

# 제 1 장 서 론

1864년 스코틀랜드 수학자인 James Clerk Maxwell은 전기장과 자기장으로 구성된 파동이 공기 중에서 하나의 장소로부터 다른 장소로 이동할 수 있다는 것을 논문에 발표하였다. Maxwell의 전자기 복사 원리는 독일 과학자 Heinrich Hertz에 의하여 실험적으로 증명되어 1899년 이탈리아의 과학자 Guglielmo Marconi는 영국과의 무선 통신에 성공하였고 1901년에는 대서양 횡단 통신에 성공하였다. Marconi의 실험은 무선 통신의 새로운 지평을 연 사건이며 동시에 몇 가지 의구심을 가지게 하였다. 즉, 지금까지 전자기 복사가 빛과 마찬가지로 일직선상으로 움직인다고 생각한다면 최대 통신 거리는 시선상의 끝이 되지만 실제로는 그 이상이 된다. 즉, 그림 1에서 보듯이 전파가 시선방향으로만 진행한다면 시선 건너편과의 통신은 불가능하다. 하지만 만약 반사층이 존재한다면 시선 넘어 있는 수신기에 도달함으로써 통신이 가능하게 된다. 다시 말하면 어떤 반사층이 존재하여 통신을 가능하게 한다는 사실은 전파를 반사하는 성질을 가진

층이 지구 상공에 존재한다 것을 간접적으로 증명한 것이 된다. 1902년 Oliver Heaviside와 Arthur Kennelly는 각각 상층 대기에 전도층(conducting layer)이 존재한다는 것을 제안하였다. 이 시점까지 이러한 층이 존재한다는 사실을 증명하지는 못하였고 다만 지구 상층대기의 물리적 또는 전자기적 성질만이 조금 알려졌을 뿐이다. 만약에 이러한 전도층이 존재한다면 시선 거리의 한계를 극복하여 지구 반대편의 사람과의 통신이 가능하게 되는 것이다. 이러한 전도층을 연구하기 위하여 1920년대 중반에 ionosonde를 개발하여 전리층을 직접 관측함으로써 전도층의 특성과 이러한 것이 전파에 미치는 영향을 연구하게 되었다.

지난 세기동안 우리는 전리층의 여러 성질을 연구하여 왔지만 아직도 태양 활동에 의한 물리적, 화학적 그리고 역학적인 변화에 대하여 모르고 있는 것이 매우 많다. 전리층의 상층부분은 위성을 이용하여 연구가 진행되고 있으나 하층부

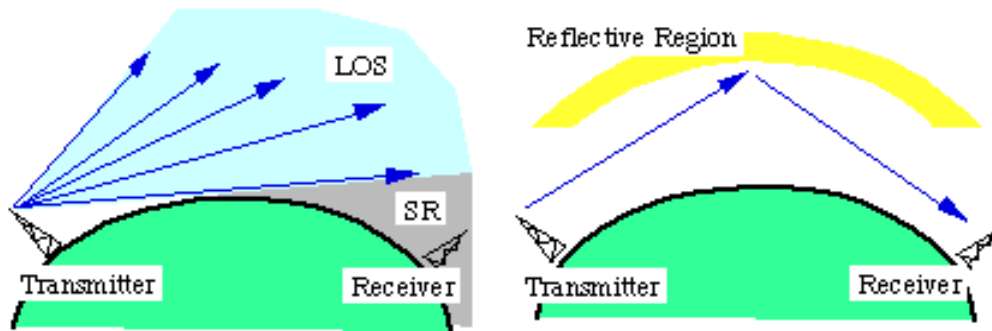


그림 1 좌측 그림은 시선 거리를 나타낸다. LOS는 “Line of Sight”의 준말이며 만약 수신 안테나가 그림자 영역(SR : shadow region)에 있다면 전파 신호를 직접 수신하지 못한다. 우측 그림은 반사층에 의하여 반사된 전파가 시선 건너편에 있는 수신기에 도달하는 것을 나타내는 그림이다.

분은 비행기나 balloon을 이용하여 관측 및 연구를 하기 위해서는 고도가 매우 높기 때문에 전파를 이용하여 관측하고 있다. 현재의 많은 이론은 통신에 미치는 전리층의 영향을 관측하여 이로부터 나오는 결과를 해석하고 있다. 이외에 추가로 몇 가지 중요한 결과가 로켓을 이용한 관측으로부터 나오고 있다. 전리층 연구가 활발한 몇몇 그룹(HAARP : HIGH FREQUENCY ACTIVE AURORAL RESEARCH PROGRAM)은 전리층을 구성하는 플라즈마의 운동과 반응에 대하여 독자적인 정보를 취득하고 있으며 Incoherent Scatter Radars(IRSs)를 이용하여 지상에서 전리층의 작은 규모의 구조까지 연구할 수 있게 되었다.

전리층은 현재 우리 생활에 많은 영향을 주고 있다. 미국의 소리(VOA : Voice of America) 또는 영국 방송사(BBC : British Broadcasting Corporation)와 같은 국제 방송은 아직도 전리층에 반사된 전파를 사용함으로써 지구 반대편에서 수신이 가능하여 오락과 정보를 전 세계 어디서든지 들을 수 있다. 전리층은 장거리 송신 능력이 있어서 선박 통신, 대양 횡단 항공기 통신, 군 통신 등에 사용하고 있다.

태양의 활동은 전리층 변화를 일으키는 주된 요소로 플레어 또는 코로나 질량 분출(CME : Coronal Mass Ejection)과 같은 사건은 단파대 통신을 두절시키곤 한다. 지상과 통신 위성, 측지 위성간에 신호의 송수신은 반

드시 전리층을 지나게 되므로 전리층에 의한 영향을 생각하여야 하며, 적도 지방에서 대부분 발생하는 전리층의 불규칙성은 위성 시스템의 성능과 신뢰성에 영향을 주기 때문에 상업 위성 설계자들은 이러한 효과를 반드시 고려해야만 한다. 또한 오로라가 발생하는 고위도 지방의 전리층은 백만 암페어 정도의 전류가 흐르고 있다. 이러한 전류를 auroral electrojet이라고 하는데 태양의 활동에 따라 극심하게 변화하여 장거리 전력선이나 송유관과 같은 지상 전도체에 유도 전류를 발생시킨다.

전리층을 구성하고 있는 물질의 상태는 우주에서 가장 흔한 플라스마 상태이며 이는 물질의 제4의 상태라고도 한다. 플라스마는 지구 표면에 중성인 상태로 존재할 수 없으며 실험실에서 만들어지는 상태와는 다른 성질을 가진다. 현재 많은 전리층 연구 프로그램이 전리층을 이해하는데 필요한 플라스마 상태 연구가 진행 중에 있다. 지구의 대기는 대부분 질소와 산소로 이루어진 기체들의 집합이다. 지표면에서 이러한 기체들은 분자의 형태로 구성되어 있다(예를 들면, 산소원자 2개,  $O_2$ , 또는 질소원자 2개,  $N_2$ ). 그리고 지표면에서 멀어질수록 기체의 밀도는 급격하게 감소하며 기체의 구성 또한 태양 복사에 의하여 각각의 원자로 분리된 기체의 분포가 크게 늘어난다. 그림 2는 분자와 원자의 분포가 고도에 따라서 구성성분이 어떻게 형성되어 있는지 나타낸다.

전리층 높이에서는 기체들의 밀도가 급속하게 희박해지며 구성 성분의 대부분 산소원자 또는 분자들이다. 이온화되지 않은 가스들을 중성입자라고 부르며 이 기체들은 태양의 자외선 복사를 차단하는 역할을 하고 있다. 가장 높은 전리층영역을 F2영역이라고 하며 고도는 지표면으로부터 250km 이상으로 기체 성분은 극 자외선(Extreme Ultraviolet)과 반응을 한다. 전리층에서 중성 원자들은 태양 복사를 흡수하여 전자를 내놓음으로써 이온화가 된다. 그림 2에서 보면 F2영역에서 이온화율이 최대가 되어 이온화된 원자의 밀도는 세제곱 센티미터 당 약 700,000 ~ 1,000,000가 되며 전자들의 밀도도 이와 비슷하다. 이에 반하여 이온화되지 않은 산소 원자의 밀도는 약 세제곱 센티미터 당 500,000,000개로써 이온화 된 원자보다 500배 많다. 질소의 경우도 산소와 마찬가지로이다. 그림 3은 태양 빛이 존재하는 주간과 태양에 의한 영향이 없는 야간의 전자 밀도 변화를 나타낸 것이다.

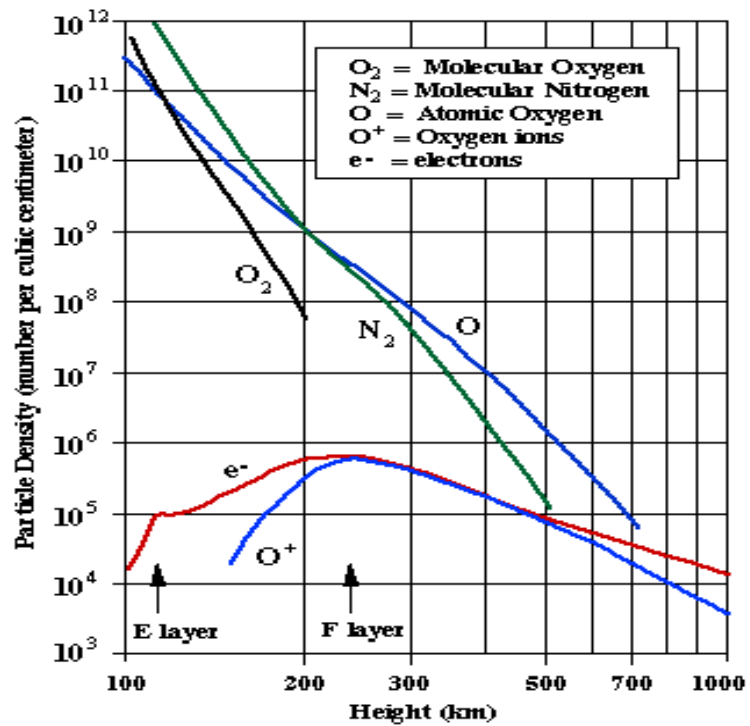


그림 2 고도에 따른 지구 고층 대기의 구성 성분 분포

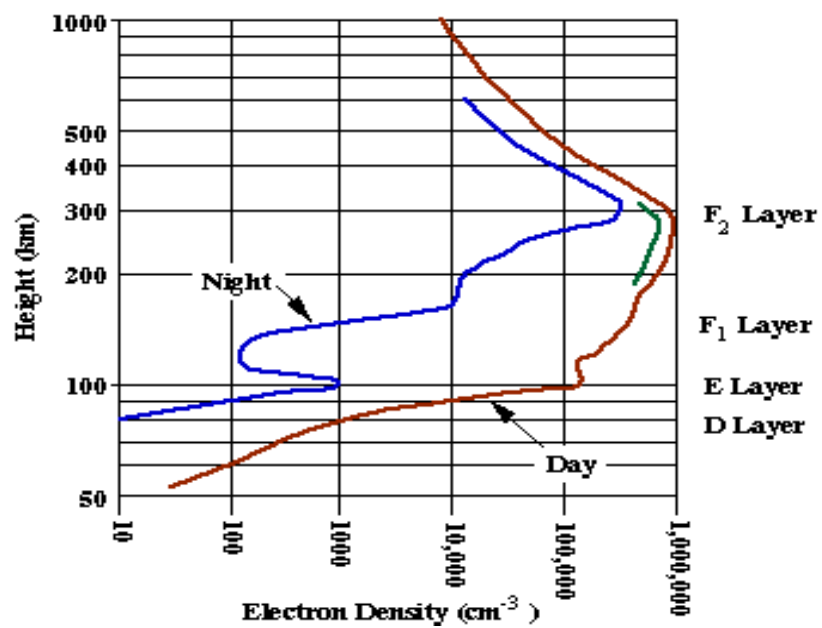


그림 3 전리층의 주·야간 변화

본 연구에서는 이러한 전리층들에서 나타나는 비선형적인 현상에 대하여 연구해보고자 한다. 파동의 진폭이 매우 작다면 파동이 진행하면서 매질에 영향을 크게 주지 않지만 파동의 진폭이 커지면 이러한 상황이 바뀔 수 있다. 매질의 성질은 파동 진폭에 영향을 받으며 파의 진행은 비선형이 된다. 강하게 변조된 파동의 전파는 전리층 플라즈마에 섭동을 일으키며 이것은 충돌 주파수, 전자 밀도에 영향을 주어(이는 결국 매체의 전도율과 유전율에 영향을 준다) 전자 온도 변화의 원인이 된다.

우리는 일반적으로 충돌(collision)에 의한 효과를 매우 적다고 가정하였기 때문에 충돌에 의한 가열(heating)을 무시한다. 하지만 전리층의 가장 낮은 영역에서는 충돌이 빈번하게 일어나므로 이러한 가정을 옳은 것이 아니다. 특히 낮은 주파수 전파의 경우에 매질의 상태를 변화시켜서 비선형적으로 움직인다. 두 개의 파동이 동시에 매질과 상호 작용하면 보다 많은 효과가 나타난다. 이 때 비선형성은 특별히 더 중요하다.

전리층 플라즈마가 대부분 열적 평형상태에 있지 않음에도 불구하고 많은 경우 안정된 상태라고 취급하였다. 안정된 상태에서 작은 섭동(perturbation)이 발생한 경우에는 자연적으로 초기의 안정상태로 돌아간다. 안정성은 인공적인 방법이나 자연적인 현상으로 깨어지곤 하는데 이는 외부 에너지가 플라즈마에 공급되어서 나타난다. 인공적인 경우를 제외하고 불안정성은 오로라 영역과 극관(polar cap) 지역 근처에서 자연적으로 많이 나타난다. 저위도 지역에서 낮에 정기적으로 나타나는 강한 전류는 전기장을 유도하여 결과적으로 전류를 발생시킨다.

이와 같이 비선형적인 현상은 주위에서 쉽게 찾아볼 수 있으며 그중에서도 전리층 내에서의 일반적인 불안정성과 비선형성, 파동 변조, 평면파동의 self-action, 그리고 1998년 여름에 전리층 관측을 위하여 발사한 과학 로켓분석 결과에 대하여 다룬다.



## 제 2 장 플라즈마의 불안정성

### 제 1 절 개 요

우주 플라즈마 입자는 상호충돌이 매우 적기 때문에 평균자유경로(mean free path : MFP)가 매우 크다. 예를 들어 태양풍에서 나온 전자들의 평균자유경로는 지구 근처에서 약 1 A.U.(Astronomical Unit :  $1.5 \times 10^{11}$ m)이다. 따라서 평균자유시간(mean free time : MFT)은 수 일 정도이므로 입자들간에는 수 일에 한번 정도의 충돌이 일어난다. 하지만 우주공간의 입자들(대부분이 중성자 또는 전자)은 열역학적 평형(thermodynamic equilibrium)에 있지 않다. 대부분 플라즈마 문제는 역학적 평형(dynamic equilibrium : 플라즈마에 작용하는 순수 힘이 0인 상태)에 있다는 가정 하에 문제를 풀어왔다. 이것은 플라즈마의 역학적 반응시간 척도가 플라즈마 주파수 또는 회전 주파수의 역수와 비슷하기 때문이다.

플라즈마가 열역학적 평형상태에 있지 않다는 사실은 어느 정도의 자유 에너지가 플라즈마 내에 존재한다는 것이며, 이 에너지는 플라즈마의 비정상 운동이나 또는 전자기파의 복사로 나타난다. 플라즈마의 불안정성은 이러한 변환이 집중적으로 나타나는 것이다. 즉, 역학적 평형에서의 조그마한 에너지 편차는 또 다른 편차를 부르게 된다. 수학적으로 편차를  $x$ 라고 하면  $x$ 의 시간 변화율( $dx/dt$ )은  $x$ 자신에 비례하며 따라서  $dx/dt = \gamma x$ 라고 할 수 있다. 이 방정식을 풀면  $x = \exp(\gamma t)$ 로 편차는 지수 함수적으로 계속 증가한다. 여기서 상수  $\gamma$ 를 불안정성의 성장률(growth rate)라고 한다.

플라즈마가 열역학적 평형에서 이탈할 수 있는 현상은 크게 두 가지로 구분할 수 있다. 하나는 우주에서 밀도, 온도, 압력 등 열역학적평형을 나타내는 물리적 상태가 지역에 따라서 일정하지 않고 높거나 낮게 분포되어 있는 경우이며, 다른 하나는 속도 분포가 Maxwell-Boltzmann 분포를 하고 있지 않는 경우이다. 전자의 경우에 의하여 불안정성이 일어나는 경우를 거시적 불안정성(macroscopic instability)이라고 하며 후자의 경우와 같이 내부 원인에 의한 것을 미시적 불안정성(microscopic instability)라고 한다.

플라즈마의 불안정성은 일반적으로 언덕 위에 놓여있는 공의 상태로

써 이야기를 한다.

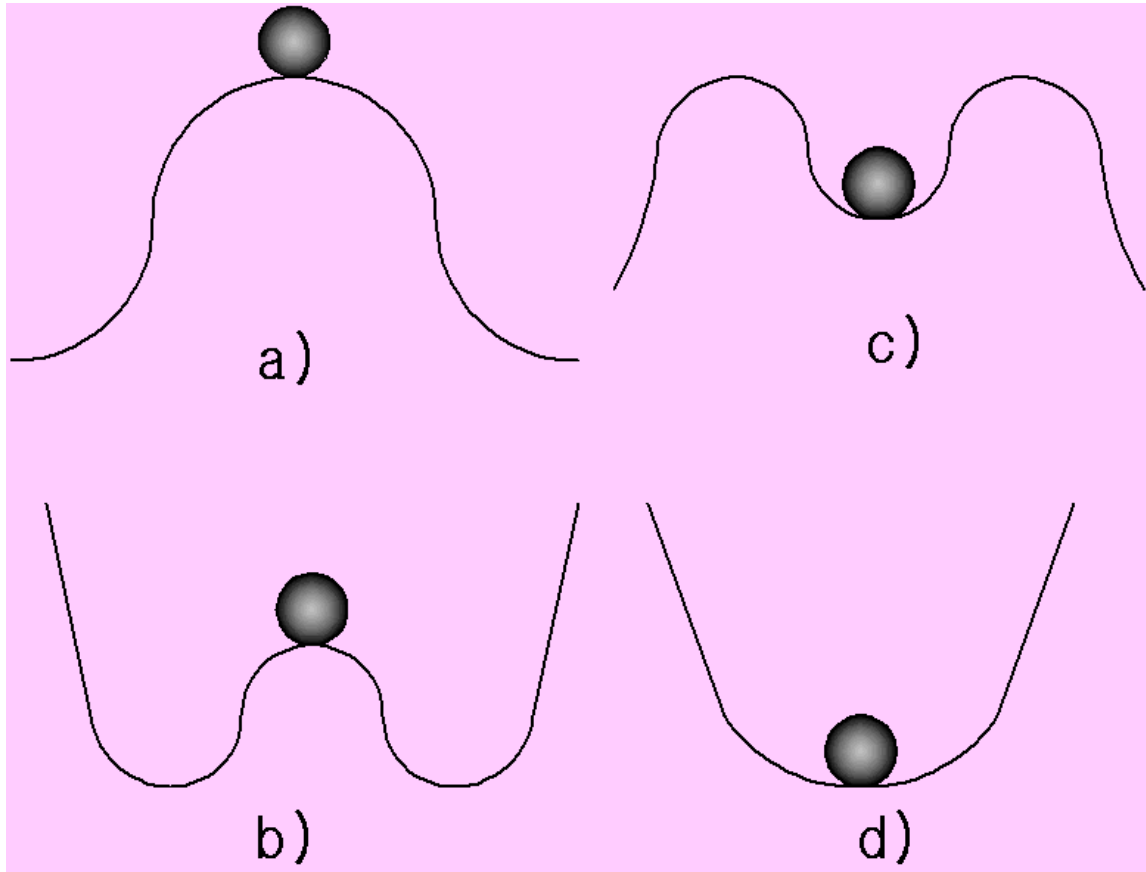


그림 1. 여러 가지 안정성 조건

그림 4의 a)는 전형적인 불안정성을 보여주는데 매우 작은 섭동으로도 공은 굴러 떨어지게 된다. b)의 경우는 섭동이 일어난 후에 공은 움직이지만 곧 다시 안정된 상태로 돌아온다. c)는 일단은 안정된 상태로 보이지만 공에 충분한 섭동을 주면 불안정하게 된다. d)는 항상 안정된 상태이다. 혹자는 그림 1의 a)를 보고 선형적인 불안정이라고 하는데 엄격히 보면 선형적인 불안정이 되기 위해서는 공 위치 변위에 대한 시간 변화비가 변위 자체 양에 비례해서 증가하여야만 한다. 급격한 불안정성은 증가율  $\gamma$ 가 시간의 함수로 증가하는 경우로 변위에 대한 시간 변화비가 변위가 증가함에 따라서 증가하는 경우이다.

