

Plasma 개설

(4)

성 영 권*
(Yung Kwon Sung)

기술해설
20~1~1

<회지 Vol.19 No.6에서 계속>

5. Plasma진동과 그 분산식

이번에는 Plasma속의 입자의 집단운동에 의한 electrostatic wave와 그 분산식에 대해서 좀 상세하게 논하기로 한다.

(i) 0온도의 plasma 진동(Lanymuir의 식)

지금 그림 1(a)와 같이 처음에 부의 하전입자(전자)와 정의 하전입자(이온)가 서로 상살해서 중성 plasma

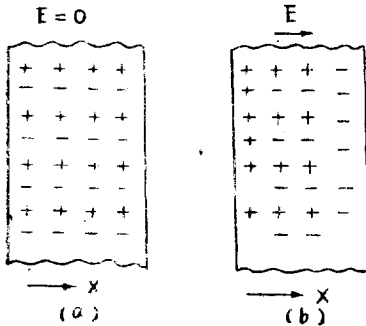


그림 1. Plasma속의 이온과 전자

로서 어떤 원인으로 전자가 집단적으로 X방향에 1차원적으로 $\xi(x)$ 만 변위했다고 하자(여기서 이온은 무겁기 때문에 진지하고 있다고 본다). 그 결과 전기적인 중성이 깨뜨려져서 그림(b)와 같이 이를 원 위치로 끌어 들이려고 하는 전계E가 생겨 Newton법칙부터 다음과 같은 식이 성립한다.

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} = -eEx \dots\dots\dots(1)$$

원래 중성 plasma의 전자가 집단적으로 ξ 만 변위하기 때문에 생기는 공간전하밀도 ρ 는 전자 밀도를 n 라고 하면

$$\rho = ne \frac{\partial \xi}{\partial X}$$

따라서 poisson의 식은

$$\frac{\partial E}{\partial X} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot ne \frac{\partial \xi}{\partial X}$$

이를 적분해서 $\xi=0$ 에서 $E=0$ 를 생각하면

$$E = \frac{en\xi}{\epsilon_0}$$

이것을 (1)식에 대입하면

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\frac{ne^2}{m\epsilon_0} \xi = -\omega_p^2 \xi \dots\dots\dots(2)$$

윗식부터 $\xi = A \sin \omega_p t$ 로 되어 plasma진동수 $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}}$ 로서 집단진동하는 것을 알수 있다. 이 경우 ω_p 는 파수 K 에 의하지 않고 군속도 $\frac{\partial \omega}{\partial k} \equiv 0$ 로 된다.

(ii) 유한온도 및 비입이 있는 경우의 plasma진동

지금 전자의 열운동, 또는 전자의 속도분포를 생각한다. 속도 V_r 를 가진 전자 밀도를 n_r 라고 하면 r 종의 전자에 대해서는 plasma진동에 의한 집단변위 $\xi_r(x, t)$ 는

$$\xi_r = (X + V_r t) + A \exp[-j(\omega t - KX)]$$

라고 나타낼 수가 있다. r 종의 전자에 대한 Newton식은 r 종의 입자운동에 따르는 가속도를 생각하여

$$m \frac{D^2 \xi_r}{Dt^2} = m \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) \xi_r = \text{const} + \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right) \xi_r = \text{const} \frac{\partial}{\partial x} \xi_r$$

$$= m[-j(\omega - K \cdot V_r)]^2 \xi_r = -eE$$

$$\therefore \xi_r = \frac{e}{m} E \cdot \frac{1}{(\omega - K V_r)^2} \dots\dots\dots(3)$$

이것을 poisson의식

$$\frac{\partial E}{\partial X} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_r \rho_r = \frac{e}{\epsilon_0} \sum_r n_r \frac{d\xi_r}{dx} \dots\dots\dots(4)$$

에 대입하면

$$\frac{\partial E}{\partial X} = \frac{e^2}{m\epsilon_0} \sum_r n_r \cdot \frac{\partial \xi_r}{\partial X} (\omega - K V_r)^{-2}$$

$$\therefore \sum_r \frac{n_r e^2}{m\epsilon_0 (\omega - K V_r)^2} = 1 \dots\dots\dots(5)$$

이것이 유한온도 또는 상대속도 V_r 가 있을 경우의 전자 plasma의 분산식으로 되고 그 분모는 일종의 Doppler효과를 나타내고 있다. 가령 전자의 속도분포를 $\frac{n_r}{n} = f(V_r)$ 라고 하면 (5)식은

$$\omega_p^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(V)}{(\omega - K V)^2} dv = 1 \dots\dots\dots(6)$$

또는 부분적분으로서

*정회원 : 고려대학교 이공대학 교수

$$-\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{\partial f}{\partial V} dV}{(1 - \frac{K \cdot V}{\omega})^2} = 1 \dots\dots\dots(7)$$

