**

#### IV. Kh o sát nhi t v t en:

##### 1. V t en:

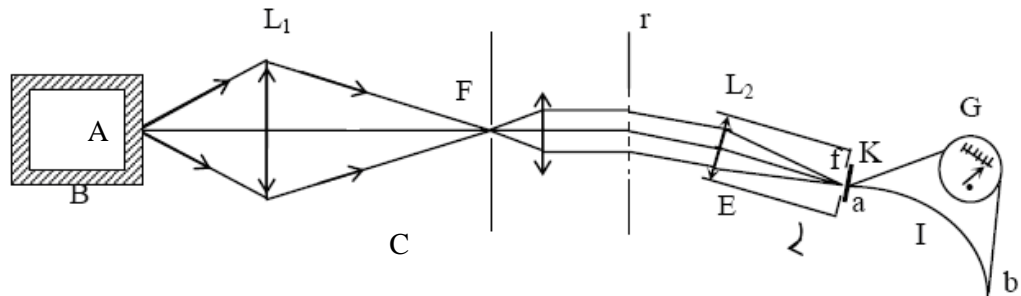
V t en là nh ng v th p th hoàn toàn b c x chi u x chi ut i, i v i m i dài sóng và i v i m i góc t i. Nh v y n u nh ta chi ut i v t en m t tia sáng thì t t c u b v th p th , không có ánh sáng ph n x , kh ông có ánh sáng khu ch tán, c ng không có ánh sáng truy n qua.

Th c t không có v t en tuy t i. Tuy nhiên, ng i ta t o ra v t en b ng cách dùng m t bình C có c m t l th ng nh , bên trong bôi en b ng m hóng, có th coi là v t en, b c x khi i qua l h ng bên trong bình, ph n x nhi u l n liên ti p bên trong bình, do ó h u h t n ng l ng b c x u b h p th . Di n tích l h ng v a là b m th p th , v a là b m t b c x .

##### 2. ng c tr ng ph phát x c a v t en:

B c x phát ra b i m t v t g m nhi u n s c, n ng l ng phát ra ng v i m i n s c không b ng nhau và c c tr ng b i h s chói n ng l ng n s c E . ng cong bi u di n s bi n thiên c a E theo b c sóng c g i là ng c tr ng ph phát x c a v t en.

Ta xác nh c c tr ng ph phát x c a v t en b ng thí nghi m:

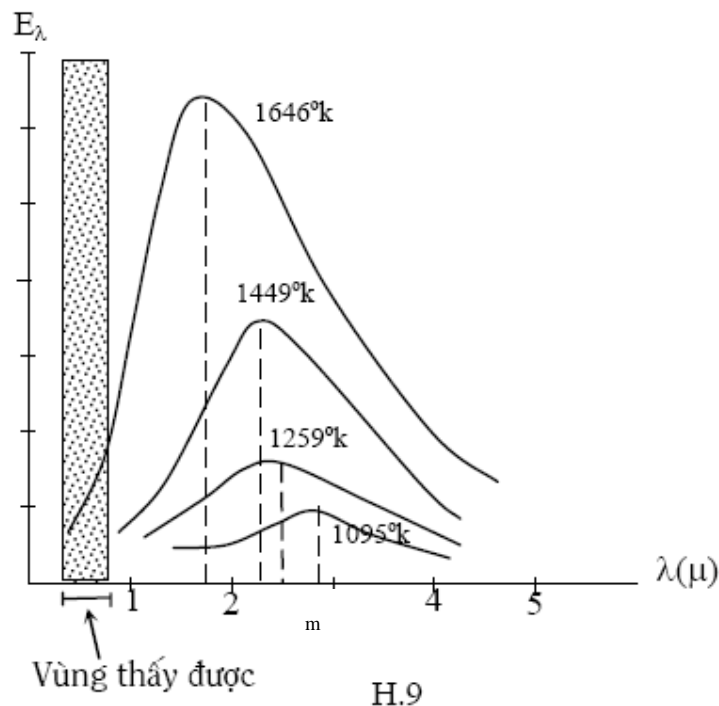


V t en là l A nh c a bình kín B. Bình c gi nhi t T không i mà ta c n kh o sát. Chùm tia b c x phát ra t A c h i t vào khe F c a ng chu n tr c C nh m t th u kính h i t L<sub>1</sub>. Chùm tia ló song song i t ng chu n C c cho i qua m t cách t r và b tán s c b i cách t . Trong cùng m t quang ph , các n s c l ch theo các ph ng nhi u x khác nhau. M i chùm nhi u x c h i t t i khe f nh th u kính h i t L<sub>2</sub> c a ng E. B ng cách quay ng E, ta có th h i t chùm tia b c x có dài sóng t i t i + d vào khe f. T i khe này, ta t m t