이제 플라즈마 불안정성이 우주과학에서 왜 중요하며 흥미로운가를



살펴보자. 앞서 언급한 바와 같이 플라즈마는 불안정을 통하여 자신이 가지고 있는 자유 에너지를 방출시켜 열역학적 평형상태에 이르려고 한다. 불안정성이 동시 다발적으로 나타날 때 열역학적인 성질을 나타내는 입자 수, 온도, 압력 등에 비정상적으로 많은 변화가 나타나며 이러한 경우가 불안정에서는 대부분이고 오히려 충돌효과에 의한 열역학 변화 현상은 드물게 나타난다.

플라즈마 불안정성이 중요한 또 다른 이유는 여러 가지 종류의 파동을 만들어 내기 때문이다. 특별한 경우(그림 4의 a)와 같은 경우를 제외하고는 플라즈마 불안정성은 어느 특정 범위 주파수 근처에서 진동으로 인하여 섭동이 나타난다. 이러한 경우는 불안정성으로 인하여 또 다른 파동이 나타난다. 이 과정에서 나타나는 에너지 방출 과정은 Cherenkov나 synchrotron 복사와 같은 단일 입자 방출보다 더욱 효과적이다.

## 제 2 절 기본 방정식

전리층이나 태양표면과 같은 곳을 제외한 우주공간에서 플라즈마는 충돌이 없다고 볼 수 있다. 이러한 사실을 확인하기 위하여 충돌 주파수에 대한 개념을 다시 확인해 볼 필요가 있다. 충돌 주파수는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\nu = n\sigma v \quad (2.1)$$

여기서  $v$ 는 충돌하는 입자의 속도이며,  $\sigma$ 는 입자의 단면적 그리고  $n$ 은 입자의 밀도이다. 전하를 띤 입자간의 충돌 경우에 단면적은 다음에서 얻을 수 있다. 전자의 경우 통상적인 반경 공식( $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ )에서 얻을 수 있지만 Coulomb force 때문에 이와 같이 쓸 수 없다. 질량  $m_1$ 과  $m_2$ 를 가진 두 입자가 전하  $e$ 를 가지고 척력이 작용하기 전까지 접근한다고 가정하자. 거

리  $r_0$ 에서 상대적인 운동에너지는  $\frac{\bar{m} \bar{v}^2}{2}$ 는 점차 Coulomb potential energy  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0}$ 에 근접한다. 여기서  $\bar{m}$ 은 유효 질량으로  $\bar{m} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ 처럼 주어지며,  $\epsilon_0$ 은 자유 공간에서 dielectric constant( $8.854 \times 10^{-12}$  farad/m),  $\bar{v}$ 는 충돌하는 입자의 상대 속도,  $e$ 는 전자 전하량( $1.602 \times 10^{-19}$  coulomb)이다. 거리  $r_0$ 는 접근시 가장 가까운 거리이고 이것은 다음과 같이 주어진다.

$$r_0 = \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0 \bar{m} \bar{v}^2} \text{ (m)} \quad (2.2)$$

충돌 단면적  $\sigma$ 는  $r_0$ ( $\sigma = \pi r_0^2$ )로부터 다음과 같이 얻어진다.

$$\sigma = \frac{e^4}{4\pi\epsilon_0^2 \bar{m}^2 \bar{v}^4} \text{ (m}^2\text{)} \quad (2.3)$$

충돌 주파수는 식(2.3)을 식(2.1)에 대입함으로써 얻을 수 있다.

$$\nu = \frac{v e^4 n}{4\pi\epsilon_0^2 \bar{m}^2 \bar{v}^4} \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (2.4)$$

전자-전자 충돌의 경우에 식(2.4)는 근사적으로 다음과 같이 된다.

$$\nu_{ee} \doteq \frac{\omega_{pe}}{n \lambda_{De}^3} \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (2.5)$$

여기서  $\omega_{pe}$ 는 플라즈마 주파수로 아래와 같다.

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n}{\epsilon_0 m_e}} \doteq 56.4 \sqrt{n(m^{-3})} \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (2.6)$$

$\lambda_{De}$ 은 전자의 Debye length로

$$\lambda_{De} = \frac{v_{Te}}{\omega_{pe}} \text{ (m)} \quad (2.7)$$

이고  $v_{Te}$ 와  $m_e$ 는 각각 전자의 열 속도와 질량이다. 식 (2.5)에서  $n\lambda_{De}^3$ 는 Debye length  $\lambda_{De}$ 내 영역의 전자 수를 나타내며,  $\lambda_{De}$ 는 Coulomb force가 영향을 미치지 않는 거리를 나타낸다. 집단적으로 움직이는 플라즈마에 대해서  $\lambda_{De}$ 는 기본 단위보다 매우 크며 매우 작은 양인  $\frac{1}{n\lambda_{De}^3}$ 를 플라즈마 파라미터라고 부른다. 입자들의 평균 공간은  $n^{-1/3}$ 이므로  $n\lambda_D^3 \gg 1$ 이면 Debye length내에 입자가 충분히 있다는 뜻이 된다.

일반적인  $\nu_{ee} \ll \omega_{pe}$ 를 생각해보자. 식(2.4)를 이용하면, 서로 다른 입자간의 충돌 주파수를 유도할 수 있다. 전자-이온간 충돌 주파수  $\nu_{ei}$ 는  $\nu_{ee}(\nu_{ei} = \frac{\nu_{ee}}{2\sqrt{2}})$ 와 비슷한 반면 이온-이온 충돌 주파수  $\nu_{ii}$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\nu_{ii} \doteq \frac{\omega_{pi}}{n\lambda_{Di}^3} = \nu_{ee} \left( \frac{m_e T_e^3}{m_i T_i^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

여기서  $T_e (= m_e v_{Te}^2)$ 와  $T_i (= m_i v_{Ti}^2)$ 는 각각 전자와 이온의 온도이고  $m_i$ 와  $v_{Ti}$ 는 이온의 질량과 열 속도이다. 이온-전자 충돌 주파수  $\nu_{ie}$ 는 질량비

( $\frac{m_e}{m_i}$ )(사실 이온들은 전자들을 비껴가게 하기 어렵기 때문)에 의해 전자-이온 충돌 주파수보다 적으므로 대부분의 경우 무시할 수 있다.

작은 플라즈마 파라미터를 가진 플라즈마의 역학을 나타낼 수 있는 방정식을 유도하여 보자. 전자와 이온은 전자기력(Lorentz force)에 의해 지배되며 이를 운동방정식으로 나타낼 수 있다.

$$m_j \frac{d \mathbf{v}_j}{dt} = q_j [\mathbf{E}(\mathbf{x}_j, t) + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B}(\mathbf{x}_j, t)] \quad (2.9)$$

이제 전계와 자계가 시간과 공간에 대해 연속적인 함수라고 가정하고 식 (2.9)를 적분하자. 이 때 적분에 필요한 모든 입자의 초기 속도를 아는 것은 불가능하다. 따라서 초기 속도에 대해 확률분포함수를 적용하여 입자  $j$ 의 초기 속도가  $-\infty < \mathbf{v}(0) < \mathbf{v}$  내에 있다고 하면  $F_j(\mathbf{x}, \mathbf{v})$  ( $0 \leq F_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \leq 1$ )가 정의된다. 확률밀도함수  $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ 는 다음과 같다.

$$f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = \frac{\partial^3 F_j}{\partial v_x \partial v_y \partial v_z} \quad (2.10)$$

여기서  $\mathbf{x}$ 는 더 이상 입자  $\mathbf{x}_j$ 의 위치가 아니다. 왜냐하면 우리는  $j^{th}$  입자가 어디에 위치하고 있는지 정확히 알 수 없기 때문이다. 따라서  $\mathbf{x}$ 와  $\mathbf{v}$ 는 독립변수이다. 식 (2.10) 확률 밀도 함수의 시간에 따라 변화는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \dot{\mathbf{x}} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{x}} + \dot{\mathbf{v}} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.11)$$

여기서  $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{v}$ 이고  $\dot{\mathbf{x}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} = v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z} = \mathbf{v} \cdot \nabla$ 이다.

이제 식(2.9)를 식(2.11)에 대입하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{q}{m} [\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t)] \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.12)$$

이 방정식을 Vlasov 방정식이라고 한다.

$\int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}$ 는 입자를 찾을 수 있는 전체 확률을 나타낸다. 만약 여기에 평균한 수 밀도를 곱하면, 플라스마 입자의 수 밀도를 구할 수 있다.

$$n(\mathbf{x}, t) = n_0 \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.13)$$

이와 마찬가지로 전류 밀도는 다음과 같이 얻어진다.

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}, t) = qn_0 \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.14)$$

e와 i를 사용해서 전자와 이온의 분포 함수를 구분하여 Maxwell 방정식 다시 쓰면

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.15)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 en_0 \left( \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f_i d\mathbf{v} - \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f_e d\mathbf{v} \right) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.17)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{en_0}{\epsilon_0} \left( \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f_i d\mathbf{v} - \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f_e d\mathbf{v} \right) \quad (2.18)$$

이 된다. 여기서  $\mu_0$ 는 자유 공간에서의 투자율( $4\pi \times 10^{-7} = 1.257 \times 10^{-6}$  (henry/m)) ,  $c$ 는 광속 그리고  $\int d\mathbf{v}$ 는 속도 공간(velocity space)의 체적 적분이다.

Maxwell 방정식과 Vlasov 방정식은 플라즈마의 상태를 묘사하는데 매우 중요하다. 하지만 일반적으로 대부분의 강력한 해석 도구는 적용하기가 어렵다. 특히 Vlasov 방정식은 복소수 구조에서 풀기가 어렵다. 그렇지만 복소수 구조는 기하학적 공간의 불균일성에서 발생하는 macroscopic instability 해석에는 매우 중요하다. 이는 어떤 척도 길이가 평균 양성자 Larmor 반경  $\rho_i (= \frac{v_{Ti}}{\omega_{ci}})$  보다 큰 경우로 문제의 시간 척도가 이온 회전 주기  $\omega_{ci}^{-1}$ 보다 훨씬 작을 때 적용이 매우 중요하다. 이럴 경우 Vlasov 방정식을 단순화시킬 수 있다.

플라즈마는 연속된 유체로서 취급하여 이로부터 나온 방정식을 자기 유체역학 방정식이라고 한다. 정확히 나타내면 이 경우 문제의 시간 척도가 평균 자유시간( $\nu^{-1}$ )보다 큰 경우 플라즈마는 충돌현상이 지배적이어서 마치 흐르는 유체처럼 취급할 수 있는 경우에 한정된다. 실제의 경우 시간 척도가 회전 주기  $\omega_{ci}^{-1}$  보다 클 경우라면 좋은 근사식이 될 수 있다.

이제 방정식이 어떻게 유도되는지 알아보자. 이 유도에서 우리는 임의의 시간 척도는 평균 자유시간보다 매우 크다고 가정한다. 이러한 낮은 주파수 영역에서 전자와 이온의 전하가 균형을 이룬다고 보자. 따라서 전자와 양성자의 밀도는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} n(\mathbf{x}, t) &\sim n_0 \int_{-\infty}^{\infty} f_e(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \\ &\sim n_0 \int_{-\infty}^{\infty} f_i(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \end{aligned} \quad (2.19)$$

여기서  $f_i$ 와  $f_e$ 는 전자와 양성자 분포 함수이다.

첫 번째 MHD 방정식은 질량보존을 나타낸다. 이것은 이온에 대한 Vlasov 방정식을 속도 공간에 대하여 적분함으로써 쉽게 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial n(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot [n(\mathbf{x}, t) \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)] = 0 \quad (2.20)$$

여기서  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ 는 유체의 속도이지 입자의 속도가 아니며 평균 이온 속도는 다음과 같이 주어진다.

$$n(\mathbf{x}, t) \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = n_0 \int \mathbf{v} f_i(\mathbf{v}, \mathbf{x}, t) d\mathbf{v} \quad (2.21)$$

다음은 유체의 운동방정식이다. 이 방정식을 얻기 위해서는 Vlasov 방정식에  $\mathbf{v}$ 를 곱하여  $x$ 성분에 대해 적분하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [m_j n(\mathbf{x}, t) v_{jx}(\mathbf{x}, t)] + \sum_{\alpha=x,y,z} \frac{\partial}{\partial \alpha} [m_j n(\mathbf{x}, t) \langle v_x v_\alpha \rangle_j] \\ - q_j n(\mathbf{x}, t) [E(\mathbf{x}, t) + \mathbf{v}_j(\mathbf{x}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t)]_x = 0 \end{aligned} \quad (2.22)$$

여기서  $\langle A \rangle$ 는 평균을 나타내며 다음과 같이 정의된다.

$$n(\mathbf{x}, t) \langle A \rangle_j = n_0 \int_{-\infty}^{\infty} A f_j d\mathbf{v} \quad (2.23)$$

$j=e$  또는  $i$ 이다. 식(2.20)에서 우리는 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla) \quad (2.24)$$

이온과 전자에 대해 식(2.22)를 다시 쓰면

$$m_i n(\mathbf{x}, t) \frac{d\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)}{dt} = \mathbf{J}(\mathbf{x}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) - \nabla p(\mathbf{x}, t) \quad (2.25)$$

여기서  $\mathbf{J}$ 는 전체 전류( $\mathbf{J}_i + \mathbf{J}_e$ )이고  $p$ 는 압력으로 Maxwell 분포하는 경우 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} p &= n [m_i \langle (v_x - \langle v_x \rangle)^2 \rangle_i + m_e \langle (v_x - \langle v_x \rangle)^2 \rangle_e] \\ &= \frac{n}{3} [m_i \langle (\mathbf{v} - \langle \mathbf{v} \rangle)^2 \rangle_i + m_e \langle (\mathbf{v} - \langle \mathbf{v} \rangle)^2 \rangle_e] \\ &= n(T_i + T_e) \end{aligned} \quad (2.26)$$

여기서  $T$ 는 에너지 단위이다.

식 (2.25)를 유도하면서 우리는 등방 압력(isotropic pressure)라고 가정하였다. 그리고 식(2.22)로부터 Ohm을 법칙을 유도할 수 있다.

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \eta \mathbf{J}(\mathbf{x}, t) \quad (2.27)$$

여기서  $\eta$ 는 전기 저항률(electrical resistivity)로 다음과 같다.

$$\eta = \frac{m_e \nu_{ei}}{e^2 n_0} = \frac{\nu_{ei}}{\epsilon_0 \omega_{pe}^2} \quad (\text{ohm} \cdot \text{meter}) \quad (2.28)$$

식(2.27)에서  $\partial/\partial t$ 은 무시되었는데 우리는 단지 저 주파수( $\omega \ll \omega_{ci}$ )의 경우만



을 고려했기 때문이다. 그러면 어떻게 식(2.27)에서는 전자 충돌주파수가 나오는 것인가? 사실 Vlasov 방정식을 쓰면 식(2.27)의 오른쪽 항이 나오지 않아서 우리는 이 항을  $\omega \ll \nu$ 이라는 가정에 일치하게끔 하여 나타낸 것이다. 즉,  $\omega \ll \nu$ 일지라도 질량보존 방정식은 유효한데 이는 Coulomb 충돌로 질량이 손실되는 것이 아니기 때문이다. 마찬가지로 식(2.25)의 유체 운동 방정식은 충돌에 의해서도 전체 운동량이 보존되기 때문에 정의될 수 있다. 이러한 이유로 충돌을 무시하고 Vlasov 방정식으로 식(2.20)과 식(2.25)를 유도할 수 있었다. 하지만 전류는 전자와 이온간의 유체 속도 차로 발생되므로 충돌 효과는 더 이상 무시되지 않으며 식(2.27)의 저항율은 일반적으로 남아야 한다.

마지막 방정식으로 플라즈마 압력  $p$ 의 변화를 나타낼 수 있는 상태 방정식(the equation of state)가 필요하다. 플라즈마가 회전하는 동안에 많은 충돌이 일어나므로 속도 분포 함수는 원래 모습 그대로를 유지한다. 이것은 우리가 분포함수가 평균치에 대해 대칭적으로 존재한다고 가정하였기 때문이며 이러한 가정에서 압력은 단열적(adiabatic)으로 변화한다( $p \sim n^\gamma$ ).  $\gamma$ 는 Vlasov 방정식에  $v^2$ 을 곱하여 속도 공간에 대해 평균을 취하고 식(2.20), (2.25)을 이용하면 얻을 수 있다. 단, 이때도 우리는 대칭 분포를 가정한다. 값  $\gamma$ 는 이로부터 5/3의 값을 얻게 된다. 이제 MHD 방정식과 Maxwell 방정식을 다시 쓰면

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{v}) = 0 \quad (2.20)$$

$$mn \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (2.25)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} \quad (2.27)$$

$$\frac{dp}{dn} = \frac{5}{3} \frac{p}{n} \quad (2.29)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.15)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.30)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.17)$$

이러한 MHD방정식은 주파수가 범위가 매우 낮은 충돌의 경우에 얻은 것이지만 대칭 분포함수가 유지된다면 이것들은 양성자 회전 주파수까지 확대 적용이 가능하다. 많은 경우에 microscopic instability나 superthermal fluctuation에 의해 생성되는 anomalous collision rate은  $\omega_{ce}$ 에 비등하게 된다.

자기장에 매우 커지면( $\omega_{ce} \gg \nu_{ei}$ ), 식 (2.27)의  $\eta \mathbf{J}$ 는 무시된다. 이러한 상태를 “Frozen in”상태라고 하는데 이때는 플라즈마와 자기장이 함께 움직인다. 중요한 것은 resistivity가 커짐에 따라서 플라즈마 불안정성이 “Frozen in” 조건을 깨트린다는 사실이다.

중성입자와의 충돌이 빈번한 전리층에서는 이러한 방정식이 적용되지 않는다. 여기에는 등방열 확산의 운동방정식(isothermal diffusion-type equations of motion)이 적용된다.

### 제 3 절 Dispersion Relation

여기서는 플라즈마 불안정성의 일반적인 개념에 대해 살펴본다. 많은 경우에 일반 개념은 전형적인 예를 통하여 쉽게 이해할 수 있다. 속도  $\mathbf{v}_0$ 를 가진 electron stream과 안정된 플라즈마로 구성되는 two-stream instability를 고려하자. 주파수 범위를 이온 플라즈마 주파수보다 높다고 할 때, 우리는 이온의 운동을 무시할 수 있다.

전자 온도가 높고 열 속도  $\mathbf{v}_T$ 가  $v_0$  또는 파동의 위상속도  $v_p$ 와 비슷하거나 클 때 우리는 Vlasov 방정식을 사용할 수 있다. 먼저 전자흐름의 운동을 고려해보자. 전자 유체 운동 방정식은

$$m_e n \left( \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right) = -en(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.31)$$

이다. stream electron에 의해 생성된 전자기장의 종류를 모르므로 우리는 운동방정식에 임의의 field를 도입할 수 있다.

electron stream은 안정된 계의 플라즈마에 대해 움직이므로 전 미분을 시간과 공간의 편 미분 형식으로 나타내기 위해 다음과 같이 쓰자.

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad (2.32)$$

여기서

$$\mathbf{v} \cdot \nabla = v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.33)$$

이다. 그리고 시스템에서 천천히 변화하는 성분 또는 배경 성분을 첨자로 0으로 나타내고 빠르게 변화하는 성분이나 섭동을 첨자1로 나타내자. 예를 들어 전자 흐름 속도  $\mathbf{v}$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1 \quad (2.34)$$

이 때  $|\mathbf{v}_0| \gg |\mathbf{v}_1|$ 이다. 식 (2.31)에 대한 0차는

$$\frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}_0 = -\frac{e}{m_e} (\mathbf{E}_0 + \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_0) \quad (2.35a)$$

이 된다. 흐름이 시간에 대해 안정적이고 공간적으로 일정하다면,  $\frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial t}$  은

$\frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial x}$  와 마찬가지로 사라진다. 이것은 무한대로 확장된 전자 흐름을 고려

한다는 것을 의미한다. 이러한 구조는 빔 전류가 약하고 빔의 단면적이 불안정한 파장보다 클 때 허용된다.  $\mathbf{v}_0$ 는 임의의 크기를 가지고  $\mathbf{B}_0$ 에 평행하

거나  $\mathbf{B}_0$ 에 수직할 경우에는  $\frac{\mathbf{E}_0}{B_0}$ 가 된다. 전기장  $\mathbf{E}_0$ 에 의해 생성된 수

직 속도는 흐름 전자나 안정된 상태의 전자 모두 같아야 한다. 따라서

$\frac{\mathbf{E}_0}{B_0}$ 의 프레임에서는  $\mathbf{B}_0$ 에 수직으로 흐르지 않는다.