로 된다. 이 적분치는 Landau에 의해 구해져서

$$\omega^2 \approx \omega_p^2 \left\{ \left(1 + \frac{3kT}{m} \cdot K^2\right) - j\pi \left(\frac{\omega}{K}\right)^2 \left(\frac{\partial f}{\partial V}\right)_0 \right\} = \omega_p^2 / K^2 \dots\dots\dots(8)$$

로서 주어진다. (단 k : Boltzmann정수 K : 파수)

(8)식에 있어서 제1항의 실수부는 소위 분산관계를 나타내는 부분으로서 열운동에 의해서 일정한 군속도 $\frac{\partial \omega}{\partial K}$ 를 가지고 plasma진동이 전파하는 것을 나타낼 것이며 제2항은 (6)식의 피적분함수가 $V = \omega/K$ 에 극을 가지기 때문에 나타나는 허수항으로 $\left(\frac{\partial f}{\partial V}\right)_0 V = \omega/K < 0$ 인 경우는 감쇠항으로 되어 소위 Landau감쇠를 나타낼 것이다. Landau감쇠는 전자분포와 집단운동에 의한 것으로 충돌에 의한 것이 아닌것에 주의해야 한다. 다음에 V_a, V_b 의 평균속도를 가진 두 종류의 전지비입이 있어 각 비입밀도로서 정의한 plasma진동수를 ω_{p1}, ω_{p2} 라고 하면 (5)식은

$$\frac{\omega_{p1}^2}{(\omega - KV_a)^2} + \frac{\omega_{p2}^2}{(\omega - KV_b)^2} = 1 \dots\dots\dots(9)$$

로 된다. 이 경우에는 Pierce에 의해 논해진 것과 같은 불안정성(Bistream Instability)가 있어 진동이 일어난다. (9)식의 피변 y 를 ω 의 함수로서 $\omega_1 = KV_a$ 와 $\omega_2 = KV_b$ 가 가까운 경우와 떨어져 있는 경우에 대해서 그림 2와 같이 된다. $y=1$ 에 대해서는 (9)식은 4차식으로서 네가지 근이 있다. 그림 2(a)의 경우는 네가지의 ω 근이 실평면상에 있으나 (b)의 경우에는 두개

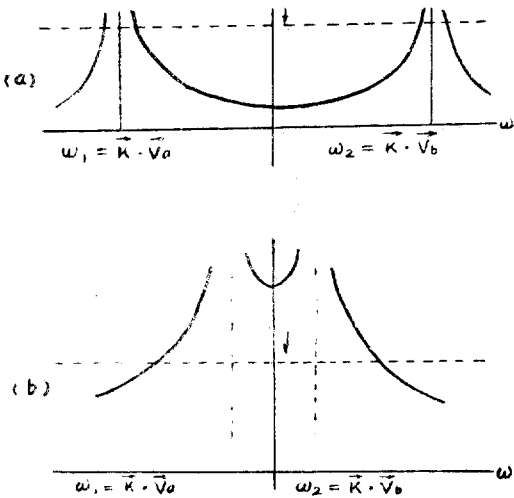


그림 2. $y(\omega) = 1$ 의 근의 모양

만이 실평면상에 근이 존재하고 나머지 두개의 ω 근의 허근에 의해 진동이 증폭된다. 가령 plasma(a)속에 전자비입(b)를 투과시켜서 $V_a = 0, \omega_{p1} = \omega_p$ 라고 하면 (9)식의 분산식은

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{p2}^2}{(\omega - KV_b)^2} = 1$$

로 되고 이로부터

$$K = \frac{\omega}{V_b} \pm \frac{\omega_{p2}}{V_b \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2}}$$

으로 되어서 $\omega < \omega_p$ 에서는 K 에 허수항이 생겨 어떤 방향의 plasma진동은 비입과의 상호작용으로 증폭됨을 알 수가 있다.

ω 와 $I(K)$ 즉 증폭도와의 관계는 그림 3과 같이 된다.

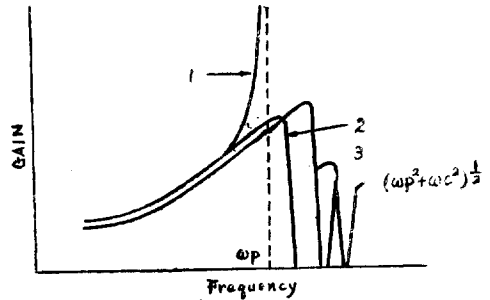


그림 3. ω 와 증폭도와의 관계

이밖에도 이온에 대해서도 이상과 같은 기구로서 plasma진동이 발생하나 이러한 경우에는 가벼운 전자에 의한 shielding현상이 일어나

$$\left. \begin{aligned} \omega^2 &= \frac{\omega_{pi}^2}{1 + \frac{\omega_{pi}^2}{kT_e K^2} M} \\ \omega_{pi} &= ne^2 / M\epsilon_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(10)$$