lá kim lo i nh K bô i en h p th n ng l ng b c x h i t khe f. N ng l ng này bi n thành nhi t n ng làm t ng nhi t K. Ta o nhi t c a K b ng m t c p nhi t i n I, u h à n a và b t o thành m t dòng nhi t i n và ta o b ng m t i n k G r t nh y. ng cong bi u di n s bi n thi ê n c a ch tr ê n i n k G theo dài sóng c a b c x ra b i v t en A chính là ng cong bi u di n s bi n thi ê n c a E theo hay chính là ng c tr ng ph phát x c a v t en.

B ng cách thay i nhi t cu v t en, ta v c nhi u c tr ng ng v i nhi u nhi t khác nhau

Các ng c tr ng thay i theo nhi t c a v t en nh hình v :



Nh n xét:

- +Nh n xét ng c tr ng trên, ta th y E c c i ng v i m t dài sóng  $m$
- + n ng su t phát x toàn ph n R t ng r t nhanh theo nhi t T c a v t en
- + nhi t c a v t en càng cao thì tr s c a  $m$  càng tí n v phía dài sóng ng n.

### 3. Xét b c x c a v t th c:

R là năng suất phát xạ toàn phần: là năng lượng bức xạ phát ra (gồm tất cả các dải sóng và theo tất cả mọi hướng) trong một đơn vị diện tích trên bề mặt của vật bức xạ trong một đơn vị thời gian

Vì các vật đen, năng suất phát xạ toàn phần R tuân theo định luật Boltzmann

$$R_v = T^4$$

Vì các vật thực (không đen) thì năng suất phát xạ toàn phần  $R < R_v$

Hay:  $R < T^4$

Đặt  $R = b \cdot T^4$ , với b là hằng số, phụ thuộc vào tính chất và nhiệt độ của vật,  $b < 1$

Nếu ta xét nhiệt độ của một vật đen có năng suất phát xạ toàn phần bằng năng suất phát xạ của một vật thực thì  $T'$  là nhiệt độ của vật thực.

Ta có:  $T'^4 = b T^4$

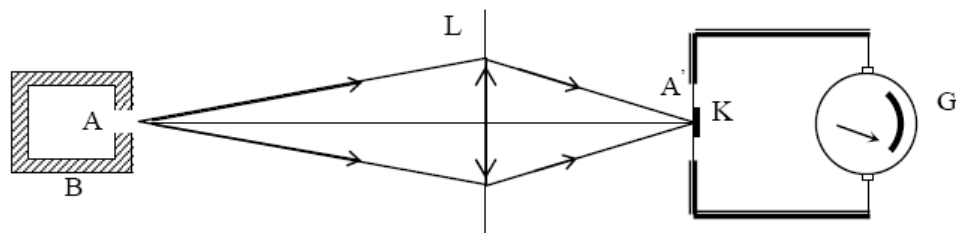
Vì nhiệt độ của vật thực là:

$$T = \frac{T'}{\sqrt[4]{b}} \quad (1)$$

Nếu xác định nhiệt độ của vật thực, ta suy ra nhiệt độ của nó

#### 4. Ứng dụng: Hồ quang học:

Hồ quang dùng cho các nhiệt độ cao: nhiệt độ của một vật nóng, nhiệt độ của lò luyện kim....



Chùm bức xạ phát ra từ điện cực A (đóng vai trò là vật đen thực của một lò luyện kim), hướng vào mặt bên K bằng các bộ phận. Chổi của điện cực A trên

$aKb$  ng chớic a ngu n A. Nhi t c a a K c o b ng m t c p nhi t  
 i n và m t i n k G có nh y l n. Nhi t này t l v i chớic a nh A  $\square$ ,  
 do ó t l v i chớic a v t en A. B ng m t b ng o m u nhi t có s n, ta  
 suy ra nhi t c a A b ng cách c s ch c a i n k G

N u A không ph i v t en thì nhi t c ch là nhi t b c x T  $\square$  c a v t.