충돌이 없는 경우에 two streaming은  $\mathbf{B}_0$ 에 평행한 방향만이 가능하다. 0차 해를 평형 상태라고 부르기도 한다. 불안정성을 고려할 때 먼저 평형상태를 찾는 것이 중요하다. 평형상태가 존재하지 않는 상태의 불안정성을 논하는 것은 의미가 없다. 단, 초기의 비평형 상태가 평행으로 다가가려는 비율보다 훨씬 더 빠르게 불안정해지는 경우와 같은 몇 가지 제한적인 경우에는 가능하다.

이제 자기장이 z축에 평행한 수직 좌표계를 생각해보자. 운동방정식(2.31)의 1차 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial z} = \frac{e}{m_e} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_1 + \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (2.36)$$

선형화를 한 다음 단계는 Fourier-Laplace 변환을 하는 것으로 예를 들어

$\mathbf{v}_1(\mathbf{x}, t)$ 에 대해 살펴보면

$$\mathbf{v}'_1(\omega, \mathbf{k}) = \int_0^\infty dt \int_{-\infty}^\infty d\mathbf{x} \mathbf{v}_1(\mathbf{x}, t) e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \quad (2.37)$$

여기서  $\mathbf{v}_1(\mathbf{x}, t)$ 는 다음과 같다.

$$\mathbf{v}_1(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_{-\infty+i\sigma}^{\infty+i\sigma} d\omega \int_{-\infty}^\infty d\mathbf{k} \mathbf{v}'_1(\omega, \mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (2.38)$$

우리는 안정성 해석에 대하여 섭동의 초기 조건에 의존하지 않는 불안정성을 찾고는 하였다. 만약 초기 값을 0으로 하면, 변환된 결과는 복소수 진폭 함수를 대입하여 얻은 결과와 같은 형태로 나타난다. 예를 들어

$$\mathbf{v}_1(\mathbf{x}, t) = \mathbf{v}''_1 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (2.39)$$

여기서 식(2.37)과 (2.39)의  $\mathbf{v}'_1$ 과  $\mathbf{v}''_1$ 는 서로 다른 차원을 가진다는 사실에 주의하여야 한다. 또한 식(2.37)에서 시간 변환은  $\text{Im } \omega > 0$ 에서만 유효하므로 시간에 대한 적분을 하는 경우  $t \rightarrow +\infty$ 에서 수렴할 수 있다. 이러한 두 가지 사항을 염두에 두면 식(2.39)에서 정의된 진동함수를 대입함으로써 동등하게 변환된 결과를 얻을 수 있다. 그 결과는 다음과 같다.

$$i(k_z v_0 - \omega) \mathbf{v}_1 = -\frac{e}{m_e} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_1 + \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (2.40a)$$

간단히 하기 위하여 변환된 양에 대하여 '과 ''은 생략하였다.

이제 파동 진행방향을 고려하자. 이것은 변환에서 파동 벡터  $\mathbf{k}$ 의 방향으로 결정된다. 여기서  $\mathbf{k}$ 는 z방향으로  $\mathbf{v}_0$ ,  $\mathbf{B}_0$ ,  $\mathbf{k}$ 는 서로 수직이다. 이러한 것에 의하여 우리는 정전기 회전 파동 불안정성(electrostatic cyclotron wave instability)와 전자기 불안정성(electromagnetic instability)을 잃게 되지만 간단하게 예를 드는데 편리하다. 연속방정식에서  $\mathbf{v}_1$ 은 z방향이며

Poisson 방정식에서 주어지는  $\mathbf{E}_1$  또한  $z$ 방향이다. 이것은 이 경우에 섭동된 자기장  $\mathbf{B}_1$ 이 없다는 것을 말해준다. 그리고  $\mathbf{v}_1$ 이  $\mathbf{B}_0$ 에 평행하므로  $\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0$  또한 사라진다. 이제 식(2.40a)를 간단히 하면

$$v_1 = \frac{-E_1 e / m_e}{i(kv_0 - \omega)} \quad (2.40b)$$

이 되며  $v_1$ ,  $E_1$  그리고  $k$ 는  $z$ 방향이다.

이제  $E_1$ 을 얻었다. 전자기장의 근원은 전류 밀도와 전하 밀도이다. 식(2.40b)에서 속도로부터 그것들을 유도해 보자. 입자속도  $v$ 와 수 밀도 (number density)  $n$ 에서 전류밀도  $\mathbf{J} = -en\mathbf{v}$ 를 정의 할 수 있으며 전자 흐름에 대한 선형 형태는 다음과 같다.

$$J_1 = -e(n_0 v_1 + n_1 v_0) \quad (2.41)$$

연속방정식은

$$-e \frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial J_1}{\partial z} = 0 \quad (2.42a)$$

또는

$$e\omega n_1 + kJ_1 = 0 \quad (2.42b)$$

이다.

식(2.40b), (2.41) 그리고 (2.42b)로부터  $v_1$ ,  $n_1$ 을 제거함으로써 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$J_1 = -i\omega\epsilon_0 \left[ \frac{-\omega_{ps}^2}{(\omega - kv_0)^2} \right] E_1 \quad (2.43)$$

여기서  $\omega_{ps}$ 는 흐름 전자의 플라즈마 주파수이다.

이제 equivalent dielectric constants의 개념을 도입하자. 식 (2.43)과 아래의 Maxwell 방정식에서

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.44)$$

전류 밀도  $\mathbf{J}$ 와 전기장  $\mathbf{E}$ 의 관계를 알 수 있다. 이를 다시 쓰면

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega\epsilon_0(1 + \epsilon)\mathbf{E} \quad (2.45a)$$

가 되어  $\epsilon$ 을 위의 식과 같이 나타낼 수 있으며 일반적으로 텐서로 나타내고 이를 equivalent dielectric constant (tensor)라고 부른다. 전자 흐름의 경우  $\epsilon$ 는 식 (2.43)에 의하여

$$\epsilon = -\frac{\omega_{ps}^2}{(\omega - kv_0)^2} (\equiv \epsilon_s) \quad (2.46)$$

로 나타낸다. 안정된 플라즈마 전자들에 대한 equivalent dielectric constant,  $\epsilon_p$ , 는 다음과 같다.

$$\epsilon = -\left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \equiv \epsilon_p \quad (2.47)$$

여기서  $\epsilon_p$ 는 안정된 전자의 플라즈마 주파수이다. 섭동된 자기장이 존재하지 않는다면 식(2.45a)는 다음과 같다.

$$J_1 - i\omega\epsilon_0 E_1 = 0 \quad (2.45b)$$

식(2.45b)에서 stream과  $J_1$ 에 대한 플라즈마에서 섭동된 전류량의 합으로 대체하면

$$-i\omega\epsilon_0(1 + \epsilon_s + \epsilon_p)E_1 = 0 \quad (2.45c)$$

위 식의 해는 다음과 같다.

$$D(\omega, k) \equiv \omega(1 + \epsilon_s + \epsilon_p) = 0 \quad (2.48a)$$

위 식을 분산 관계(dispersion relation)이라고 한다.

이제 분산 관계를 유도하는 과정을 다시 한번 살펴보자. 우리는 처음에 임의의 전자기장을 가정하였고 Lorentz force에 의해 나타나는 입자 운동에 대하여 알아보았다. 그리고 섭동이 매우 작을 때를 가정하여 방정식을 선형화 시켰다. 그 다음에 초기에 가정된 전자기장에 의한 전하와 전류 분포에 의해 생성된 전자기장을 구하였다. 분산 관계식은  $\omega$ 와  $\mathbf{k}$ 의 관계로 나타나며  $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$ 의 형태로 무한히 작은 섭동에 의해 유도되는 가상의 전자기장을 만든다.





## 제 3 장 전리층 플라즈마의 비선형성(nonlinearity)

### 제 1 절 역사적 고찰

전리층에서 전파의 비선형적인 상호작용에 관련된 현상은 1930년대 Telegen에 의하여 발견되었다. 이 현상에 관한 이론은 Bailey와 Martin(1934)에 의해 발전되었다. Boltzmann kinetic theory에 바탕을 둔 낮은 전리층에서의 비선형 효과 이론은 Ginzburg(1949)가 개발하였다. 1940년대 혼 변조(cross modulation)와 이에 따른 이론은 Bailey, Huxley, Ratcliffe, Bell, Shaw의 주요 연구 과제였다. gyrofrequency에서의 cross modulation resonance는 Cutolo(1950)와 Bailey(1952)가 처음 발견하였다.

1955년 Fejer는 짧은 펄스들의 상호 작용을 관측하여 이것을 낮은 전리층을 연구하는데 사용하였다. Fejer의 방법은 Smith(1966)와 Ferraro & Lee(1966)년에 의하여 더욱 발전하였다.

전파의 self-action의 가능성은 Vilenskii(1953)와 Hibberd(1956)의 논문에 언급되었다. 이러한 현상은 전리층에서 실험적으로 King(1959)과 Vilenskii et al.(1962b)에 의하여 관측되었다. 자세한 계산은 Ginzburg(1962), Lombardini(1965)등에 의하여 수행되었다. 전자 가열에 의한 이온화 균형의 변화와 중성 가스를 전파가 가열함으로써 상층대기에 high-ionization clouds를 만드는 것에 대하여 Gurevich(1972)와 Utlaut(1975)가 연구하였다.

전리층에서  $\omega_2 \pm 2\omega_1$  주파수를 가진 파동의 비선형 발생은 Vilenskii(1953)에 의하여,  $\omega_2 \pm \omega_1$  주파수에 대한 비선형 효과에 대하여는 Ginzburg(1958)에 의하여 알려졌다. 전리층의 검출 효과는 Getmantsev에 의하여 관측되었고 이 효과에 의한 자세한 이론은 Trakhtengerts & Kotik(1975)에 의하여 발전되었다. Kapustin et al.(1977)은 전리층 극 지방과 이에 관련된 전리층 전류에서 검출효과의 강화 현상을 관측하였다.

전리층 비선형 연구는 1960-1970에 낮은 전리층 영역을 섭동시키고 상층 전리층을 변화시키는 전파에 대하여 연구를 진행하면서 새로운 단계로

접어들었다. 1956년에 Gurevich는 플라즈마 필드의 개념을 도입하였고 낮은 전리층 영역에서 strong wave의 self-action과 interaction에 대한 원리를 개발하였다. strong radio wave가 낮은 전리층 영역을 통과할 때 나타나는 비선형적인 효과(saturation, suppression, overmodulation 등)는 Shlyuger(1961-1968)에 의하여 관측되었다.

전파를 이용하여 전리층 상층 영역인 F층의 플라즈마 온도와 밀집성의 명확한 변화는 Ginzburg와 Gurevich(1960), Farley(1963), Gurevich(1965, 1967)에 의해 연구되었다. 이러한 현상에 대한 자세한 계산은 Meltz, Le-Levier, Tomlianovich 등(1970-1974)에 의하여 수행되었다.

상층 전리층에서의 인공 변조 실험은 1970년 Utlaut에 의하여 알려졌다. 플라즈마의 온도와 밀도의 변화에 관련된 새로운 현상들이 발견되었다. 그 중 첫 번째는 전리층 플라즈마가 대규모 층을 형성하는 것으로 인공적인 sporadic F를 만드는데 이것에 대하여 Wright(1973), Rufenach(1973), Belikovich et al.(1974), Thome(1974) 그리고 Bowhill(1974)등이 연구하였다. 이 현상은 전파 반사 영역에서 self-focusing instability에 의한 것이다. 전리층에서의 thermal self-focusing은 Litvak(1968)과 Georges(1970)이 연구하였다. 지구자기장을 따라서 형성된 불균질성(inhomogeneous)에 의하여 전리층에 작은 크기의 층을 이루는 현상에 대하여 1971년 Fialer가 연구하였다.

## 제 2 절 비선형성의 역학

플라즈마의 조건에 따라서 비선형성을 두 가지로 크게 나눌 수 있다. 첫 번째는 파동의 전계에서 전자의 충돌에 의한 heating에 관련된 것이다. heating은 쉽게 생성되는데 왜냐하면 전자의 평균 자유 경로(mean free path)가 크므로 field로부터 충분한 에너지를 얻을 수 있기 때문이다. 전자로부터 무거운 입자(분자, 원자, 이온)들로의 에너지 전달이 질량비가 작은 관계로 쉽지 않다. 따라서 플라즈마 전자는 약한 전계에서도 쉽게 가열된다. 플라즈마의 dielectric constant와 conductivity는 전계의 세기에 의존한다. 다른말로 하면 전류는 더 이상 전계 E에 비례하지 않는다. 결과적으로 플라즈마의 electrodynamic process는 특히 electric wave의 propagation은 비선

형적이 된다. 이러한 비선형 형식을 thermal이라고 부른다.

비선형성의 두번째 형식은 충돌과는 관계가 없다. 이것은 충돌없는 플라즈마에서 중요하며 전자의 평균 자유 경로가 섭동된 field의 차원보다 매우 클 경우가 해당된다. 이러한 현상은 파동에 압력이 존재하는 경우이다. 전자밀도와 플라즈마의 dielectric constant는 전계의 진폭에 의존하며 이로 인하여 electrodynamic process에 비선형성이 나타난다. 이것을 striction nonlinearity mechanism이라고 한다.

이제 thermal과 striction nonlinearity mechanism을 비교해보자. Thermal nonlinearity에 의한 complex dielectric constant는 다음과 같다.

$$\Delta\epsilon_T \sim \left(\frac{E_0}{E_p}\right)^2 \quad (3.1)$$

이고  $E_0$ 는 전계 파동의 진폭이고  $E_p$ 는 plasma field로 다음과 같이 주어진다.

$$E_p = \left[3T\frac{m}{e^2}\delta_0(\omega^2 + \nu_{e0}^2)\right]^{\frac{1}{2}} = 4.2 \cdot 10^{-5}[\delta_0 T(\omega^2 + \nu_{e0}^2)]^{\frac{1}{2}} \text{ (mV/m)} \quad (3.2)$$

여기서  $T$ 는 플라즈마의 온도(degree),  $\omega$ 는 field의 cyclic frequency,  $\nu_{e0}$ 는 분자와 이온과의 전자충돌의 effective frequency, 그리고  $\delta_0$ 는 한번 충돌에 의한 전자의 에너지 손실 평균 비이다. 전계는 mV/m로 나타낸다.

Striction nonlinearity에 의한 dielectric constant의 섭동은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\Delta\epsilon_s = \frac{e^2 E_0^2}{8mT\omega^2} \quad (3.3)$$

전리층에서의 이 값들을 표1에 나타내었다. 여기서 보면 전자의 가열

에 의한 비선형성이 두드러짐을 알 수 있다. 즉 비선형성은 파동의 전파 특성에 영향을 미친다.  $W_0$ 는 equivalent dipole의 effective radiation power 이다<sup>1)</sup>.

표 1. 전리층 비선형 섭동의 비교값 : thermal( $\Delta\epsilon_T$ )과 striction( $\Delta\epsilon_s$ )

| $\omega, s^{-1}$ |                    | z = 100 km        |                     |                     | z = 300 km          |                     |                      |
|------------------|--------------------|-------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|----------------------|
|                  |                    | $10^6$            | $10^7$              | $10^8$              | $3 \cdot 10^7$      | $10^8$              | $10^9$               |
| $W_0 = 10^2 kW$  | $\Delta\epsilon_T$ | 1.1               | $1.2 \cdot 10^{-2}$ | $1.2 \cdot 10^{-4}$ | $4.1 \cdot 10^{-4}$ | $3.8 \cdot 10^{-5}$ | $3.8 \cdot 10^{-7}$  |
|                  | $\Delta\epsilon_s$ | $8 \cdot 10^{-4}$ | $8 \cdot 10^{-6}$   | $8 \cdot 10^{-8}$   | $1.5 \cdot 10^{-8}$ | $1.4 \cdot 10^{-9}$ | $1.4 \cdot 10^{-11}$ |
| $W_0 = 10^4 kW$  | $\Delta\epsilon_T$ | 110               | 1.2                 | $1.2 \cdot 10^{-2}$ | $4.1 \cdot 10^{-2}$ | $3.8 \cdot 10^{-3}$ | $3.8 \cdot 10^{-5}$  |
|                  | $\Delta\epsilon_s$ | $8 \cdot 10^{-2}$ | $8 \cdot 10^{-4}$   | $8 \cdot 10^{-6}$   | $1.5 \cdot 10^{-6}$ | $1.4 \cdot 10^{-7}$ | $1.4 \cdot 10^{-9}$  |
| $W_0 = 10^6 kW$  | $\Delta\epsilon_T$ | $1.1 \cdot 10^4$  | 120                 | 1.2                 | 4.1                 | 0.38                | $3.8 \cdot 10^{-3}$  |
|                  | $\Delta\epsilon_s$ | 8                 | $8 \cdot 10^{-2}$   | $8 \cdot 10^{-4}$   | $1.5 \cdot 10^{-4}$ | $1.4 \cdot 10^{-5}$ | $1.4 \cdot 10^{-7}$  |

### 제 3 절 비선형 현상의 정성적 특성

고출력 전파를 전리층에 입사하였을 때 일어나는 현상을 살펴보면 다음과 같다.

파동의 흡수(absorption)와 변조(modulation) : 고출력 전자기파에 의한 전자의 가열은 전자와 이온 그리고 중성 분자와 원자간의 충돌을 변화시킨다. 전리층의 낮은 영역에서 충돌 주파수는 전자온도가 증가함에 따라서 증가한다. 따라서  $\omega^2 \gg \nu_e^2$ 에서 흡수는 파동 세기가 증가할 수록 급격히 증

---

1) Radiation power를 측정하기 위하여 radiating station이 지상에 있다고

가정하며 높이 z에서의 전계는  $E_0 = 300 \frac{\sqrt{W_0}}{z}$ 의 공식에서 얻은 것이며

$W_0 = PG$ 는 equivalent dipole에 의해 방사되는 파워(kW)이다. 여기서 P는 radiating station의 실제 power이며 G는 안테나 이득이며 z는 거리(km)이다.  $E_0$ 는 mV/m로 나타낸다.

가한다. strong wave,  $E_0 \gg E_p$ 의 경우에 플라즈마 내부로 일정한 한계이상으로 더 이상 투과하지 못한다. field는 플라즈마 경계에 입사된 파동의 세기에 더 이상 의존하지 않게 되어, 플라즈마 내부에서 일종의 field saturation 이 나타나게 되어 전리층에 반사된 파동의 field는 입사 출력이 증가함에도 불구하고 감소한다. 이와 반대로  $\omega^2 < \nu_e^2$ 의 경우에 파동 세기가 증가함에 따라서 흡수가 감소한다.

따라서 흡수 현상의 비선형적인 변화로 인하여 high-power wave field 진폭은 플라즈마 내에서 기본적으로 플라즈마 경계에서 유입된 파동의 진폭에 의존하면서 비선형적으로 나타난다. 따라서 만약 플라즈마 경계에서의 파동이 amplitude-modulated 되었다면 플라즈마 내부에서의 modulation 과 반사된 파동의 modulation이 변형(distord)된다. strong radio wave ( $E_0 \gtrsim E_p$ )에 대하여 modulation의 이러한 변화는 조금 나타난다.(radio wave의 automodulation 과 autodemodulation). 해석적인 비선형 변형은 전리층으로부터 반사되어 나오는 강한 펄스의 파형(waveform)에서도 나타난다.

*파동굴절의 변화(Change of Wave Refraction)* : 전자의 가열은 전파가 통과하는 플라즈마 영역의 압력을 변화시킨다. 압력은 점차 가열된 영역으로부터 나오는 전자들에 의하여 평형을 찾아간다. 이러한 것에 의하여 플라즈마의 압력은 감소한다. 플라즈마 밀도는 전체 이온화 균형이 플라즈마 가열에 의해 섭동됨으로써 변한다. 이러한 모든 것은 파동 굴절의 비선형적인 변화를 가져온다.

플라즈마 내에서의 파동 굴절율의 변화는 새로운 비 선형적인 효과를 가져온다. Beam 궤적은 흩어지고 파동이 반사되는 지점은 이동된다. 만약 이온화의 불균형이 심하지 않다면, 전파의 반사점이 전리층 위쪽으로 이동한다. 충분히 세고 가느다란 빔은 전리층 플라즈마를 투과할 수 있다. 파동이 지나간 지역의 전리층 구조는 distorted 되며 따라서 전자밀도는 감소하여 마치 전리층내에 구멍이 생긴것처럼 된다. 이와는 반대 경우로 이온화 비율 변화가 중요한 역할을 하면 플라즈마 밀도는 변화된 영역에서 증가한다.

굴절을 변화에 관련된 비선형성은 특히 radio beam의 전파에 영향을

준다. 비록 매우 작은 비선형성이더라도 beam의 궤적을 충분히 휘게 만든다. 이러한 것은 beam의 층을 만드며 wave field intensity의 섭동에서 진동 구조를 시작하게 하며 그리고 플라즈마 밀도의 섭동(self-focusing 또는 modulation instability)을 일으킨다. 성층화는 파동이 반사되는 지역에서 특히 급격하게 발달한다.