과 같은 분산관계가 구해진다. 뒷식은 K 가 큰 경우는 shielding현상이 없는 ω_{pi} 인 이온 plasma진동을 나타내며 K 가 적을 경우에는 $V_s = \omega/K = \sqrt{kT_e/M_i}$ 인 이온 음파를 나타낸다. 이 두가지 경계의 파장의 $1/\sqrt{2\pi}$ 즉

$$\lambda_s = \frac{\sqrt{2\pi}}{K} = \sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \cdot \frac{1}{\omega_{pi}} = \sqrt{\frac{2\pi kT_e \epsilon_0}{ne^2}}$$

는 Debye길이로서 shielding현상을 나타내는 최소길이가 된다.

보통 방전관의 저주파진동은 이와같은 이온 plasma진동 외에 Sheth에 기인되는 것 또는 음극앞의 potential에 의한 이온진동등이 있어 복잡하여 그 억제방식에 대해서 여러가지 연구가 진행되고 있다.

6. 확산과 불안정성

6.1 고전확산과 자장

널리 알려진 바와 같이 입자는 열운동때문에 농도가 짙은 곳에서 얇은 곳에 확산해 간다. 그 흐름 T 는

$$T = -DV_e n \dots\dots\dots(11)$$

로서 주어져 확산계수 D 는 입자의 평균 자유행정길 L , 열운동의 평균속도를 v 라고 하면 기체운동론에서 부터

$$D = \frac{Lv}{3} \dots\dots\dots(12)$$

이다. 일반적으로 plasma에서는 정, 부의 입자의 밀도가 같기 때문에 가벼운 전자가 먼저 확산하여 나중에 정 이온이 남게 되어서 전자를 원위치에 끄러 당기려고 하는 전계의 작용에 의해 전자와 정이온이 함께 확산(양극성확산) 한다. 그 확산계수 D_0 는 다음식으로 나타낸다.

$$D_0 = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i} \dots\dots\dots(13)$$

그런데 자계 B 를 가하면 자계에 평행으로 있는 입자(guiding center)의 운동은 E 에 영향받지 않기 때문에

$$D'' = D_0 = \left(\frac{L \cdot V}{3}\right) E_{20} \dots\dots\dots(14)$$

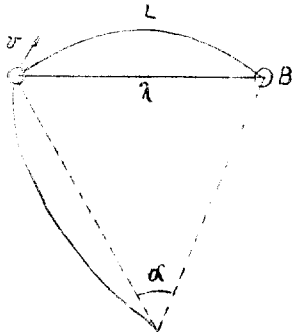


그림 4. λ 가 길보기에 적게 보이는 모양

다음에 자계에 수직인 방향의 확산에 대해서는 입자의 제도가 $r = mV/B$ 인 원운동을 하기 때문에 그림 4에 나타낸 것처럼 A점부터 원계도를 L 만 나가서 충돌한다고 하면 직선거리로서 생각한 평균자유행정 λ 는 자계가 없는 경우에 비해서 길보기에 적게 되고 따라서 길보기의 충돌회수는 증가한다. 이 증가율은 다음식과 같이 된다.

$$\left. \begin{aligned} L - \lambda &= \Delta\lambda \\ \frac{\Delta\lambda}{L} &= \frac{L - \lambda}{L} = C(\omega c\tau c)^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(15)$$

여기서 $C \approx 1$ 라고 하면 다음과 같이 나타낸다.

$$\lambda = L - \Delta\lambda = \frac{L}{1 + \frac{\Delta\lambda}{L}} = \frac{L}{1 + (\omega c\tau c)^2} \dots\dots\dots(16)$$

이 λ 는 자장에 의한 입자의 원운동을 고려해서 보정한 값이기 때문에 이것을 사용해서 Δ 를 구하면 자장에 수직인 확산계수 ΔL 를 얻게 된다. 즉

$$\begin{aligned} D_i &= \frac{V\lambda}{3} = \frac{V}{3} \frac{L}{1 + (\omega c\tau c)^2} = \frac{D_0}{1 + (\omega c\tau c)^2} \\ &= \frac{D_0}{1 + \left(\frac{eB\tau c}{m}\right)^2} \dots\dots\dots(17) \end{aligned}$$