Nhi t th c c a A là T v i T c tính theo bi u th c (1)

❖ *Tài li u tham kh o : Giáo trình quang h c (Nguy n Tr n Trác-  
 Nguy n Ng c Anh) và Ph ng pháp phân tích ph nguyên t (Ph m Lu n)-  
 Plasma (Nguy n Ng c t)*

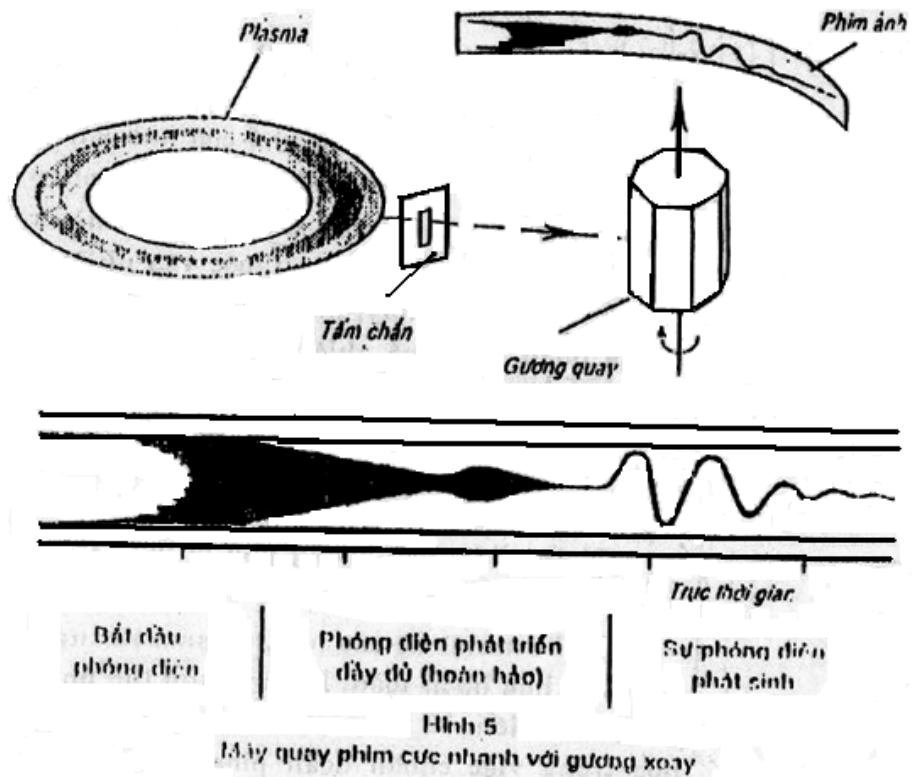
## CHƯƠNG VI: CÁC PHƯƠNG PHÁP KHÁC

### I. PHƯƠNG PHÁP QUAY PHIM TỐC ĐỘ CAO

#### 1. Công dụng: Quan sát hình ảnh plasma

- Thời gian xảy ra sự phóng điện xung trong chất khí chỉ bằng một phần triệu của giây. Vì vậy cần thiết phải có thiết bị chụp ảnh và quay phim cực nhanh ghi lại hình ảnh của plasma. Hiện nay ngành vật lý thực nghiệm đã chế tạo được những buồng chụp ảnh phim và máy quay phim cực nhanh có thể ghi được 10 000 000 bức ảnh trong một giây. Phương pháp chụp ảnh nhanh và quay phim cực nhanh đã mang lại những kết quả tốt đẹp trong nghiên cứu những quá trình tỉ mỉ và nhanh. Ví dụ như sự phóng điện xung, tia laser và chớp.

- Máy quay phim cực nhanh có cấu tạo gồm: hệ thống kính hội tụ, tấm chắn, gương quay và màn phim.



• Ánh sáng từ sự phóng điện của plasma đi qua hệ thống kính hội tụ đi qua tấm chắn vào gương quay, sau đó phản xạ lên màn phim.



- Góc quay của chốt ở theo đúng trục có nhiệm vụ, quay xung quanh trục để chốt. Màn phim có tính chất nhạy sáng, thì tốc độ vòng cung bao xung quanh góc quay.

- Khi góc quay quay nhanh, các tia sáng sẽ ghi nhận liên tục trên phim và cho ta hình dáng của các giai đoạn phóng điện trong khoảng thời gian rất ngắn. Đó là những bóng chày xác thực và tính không nhiễu của sự phóng điện.