*Wave interaction* : 비선형성을 나타내는 중요한 원리 중의 하나는 파동 중첩 원리(the principle of superposition of the wave)의 위반(violation)이다. 주파수  $\omega_2$ 를 가진 전파 2가 주파수  $\omega_1$ 를 가진 전파 1이 지나간 플라즈마 영역을 또 다시 통과할 때 파동 2의 흡수와 굴절은 파동 1의 출력에 따라 변한다. 따라서 전파는 플라즈마에서 상호 작용을 한다. 특히, 파동 1이 amplitude - modulated 되었다면 흡수 변화는 전리층의 같은 영역을 지나는 파동 2에 이 modulation을 전달 할 수 있다. 이러한 현상을 cross-modulation이라고 하며 중파를 이용한 전파 방송에 실제로 중요한 영향을 미친다. short pulse들 간의 상호 작용의 효과는 전리층 상태를 상태를 연구하는데 많이 이용되고 있다.

strong wave( $E_0 \gtrsim E_p$ )에 의한 흡수 변화는 매우 커서 섭동된 영역을 지나는 다른 전파의 진행을 방해할 수 있다. 비선형 상호 작용은  $\omega_2 \pm \omega_1$ ,  $\omega_2 \pm 2\omega_1$ 의 주파수를 가진 새로운 전파를 만든다. 특히 저주파수  $\Omega$ 에서 진폭이 변조된 powerful high-frequency 가 전리층을 통과할 때 비선형성은 주파수  $\Omega$ 를 발생시킨다(detection effect of the ionosphere). 비선형성에 의하여 radio wave polarization 의 여러가지 수직 성분이 magnetoactive plasma 에서 상호상호작용을 일으킨다. 이것은 타원편광 회전의 비선형성을 일으키고 파동의 진폭 자동변조(automodulation)을 시작하게 한다. 이러한 이유로 비선형 상호작용은 전리층에서 전파가 플라즈마 파동, 휘슬러(whistler) ion-sound wave, magnetohydrodynamic wave 또는 electro-acoustic wave와 같은 전자기파를 만든다.

*이온화(Ionization)* : 매우 강력한 전파에서 전자들은 매우 강하게 가열되어 electric breakdown 을 일으키게 되어 이온화 정도가 급격하게 증

가한다. 이러한 과정에 따른 비선형성은 플라즈마에 의하여 wave absorption 이 빠르게 증가하며 wave field가 포화 상태에 빠르게 이르게 된다. 이온화된 지역을 통과하는 파동의 흡수가 빠르게 일어나는 만큼 이러한 파동에 대한 감쇠 또한 일어나서 strong wave를 suppress한다. 이온화는 또한 어떤 특별한 thermo-ionization 플라즈마 진동과 같은 high-power radio wave를 excite 시킴으로써 파동의 automodulation을 일으킨다. 빠르게 증가하는 이온화는 전리층의 낮은 지역의 중성 가스를 가열함으로써 만들어진다. 고도 20-60km 대기에서의 인공 이온화는 UHF 전파의 반사를 이용하여 효과적으로 만들 수 있다.

*Excitation of Instability* : High-power radio wave는 섭동된 전리층 영역의 온도를 증가시키고 전자와 이온의 밀도를 변화시킨다. 이러한 방법에 의한 플라즈마에서의 인공적인 비 균질성은 drift, ion-cyclotron waves와 같은 전형적인 형태의 파동을 불안정하게 할 수 있다. 따라서 high-power radio wave를 이용한 전리층 가열은 새로운 플라즈마 진동을 excite 시키고 이미 excite된 상태에 있는 것들은 그 정도를 더하게 함으로써 진동하는 섭동화(turbulized)된 영역을 만든다. 이것은 섭동된 영역을 통과하는 전파의 조건에 강하게 영향을 주어서 더욱 강한 흡수와 산란이 일어나게 한다.

실제 중요한 것은 공명이 일어나는 지역으로 파동 주파수가 플라즈마의 자연주파수에 근접할 때 일어난다. 이러한 영역에서 전자기파동은 작은 크기의 플라즈마 불균질 지역에서 플라즈마 진동에 에너지를 공급하게 된다. 플라즈마 비균질성에 의하여 전달되는 비선형 파동의 과정은 플라즈마에 의한 전파의 효율적인 흡수를 일으킨다. 뿐만 아니라 비 균질성은 그들 스스로 wave field의 흡수에 의하여 증가할 수 있다. 이것을 공명 불안정성(resonant instability)라고 한다. 이러한 불안정성은 정상파(ordinary wave)가 반사되는 전리층 영역에서 생성된다. 이것은 전리층 영역을 파괴하고 작은 크기의 불균질성을 만들어 지구 자기장을 늘어지게 만든다. 이런 불균질성은 넓은 주파수 영역에서 UHF와 VHF 전파를 산란시킨다.

플라즈마 공명 지역에서 일어나는 또 다른 중요한 현상은 parametric instability으로 strong radio wave field에서 그 자체로써 플라즈마 파동과



ion-sound wave가 발생됨을 알 수 있다. Non-dissipative parametric instability 는 striction effect에 의한 것으로 전자 자유 경로 시간보다 짧은 시간내에 발전하며 비선형적인 잡음을 발생시키고 파동에너지를 흡수한다. Parametric instability 는 전리층에 반사된 파동의 진동 현상과 플라즈마 진동 에너지의 Landau 흡수의 결과로 나타나는 전자의 빠른 가속 현상이 함께 나타난다.

F영역에서 가속된 전자와 지구로부터 나오는 high-power low-frequency radiation 은 지구자기권 플라즈마에 강하게 영향을 미친다. 다른 말로 하면, 전자에 의해 흡수된 파동 에너지는 중성 분자와 원자의충돌을 통해 전달되어 중성 대기를 가열시킨다. 이러한 모든 섭동은 전파가 전리층 전류, 빠른 전자, 지구자기권의 whistler와 충돌하는것과 마찬가지로 여러 가지 새로운 비선형 현상을 일으킨다.

여기서 언급한 현상들은 물론 상층 대기에서 나타나는 모든 비선형적인 현상을 설명하지는 않는다. 높이에 따라 급격하게 변화하는 전리층의 물리적 상태와 플라즈마에서 나타나는 다양한 비선형적인 효과에 의하여 여러 가지 복잡한 현상이 나타난다. 낮은 전리층 영역에서 중요하게 나타나는 현상은 파동 흡수(wave absorption)의 비선형적인 변화에 관련되는데 반하여 상층 전리층에서는 파동 굴절의 distortion과 플라즈마 instability가 중요한 역할을 한다.

## 제 4 절 파동의 깨짐 현상

비선형 파동 전파의 중요한 현상중의 하나는 파동 프로파일의 손상(breaking)이다. 매질의 밀도가 감소하는 방향으로 파동이 진행할 때 파동 프로파일의 불연속성이 나타나면서 파동의 프로파일이 손상된다. 이때 파동 프로파일은 비선형적이라고 말할 수 있다.

밀도가  $N$ 인 균일한 cold plasma를 생각하자. 전자의 위치는  $E = eN\xi(x_0)/\epsilon_0$ 로 나타낼 수 있고 평면상에서의 위치는  $x_0$ 이며 양쪽 끝에 전기장을 걸어주면 Newton 법칙에서 우리는 다음과 같이 나타낼 수 있

다.

$$m\xi'' = -eE \quad (3.4)$$

그런데  $E = eN\xi(x_0)/\epsilon_0$  이므로 전자의 운동방정식과 그 해는 다음과 같다.

$$\xi''(x_0) = -\frac{e^2 N}{m\epsilon_0} \xi(x_0) \quad (3.5)$$

$$\xi(x_0) = \xi_1(x_0)\sin\omega_p t + \xi_2(x_0)\cos\omega_p t \quad (3.6)$$

여기서  $\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{m\epsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}}$  는 플라즈마 주파수이며  $\xi_1(x_0)$ 와  $\xi_2(x_0)$ 는 변위의 초기 조건이다.

이제  $\xi_1(x_0)=0$ ,  $\xi_2(x_0)=A\sin kx_0$ 로 특정 지워지는 플라즈마의 초기조건을 생각하자.  $t=0$ 일 때 전자는 진폭  $A$ 와 wave number  $k$ 를 가지고 사인파 형식으로 변위된다. 이에 따라 생성되는 전기장은 다음과 같다.

$$E = \left(\frac{eN}{\epsilon_0}\right)A\sin kx_0\cos\omega_p t \quad (3.7)$$

좌표축  $x$ 의 함수로 전계를 알아내기 위하여 다음과 같은 관계를 이용할 수 있다.

$$\begin{aligned} x &= x_0 + \xi(x_0) \\ &= x_0 + A\sin kx_0 \end{aligned} \quad (3.8)$$

작은 진폭에 대하여 ( $A \ll \frac{1}{k}$ ),는  $x_0$ 에 근접하며 전계  $E$ 는  $\sin kx$ 에 근접하게 움직인다. 진폭  $A$ 가 커지면, 전계  $E$ 는  $x$ 의 함수이므로 그 형태가

변한다. 필드의 최대값은  $kx = \frac{\pi}{2} + A$ 에서 나타난다. 진폭이  $\frac{1}{k}$ 보다 커지면 교차 현상(crossover)이 나타난다.

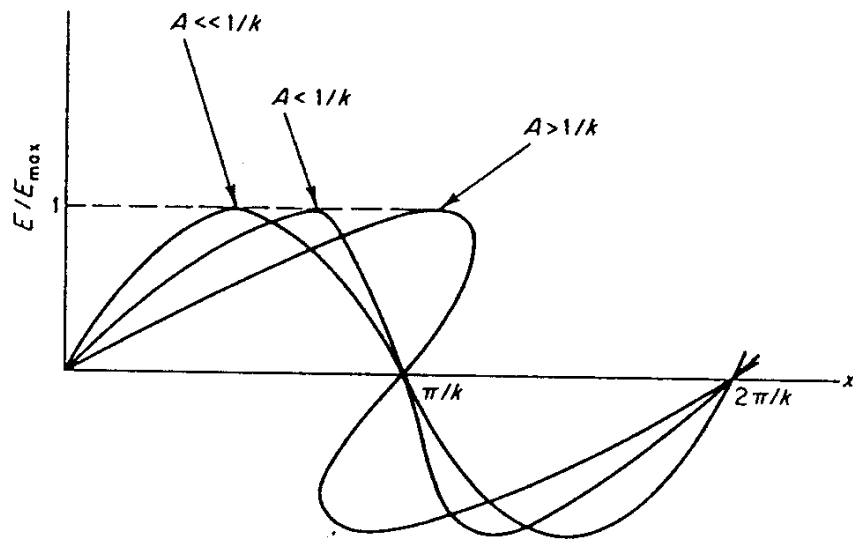


그림 1 파동의 깨짐(breaking)

## 제 5 절 전자기장에서 플라즈마의 비선형효과

전계  $E$ 와 각 진동수  $\omega$ 를 가지는 전파가 전자와 이온 및 중성자 사이에서 유효 충돌 주파수  $\nu$ 를 가진 전리층 플라즈마를 통과한다고 하자. 전계는 질량  $m$  및 전하량  $e$ 의 전자에 작용하며, 그들을 가속시킨다. 그렇지만, 충돌은 그들을 지연시키면서 에너지가 전파로 전달되어 결과적으로 전자 온도를 증가시킨다. 하지만 전자가 점점 뜨거워짐에도 불구하고 초과 에너지의 단지 일부분만을 충돌동안 이온이나 중성자로 전달한다. 왜냐하면 전자 질량이 이온 혹은 중성자의 질량보다 극히 적기 때문이다. F층에서 전자-이온 충돌 주파수는  $\leq 10^{-3}/s$ 이며 충돌 당 에너지 손실비는  $\leq 10^{-4}$ 이다. 이러한 낮은 손실율은 어느 정도만 전자가열을 가능하게 한다. E층에서는 좀더 이러한 가열 현상이 어렵게 나타나는데 여기에서 전자 충돌 주파수는

$2 \times 10^{-5}/s$  이며 충돌에 따른 에너지 손실비는  $5 \times 10^{-3}$ 이다. 입사 전파의 강한 흡수는 전자 플라즈마 주파수가 전파 주파수 근처에 있는 지역에서 많이 일어난다. 이것은 파가 공명 근처에서 느려지기 때문이며 전자는 무거운 입자와 충돌할 기회를 더 많이 가지게 된다.

플라즈마에서 전자에서 무거운 입자로 에너지가 천천히 전달되기 때문에 전자는 상대적으로 적은 진폭의 파동에 대해서도 적당히 충분한 에너지를 얻을 수 있다. 결론적으로 전자는 가열되며 dielectric tensor  $\epsilon$ 는 field strength에 영향을 받는다. 이러한 영향에 대해서 간단히 살펴보면 다음과 같다.

우리는 전류 밀도를 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{J} = -eN\mathbf{v} \quad (3.9)$$

여기서  $N$ 은 플라즈마 밀도,  $e$ 는 전자 전하이다. 이온 활동이 상대적으로 무시될 수 있기 때문에 전자운동에 대해 Newton 제2법칙 적용을 하면 필드에 의해서 전자가 가진 속도  $\mathbf{v}$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$m \frac{d^2 \mathbf{v}}{dt^2} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) - m\nu \mathbf{v} \quad (3.10)$$

여기서  $\mathbf{B}_0$ 는 외부 자기장,  $\mathbf{E}$ 는 파동의 전기장 그리고  $\mathbf{v}$ 는 전자의 유효충돌 주파수이다. 전자의 총 속도는 속도  $\mathbf{v}$ 와 불규칙한 열 속도(thermal velocity)  $v_o$ 의 합이다. 불규칙 속도는 온도와 다음과 같은 관계가 있다.

$$\frac{3}{2} T_e = \frac{1}{2} m \langle v_o^2 \rangle \quad (3.11)$$

여기서  $\langle \rangle$ 는 평균을 나타내며 온도는 에너지 단위로 나타낸다.

이러한 전자에 대한 에너지 평형을 고려할 때 단위시간에 전계가 플

라즈마에 대해 수행한 일은 다음과 같다.

$$W = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = -eN \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} \quad (3.12)$$

여기서  $N$ : 전자 수 밀도,  $\mathbf{J}$ : 전류 밀도이다. 한편, 전자는 무거운 입자와 충돌하면서 단위시간당  $\frac{3}{2} \delta \nu (T_e - T)$ 의 에너지를 잃게 된다. 여기서  $T$ 는 전계가 없을 때의 전자 온도이며  $\delta$ 는 무거운 입자와 충돌하면서 전달되는 에너지 평균비이다. 탄성 충돌에서 에너지 전달비는  $\delta \cong 2m/M$ 으로  $M$ 은 무거운 입자의 질량이다.  $M \gg m$ 일때  $\delta$ 는 매우 작고 따라서 전자는 무거운 중성입자와의 충돌에서도 대부분의 에너지를 계속 가지고 있을 수 있다<sup>2)</sup>. 따라서, 전자에 대한 에너지 평형 방정식(energy balance equation)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} NT_e \right) = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} - \frac{3}{2} \delta \nu N (T_e - T)$$

또는

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{2}{3} e \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} - \delta \nu (T_e - T) \quad (3.13)$$

와 같이 나타낼 수 있다. 여기서

$\delta$ : 한번의 충돌에서의 나타나는 평균 에너지 손실비

$T$ : 충돌 입자의 온도

$T_e$ : 전자 온도이다.

식 (3.10)과 (3.13)은 전계  $\mathbf{E}$ 의 함수로  $\mathbf{v}$ 와  $T_e$ 를 푸는데 필요한 기본 방정

2) 약하게 이온화된 플라즈마에서  $T_e \leq 1$  eV 인 경우  $\delta = 2 \frac{m}{M} \sim 10^{-4}$  부터  $10^{-5}$ 의 값을 가진다.

식이다. 식 (3.10)과 (3.13)을 간단히 풀기 위하여 필드가 없다고 가정한다. 이 경우 해는 다음과 같이 간단하게 주어진다.

$$\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}(0)e^{-\nu t} \quad (3.14)$$

$$T_e - T = (T_e - T)_{t=0} e^{-\delta t} \quad (3.15)$$

식 (3.15)의 해를 얻을 때,  $\delta\nu$ 는 상수라고 가정하였다. 식 (3.14)과 (3.15)에서 보면 일반적으로  $\delta \ll 1$ 이므로 momentum relaxation time  $\frac{1}{\nu}$ 은 temperature relaxation time  $\frac{1}{\delta\nu}$ 보다 매우 짧다. 식(3.10)과 (3.12)를 풀기 위하여 전계를

$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \omega t = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$  라고 놓는다. 앞서 가정한 바와 같이  $\mathbf{B}_0 = 0$ 이면  $\nu$ 와  $\delta$ 는  $T_e$ 와 관계가 있고 시간에는 무관하게 된다. 이러한 조건하에 운동방정식은 다음과 같이 된다.

$$\mathbf{v}(t) = \frac{-e\mathbf{E}_0}{m} \frac{1}{\nu^2 + \omega^2} (\nu \cos \omega t + \omega \sin \omega t) + \mathbf{c} e^{-\nu t} \quad (3.16)$$

여기서 마지막 항은  $t$ 가 relaxation time  $1/\nu$ 보다 매우 크면 무시될 수 있다. 위 식을 에너지 평형 방정식인 식 (3.13)에 대입하면 온도에 대한 방정식을 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$\frac{dT_e}{dt} + \delta\nu T_e = \frac{e^2 E_0^2}{3m(\nu^2 + \omega^2)} (\nu + \nu \cos 2\omega t + \omega \sin 2\omega t) + \delta\nu T \quad (3.17)$$

이 방정식은  $\nu$ 와  $\delta$ 가 미지의  $T_e$ 의 함수이므로 일반적으로 풀기가 어렵다. 따라서  $\omega \gg \delta\nu$ ,  $\delta \ll 1$ 로 가정하면 1차 해는 다음과 같다.

$$T_e = e^{-\delta\nu t} \left[ \frac{e^2 E_0^2}{3m(\nu^2 + \omega^2)} \times \int_0^t e^{\delta\nu\tau} (\nu + \nu \cos 2\omega\tau + \omega \sin 2\omega\tau + \delta\nu T) d\tau + c_1 \right] \quad (3.18)$$

$\omega \gg \delta\nu$ 에 대해 식(3.18)의 1차 해를 구하면(straightforward integration),

$$T_e - T = \frac{e^2 E_0^2}{3m\delta(\nu^2 + \omega^2)} \quad (3.19)$$

따라서 전자의 온도는 시간과는 무관하고  $E_0^2$ 에 비례함을 알 수 있다. 그리고 temperature relaxation time  $\frac{1}{\delta\nu}$ 은 파동의 주기인  $\frac{2\pi}{\omega}$ 보다 매우 크다는 사실도 알 수 있다. 식 (3.19)은 다음과 같이 쓸 수도 있다.

$$\frac{T_e}{T} = 1 + \frac{e^2 E_0^2}{3mT\delta(\nu^2 + \omega^2)} = 1 + \left(\frac{E_0}{E_p}\right)^2 \frac{\omega^2 + \nu_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \quad (3.20)$$

여기서

$$E_p = \left( \frac{3Tm\delta(\nu_0^2 + \omega^2)}{e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.21)$$

는 plasma field이며  $\nu_0$ 는 field가 없는 경우에서의 effective collision frequency이다. 식 (3.21)을 이용하면 식 (3.19)은 다음과 같이 간단히 쓸 수 있다.

$$\Delta T = T_e - T = \left(\frac{E_0}{E_p}\right)^2 T \quad (3.22)$$

Plasma field  $E_p$ 는 전계  $E_0$ 의 비선형 효과를 나타내며 매질의 성질과 파동의 특성에 의존한다.  $E_0 \gg E_p$ 의 경우  $T_e \gg T$ 가 되어 전자는 가열된다.

외부의 자기장이 존재할 때 위와 비슷한 방법으로 유도하면 다음과 같다.

$$\frac{T_e}{T} = 1 + \left(\frac{E_0}{E_p}\right)^2 (\omega^2 + \nu_0^2) \times \left\{ \frac{\cos^2 \beta}{\omega^2 + \nu^2} + \frac{\sin^2 \beta}{2[(\omega - \omega_B)^2 + \nu^2]} + \frac{\sin^2 \beta}{2[(\omega + \omega_B)^2 + \nu^2]} \right\} \quad (3.23)$$

여기서  $\beta$ 는  $E$ 와  $B_0$ 사이의 각이다. 온도에 따른 effective collision frequency의 의존성은 여러 입자들 간의 충돌과정을 고려함으로써 얻을 수 있다. 예를 들어 전자와 분자간의 충돌에 대하여 effective collisional frequency는 다음과 같이 주어진다.

$$\nu(T_e) = \nu_0 \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.24)$$

ion에 대해서는 아래와 같다.

$$\nu(T_e) = \nu_0 \left(\frac{T}{T_e}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.25)$$

$E_p$ 는 전리층 플라즈마 온도의 큰 열적 섭동을 일으키는데 필요한 전계이며  $\omega \gg \nu$ 인 경우 이는 D와 E층에서 약  $3 \times 10^{-4} f$ (mV/m)에서부터 F층에서 약  $10^{-4} f$ (mV/m)까지 변화한다. 여기서  $f$ 는 섭동파의 주파수[Hz]이다. 이러한 전계는 약 100 MW의 균등한 등방성 방사전력을 의미한다.