6.2 이상확산과 Screw Instability

오늘날 MHD발전등에 이용되는 핵융합에 있어서 자장 난관에 부딪히는 문제점의 하나로서 고온 plasma

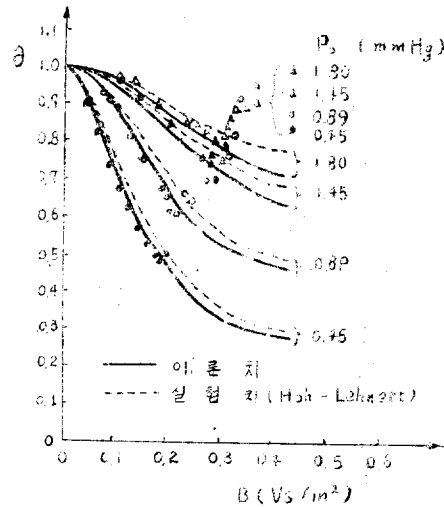


그림 5. 방전관의 세로방향의 전장의 $\theta = E(B \neq 0)/E_{(B=0)}$ 와 B 와의 관계

의 confinement가 잘 이루어지지 않는 점이다. 즉 소위 instability의 문제점이다. 가령 기다란 방전관에 자장 B 를 관측방향에 걸었을때의 양광주의 전계 $E(B)$ 를 자장의 함수로서 실측하면 그림 5에 표시된 점선처럼 된다. 양광주의 전계 $E(B)$ 는 확산에 의해 관벽에 휩쓸리는 입자의 척도를 나타내기 때문에 자계 B 와 더불어 (17)식에 의해 고전확산계수 $D \propto 1/B^2$ 처럼 감소해서 유지전계는 내려 갈 것이다. 그런데 실측결과는 이와는 좀 달리 감소율이 비교적 작고 어떤 극한 자장 B_c 이상에서는 무슨 원인에 의해 확산이 오히려 증가되는 양상이 나타난다. Kadmatser, Hoh, Glicksmann등은 그 원인으로서 Screw Instability라는 것을 생각했다. 즉 어떤 원인으로 그림 6과 같이 plasma속에 전자, 이

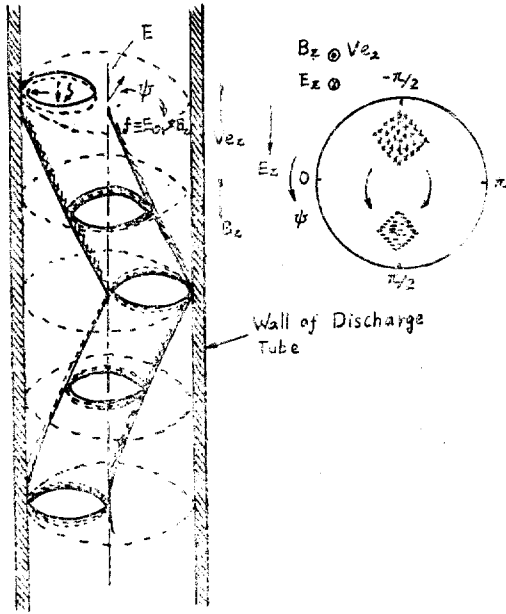


그림 6. Plasma속의 Screw

운동의 밀도가 짙은곳($A_i = A \exp J(\omega, -K, -m, \dots)$)이 Screw상으로 되어 있다고 하자. Electron screw는 축방향 전계 E_z 때문에 $V_{ez} \sim \mu_e E_z$ 의 속도로서 ion screw에 비해 상대적으로 들어 올러 결국 Ψ 방향에 $V_{ez}K$ 의 각속도 만큼 회전한 것과 같게 된다. 따라서 그림 6의 오른쪽에 나타낸 것처럼 하전분리가 생겨 전계 $E\Psi$ 가 생긴다. 이 때문에 $f_1 = E\Psi \times B_z$ 의 힘에 의해 drift가 일어나 농도가 큰 중심부부터 screw에 전자가 공급된다. 이밖에도 양극성 확산 때문에 반경방향에도 전계 E_r 가 있어 이것에 의한 drift($f_1 = E_r \times B_z$)는 screw와는 역방향 $-\Psi$ 에 작용하게 된다. 그래서 Holm은 electron screw가 성장하는 조건은 $V_{ez}K$ 에 의한 하전분리와 $f_1 = E\Psi \times B_z$ 에 의한 중심부부터의 공급이 $E_r \times B_z$ 에 의한 역진, 관측 및 경방향의 확산손실, 공간전하전계에 의한 하전손실등이 이겨내는 것이라고 생각했다. 자장이 강해짐에 따라 확산손실이 감소하여 어떤 B_z 이상에서 screw instability가 일어나 plasma의 일부가 벽에 가깝게 접해지기 때문에 이상확산이 일어난다고 생각하여 이것을 양평주에서 streak camera로서 확인했다.