- hình

- Những phương pháp quay phim tốc độ cao, ngày nay đã có thể mô tả thành công sự phóng điện trong khoảng thời gian ngắn chỉ bằng một phần triệu giây. Ngoài ra, ngày nay ta còn có thể lựa chọn thời điểm chụp những phóng điện với chính xác cao. Nếu thể hiện chụp một loạt các hình ảnh với thời điểm khác nhau, ngày nay có thể nhận được một bức tranh hoàn chỉnh về sự phóng điện trong plasma.

## 2. NH PLASMA QUAN SÁT C

Hình ảnh plasma

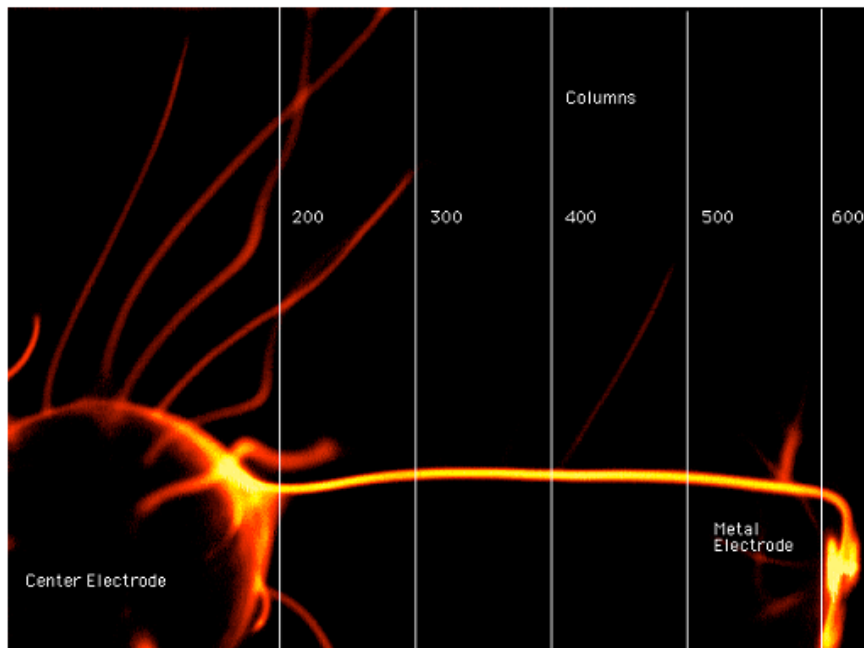


Figure 7. Data Taking Method For Plasma Ball Streamers.

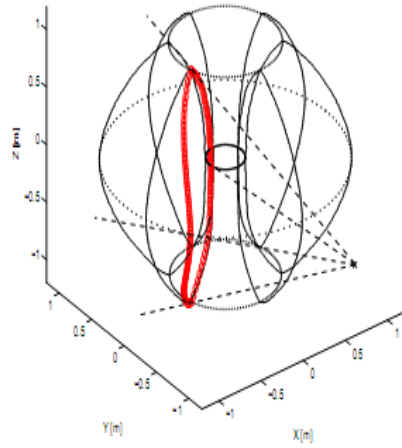


Figure 3: Tokamak Cartesian coordinates. Red circles show 3D curve on the surrounding plasma surface which projects on the photodetector.

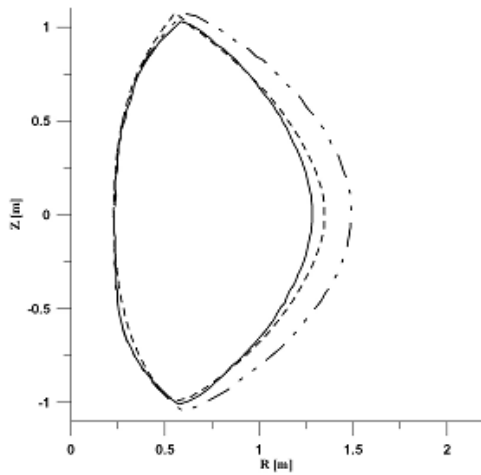


Figure 4: Solid line gives VIP ( $R, \eta = \text{const}, Z$ ) plasma boundary coordinates for MAST shot 8869. Dashed - EFIT, double dot-dashed - scaled boundary in the image plane.