## 제 4 장 전리층의 비선형 현상

### 제 1 절 전리층에서 파동 변조

플라즈마에 의해 강하게 변조된 파의 전달은 플라즈마에서 섭동을 발생시키며 이것은 충돌 주파수, 전자밀도 등에 영향을 주는 전자온도 변화의 원인이 된다. 그러므로 이것은 매질의 도전율과 유전율과 관련이 있다. 하나의 변조된 전파에 의해서 생성된 매질에서의 이런 변화는 같은 지역을 통과하여 전파되는 다른 파의 전송에 그 변조를 중첩시킨다. D와 E층을 통해 전파하는 HF, MF 및 LF 대역을 사용하는 많은 양의 전송 때문에 이 전파의 상호작용 또는 전리층 혼변조는 동일 채널 간섭과 구별되기 어려우며 측정하기는 더욱 어렵다. 중위도 지역의 MF/LF 대역에서 만들어진 측정은 혼변조의 깊이가 7% 미만을 보여준다.

High power 전자기파안에서 전자들의 가열은 첫 번째로 전자와 이온, 중성입자들간의 충돌을 야기시키는데 이것은 radio wave의 흡수량을 변화시킨다. 전리층의 낮은 부분에서 충돌주파수는 전자의 온도가 증가됨에 따라서 함께 증가한다. 그 때문에 주파수가 전자의 충돌 주파수 보다 아주 큰 경우( $\omega^2 \gg \nu^2$ )에는 wave의 power가 증가하면 흡수량은 급격하게 증가한다. 그래서 강한 wave의 field( $E_0 \gg E_p$ )는 한계를 넘어서는 플라즈마 안으로 통과할 수 없다. 즉, field는 plasma boundary로 입사하는 wave의 power에 더 이상 의존하지 않게되는 것이다. 주파수가 전자의 충돌 주파수보다 작은 경우( $\omega^2 < \nu^2$ )에는 흡수는 wave의 power가 증가함에 따라서 감소한다.

흡수의 비선형적인 변화 덕택에 high power wave field의 amplitude는 플라즈마의 내부에서 플라즈마의 경계로 입사하는 파동의 field amplitude에 의존하는 nonlinear 현상을 나타내게 된다. 만약, 플라즈마의 경계에 있는 wave가 amplitude-modulated 되었다면, 플라즈마 내부에서의 modulation과 반사되는 파동의 modulation은 찌그러진다. 강한 파동( $E_0 > E_p$ )의 경우, 이 modulation의 변화는 감지할 수 있을 정도이다.

전파의 amplitude modulation을 생각해 보자. amplitude-modulated low frequency wave 는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$E_{z=0} = E_0(0)[1 + \mu_0 \cos \Omega t] \quad (4.1)$$

wave가 plasma안으로 진행하는 것은 conductivity와 dielectric constant의 perturbation을 정기적으로 변하게 한다. 일정한 perturbation은 wave의 흡수와 위상에 영향을 준다. 이러한 conductivity와 dielectric constant의 perturbation은 wave modulation에 변화를 준다.

## 1. Weak Wave

weak wave란 plasma field보다 입사하는 wave의 E-field가 더 약한 경우, 즉  $E_0^2 \ll E_p^2$  인 경우이다. 이 경우, 주위의 field 세기보다 입사하는 field

의 세기가 훨씬 작고, 자체의 modulation이 작기 때문에 nonlinear effect는 아주 작다. 이때, 전자온도의 perturbation은 다음과 같이 구해진다.

$$\Delta T_e = \Delta_0 T_e + \Delta_Q T_e \quad (4.2)$$

이때  $\Delta_0 T_e$ 와  $\Delta_Q T_e$ 는  $\left(\frac{E_0(0)}{E_p}\right)^2$ 에 비례하고 따라서 전자온도의

perturbation역시 이에 비례한다. 이것은 weak wave일수록 전자의 온도가 증가하지 않는다는 것을 뜻한다.

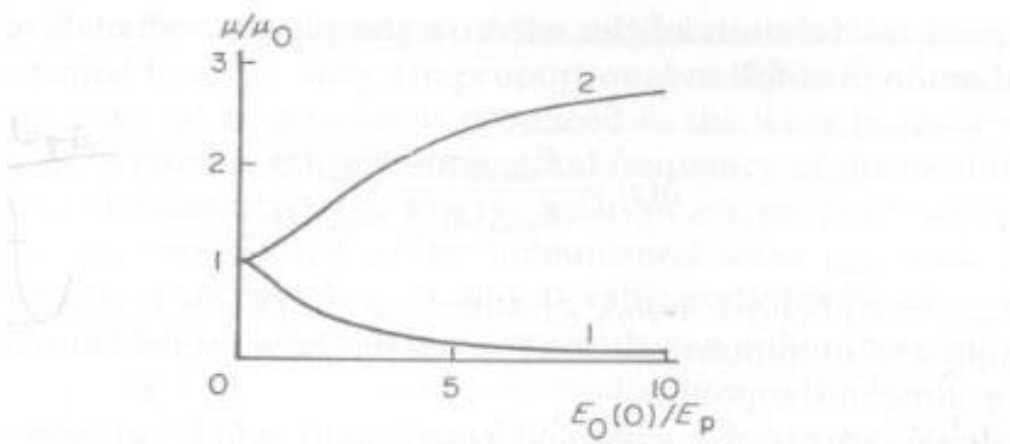


그림 1 플라즈마에서 wave modulation 깊이, 1:  $\omega \gg \nu_{e0}$ , 2:  $\omega \ll \nu_{e0}$

## 2. Strong Wave

이것은  $E_0^2 \geq E_p^2$  인 경우이다. 이러한 경우에는 nonlinear한 현상을 뚜렷

하게 볼 수 있다.

*Low Modulation frequency*

플라즈마 안에서의 modulation의 깊이  $\mu$ 를 다음과 같이 정의하자.

$$\mu(z) = \frac{E_{\max}(z) - E_{\min}(z)}{E_{\max}(z) + E_{\min}(z)} \quad (4.3)$$

그림 6은 플라즈마 안에서의 이 값의 변화이다. 즉, 얼마만큼 modulation이 변형되었는가 하는 것이다. 그림 6을 보면, x축의 값이 클수록 wave가 strong하다는 것이고 y축이 크다는 것은 modulation의 깊이가 크다는 것이다. 또 '1'은 주파수가 클 때, '2'는 주파수가 작을 때의 그림을 나타내는 것인데, 주파수가 충돌주파수보다 작고 field가 강할수록 modulation의 변화가 크다고 할 수 있다. 그림 7를 살펴보자. 마찬가지로 주파수가 크면 modulation의 깊이가 보다 작다. 이때  $\mu$ 의 최소값은 다음과 같다.

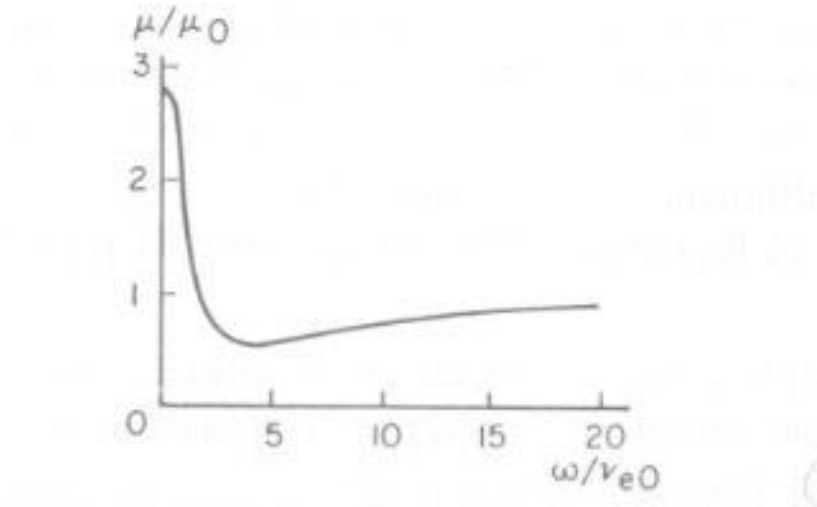


그림 2 modulation depth에 대한 주파수 변화

$$\mu_{\min} = \mu_0 \frac{2\omega\nu_{e0}}{\omega^2 + \nu_{e0}^2} \quad (4.4)$$

이 된다. 이때의 E의 값은 다음과 같다.

$$E_{0\min} = E_p \sqrt{\omega^2 + \nu_{e0}^2 - 1} \quad (4.5)$$

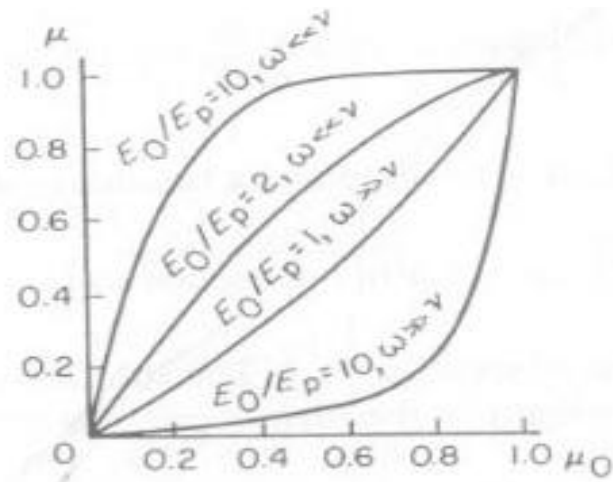


그림 3 입사파의 modulation depth 함수로 나타낸 플라즈마에서의 modulation depth

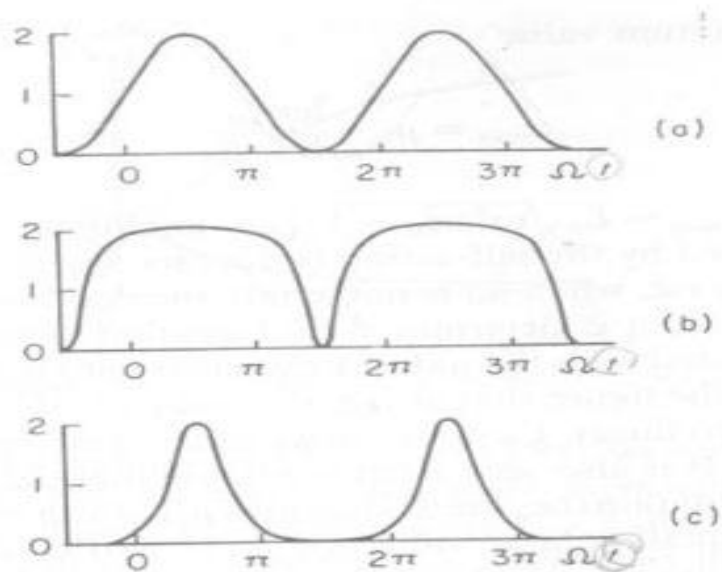


그림 4 modulation waveform의 왜곡현상 :  $E_0(0)/E_p=10$ ,  $\mu_0=1$ . (a) 플라즈마 경계에서의 파동 ; (b)  $\omega \gg \nu_{e0}$ 인 경우에 플라즈마 내부에서의 파동 ; (c)  $\omega \ll \nu_{e0}$ 인 경우에 플라즈마 내부에서의 파동

일반적인 경우를 나타낸 것이 그림8이다. 이 그림에서 보면  $\mu$ 와  $\mu_0$ 가 0.5와 비슷한 값을 나타낼 때에는 그 값이 linear로 나타난다. 특별히  $\mu_0$ 가 1인 경우의 wave 형태를 그린 것이 그림 9이다. 그림의 (a)는 경계에서의 wave, 즉 modulation이 일어나지 않은 경우의 입사 wave이다. (b)는 고주파수인

경우, (c)는 저주파수인경우의 wave modulation의 변화를 나타낸다.

## 제 2 절 Weak Wave의 Self-Action

플라즈마 층에 수직으로 입사하는 평면파에 대한 비선형 기하광학 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$E_0(Z) = \frac{E_0(0)}{(n^2 + \kappa^2)^{1/4}} \exp\left(-\frac{\omega}{c} \int_0^Z \kappa dz\right) \quad (4.6)$$

$$\frac{dE_0}{dz} + \frac{E_0}{2n} \frac{dn}{dz} + \frac{\omega}{c} \kappa E_0 = 0 \quad (4.7)$$

여기서  $n$ 은 굴절율(refraction index),  $\kappa$ 는 흡수계수(absorption coefficient)이다.

weak wave의 경우에 plasma 안에서 생성되는 변화는 작다. 따라서, nonlinear effect도 또한 작기 때문에 (4.7)의 식을 풀 때 다음과 같이 생각할 수 있다.

$$E_0 = E_1(z) + E_2(z) + \dots \quad (4.8)$$

$$E_1(z) = \frac{E_0(0)}{\sqrt{n_0(z)}} \exp\left(-\frac{\omega}{c} \int_0^z \kappa_0 dz\right)$$

$n_0(z)$ 와  $\kappa_0(z)$ 는 linear한 경우의 refraction index와 absorption coefficient이다. (4.8)을 (4.7)에 대입하면 다음과 같은 해를 얻을 수 있다.

$$\frac{dE_2}{dz} + \frac{E_2}{2n_0} \frac{dn_0}{dz} + \frac{\omega}{c} \kappa_0 E_2 = -E_1 R \quad (4.9)$$

$$R = \frac{\omega}{c} \left( \frac{d\kappa}{dT_e} \right)_{T_{e0}} \Delta T_e(E_1) + \frac{1}{2} \frac{d}{dz} \left[ \left( \frac{dn}{dT_e} \right)_{T_{e0}} \frac{\Delta T_e(E_1)}{n_0} \right]$$

여기서  $\Delta T_e$ 는 field의 effective electron의 섭동량,  $T_e$ 는 섭동되지 않았을 때의 전자온도이다. 이렇게 변화한 온도는 distribution function을 변화시키게 되고, 이것은 collision의 양을 변화시키게 된다. 따라서, absorption coefficient와 refraction index는 변하게 된다. 이제 (4.9)식을 적분해 보자. 이때 경계조건으로  $E_2 \rightarrow 0$ ,  $z \rightarrow 0$ 으로 하면 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$E_2(z) = -E_1(z) \int_0^z R dz \quad (4.10)$$

그러면  $E_0(z)$ 는 아래와 같이 얻을 수 있다.

$$E_0(z) = E_1(z) \left[ 1 - q - \frac{1}{2n_0} \left( \frac{dn}{dT_e} \right)_{T_{e0}} \Delta T_e(E_1) \right] \quad (4.11)$$

$$q = \int_0^z \Delta T_e(E_1) \frac{\omega}{c} \left( \frac{d\kappa}{dT_e} \right)_{T_{e0}} dz$$

$E_1(z)$ 는 선형 근사의 wave field amplitude이고,  $q$ 는 weak wave에서의 field nonlinearity 영향을 나타낸다.

wave가 반사되는 지점에서 떨어진 지역을 생각해 보자. 이때 refractive index는 무시될 수 있다. 이 경우에  $n_0 \gg \kappa_0$ 이고 이때 다음의 (4.12)-(4.14)를 이용하면 식 (4.15)을 얻을 수 있다.



$$\chi = 2\pi\sigma/\omega\sqrt{\epsilon}, \quad n \sim \sqrt{\epsilon} \quad (4.12)$$

$$\epsilon_e = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (4.13)$$

$$\sigma = \frac{e^2 N \nu_e}{m(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (4.14)$$

$$\chi = \frac{2\pi e^2 N \nu_e}{m\omega n_0(\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (4.15)$$

그런데 wave의 electric field의 영향을 고려하면, 전자 온도  $Te$ 는 증가 하고, 이 결과로 collision frequency와 plasma의 electron concentration  $N$ 은 변하게 된다.

$$\left( \frac{d\chi}{dT_e} \right)_{T_{e0}} = \left\{ \frac{2\pi e^2 N(\omega^2 - \nu_e^2)}{m\omega(\omega^2 + \nu_e^2)^2 n_0} \left( \frac{d\nu_e}{dT_e} \right) + \frac{2\pi e^2 \nu_e}{m\omega(\omega^2 + \nu_e^2) n_0} \left( \frac{dN}{dT_e} \right) \right\}_{T_{e0}}$$

(4.16)

그런데,  $E_0^2 \ll E_p^2$ 인 경우에  $\Delta T_e$ 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\Delta T_e = T_e - T = \frac{e^2 E_0^2}{3m\delta_0(\omega^2 + \nu_{e0}^2)} \quad (4.17)$$

식 (4.17)을 변형시켜서 식 (4.8)에 대입시키면 다음의 결과를 얻을 수 있다.

$$\Delta T_e(E_1) = \frac{e^2 E_0^2(0)}{3m\delta_0(\omega^2 + \nu_e^2)n_0} \exp\left(-\frac{2\omega}{c} \int_0^z \kappa_0(z_1) dz_1\right) \quad (4.18)$$

여기서  $\delta_0 = \delta(T_{e0})$ ,  $\nu_{e0} = \nu_e(T_{e0})$ 이다. 여기서  $\nu_{e0} \neq \nu_e(z)$ 이라고 가정을 하자. 이 경우에  $dN/dT_e = \gamma_1 N/T_{e0}$ 가 된다.  $\gamma$ 는 상수이다. 이때 식 (4.11), (4.16), (4.18)식에서  $n_0 \neq n_0(z)$ 라고 가정을 하면 다음의 두 식을 얻을 수 있다.

$$q = \frac{1}{n_0} \left[ \frac{E_0^2(0)}{E_p^2} \right] \left[ \frac{T_{e0}}{2\nu_{e0}} \left( \frac{d\nu_e}{dT_e} \right)_{T_{e0}} \frac{\omega^2 - \nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2} + \frac{\gamma_1}{2} \right] [1 - \exp(-2K)]$$

(4.19)

$$K = \frac{\omega}{c} \int_0^z \kappa_0(z_1) dz_1 \quad (4.20)$$

여기서  $K$ 는 총 흡수량이다. 식(4.19)에서  $q$ 는  $[E_0(0)/E_p]^2$ 에 비례함을 알

수 있다. wave가 plasma안으로 입사하여 통과할 때  $q$ 는 증가하고,  $K$ 는 충분히 커진다 ( $K \geq 1$ ).  $q$ 는 +와 -를 모두 가질 수 있고, collision frequency와 wave frequency의 비에 대한 의존성을 갖는다. 전자와 중성입자와의 충돌에

서  $\frac{d\nu_e}{dT_e} > 0$ 이고, 이온과의 충돌에서는  $\frac{d\nu_e}{dT_e} < 0$  이다. 그렇기 때문에

nonlinear의 성질은 매질의 이온화에 달려있다고 할 수 있다.

### 제 3 절 Weak Wave Modulation의 변화

이제 amplitude가 modulation된 radio wave의 입사를 생각하자. 먼저 plasma의 경계( $z=0$ )에 입사하는 low-frequency wave를 다음과 같이 가정하자.

$$E|_{z=0} = E_0(0)[1 + \mu_0 \cos \Omega t] \quad (4.21)$$

wave가 plasma 안으로 입사할 때, dielectric tensor와 conductivity는 변하게 된다. 이 두 양의 perturbation은 총흡수량과 wave의 phase를 영향을 끼치게 된다. 그리고 이러한 변화로 wave modulation에 변화가 생긴다.