한편 Ge, Si 등의 반도체에 적류전압을 가해 이것에 전류방향의 자장을 가하면 어떤 B_z 이상에서 수 KC~

수십 KC의 진동이 발생함을 RCA연구소에서 발견하여 Oscillistor라고 이름을 부쳤다. Glicksmann은 위에 말한 기체 plasma의 screw instability를 취입하여 이것을 이론적으로 다음과 같이 해석했다. 즉 전자밀도 n , 정공밀도 p 에 대한지의 연속식 몇 톱의 균형식은 γ 를 단위시간의 전리계수, τ 를 충돌시간으로서

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + V(nv_e) &= n\gamma p \\ \frac{KBT_e}{m_e n} V_n &= -\frac{e}{m_e c} V_n \times H + \frac{ie'}{me} \nabla V - \frac{Ve}{\tau e} \\ \nabla^2 V &= -\frac{4\pi}{K} (p - n) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (18)$$

이 해를 n, p, V 에 대해서 정상항 n_0, p_0, V_0 와 진동항 n_1, p_1, V_1 의 합으로 두고 진동항의 일차의 미소량까지 취해서 선형화하여

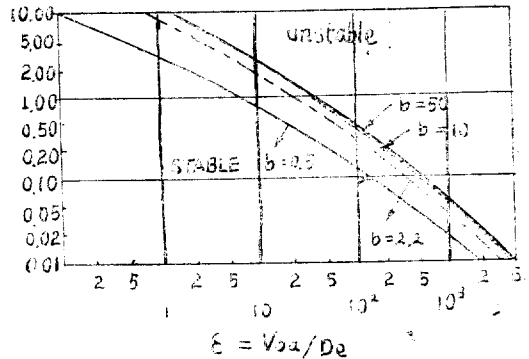


그림 7. $\mu_e H$ 와 $\epsilon = V_e D_0$ 와의 관계
 $n f_1 = f_e(r, z) \exp(jm\phi + jkz - j\omega t)$

라고 두고 $\omega = F(n, b)$ 인 분산관계를 구해서 이를 풀어서 $I(\omega) > 0$ 인 조건 즉 instability가 일어나는 조건을 구해 보면 그림 7과 같이 된다. 그림 7의 세로축은 dimensionless magnetic field $\mu_e H$ 를 가로축은 dimensionless electric field $\epsilon = V_e D_0$ 를 나타낸 것이다. V_0 는 전계방향의 전자 drift속도 $\mu_e E$ 이고 a 는 plasma 반경이다. 이 관계가 인가전계 E 와의 함수로서 이상확산이 일어나는 자장 B_z 를 나타내게 된다. 여기서 $b = \mu_e / \mu_i$ 이다.

7. Plasma부터의 복사

여기에서는 plasma로부터 복사되는 전자에너지에

대해서 설명하기로 한다. 온도가 낮고 부분적으로만 전리되고 있는 plasma에서는 복사는 원자 또는 이온이 여기 상태로 부터 기저상태에 천이함으로써 나오는 빛이 주가 되지만 완전 전리 plasma에서는 제동복사와 cyclotron복사나 cerenkov복사라는 형태로서 전자파가 복사된다. 그중에 제동복사라는 것은 전자가 원자핵에 가까이 통과할때 핵의 전하에 의해 감속될 때 일어나는 것이며 이때 나오는 전자파의 에너지는 전자 에너지에 따라 다르나 보통 X선 영역에서 나오는 경우가 많다. Cyclotron복사는 자장이 있을 때에 하전입자가 선회운동을 하기 때문에 생긴다. 이때의 복사에너지는 물론 전자에너지에 의하지마는 milli와 영역에서 나오는 경우가 많다. 이러한 두가지 복사는 어느것이냐 하전입자의 가속에 의해 나오는 복사라는 점에서는 원리적으로 같으나 나타나는 복사의 주파수가 대단히 상이하기 때문에 따로 따로 나누어서 생각해 보기로 하자.

7.1. 제동복사

전자가 전자와 충돌하는 경우에는 하나의 전자속이 다른 전자의 감속과 같은 크기로 되고 결국 전체로서는 복사를 나타내지 않지만 전자가 이온과 충돌하는 경우에는 서로 다른 크기의 가속을 받기 때문에 복사를 나타낸다.

제동복사는 갑자기 충돌을 받은 전자의 field로부터 광양자가 이탈케 되므로서 나타나는 것이라고 해도 무방할 것이다. 고전 전기 역학에 의하면 전하 e가 속도 V로서 운동하고 있을 때 방출하는 에너지의 시간적 변화율은

$$\frac{du}{dt} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 C^3} \frac{V^2 - (V \times V)^2 / C^2}{(1 - V^2 / C^2)^3} \dots\dots\dots(19)$$

로서 주어진다. 이 계산은 다음과 같이 한다. 가속도를 받기전의 전자의 field와 가속도를 받은 후의 전자의 field는 다르나 이 변화가 시간 τ 사이에 일어난다고 하면 원래의 field의 Fourier성분중에서 진동수가 $1/\nu \gg \tau$ 를 만족할만한 성분은 이 시간내의 변화에 응하지 못하기 때문에 충돌 전후의 field성분에서의 변화가 복사로서 나타난다. 이와같은 생각으로 충돌전후의 전자의 벡터 potential를 계산하여 거기서부터 전계, 자계 등을 계산해서 복사 에너지를 구하는 것이다. $V \ll C$ 인 경우 (19)식은

$$\frac{du}{dt} = \frac{e^2 V^2}{6\pi\epsilon_0 C^3} \dots\dots\dots(20)$$

로 된다.