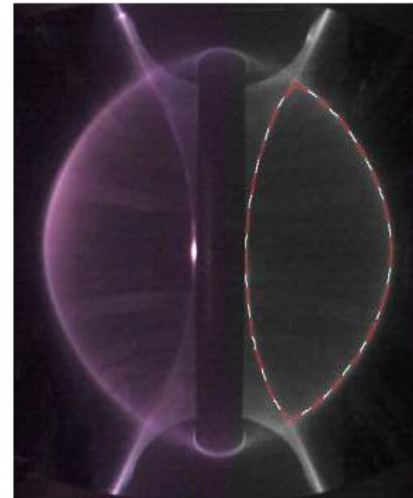


Figure 2: Dashed line in the right part of the photo presents reconstructed plasma boundary in the image plane.

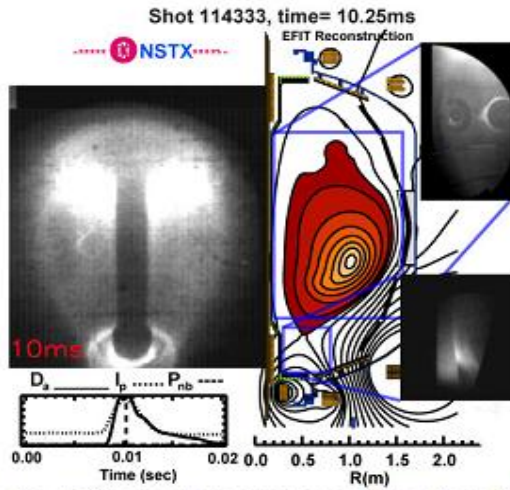
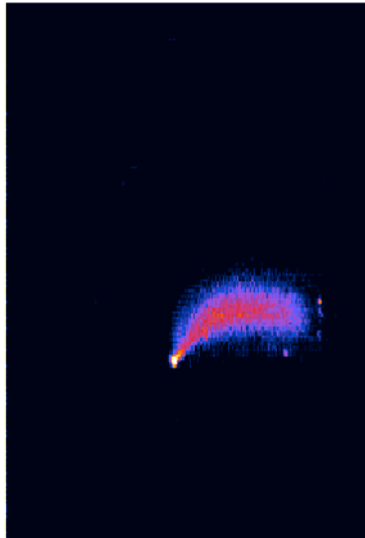


Fig. 1. Data from three cameras combined with an EFIT reconstruction [10] and plots of other plasma conditions vs. time. As time progresses in the composed animation, the vertical dashed line on the plasma-conditions vs. time plot moves to the right, and individual frames from each camera and the flux contours from EFIT, are displayed at the appropriate time.

Animations from fast 2-D camera data are facilitating the investigation of spatially distributed phenomena in high-temperature plasmas. The National Spherical Torus Experiment (NSTX) now has six fast camera systems, and more are expected to be added. Image capture rates vary between 1000 and 500,000 frames/second. Archiving and retrieving this data is a challenge for data repositories and networks. For example, if all camera data had been archived during the 2004 run, the total amount of data from NSTX (300MB per pulse) would have doubled, and this year, one new camera alone can acquire 2GB per pulse. The paper will describe the storage strategies, and compare some data compression techniques used for NSTX. Tools which animate camera data, synchronized with displays from other plasma diagnostics and simulations, allow scientists to gain insights and observe correlations that would be difficult with conventional tools. A labor-saving technique is described for archiving fast camera images from a vendor's system into MDSplus and to AVI files. Examples of specific analysis and display techniques are presented. Future challenges are also discussed.