Weak wave라고 하는 것은 입사하는 wave의 E값이 plasma 자체의 E값보다 훨씬 작은 경우이고, 이 경우는 앞의 (4.8)식에서처럼 E값의 근사가 가능하다.

$$E_0 = E_1(z) + E_2(z) + \dots \quad (4.22)$$

$$E_1(z) = \frac{E_0(0)}{\sqrt{n_0(z)}} (1 + \mu_0 \cos \Omega t) \exp\left(-\frac{\omega}{c} \int_0^z \kappa_0 dz\right)$$

여기서  $E_1$ 은 앞서 밝혔듯이 linear로 근사 시켰을 때의 wave field amplitude이다. 위의 식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned}
E(z, t) = & E_{\mu 0}(z) [1 + \mu_0(1 + \alpha_\Omega) \cos(\Omega t + \phi_\Omega) \\
& - \mu_{2\Omega} \cos(2\Omega t + \phi_{2\Omega}) - \mu_{3\Omega} \cos(3\Omega t + \phi_{3\Omega})]
\end{aligned} \tag{4.23}$$

(4.11), (4.19), (4.23) 식에서

$$E_{\mu 0}(z) = [E_0(0)]^2 \left( 1 + \frac{\mu_0^2}{2} + \frac{\mu_0^2 \delta_0^2 \nu_{e0}^2}{\Omega^2 + \delta_0^2 \nu_e^2} \right) \tag{4.24}$$

이고, 이것은 시간에 따라서 변하지 않는 양이다. 또한  $\alpha_\Omega$ 는 원래의 wave가  $\Omega$ 라는 frequency를 가질 때 modulation의 깊이에 대한 보정량이고,  $\phi_\Omega$ 는 원래의 frequency에서의 phase의 modulation의 보정량이며, 그 양은 다음과 같다.

$$\alpha_\Omega = q \left[ \frac{2\delta_0^2 \nu_{e0}^2 (1 - \mu_0^2/2)}{\Omega^2 + \delta_0^2 \nu_{e0}^2} + \frac{\mu_0^2}{4} \frac{\delta_0^2 \nu_{e0}^2}{\delta^2 \nu_{e0}^2 + 4\Omega^2} \right] \tag{4.25}$$

$$\phi_\Omega = qmu_0 \left[ \frac{2\Omega^2}{\Omega^2 + \delta_0^2 \nu_{e0}^2} + \frac{\mu_0^2 \Omega^2}{\delta^2 \nu_{e0}^2 + 4\Omega^2} \right] \tag{4.26}$$

그리고 frequency가  $2\Omega$ ,  $3\Omega$ 일때의  $\mu$ 와  $\phi$ 의 값을 구하면 다음과 같다.

$$\mu_{2\Omega} = \frac{3}{2} \mu_0^2 q \delta_0 \nu_{\mathcal{A}} \sqrt{\frac{\delta_0^2 \nu_{\mathcal{A}}^2 + 25\Omega^2/9}{[\delta_0^2 \nu_{\mathcal{A}}^2 + \Omega^2][\delta_0^2 \nu_{\mathcal{A}}^2 + 4\Omega^2]}} \quad (4.27)$$

$$\mu_{3\Omega} = \frac{\mu_0^3 q}{4} \frac{\delta_0 \nu_{\mathcal{A}}}{\sqrt{\delta_0^2 \nu_{\mathcal{A}}^2 + 4\Omega^2}} \quad (4.28)$$

$$\phi_{2\Omega} = \arctan \frac{\Omega}{\delta_0 \nu_{\mathcal{A}}} \frac{10\Omega^2 + 4\nu_{\mathcal{A}}^2}{9\Omega^2 + 3\nu_{\mathcal{A}}^2} \quad (4.29)$$

$$\phi_{3\Omega} = \arctan \frac{2\Omega}{\delta_0 \nu_{\mathcal{A}}} \quad (4.30)$$

식 (4.19)에서, weak wave의 경우에 nonlinear 효과는 입사 wave의 amplitude와 plasma 내부의 amplitude의 비에 비례하는 것을 알 수 있다. 또한  $\mu_0$ 가 충분히 클 때  $\mu_{2\Omega} \sim \mu_0^2$ ,  $\mu_{3\Omega} \sim \mu_0^3$ 이고, modulation의 왜곡현상은

modulation의 깊이에 비례하게 된다. 원래의 frequency의 modulation은  $q < 0$ 일 때 증가하고,  $q > 0$ 일 때 감소한다.  $q > 0$ 인 경우(self-modulation of the wave)는 식 (4.19)와 (4.25)에서 볼 수 있는데, 단 plasma의 이온화 정도가 약하며 비교적 낮은 frequency ( $\omega < \nu_{\mathcal{A}}$ )에서만 발생한다. 반면에 plasma의

이온화가 약한 곳에 입사하는 wave의 frequency가 높은 경우( $\omega > \nu_{\mathcal{A}}$ )는 복조된

다(식 4.19).

## 제 4 절 Strong Wave의 Self-Action

Strong wave란  $E_0^2 \geq E_p^2$  의 조건을 만족하는 wave이다. 이 경우,

E-field 의 변화를 간단히 살펴보기 위해서  $n = n_0 + n_0(z)$ 이라고 가정을 하자. 그러면 식 (4.5)에서 두 번째 항을 무시할 수 있으므로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{dE_0}{dz} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E_0) E_0 = 0 \quad (4.31)$$

여기서  $\kappa$  는 앞의 (4.15)과 같다. 여기서 nonlinearity는 다음과 같이 분리할 수 있다.

$$\kappa(z, E_0) = \kappa_0(z) \frac{N(T_e)}{N_0} \frac{\nu_e(T_e)}{\nu_{e0}} \frac{\omega^2/\nu_{e0}^2 + 1}{\omega^2/\nu_{e0}^2 + \nu_e^2(T_e)/\nu_{e0}^2} \quad (4.32)$$

$\kappa_0(z)$ 는 linear theory에서의 absorption coefficient이고  $\nu_e$ 는 전자와 중성입자의 충돌주파수와 전자와 이온의 충돌주파수의 합이다.

### *Weakly Ionized plasma*

먼저, 약하게 이온화 된 plasma를 생각하자. 이 경우에 전자는 주로 중성입자와 충돌을 하게 되므로

$$\frac{\nu_e(T_e)}{\nu_{e0}} = \sqrt{\frac{T_e}{T}} \quad (4.33)$$

이고,  $\tau$  를 다음과 같이 정의하면

$$\tau = \sqrt{\frac{T_e(E_0)}{T}} \quad (4.34)$$

이때  $T_e/T$ 는 다음 식과 같이 나타나며

$$\frac{T_e}{T} = 1 + \left(\frac{E_0}{E_p}\right)^2 \frac{\delta_0}{\delta(T_e)} \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_e^2(T_e)} \quad (4.35)$$

식 (4.34)과 식 (4.35)에서

$$\tau^2 - 1 = \left(\frac{E_0}{E_p}\right)^2 \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2} \quad (4.36)$$

를 구할 수 있다.

또 식 (4.36)을 미분하면 다음의 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{E_0} \frac{dE_0}{dz} = \frac{d\tau}{dz} \frac{\tau(\omega^2 + 2\nu_{e0}^2 \tau^2 - \nu_{e0}^2)}{(\tau^2 - 1)(\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2)} \quad (4.37)$$

식 (4.37)와 식 (4.31)을 비교하면 아래와 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$\frac{d\tau}{dz} \left( \frac{1}{\tau^2 - 1} + \frac{2\nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2} \right) + \frac{\omega}{c} x_0(z) \frac{N(\tau^2)}{N_0} = 0 \quad (4.38)$$

이제, electron concentration이 field에 따라서 변하지 않는 경우를 생각하자. 즉,  $N(\tau^2)/N_0=1$  이다. 그렇다면 (4.38)의 풀이는 다음과 같이 된다.

$$\frac{\tau-1}{\tau+1} \exp\left(\frac{4\nu_{e0}^2\tau}{\omega^2 + \nu_{e0}^2}\right) = C \exp(-2K) \quad (4.39)$$

여기서  $C$ 는 상수,  $K$ 는 식 (4.20)에 기술된 바와 같다. plasma 경계에서 amplitude  $E_0(0)$ 는 다음과 같이 된다.

$$C = \frac{\tau_0 - 1}{\tau_0 + 1} \exp\left(\frac{4\nu_{e0}^2\tau_0}{\omega^2 + \nu_{e0}^2}\right) \quad (4.40)$$

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{T_d[E_0(0)]}{T}}$$

식 (4.40)에서의 좌항의 값은  $\tau = \tau_0$ 일 때 최대값을 갖는다. 왜냐하면 plasma 내부에서는 총 흡수량  $K$ 가 증가하기 때문이다. 식 (4.39)는 plasma 내부 각 지점의  $\tau$  값을 나타내는 식이다. 그리고  $\tau(z)$ 를 알면, (4.36)식으로부터  $E_0(z)$ 를 쉽게 얻을 수 있다. 또한  $E_0(z)$ 는 초기치로부터 흡수량과 nonlinearity에 의한 효과 때문에 변할 것이므로 다음과 같은 형태로 쓸 수 있다.



$$E_0(z) = E_0(0) \exp(-K)P \quad (4.41)$$

여기서  $P$ 는 plasma 내부에서 wave의 self-action의 결과를 설명하는 인자이며  $-\ln P$ 는 wave의 nonlinear absorption의 양이다. 그리고 weak field에서  $P=1-q$ 이고, 이것은 1에 가깝게 간다. 일반적인 경우에  $P$ 는 plasma의 경계에서의 wave amplitude, frequency, plasma안으로 입사하는 wave의 penetration 깊이에 영향을 받는다. 즉,  $P$ 는 다음과 같은 관계를 가진다.

$$P = P\left(\frac{E_0(0)}{E_p}, \frac{\omega}{\nu_{e0}}, K\right) \quad (4.42)$$

위의 식을 유도하여 보자.  $n \approx n(z)$ 일 경우 wave equation

$$\frac{dE_0}{dz} + \frac{\omega}{c} \kappa E_0 = 0 \quad (4.43)$$

을  $E_0$ 로 양변을 나눈 다음 적분을 하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\ln E_0 + \frac{\omega}{c} \int \kappa dz = \ln E_0(0) \quad (4.44)$$

여기서 우변은 상수이다. 위 식에서 좌변의 두 번째 항은 다음과 같이 쓸 수 있다.  $\kappa$ 는  $N(T_e)$ ,  $\nu(T_e)$ 등에 대한 함수이므로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\kappa(z, E_0) = \kappa_0(z) \frac{N(T_e)}{N_0} \frac{\nu_e(T_e)}{\nu_{e0}} \frac{\frac{\omega^2}{\nu_{e0}^2} + 1}{\frac{\omega^2}{\nu_{e0}^2} + \frac{\nu_{e0}^2(T_e)}{\nu_{e0}^2}} \quad (4.45)$$

그런데, 여기서  $N \approx N(T_e)$ 라고 가정을 하고(weakly ionized plasma), 그리고  $\nu_e(T_e)/\nu_e(T_e/T)^{1/2} = \tau$  이므로 위 식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\chi(z, E_0) = \chi_0(z) \tau \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2} \quad (4.46)$$

식 (4.46)을 식 (4.42)에 대입해서 정리하면 다음과 같고,

$$\ln\left(\frac{E_p}{E_0(0)}\right) + \tau \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2} K(z) = 0 \quad (4.47)$$

식 (4.47)에 exp를 취하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{E_p}{E_0(0)} &= \exp[-K(z)A] \\ &= \exp(-K) \exp[-K(A-1)] \\ &= \exp(-K)P \end{aligned} \quad (4.48)$$

$$\text{where } A = \tau \frac{\omega^2 + \nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2 \tau^2}$$

그러므로

$$E_p = E_0(0) \exp(-K)P \quad (4.49)$$

의 형태로 쓸 수 있다. 식 (4.48)에서 다음을 알 수 있고,

$$P = P\left(\frac{E_0(0)}{E_p}, \frac{\omega}{\nu_{e0}}, K\right) \quad (4.42)$$

그리고  $P$ 에  $\ln$ 을 취하고  $-$ 를 곱한 값은 Nonlinear absorption이다. 식 (4.48)에서  $P$ 를 바로 분리해서 생각하기가 쉽지 않으므로,  $\tau$ 에 대해서 정리해서 푸는 방법을 택할 수 있다.

plasma 내부에서의  $P$ 를 구해보자. 이런 경우 (4.36)식은 1에 가까워진다. 식(4.39)에서 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\tau(z) = 1 + 2\exp\left(-\frac{4\nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2}\right)C\exp(-2K) \quad (4.50)$$

여기서  $C=C(\tau_0)$ 는 식(4.40)에서 나타낸 바와 같다. 식 (4.36)에서  $\tau \rightarrow 1$ 이 되면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$E_0 = E_p\sqrt{2\sqrt{\tau}-1} \quad (4.51)$$

그리고 이 때에 (4.50)식에서 다음의 식을 얻을 수 있다.

$$E_0 = 2E_p\sqrt{C}\exp\left[-\frac{2\nu_{e0}^2}{\omega^2 + \nu_{e0}^2} - K\right] \quad (4.52)$$

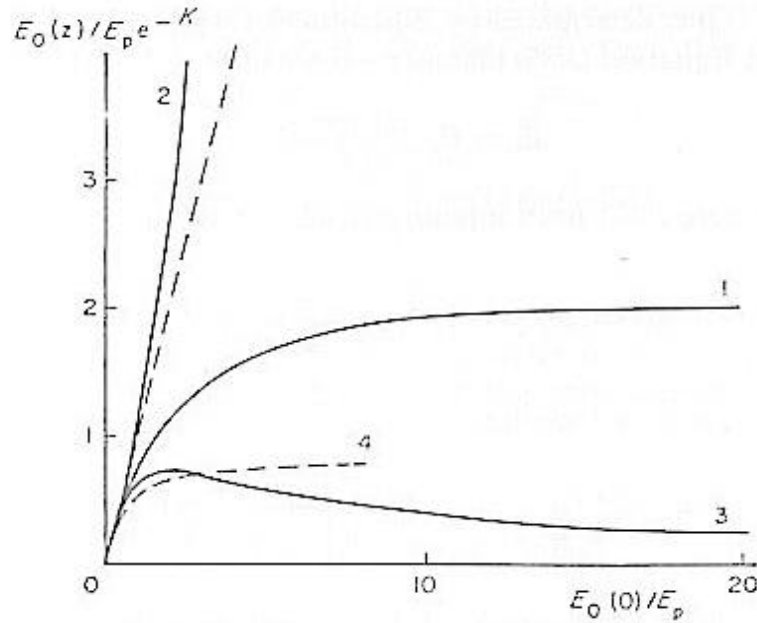


그림 5 플라즈마 내부에서 wave field의 진폭(곡선 1 :  $\omega^2 \gg \nu_{eo}^2$  ; 곡선 2 :  $\omega^2 \ll \nu_{eo}^2$ )과 반사된 파의 진폭(곡선 3,  $\omega^2 \gg \nu_{eo}^2$ ); 점직선은 선형화 근사 ; 점 곡선4는  $T_e$ 에 대해  $\delta$ 의 변화를 고려하였을 때  $\omega^2 \gg \nu_{eo}^2$ 의 조건에서 플라즈마 내에서 field의 진폭

이 두 식에서 다음을 얻을 수 있다.

$$P = 2 \frac{E_p}{E_0(0)} \sqrt{\frac{\tau_0 - 1}{\tau + 1}} \exp \left[ \frac{2\nu_{e0}^2(\tau_0 - 1)}{\omega^2 + \nu_{e0}^2} \right] \quad (4.53)$$

식 (4.53)에서, 비교적 높은 주파수인 경우 [ $\omega^2 \gg 2\nu_{e0}^2(\tau_0 - 1)$ ], self-action 인

자는 1보다 작다는 것을 알 수 있다. 이것은 고주파수인 경우, absorption coefficient는  $T_e$ 가 증가함에 따라서 증가하기 때문이다.  $E_0 \gg E_p$ 인 경우, 즉

아주 강한 wave가 입사한 경우에는  $\tau_0 \gg 1$ 이고  $P$ 는  $E_0(0)$ 가 증가함에 따라서 감소할 것이다. 이때에 wave의 amplitude는  $E_0(0)$ 에 따라서 증가하지 않지만 다음 식과 같이 근사시킬 수 있다. (식 4.41, 4.53에서)

$$E_0(z) \rightarrow 2E_p \exp(-K) \quad (4.54)$$

$\omega^2 \ll 2\nu_{e0}^2 \tau_0$ 인 경우에는  $P$ 는  $E_0(0)$ 가 증가함에 따라서 급격하게 증가한다.

$E_0(z)/E_p \exp(-K)$  와  $E_0(0)/E_p$ 의 그래프가 그림 10에,  $P$ 와  $E_0(0)$ 와의 관계가 그림 11에,  $P$ 와  $\omega$ 와의 관계가 그림 12에 나타나 있다.

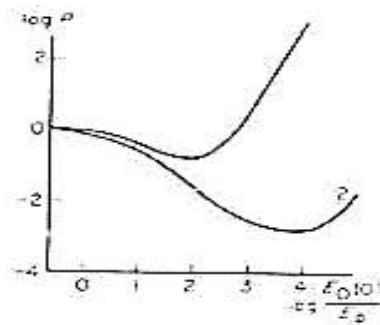


그림 6 Self-action factor, 1:  $\omega/\nu_{e0}=4.2$  ; 2:  $\omega/\nu_{e0}=20$

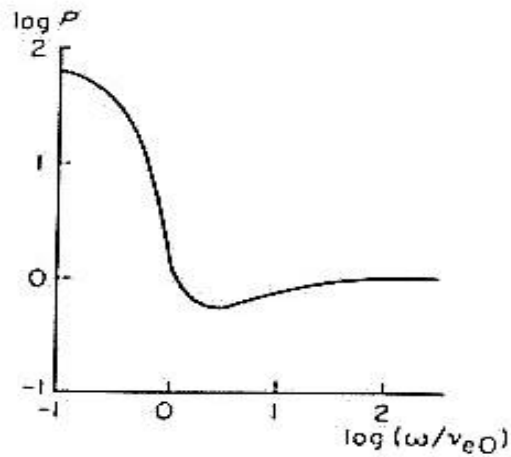


그림 7 Self-action factor에 대한 주파수 변화 :  $E_0(0)/E_p=20$

*Strongly Ionized Plasma*

이 경우에  $E_0(0)$ 과  $P$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$E_0(0) = E_0(0) \exp(-K)P \quad (4.55)$$

$$P = 2 \frac{E_p}{E_0(0)} \sqrt{\frac{\tau_0 - 1}{\tau_0 + 1}} \exp\left[\frac{\tau_0^3 - 1}{3} + \tau_0 - 1\right]$$

그리고 이 그래프가 그림 13에 있다.

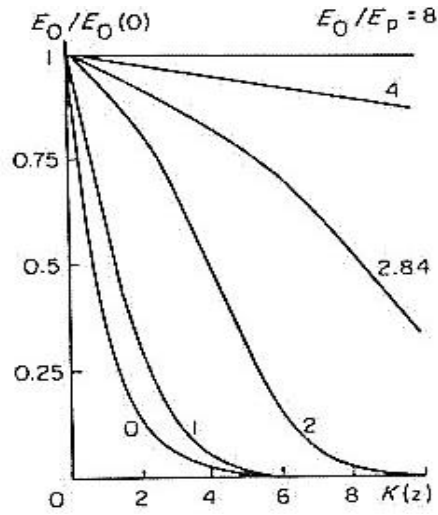


그림 8 플라즈마내에서 이온과 충돌하는 경우에 wave field의 상대적인 진폭  $E_0(z)/E_p$ .  $E_0(z)/E_p$  값은 그림의 곡선 상에 있다.



# 제 5 장 과학 로켓 2호 전리층 관측 데이터 분석

## 제 1 절 개 요

어떠한 대상에 대해 연구하기 위해서는 그 대상에 다가가서 면밀히 관측하는 것이 가장 좋은 방법중의 하나이다. 전리층의 경우 이를 위해서 일본이나 미국과 같은 선진국에서는 오래 전부터 로켓을 이용한 전리층 관측을 시행하고 있다. 하지만 우리 나라에서는 1998년에서야 최초로 전리층 관측을 위한 로켓을 발사하였다. 이 로켓은 KSRⅡ로 명명되었으며 1998년 6월 11일 오전 10시(KST)에 안흥 발사 시험장(36.8N, 126.3E)에서 발사되어 한반도 상공의 전리층을 약 80초 동안 성공적으로 관측하였다. 여기에는 전리층 관측을 위해서 Szuszczewicz 등에 의해 제안된 Pulse Modulated Langmuir Probe와 Oyama 등에 의해 제안된 Electron Temperature Probe가 탑재되어 있다. 두 가지 관측장비의 공통된 특징은 probe에 대한 오염효과를 최대한 제거했다는 것이다. 오염효과란 probe표면에  $H_2O$ ,  $O_2$ 와 같은 불순물에 의한 오염층으로 인한 관측 오차를 말하는 것이다.

이러한 오염 효과를 제거하기 위한 노력이 1960년대 말과 1970년대 초에 여러 과학자들에 의해 시도되었으며 특히 Oyama 등은 오염층을 저항과 축전기(capacitor)로 이루어진 등가 회로로 생각하여 오염층에 의한 효과를 설명하였다. 이러한 사실을 바탕으로 하여 Szuszczewicz and Holmes는 쓸기 전압(sweeping voltage)에 100Hz정도 되는 pulse파형을 인가 시킴으로써 오염층 효과를 줄이는데 성공하였다. 한편 Hirao and Oyama는 probe에 30kHz정도 되는 높은 주파수의 사인파를 인가시켜 오염층의 영향을 받지 않고 전자 온도만을 측정할 수 있는 전자 온도 측정기(Electron Temperature Probe)를 개발하였다.

본 연구보고서에서는 관측 결과를 IRI(International Reference of Ionosphere)-95 model과 PIM(Parameterized Ionosphere Model)을 이용한 simulation 결과와 서로 비교하였으며 본소에 설치되어 운용중인 Digisonde를 이용하여 관측한 결과와도 비교해 보았다.