전하 e,의 이온이 정지하고 있고 속도 V의 전자가 충돌계수 b로서 이것에 가깝게 온다고 하면 이때에 여러 가지의 충돌계수로서 이온과 충돌하는 전자에 의한 전 손실 에너지는

$$\frac{du}{dt} = \frac{e_i^2 e^4 (n_i V_i)}{96\pi^3 \epsilon_0^3 C^3 m_i^2} \int_{b_{min}}^{b_{max}} (2\pi b) \frac{q}{V_i} \dots\dots(21)$$

b_{min} 는 전자의 Compton 파장 $h/2\pi m_e V_e$ 와 같다고 한다. 이와같이 하면 모든 전자에 의하여 복사되는 에너지 밀도 W_r 는

$$W_r = \frac{e_i^2 e^4 n_i n_e}{24\pi\epsilon_0^3 C^3 m_i} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \dots\dots\dots(22)$$

여기서 T_e 는 전자온도로서 이것을 KeV로서 나타내면 아래와 같이 된다.

$$W_r = 4.8 \times 10^{-37} Z^2 n_i n_e T_e^{1/2} \text{ watts/m}^2$$

Z는 원자번호이다. 복사는 단위시간의 충돌회수에 비하기 때문에 전자밀도와 이온밀도와의 곱에 비례하고 있다. 이것은 plasma가 이 복사에 대해서 투명한 경우로서 밀도가 증가하면 복사의 흡수가 증가하여 결국 복사는 plasma의 표면부터만이 행지게 되고 이때의 복사에너지는 표면의 온도만으로서 정해진다. 이와같은 열복사에 대해서는 나중에 설명하기로 한다.

7.2. Cyclotron 복사

Plasma에 외부자계 B가 있는 경우에는 하전입자는 자장의 둘레를 선회운동을 한다. 그 주파수는 전자의 경우

$$\omega_0 = \frac{eB[1 - (V^2/C^2)]^{1/2}}{m} = \omega_s \left(1 - \frac{V^2}{C^2}\right)^{1/2} \dots\dots\dots(23)$$

여기서 m, ω_s 는 각각 전자의 전지질량과 그것에 대한 cyclotron주파이다. 가속도 V_L 는

$$V_L = \omega_0 V_L \dots\dots\dots(24)$$

이기 때문에 이것에 의한 복사에너지는 이것을 (19)식에 대입하면 $V = V_L, (V/C)^2 \ll 1$ 로서

$$\frac{du}{dt} = \frac{e^4 V_L^2 B^2}{6\pi\epsilon_0 m^2 C^3 [1 - V^2/C^2]} \dots\dots\dots(25)$$

로 된다. 이식을

$$\rho = \frac{mV}{[1 - V^2/C^2]^{1/2}} \dots\dots\dots(26)$$

를 사용하면

$$\frac{du}{dt} = \frac{e^4 B^2 P^2}{6\pi\epsilon_0 m^4 C^3} \dots\dots\dots(27)$$

로 된다. 전 에너지는 이것을 분포 $f(\rho)$ 에 대해서 적분하면 얻어진다. 그 결과는 아닛식과 같다.

$$W_r = \frac{e^2 \omega b^2}{3\pi\epsilon_0 C} \left(\frac{N_e k T_e}{m C^2} \right) \left(1 + \frac{5k T_e}{2m C^2} + \dots \right) \dots\dots(28)$$

여기서 T_e 를 K, V, B를 weber/m³, 밀도를 m⁻³로서 나타내어 수치를 대입하면

$$W_r = 6.2 \times 10 B^2 N_e T_e [1 + (T_e/204) + \dots] \text{ watts/m}^3 \dots\dots\dots(29)$$

으로 된다. 실제로 관측되는 cyclotron복사는 ω_0 라는 주파수를 가진 선 spectrum이 아니고 어느 정도 폭을 가지고 있다. 그것은 전자가 이온과 충돌하거나 또는

열운동의 Doppler 효과에 의해서 spectrum선이 확대해 지는 것이다. Plasma의 밀도가 커져서 복사가 plasma 내를 전파할 때의 손실이 나타날 때는 plasma의 전파 특성을 고려하지 않으면 안된다. 복사가 B에 직각으로 전파할 경우에는 종파의 성분이 나타나는 파는 hybrid wave로 되어 공진현상은 ω_0 가 아니고 $\sqrt{\omega_0^2 - \omega_p^2}$ 의 곳에 있는 것 처럼 관측된다. plasma 밀도가 더욱 증가해서 $\omega_p > \omega_0$ 로 되면 cyclotron 복사는 plasma내에 폐쇄 되어 결국 plasma부터의 복사는 열복사로 나타난다.