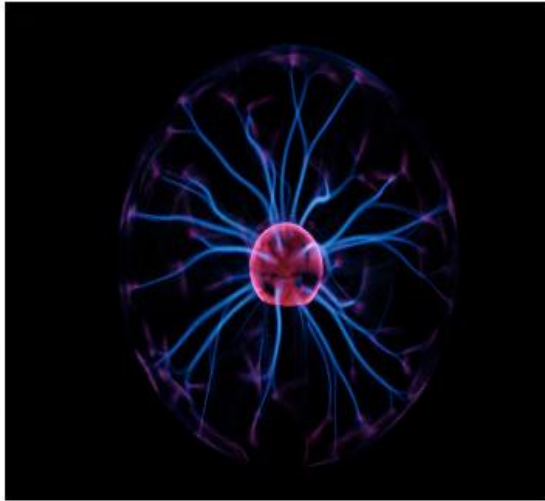
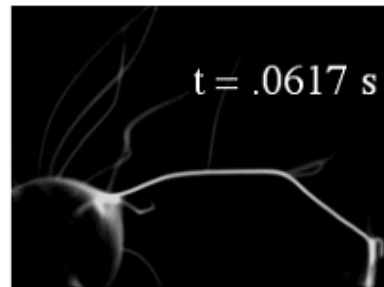
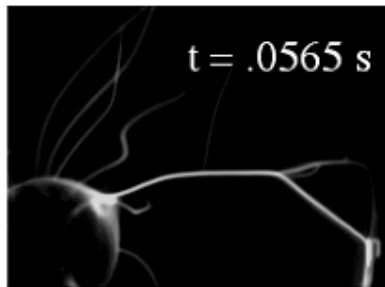
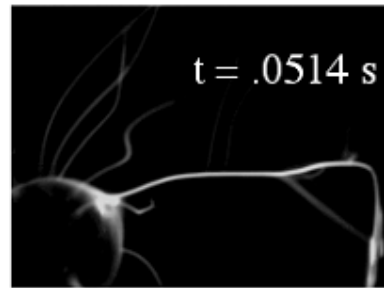
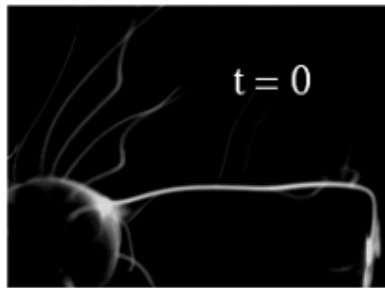


Figure 3. A Plasma Ball

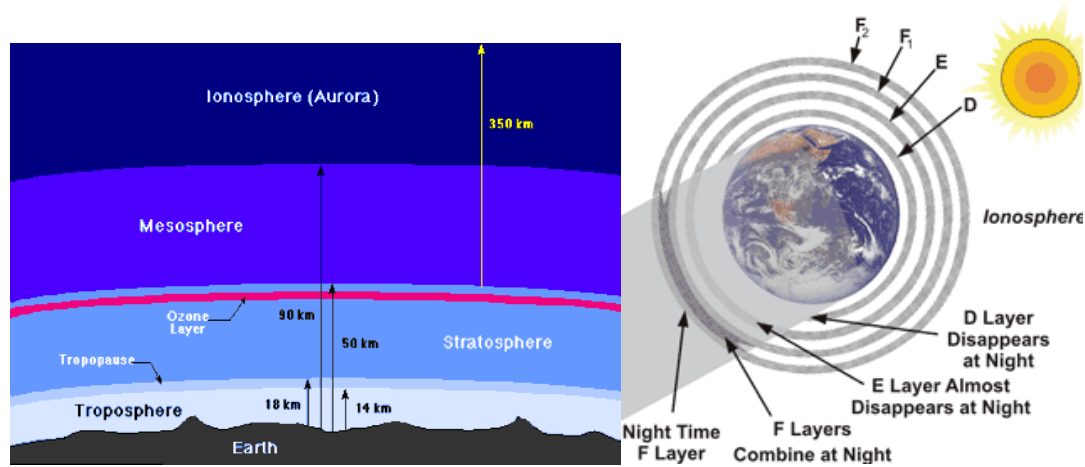


Plasma quan sát t ng th i i m khác nhau

## II. Ch n oán plasma t ng i n ly b ng sóng vô tuy n

### 1. T ng i n ly

- T ng trên cùng c a khí quy n do tác d ng c a M t Tr i b ion hóa v à t ng ó c g i là t ng i n ly (Plasma)
- Plasma t ng i n ly có 3 lo i h t: trung hòa, ion và electron.



T ng i n ly g m nhi u l p, m i l p có n ng electron khác nhau

Tính ch t ph n x c a plasma ph thu c vào m t c a nó. V i m t càng l n, s ph n x sóng i n t càng m nh.

### 2) T n s plasma

$$\omega_p = 2\pi f_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m}}$$

$n_e$ : n ng electron  
 $M$ : kh i l ng electron

$e$ : i n tích electron

### 3) S lan truy n sóng i n t trong plasma

i u ki n sóng truy n trong Plasma:

⊗  $f < f_p$ : không xuyên qua plasma mà chỉ “thấm” vào l l p m ng. Sóng i n t t n s nh nên các dao ng x y ra ch m. Trong kho ng th i gian b ng chu kì  $T$ , các h t mang i n phân b l i và s lan chuy n sóng không x y ra c.