## 제 2 절 측정장치

### 1. Pulse Modulated Langmuir Probe

Langmuir가 플라즈마 연구를 위하여 탐침 방법을 고안해 낸 이후, 탐침은 실험실 플라즈마에서부터 우주 플라즈마 측정에 이르기까지 여러 방면에 적용되어 왔으며, 오늘날에는 플라즈마 실험에 있어서 가장 기본적인 측정장비로 사용되고 있다. 일반적으로 작은 금속 조각으로 되어있는 탐침을 플라즈마 내에 삽입하고 탐침과 진공용기 사이에 전압을 걸어주면, 플라즈마를 구성하고 있는 전자와 이온들에 의하여 탐침에 전류가 흐르게 된다. 이때 걸어준 전압과 플라즈마에 의해 흐르는 전류 사이의 관계를 전압-전류 특성 곡선이라고 하며 그림 2와 같은 형태를 가진다.

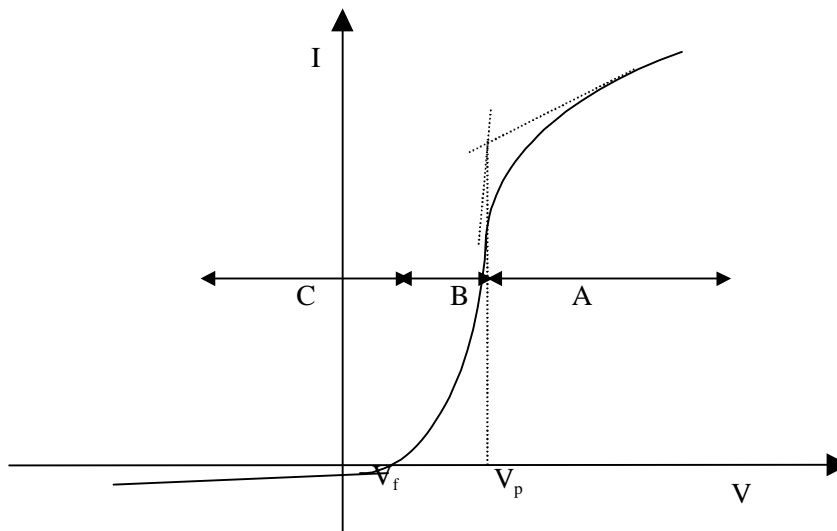


그림 1 Langmuir Probe의 전류, 전압 특성 곡선

그림 14에서 A 영역을 전자 포화 영역, B 영역을 전자 지체 영역, C 영역을 이온 포화 영역이라 하며 이들에 대한 식은 다음과 같이 표현된다.

$$I_e(sat) = - \left( \frac{kT_e}{2m_e\pi} \right)^{\frac{1}{2}} N_e A_e e^{\frac{2}{\sqrt{\pi}}} \left[ 1 + \frac{eV}{kT_e} \right]^{\frac{1}{2}} \text{ (electron saturation region)}$$

(5.1)

$$I = I_i - \left( \frac{kT_e}{2m_e\pi} \right)^{\frac{1}{2}} N_e A_e \exp\left( \frac{eV}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ (electron retardation region)} \quad (5.2)$$

$$I_i(sat) = - \left( \frac{kT_e}{2M_i\pi} \right)^{\frac{1}{2}} N_i A_e \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[ 1 - \frac{eV}{kT_i} \right]^{\frac{1}{2}} \text{ (ion saturation region)} \quad (5.3)$$

여기서  $N_i$ 는 이온 밀도,  $N_e$ 는 전자의 밀도,  $T_i$ 는 이온의 온도,  $T_e$ 는 전자의 온도,  $k$ 는 Boltzmann 상수,  $A_e$ 는 probe의 표면적,  $e$ 는 전자의 전하량,  $V$ 는 플라즈마 potential을 기준으로 한 전압을 나타내며  $M_i$ 는 이온의 질량,  $m_e$ 는 전자의 질량을 나타낸다. 위의 식들을 이용하면 전자 지체 영역에서 전자 온도를, 그리고 전자 포화 영역에서 전자 밀도를 구할 수 있다.

그러나 오염층 효과를 고려하지 않을 경우, 변형된 전류-전압 곡선을 얻게 되고 이것은 특히 전자 온도를 구하는데 치명적인 오차의 원인이 된다. 이러한 오염층에 의한 효과를 줄이기 위해 그림15과 같은 꼴의 펄스 변조 쏘기 전압을 인가하였다. 쏘기 전압의 주기는 4초로 했고 각 펄스의 간격은 4msec가 되도록 설정하였다. 이렇게 함으로써 probe에는 125Hz의 높은 주파수의 전압이 인가되기 때문에 오염층에 의해 생기는 capacitance 효과를 줄여 줄 수 있다(표유선 et al, 1995).

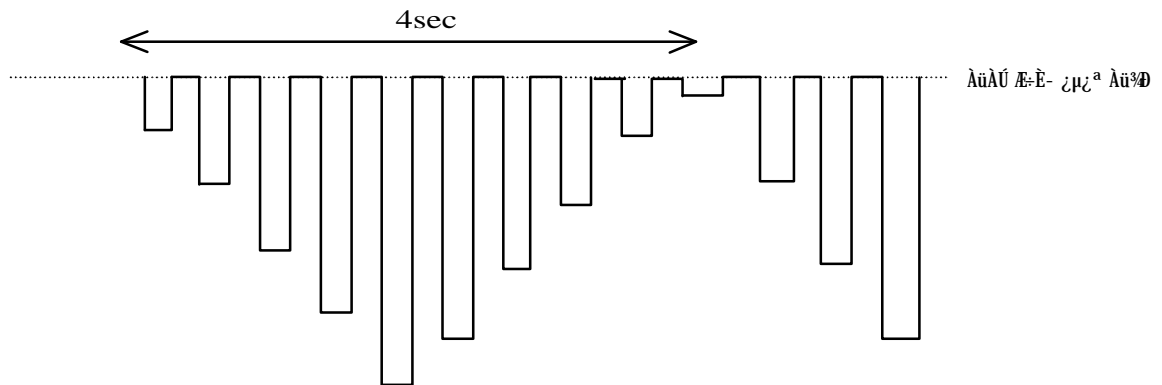


그림 2 Probe에 인가되는 쏘기전압. 4초주기의 삼각파에 125Hz의 구형파가 변조되었다.

한편 좁은 공간에서의 전자 밀도의 변화를 보기 위해 그림16에서와 같이 전자 포화 영역에 해당하는 전압이 probe에 인가되도록 하였다. 식(5.1)에서 보통 전자 온도를 500K라고 생각하면  $e/kT_e$ 는 23.1이 되어 1 보다 큰 값이 되므로 식(5.1)은 다음과 같이 근사 되어 질 수 있다.

$$I_e(sat) \approx -N_e A_e e^{\frac{3}{2}} \left( \frac{2V}{m_e \pi^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.4)$$

식(5.4)에서 보인 바와 같이 만일 일정한 전압  $V$ 를 probe에 인가한다면, 이 전압에 의한 전류는 바로 전자 밀도에 비례하게 된다. 따라서 그림 15에서와 같이 일정한 전자 포화 전압을 인가하여 세밀한 전자 밀도의 변화까지도 측정할 수 있도록 설계되었다.

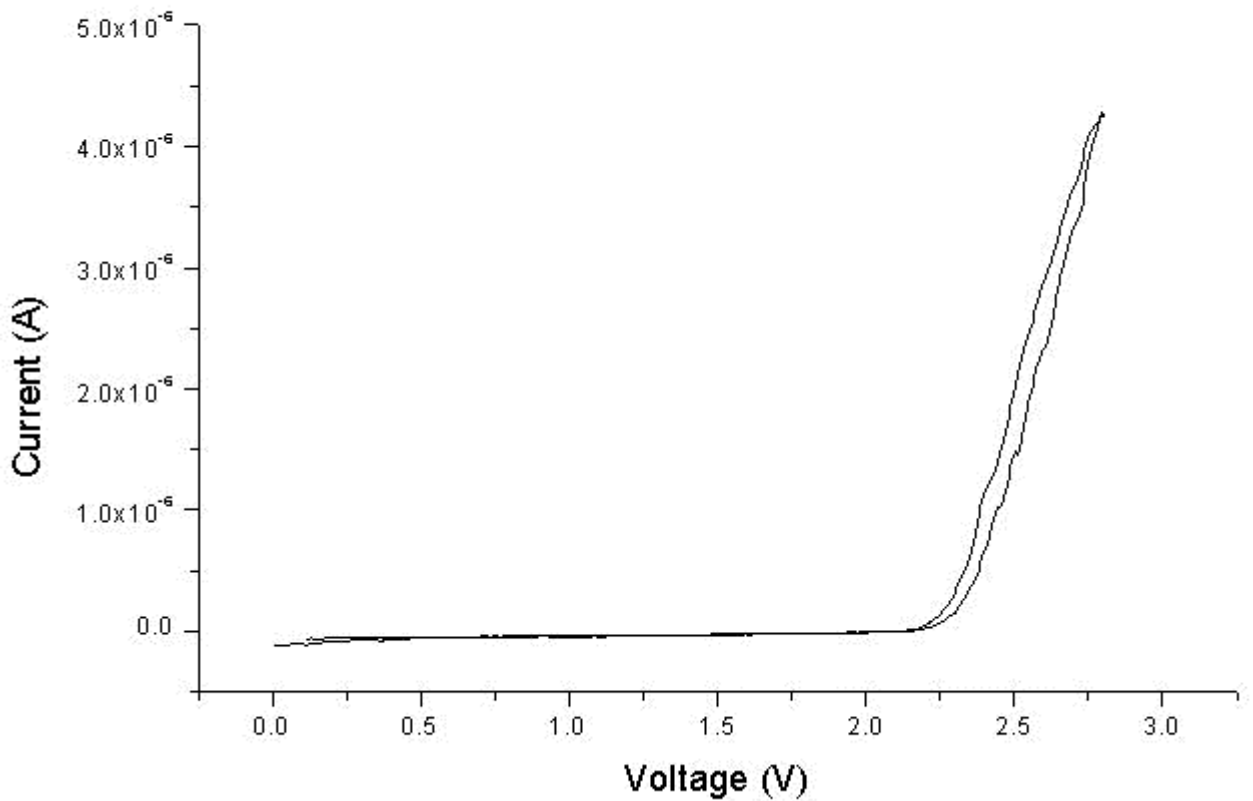


그림 3 Langmuir Probe에 의한 전류-전압 곡선

그림 16은 로켓에 탑재된 Langmuir Probe에 의해 검출된 전류-전압 곡선을 나타내고 있다. 이 그림에서 보이는 히스테리시스는 probe에 존재하는 오염층에 의해 생긴 것으로 생각되나 오염층 효과를 고려하지 않은 Langmuir Probe와 비교할 때 무시할 수 있을 정도의 작은 효과를 보이고 있다. 쓸기 전압을 증가시킬 때와 감소시킬 때의 온도를 비교해 보더라도,

각각 544K와 491K로 큰 차이를 보이지 않고 있다. 이것으로 볼 때 Pulse Modulated Langmuir Probe를 이온층의 전자 온도 측정에 적용함에 있어 오염층에 의한 오차는 그리 크지 않을 것으로 생각된다.

## 2. Electron Temperature Probe (ETP)

ETP는 일본의 Oyama등에 의해 개발된 Probe로 그림 17은 ETP의 개략적인 동작 원리를 나타낸다. ETP는 그림과 같이 두 개의 반원형 평면 probe로 구성되어 있다. Probe a에는 진폭이 0,  $a$ ,  $2a$ 인 sine파가 입사하고, Probe b는 100M 정도 되는 매우 큰 저항과 연결되어 있기 때문에 전류가 흐르지 못 한다. 이처럼 전류가 probe로 흐르지 않을 때 probe의 전압을 부동 전위(floating potential)이라 하는데, Probe b는 이 부동 전위를 측정하기 위해 사용된다.

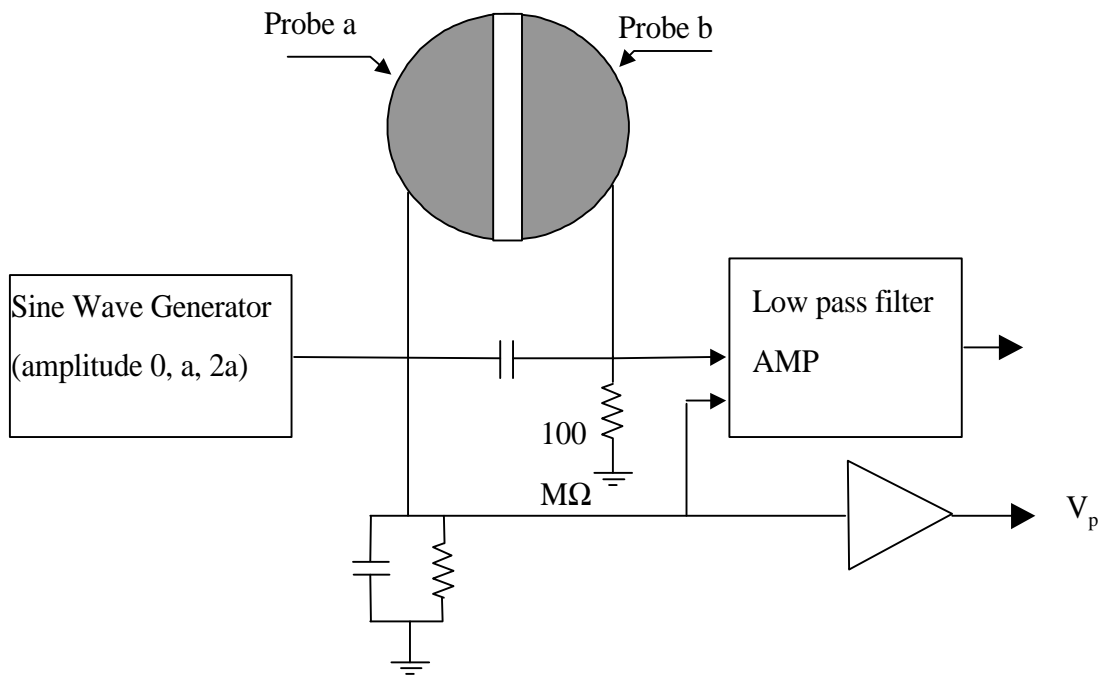


그림 4 ETP의 개념도

한편 sine파가 인가 되는 Probe a는 이 sine 파에 의해 부동 전위가 바뀌게 되는데, 이 변화의 정도가 식(5.5)와 같은 전자 온도의 함수로 주어진다.

$$\gamma = \frac{V_{p1} - V_p}{V_{p2} - V_p} = \frac{\ln[I_0(\frac{ea}{kT_e})]}{\ln[I_0(\frac{2ea}{kT_e})]} \quad (5.5)$$

여기서  $I_0$ 는 0차 Bessel 함수이다.  $V_p$ ,  $V_{p1}$ ,  $V_{p2}$ 를 알면 식(5.5)를 통해 전자 온도  $T_e$ 를 구할 수 있다. 본 실험에서는 지름이 12cm인 평면 원판에 금 도금을 한 probe를 사용하였으며, probe는 로켓 본체에서 150mm 떨어져 설치되었다. 또한 항공 우주 연구소에서 제작한 ETP도 같이 실어 상호 보완적으로 결과를 비교할 수 있도록 하였다.

### 제 3 절 관측자료 분석

본 로켓 실험에서는 발사 70초 후 탐침을 플라즈마에 노출시켜 관측을 시작하여 150초까지 약 80초에 걸쳐 전리층 관측을 수행하였다. 이것은 고도 73km에서 130km에 해당하는 영역으로 전리층의 D영역 상부와 E영역 하층부에 해당한다. 그림18은 LP를 통해 얻은 전자 밀도로 전류-전압 특성 곡선을 통해 구한 결과를 나타내고 있다. 이 그림에서 보인 것과 같이 전자 밀도는 90km지점에서 급격히 증가하여 약102km지점에서 최대가 되며 이 이상의 고도에서는 감소하는 것으로 나타났다. 최대 전자 밀도는  $1.7105/\text{cm}^3$ 로 모델에 의해 계산된 값보다 약간 높게 나타났다. 한편 그림19는 전자 포화 영역에 해당하는 전류의 변화를 나타내는데, 앞에서 언급했듯이 전류의 변화는 곧 전자 밀도의 변화를 반영한다. 그러나 식(5.4)에서 probe 전압  $V$ 는 로켓의 몸체를 기준으로 주어진 전압이 아니라, 플라즈마 포텐셜을 기준으로 정해지는 전압이기 때문에 플라즈마 포텐셜이 변할 경우 반드시 전자 밀도의 변화와 일치한다고 볼 수는 없다. 그림18과 그림19을 비교했을 때 최대 전자 밀도가 나타나는 고도와 이후의 고도에서 전자 밀도가 지속적으로 감소한다는 점에서 서로 일치하고 있다. 그러나 전자 밀도의 변화 정도에 있어 전류-전압 특성 곡선에 의해 계산된 결과가 전자 포화 영역에서 구한 전류에 비해 급격하게 변하는 것을 볼 수 있는데, 이것은 플라즈마 포텐셜이 92km이상의 고도에서는 점차 감소하기 때문이며, 전류-전압 특성 곡선 분석 결과 이러한 사실을 확인할 수 있었다. 그림19에서 주기적 파동 모양의 변화

가 보이는 것은 쏘기 전압에 의한 것으로 실제 전리층의 전자 밀도가 변하는 것은 아니다.

그림20은 로켓이 발사된 시간(6월11일 10:00 KST)에 안양에 있는 전파 연구소에서 Digisonde를 이용하여 전리층을 관측한 Ionogram을 나타낸다. Digisonde는 전파 주파수를 변화시키며 전리층에 입사 시켰을 때 반사된 전파를 관측하는 장비로 전자 밀도와 반사되는 전파의 주파수와의 관계는 다음 식으로 주어진다.

$$\omega_p = 2\pi f \left( \frac{4\pi n e^2}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 56000 \sqrt{n} \quad (5.6)$$

여기서  $p$ 는 플라즈마 주파수며,  $m$ 은 전자의 질량,  $e$ 는 전자의 전하량을,  $n$ 은  $\text{cm}^{-3}$ 의 단위를 갖는 전자 밀도를 나타낸다. Digisonde 관측 결과, 99km (zmE)에서 전리층 전자 밀도가 peak 값을 갖는 것으로 나타났는데, 이것은 로켓 데이터의 102km에 매우 근접한 값이다. 그리고 이때의 플라즈마 주파수는 3.26MHz로 식(5.6)을 이용하여 전자 밀도를 구해 보면  $1.3105/\text{cm}^3$ 이 되는 것으로 나왔는데, 이것은 로켓 데이터의 경우  $1.7105/\text{cm}^3$ 와 어느 정도 유사한 값이다. 여기서 약간의 차이가 생긴 것은 관측 장치의 오차에 의해 생긴 것일 수도 있고, 로켓에 의해 측정한 위치와 전파로 측정한 위치의 거리에 의해 생긴 것일 수도 있다고 생각한다.

로켓 관측결과를 IRI 모델이나 PIM과 같은 기존 모델과 비교해 보았을 때 전자 밀도의 변화는 어느 정도 일치하는 것을 볼 수 있지만, 모델에 의해 계산된 결과가 110km지점에서 최대 전자 밀도에 도달한 후 완만한 감소를 보이다가 120km에서 다시 증가하는 경향을 보이는 반면, 측정 데이터는 지속적인 감소세가 이어진다는 점에서 차이를 보이고 있다.