7.3 열 복사

Plasma가 열평형상태에 있을 때는 어떤 주파수 영역에 있어서 plasma부터의 복사 $s(\omega) d\omega$ 를 흑체복사와 비교해 보기로 하자. 온도가 T인 장소 r에서 단위 면적에서 Ω 의 방향에 있어서 단위 입체각 당 ω 의 주파수로 단위 주파수간격에서 나오는 에너지를 W라고 (ω, Ω, r, T) 고 하고 r인 곳과에서 Ω 방향에 전파하고 있는 주파수 ω 의 복사에 대한 흡수계수를 $\alpha(\omega, \Omega, r, T)$ 라고 하면 흑체복사강도 $S_B(\omega, \Omega, T)$ 는

$$\frac{W(\omega, \Omega, r, T)}{\alpha(\omega, \Omega, r, T)} = S_B(\omega, \Omega, T) \dots\dots\dots(30)$$

이다. 그림 8에 나타낸 것처럼 0에서부터 $P_{0.}$ 향한 광선의 통로에 대해서는 아랫식이 성립한다.

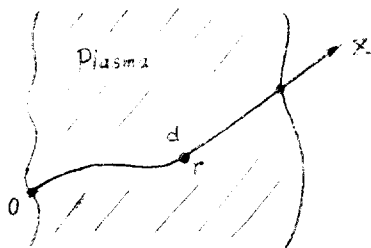


그림 8. Plasma 속의 광선

$$\frac{ds(\omega, \Omega, r, T)}{dl} = \alpha(\omega, \Omega, r, T)S + W(\omega, \Omega, r, T) = -\alpha(S - S_B) \dots\dots\dots(31)$$

지금 간단화하기 위해 T는 균일하고 외부로부터 복사는 들어오지 않는다고 하면 $S(0) = 0$ 이기 때문에 뒷식의 풀이는

$$S(p, \omega, k) = S_B(\omega, \Omega) [1 - \exp(-\int_0^p dl, \alpha)] \dots\dots\dots(32)$$

이다. 이것은 P점에 있어서 K방향에 있어서의 단위 입체각당 것이다. 만일 $\int dl, \alpha \gg 1$ 즉, 흡수가 크면 $S \sim S_B$ 로 되고 plasma는 흑체로서 취급하게 된다. 즉 이 이야기는 이미 설명한 것을 수식적으로 표현한 것에 불과하다.

plasma로부터의 복사를 흑체 복사로 취급할 적에는 복사는 흑체의 온도 즉, 복사온도로서 정려진다. 흑체로 취급한 plasma의 단위표면부터 단위시간에 복사되는 에너지 중에서 주파수가 ω 와 $\omega + d\omega$ 사이에 있는 것을 $W\omega d\omega$ 라고 하면 이것은 Planck의 복사공식으로 주어진다. 즉

$$W\omega d\omega = \frac{\omega^2}{8\pi^3 C^2} \frac{\xi \omega}{\exp(\xi \omega / kT) - 1} d\omega \dots\dots\dots(33)$$

여기서 $\xi = h/2\pi$ 이고 T,는 복사온도이다.

지금 U라는 속도의 전자가 spontaneous emission에 의해 ω 라는 빛을 내어서 속도가 V로 되었다고 하면

$$(m/2), (u^2 - V^2) = h\omega \dots\dots\dots(34)$$

로 되고 그 확율을 Q(u)라고 한다. 전자의 속도분포 함수를 f(V)라고 하면

$$\exp(\xi \omega / kT_e) - 1 = \frac{\int_0^\infty u^2 Q(u) [f(V) - f(\omega)] V dV}{\int_0^\infty u^2 Q(u) f(u) V dV} \dots\dots\dots(35)$$

로서 전자가 Maxwell 분포 $f(V) = \exp(-\frac{mV^2}{2kT_e})$ 를 가지고 있으면 $Tr = Te$ 로 되어서 복사온도와 전자온도는 일치하나 분포가 다를 적에는 Tr는 전자온도와 반드시 일치하지는 않는다. plasma전자에 적당한 분포를 주어서 $Tr < 0$ 로 하면 plasma의 전자파에 대한 흡수계수가 부호되는데 이것은 입사파가 증폭될을 의미하는 것이다. 그 한 예로서 Laser를 들수가 있는데 Laser에서는 부온도가 실현되어서 유도복사가 자연복사에 이어서 강한 coherent light가 나오는 것이다.