⊗  $f > f_p$ : sóng i n t xuyên qua plasma. Nh ng dao ng x y ra nhanh, s phân b l i các h t mang i n không k p ti n hành. Do ó, sóng truy n m t cách t do trong plasma. Vì t n s plasma ph thu c vào m t h t trong plasma, cho nên có th x y ra

trở thành sóng truyền trong môi trường vật chất này nhưng không truyền trong môi trường vật chất khác. Công thức tính tần số plasma:

$$\omega_p = 2\pi f_p = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m}} \quad (4.1.3)$$

- Mật độ electron  $\Rightarrow f < f_p$ : sóng không truyền trong plasma
- Mật độ electron  $\Rightarrow f > f_p$ : sóng truyền qua plasma. Nhờ vậy mà ngày nay ta có thể thành lập phương pháp chẩn đoán plasma và đo mật độ các hạt trong plasma với chính xác cao.

Nếu có từ trường, sự truyền sóng trong plasma sẽ rất phức tạp.

#### 4) Phương pháp chẩn đoán

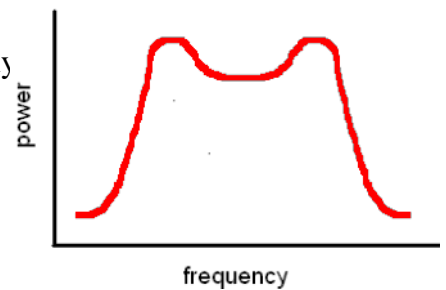
Máy phát sóng vô tuyến phát sóng lên tầng ionosphere

Máy thu sẽ thu nhận tín hiệu phản xạ

Tín hiệu thu được sẽ xử lý để tìm kiếm

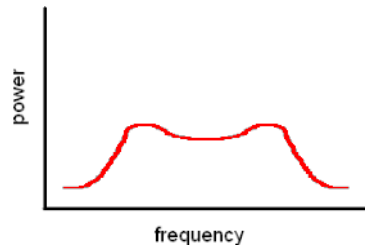
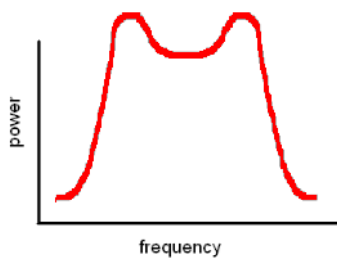
Đây là một ví dụ minh họa

thông số mật độ, từ trường và trực năng lượng



#### 5) Xác định các thông số của plasma:

a) Năng lượng của vùng plasma: tỉ lệ với tổng năng lượng phản xạ trở về



Đồ thị vùng có nồng độ plasma cao  
thấp

Đồ thị tương ứng với vùng có nồng độ

**b) Velocity of ion:**

tỉ lệ với độ rộng của tín hiệu,

Điều này gây ra bởi hiệu ứng mở rộng vạch phổ

Doppler

Nhiệt độ Ion có thể được tính từ vận tốc và khối lượng của nó theo công thức

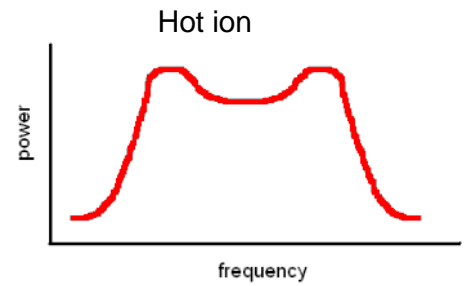
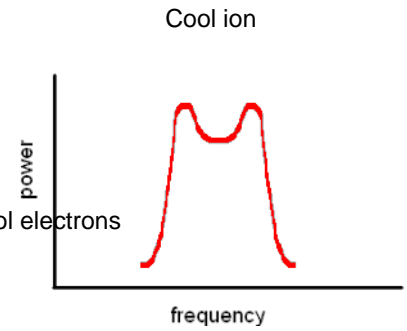
$$m v^2 = 3 k T$$

m – khối lượng ion

v – vận tốc ion

k – hằng số Boltzmann ( $1.38 * 10^{-23}$  J/K)