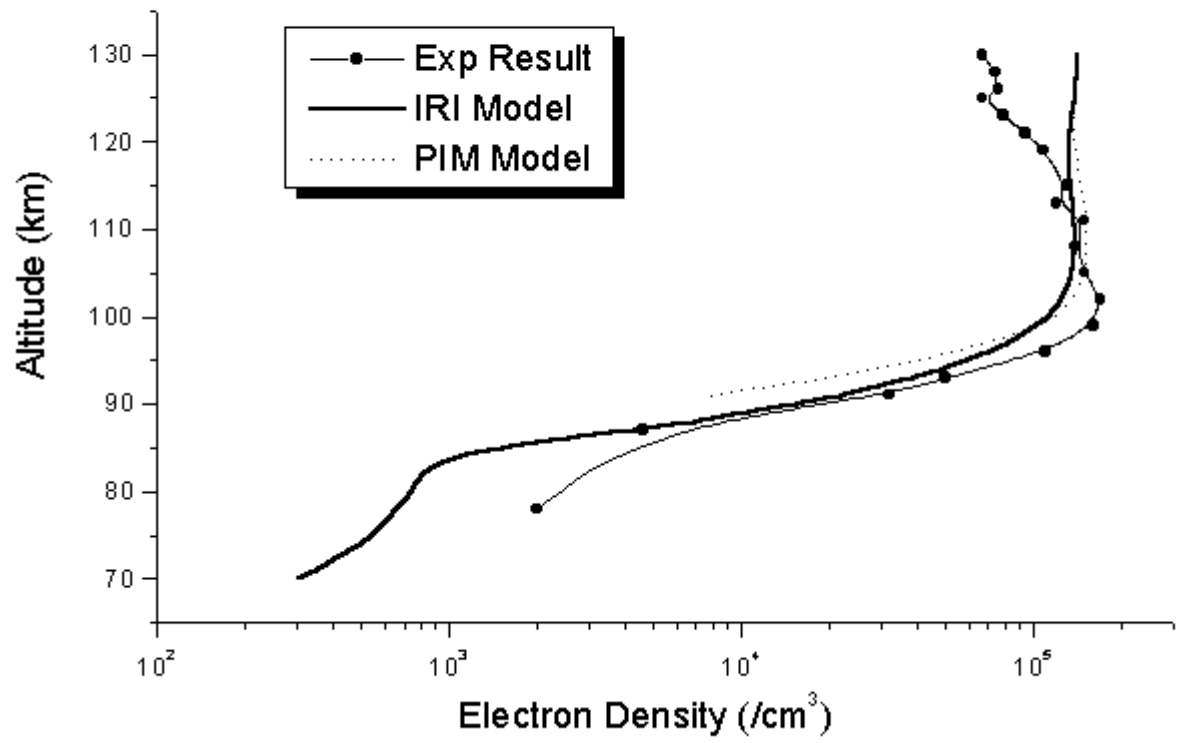


그림 5 로켓으로 관측한 전자 밀도의 분포와 기존 모델과의 비교

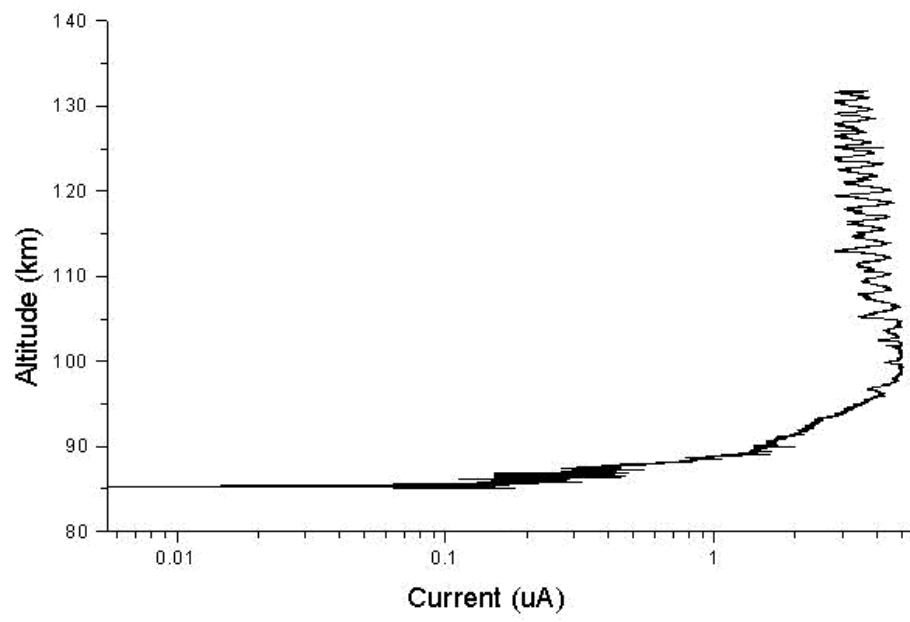


그림 6 전자 포화 전류의 변화



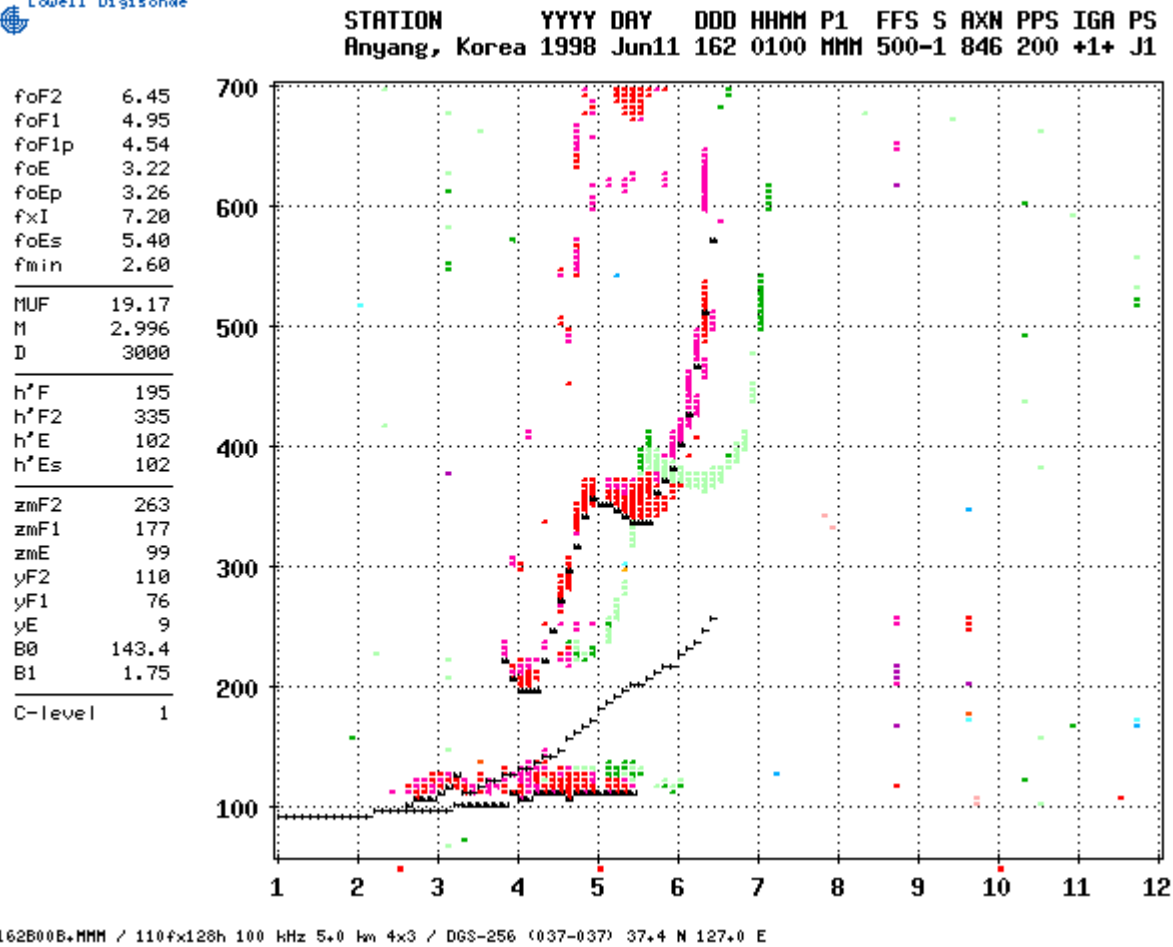


그림 7 전파 연구소에서 Digisonde를 이용해 관측한 Ionogram

## 제 6 장 결 론

본 연구에서는 전리층에서 나타나는 불안정성과 이로 인하여 나타나는 비선형적인 효과를 보았다. 또한 1998년 6월 11일에 서해안에서 발사한 우리나라 최초의 전리층 탐사 로켓인 KSR-II가 관측한 전리층 데이터를 분석하였다.

Strong wave에서 amplitude modulation의 변화는 다음과 같이 정리할 수 있다. 초기 modulation의 깊이와 plasma 안에서의 modulation 깊이의 비의 변화는 곧 plasma 내에서의 modulation의 변화 정도로 나타나며  $E_0(0)$ 과의 관계는 high frequency에서는  $E_0(0)$ 가 증가할수록 작아지다가 커지며 low frequency는  $E_0(0)$ 가 증가할수록 점점 증가한다.  $E_0(0)$ 가 일정한 경우, high frequency 일 때는

일정값까지 작아지다가 아주 커지면 1에 가까워지므로 modulation의 변화가 생기지 않으며 low frequency의 경우는 감소한다. 보다 일반적인 경우 주파수가 충돌주파수보다 작은 경우는  $\mu > \mu_0$ 의 관계를 가지며 주파수가 충돌주파수보다 큰 경우는  $\mu < \mu_0$ 의 관계를 가진다.

Weak Wave는 Self-Action의 효과가 크지 않아서 실제 전리층에서 관측하기가 어렵지만 Self-Action과 입사파 진폭사이에는 비례관계가 성립한다. Strong Wave에서는 Self-Action 효과가 눈에 띄게 나타나는데 weak ionized plasma, 즉, 전자와 중성입자간의 충돌에서는 입사파의 진폭과 비선형 효과가 다음과 같이 나타난다.

고주파수인 경우 입사파의 진폭이 플라즈마 자체파의 진폭보다 크면 진폭은 일정량까지만 변화하고 진폭이 더 커지더라도 큰 변화를 일으키지 않으며 입사파의 진폭이 커지면 비선형효과는 어느 정도까지 작아지다가 급격하게 증가한다. 즉, 비선형효과가 크게 나타나기 위해서는 입사파의 진폭이 충분히 커야만 함을 알 수 있다. 저주파수인 경우에는 입사파의 진폭이 클수록 플라즈마 내부에서의 진폭의 변화는 빠른 속도로 증가한다. 주파수와 비선형 효과의 관계에서는 주파수가 충분히 작아야만 비선형 효과를 볼 것

다. 주파수가 충돌주파수보다 아주 큰 경우 비선형 효과는 1에 가깝게 되며 비선형 효과를 보기가 힘들어진다. 주파수가 충돌주파수보다 비슷하거나 작은 경우에 비선형 효과는 주파수가 작을수록 증가하는 경향을 보인다. Strong ionized plasma인 전자와 이온과의 충돌에서 입사파의 진폭이 충분히 크다면 매질의 흡수량이 크다고 하더라도 입사한 파동의 진폭은 그다지 변하지 않는다. 하지만 진폭이 보다 작아진다면 작은 흡수량을 가지는 매질에서도 진폭은 줄어들게 된다.

그리고 로켓 관측을 통하여 한반도 상공 전리층의 전자 밀도와 전자 온도를 측정한 결과를 제시하였다. 전자 밀도의 경우 102km에서 최대 밀도를 나타내었으며, 이 때의 밀도는  $1.7105\text{cm}^{-3}$ 이었다. 이것은 전파 연구소에서 Digisonde를 이용해 관측한 결과에 매우 근접한 값이다. 전자 온도는 전자 밀도에 비해 오차가 크지만, Langmuir probe에 의해 측정된 결과로는 대략 500K에서 700K에 해당하는 온도 분포를 하고 있었다.

로켓 관측 결과를 IRI-95 모델이나 PIM과 같은 기존의 모델과 비교해 볼 때, 전체적인 경향은 일치하지만, 전자 온도의 경우 모델 결과에 비해 높은 값을 갖는 것으로 나타났다. 또한 전자 밀도는 관측값이 최대가 되는 고도에서 모델값에 비해 약간 높게 나왔고, 그 이상의 고도에서는 모델값에 비해 빠르게 감소하는 것으로 나타났다. 이러한 이론과 모델의 불일치는 아직 충분하지 않은 저고도 전리층의 관측 결과에 기인하는 것으로 생각된다. 믿을 만한 관측 데이터의 보다 많은 수집과 전리층 모델의 지속적인 개발을 통하여 이러한 문제점은 해결될 수 있을 것이다.



## 참 고 문 헌

1. K. Rawer, Wave propagation in the ionosphere, Kluwer Academic Publishers, 1993
2. A.V. Gureich, Nonlinear phenomena in the ionosphere, Springer-Verlag, 1978
3. A. Hasegawa, Plasma instabilities and nonlinear effects, Springer-Verlag, 1975
4. K.C.Yeh and C.H.Liu, Theory of ionospheric waves, Academic press, 1972
5. 이재진 외., 중형과학로켓, KSR-II를 이용한 이온층 전자밀도 및 온도분포 측정에 관한 연구, 한국우주과학회지, p401, Vol.15, No.2, 1998
6. 표유선 외., 오염된 Langmuir 탐침의 특성, 한국우주과학회지, p234, Vol.12, No.2, 1995
7. 김은화, private communication

# Research on the Ionospheric Variation Phenomena(Ⅱ)

Pyo, Yoo Surn , Rhee, Hwang Jae

Radio Research LAB

## Abstract

We review the concepts of instability and the non-linear wave propagation phenomena in the ionosphere. Also we analysis the ionospheric observation data(electron density profiles, etc.) over the korean peninsula gathered by KSR-II.

## 1. Instability

In recent year the significant progress in satellite-based observations of plasma states and associated electromagnetic phenomena in space has resulted in the accumulation of much evidence of various plasma instability. Today plasma instabilities are believed to be responsible for electromagnetic radiation as well as for many of macroscopic dynamics of plasma in space.

Generation of instability is the general way of redistributing energy which has accumulated in a non-equilibrium state. The fact that a plasma is not in thermodynamic equilibrium implies that a certain amount of free energy is stored in the plasma : this energy may be converted into a violent motion of the plasma or into radiation of electromagnetic waves. Plasma instability is a process where such a conversion takes place in a collective way : this leads to the fact that a small deviation from the dynamic equilibrium becomes the cause of a further

deviation.

There are basically two ways which a plasma can deviate from thermodynamic equilibrium. One way is by localizing in space with a locally higher( or lower) density, temperature, pressure or some other thermodynamic quantity; the other is by having a velocity distribution other than the Maxwell-Boltzmann distribution. When an instability occurs because of the former reason, the plasma as a whole will change its shape, an external process, hence called a macroscopic instability. An instability caused by the latter, an internal process, is called microscopic instability.

Let us now ask why plasma instability is important or interesting in space physics. As can be seen from the foregoing argument, a plasma through an instability can discharge its free energy and will try to reach thermodynamical equilibrium. The rate of such a change is determined ordinarily by the dynamic time scale which is much faster than the rate due to the collisional process. This way a plasma instability by its collective effect can bring about an anomalously large transport coefficient(compared with a random collisional process) of thermodynamic quantities such as number of particles, temperature, pressure or electrical resistivity. In fact, plasma instabilities can be caused by almost any form of thermodynamical nonequilibrium. The "anomalous" transport effects are quite common and the classical transport generated by collision effect is even rare.

Though the ionospheric plasma is most often not in thermal equilibrium, its condition can generally be considered as stable. This means that when a small perturbation is applied, subsequent natural changes bring the status back to the initial condition. The plasma of the mid-latitude ionosphere is, apart from disturbances, almost always in stable conditions. The stability

may, however, break down when - artificially or by natural phenomena - energy is fed into the plasma ; the result may, for examples, be a large deviation from thermal equilibrium. A bulk motion of one is in particular the case when the plasma component against the others may also provoke an instable situation. This is in particular the case when the plasma supports a strong current, or when a beam of charged particles injected. Apart from "active experiments", this happens quite often in the auroral zones and in the polar caps where corpuscular radiation arrives from outsides; strong currents do also regularly occur by day at low latitudes in the so-called 'dynamo region' where atmospheric tides move the conducting layers up and down and, by the magnetic field of Earth, induce electric fields and subsequent currents. Other natural atmospheric source of instability are quite often encountered in the range of extremely low frequencies.

## **2. Nonlinear phenomena in the ionosphere**

Nonlinear effects in the ionosphere have been known since the 1930s. Only recently, however, has the rapid increase in the power and directivity of the radio transmitters made it possible to alter the properties of the ionosphere strongly and modify it artificially by applying radio waves. This has revealed a variety of new physical phenomena. Their study is not only of scientific interest but also undisputedly of practical interest, and is presently progressing very rapidly.

Depending on the condition in the plasma, a distinction can be made between two characteristic types on nonlinearity. The first is connected with the collisional heating of electrons in the electric field of the wave. This heating is easily produced because the electron mean free path is large and the electron can acquire from the field an appreciable energy in one run between collisions. In addition, the energy transfer from the electrons o



the molecules, atoms, and ions by collision is hindered by the small ratio of the electron mass to the masses of these heavy particles. As a result, the plasma electrons are rapidly heated even in a comparatively weak electron field. The dielectric constant and conductivity of the plasma then become dependent on the field intensity. In other words, the electric current is no longer proportional to the field  $E$ . Consequently the electrodynamic processes in a plasma, particularly the propagation of electric waves, become nonlinear (the superposition principle is violated, etc.). This type of nonlinearity will be called thermal. It is connected with the characteristic dimensions of the plasma region perturbed by the electric field are much larger than the electron mean free path.

The second type of nonlinearity is not connected with collisions. It plays the main role in collisionless plasma, when the dimensions of the field-perturbed plasma region are, to the contrary, much smaller than the electron mean free path. Several nonlinearity mechanisms operating in a collisionless plasma can be indicated. The most important of them is caused by the fact that the inhomogeneous alternating electric field of the wave exerts a pressure on the electrons thereby compressing the plasma. The electron density, and with it the dielectric constant of the plasma, then becomes dependent on the electric field amplitude, and it is this which causes the nonlinearity of the electrodynamic process. This is frequently called the striction non-linearity mechanism.

Heating of the electrons in the field of a high-power electromagnetic wave leads, first, to a change of the collisions of the electrons with the ions and with the neutral molecules and atoms. This changes the radio-wave absorption. In the lower layers of the ionosphere the collision frequency increases with increasing electron temperature. Therefore, at  $\omega^2 \gg \nu_e^2$  the

absorption increases sharply with increasing wave power. The field of a strong wave,  $E_0 \gg E_p$ , cannot therefore penetrate into the interior of the plasma beyond a definite limit. The field ceases to depend on the power of the wave incident on the plasma boundary; a sort of saturation of the field is produced in the interior of the plasma, and the field of the wave reflected from the ionosphere even decreases with increasing radiation power. To the contrary, in the case  $\omega^2 < \nu_e^2$  the absorption decreases with increasing wave power. The plasma becomes so to speak transparent to the high-power radio waves.

Thus, owing to the nonlinear change of absorption, the high-power wave field amplitude exhibits in the interior of a plasma an essentially nonlinear dependence on the field amplitude of the wave incident on the plasma boundary. Therefore, if the wave at the plasma boundary is amplitude-modulated, then its modulation in the interior of the plasma and the modulation of the reflected wave are distorted. For strong radio waves ( $E_0 \gtrsim E_p$ ) this change of modulation can be appreciable (autodemodulation and automodulation of the radio waves). Analogous nonlinear distortions occur also in the waveform of the envelope of a strong pulse reflected from the ionosphere.

The heating of the electrons changes their pressure in the plasma region through which the radio wave passes. In the course of time, the pressure becomes equalized by the outflow of the electrons from the heated region. The result is a decrease in the plasma density. The plasma density can also be changed because the overall ionization balance is disturbed by the heating of the plasma. All this leads to a nonlinear change of the refractive index of the wave.

The change of the refractive index of the wave in the plasma gives rise to new nonlinear effects. The beam trajectory is distorted and the point from which the wave is reflected is

shifted. If the imbalance of the ionization is not significant, then the point of reflection of the radio waves shifts upwards in the ionosphere. Sufficiently powerful and narrow wave beams can in this case penetrate through the ionospheric plasma. At the same time, the structure of the ionosphere should become distorted in the region where the wave passes, namely, the electron density decreases, and a "hole" is punched, as it were, in the ionosphere layer. In the opposite case, when the change of the ionization balance plays the principal role, the plasma density in the perturbed region increases.

The nonlinearity connected with the change of the refractive index exerts a particular influence on the propagation of radio beams. Even a weak nonlinearity causes the beam trajectories to bend noticeably. This leads to a stratification of the beams, to the onset of an oscillatory structure in the distribution of the wave field intensity, and to perturbation of the plasma density (self-focusing or modulation instability). The stratification develops particularly rapidly in the region of wave reflection.

### **3. IONOSPHERIC ELECTRON MEASUREMENTS ON THE MEDIUM-SIZED SCIENTIFIC ROCKET , KSR-II.**

We reports the results obtained from the Langmuir probe (LP) and Electron Temperature Probe (ETP) experiments on the sounding rocket KSR-II (Korean Scientific Rocket - II) which was launched on Jun 11, 1998 at 10:00 KST from Tae-An peninsula (17N, 126E). The instruments successfully measured the electron density, electron temperature, and the floating potential at altitudes of 73km to 130km. While the electron temperature measurement is not easy in this region, since the temperature is very low and the contamination effect of the probe may give rise

to a problem, we were able to obtain a reasonable electron temperature profile by employing two independent methods, the pulse modulated Langmuir Probe and Electron Temperature Probe. The preliminary results show that electron density increases sharply at about 90km, and forms a peak at 102km. The density profile is roughly consistent with IRI (International Reference Ionosphere)95-model or PIM (Parameterized Ionospheric Model) results except that the peak density appears at 110km in the model and model electron density is slightly lower than the observed one. Electron temperature obtained from ETP fluctuates between 200K and 700K, an effect presumably coming from the wakes developed by LP, and it tends to increase with the altitude, which is consistent with the LP results.