7.4 Laser로부터의 복사

부온도를 만드는 방법은 여러가지가 있으나 여기에서는 몇가지 간단한 예에 대해서 설명하기로 한다.

기체 Laser는 가령 1mmHg의 He와 0.1mmHg의 Ne의 혼합기체를 방전관에 넣어서 고주파방전을 행하면 He원자가 여기되어 2S상태로 되어 이것이 Ne원자와 제2종의 충돌을 해서 He(29S)의 에너지는 거의 같은 높이의 Ne의 2S상태에 천이 된다.

원자가 여기상태에 있는 경우는 자연히 전자파를 방출하여 에너지가 낮은 상태에 확률 A로서 떨어진다. 외부로부터 밀도 $\rho(\nu_0)$ (단 ν_0 는 두 준위의 에너지차에 상당하는 전자파의 주파수 $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$)의 전자파가 들어오면 그 밀도에 비례한 유도흡수와 유도복사가 일어난다. 그 확율을 각각 $B_{12}\rho, B_{21}\rho$ 라고 하고 에너지가 E_1, E_2 에 있는 어떤 원자밀도를 N_1, N_2 라고 하면 전자파와 원자가 평형상태에 있는 경우에는

$$N_2(B_{21}\rho + A) = N_1 B_{12}\rho \dots\dots\dots(36)$$

가 성립하며 Boltzmann분포가 성립하는 경우에는

$$N_2/N_1 = \exp(-h\nu_0/kT) \dots\dots\dots(37)$$

가 성립한다. 따라서 윗식과 Planck의 식으로부터 B 를 구할 수가 있다. 즉

$$B_{21} = B_{12} = (2\pi/3\epsilon_0 k^2) |\mu|^2 \dots\dots\dots(38)$$

여기서 μ 는 1,2사이의 전이 moment의 matrix요소이다. 온도 T 에 있는 물질이 하나의 주파수로서 단위면적당 흡수하는 전력 Δp 는 외부로부터 전자파의 전력을 단위면적당에 대해서 p 라고 하면

$$\Delta p = (N_1 - N_2) h\nu_0 B P / C \dots\dots\dots(39)$$

로 된다. 따라서 $N_2 > N_1$ 이고 부온도가 실현되고 있으면 부의 흡수 즉 복사가 생긴다.

N_2 의 $2S \rightarrow 2p$ 에의 전이는 $2p \rightarrow 1S$ 의 경우보다 수명이 1 order정기 때문에 $2S$ 에 있는 원자수는 차츰 증가

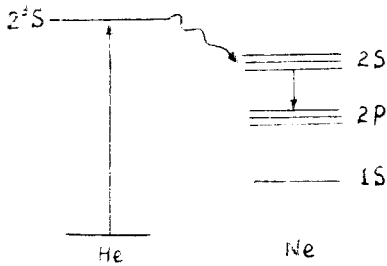


그림 9. He-Ne Laser.

해서 $2p$ 상태에 있는 것보다 원자수가 많아지며 $2s \rightarrow 2p$ 사이에 Laser작용이 일어나는 것이다. 그러한 기체 Laser는 $H, -N,$ 뿐만 아니라 $H, -X,$ 을 위시해서 여러가지 실현되고 있다.

반도체에 있어서 부온도를 만들어 내는 방법이 수년 전에 고안되었다. 가령 $Ga, A,$ 의 $P-N$ 접합이라던지 $Ga (A, i, -, P_x)$ 의 $P-N$ 접합에 있어서 전주에서 전자를 주입시킴으로써 부온도를 실현하려고 했던 것이다.

$Ga(A, i, -, P_x)$ 의 예를 들면 전자를 주입시킴으로써 접합부의 전도대와 충만대의 carrier의 분포를 역전시켜 그것에 의해 $7100A^\circ$ 의 stimulated emission을 얻었다. 접합에 흐르는 전류밀도가 $11,000A/cm^2$ 의 경우에는 spectrum폭이 $125A^\circ$ 였던 것이 $19,000A/cm^2$ 로 되는 경우에는 그림 10에 나타난 것처럼 $12A^\circ$ 까지 줄었다.

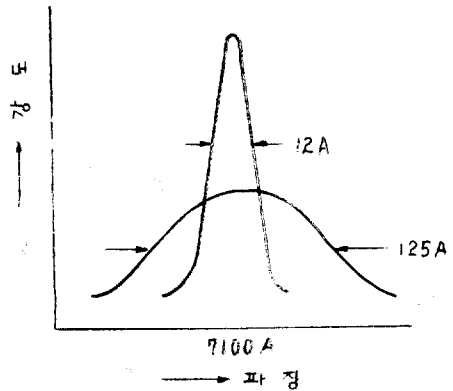


그림 10. $Ga(A, i, -, P_x)$ laser의 emission

이와같이 단생성이 좋아진 것은 stimulated emission의 증거라고 할 수 있을 것이다.