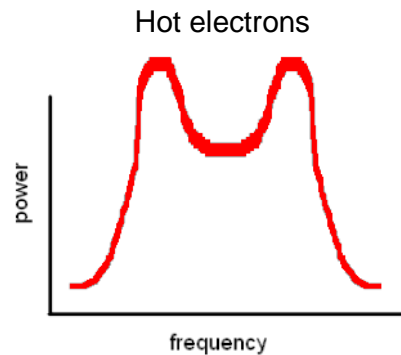
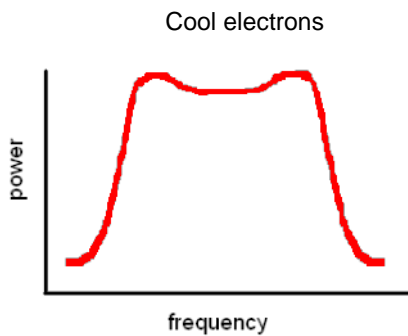
T – nhiệt độ ion ( K)



**c) Temperature of electron**

Nhiệt độ electron thường cao hơn nhiệt độ ion

Liên hệ giữa nhiệt độ của chúng tương ứng với liên hệ giữa đỉnh phổ và chỗ lõm trên đồ thị



### III. Phương pháp đo phát xạ Neutron

Việc đo cường độ phát xạ các neutron của plasma có thể là một phương pháp tốt nhất để chẩn đoán plasma khi nó ở nhiệt độ rất cao. Nếu nhiệt độ của plasma thấp hơn một triệu độ, thì cường độ phát xạ neutron là rất nhỏ và không thể phát hiện ra chúng. Khi nhiệt độ được tăng dần thì dòng hạt neutron được phát xạ từ plasma cũng tăng dần lên.

Việc đo cường độ phát xạ các neutron của plasma dễ dàng và đặc biệt để đo nhiệt độ của plasma. Nhưng khi sử dụng phương pháp này để khảo sát plasma thường gặp phải một khó khăn. Ở chỗ các neutron thường sinh ra từ những phản ứng tổng hợp ở chính bên trong plasma. Và trong một vài trường hợp khác các neutron có thể được tạo ra từ những quá trình khác. Vì thế những kết luận dựa trên các phép đo do sự phát xạ các neutron của plasma có thể dẫn đến sai lầm.

Có nhiều phương pháp để quan sát sự bức xạ của neutron. Một trong những phương pháp đó là áp dụng sự chụp ảnh bằng nhũ tương. Ở trường hợp khác dùng máy đếm nhấp nháy để ghi nhận các neutron. Các neutron khi đi vào trong các máy đếm sẽ gây ra các chớp sáng. Chớp sáng xuất hiện là do sự phá vỡ các hạt nhân neutron trong máy đếm nhấp nháy.



## TÀI LI U THAM KH O

1. Vật lý plasma, Nguyễn Hữu Chí, Tủ sách Khoa học Tự nhiên 1998
2. Azziz, Y., Instrument Development and Plasma Measurements on a 200-Watt Hall Thruster Plume, S.M Thesis, Massachusetts Institute of Technology, September 2003
3. Azziz, Y., Experimental and Theoretical Characterization of a Hall Thruster Plume, Ph.D Thesis, Massachusetts Institute of Technology, June 2007
4. Thomas, S., Developing a space Shuttle Experiment for Hall and Pulsed Plasma Thruster, S.M Thesis, Massachusetts Institute of Technology, February 2000
5. A. Gurnett, A. Bhattacharjee (2005). *Introduction to Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications*. Cambridge, UK: Cambridge University Press. p. 2. ISBN 0521364833. ordinary matter, but a combination of cold dark matter and dark energy.
6. R. O. Dendy (1990). *Plasma Dynamics*. Oxford University Press. ISBN 0198520417. Richard Fitzpatrick, *Introduction to Plasma Physics*, Magnetized plasmas
7. R. G. Greaves, M. D. Tinkle, and C. M. Surko (1994). "Creation and uses of positron plasmas". *Physics of Plasmas* **1**: 1439. doi:10.1063/1.870693.
8. J. Park et al. (2001). "Discharge phenomena of an atmospheric pressure radio - frequency capacitive plasma source". *Journal of Applied Physics* **89**: 20. doi:10.1063/1.1323753.
9. Website for Plasma science and technology
10. "High-tech dentistry -- "St Elmo's frier" -- Using a plasma torch to clean your teeth". The Economist print edition. Jun 17th 2009.