

# 고출력 마이크로파 펄스의 대기권 전파시 방전 및 주파수 스펙트럼에 관한 특성

論 文

48C-8-7

## Characteristics on the Breakdown and Frequency Spectrum of High Power Microwave Pulse Propagating through the Atmosphere

金榮柱\*  
(Youngju Kim)

**Abstract** - The propagation characteristics of high power microwave pulse in an air-breakdown environment are examined. The maximum electron density produced by microwave air-breakdown is limited to  $10^6 \text{cm}^{-3}$  by the tail-erosion effect. In order to increase the electron density, the scheme using two pulses intersecting at a desired height is considered. Increasing the carrier frequency, it is shown that microwave pulse can be transferred without the serious erosion in the numerical simulation. This result is useful for the above scheme. Also, an experiment is conducted to show the tail-erosion effect and confirm that a rapidly generated lossy plasma can cause spectral breaking and frequency shift of a high-power microwave pulse. The experimental results are presented by comparing the frequency spectrum of an incident pulse with that of the pulse transmitted through a self-induced air-breakdown environment. The experimental results show that the amount of frequency upshift is co-related with the ionization rate, whereas that of frequency downshift is correlated with the energy losses from the pulse in the self-generated plasma.

**Key Words** : high-power microwave, air-breakdown, tail-erosion, plasma, frequency upshift, frequency downshift, spectral breaking

### 1. 서 론

OTH(Over The Horizon) 통신이나 레이더와 직접 에너지 전달 시스템(direct energy transfer system)의 응용에서 고출력 마이크로파 펄스를 사용할 때 펄스의 대기방전에 의하여 발생하는 플라즈마 효과를 인식하는 것이 매우 중요하다.

고출력 마이크로파의 전파에 관한 연구가 수십 년간 활발히 이루어져 방전시 심각한 후미 감쇠 현상[1-5]에 의하여 출력이 감소하는 것을 알게 되었다. 이런 현상을 피하기 위해 방전모델에 의한 수치적 해석으로 펄스의 최적 매개변수 즉 출력과 위, 주파수와 펄스 폭 등에 관한 연구[6]를 하였고, 최근에는 주파수 천이에 관한 연구[7-10]들이 활발히 진행되고 있다.

인공 전리층 반사기(Artificial Ionospheric Mirror)에서 주파수가 높은 무선신호를 반사시키려면 플라즈마 밀도가 높아야 한다. 이에 관한 연구[11-12]는 성층권이나 중간층의 고도 범위에 국부적으로 전리층을 만들기 위해서 지면에서 발사된 고출력 마이크로파 펄스 사용을 포함한다. 펄스가 대기를 통해서 전파될 때 가장 중요한 현상은 방전 즉 이온화현상이다. 방전

시 발생한 전자충인 플라즈마는 마이크로파 펄스 에너지를 흡수하거나 반사시켜 펄스의 에너지를 감쇠시킨다. 두 펄스빔들을 교차시켜 교차점에서 플라즈마 밀도를 증가시키는 연구[13]가 가장 실용성이 있으며 수치적 해석을 통해 플라즈마 밀도를  $10^8 \text{cm}^{-3}$  이상으로 증대시킬 수 있었다[6]. 그러나 고밀도 인공 이온층을 만들기 위하여 두 펄스 빔들을 교차시킬 때 교차점까지 전파하는 각각의 펄스 출력들이 감쇠하지 않아야 한다.

본 연구에서는 방전시 반송주파수에 따른 펄스의 감쇠 현상을 수치적으로 분석하였는데 반송주파수를 증가시키면 펄스의 후미 감쇠현상에 의한 손실을 줄일 수 있었다.

방전에 의한 펄스 에너지 손실을 줄이기 위하여 제안되는 주파수 상승천이[7-9]와 하강천이[10]의 현상이 챔버 실험에서 관찰되었다. 펄스의 주파수가 플라즈마 주파수  $\omega_{pe}$  보다 크면 플라즈마 차단 반사를 피할 수 있다. 마이크로파 펄스가 진공챔버에 입사하여 방전하면 전송 펄스 스펙트럼은 두 개의 최고값 즉 상승천이와 하강천이로 관찰된다. 펄스가 임계 방전 전계보다 클 때(약15%이내)에 상승천이는 이온화 현상에 의하여 이루어지며 주파수 하강천이는 충돌주파수에 기인한다는 것을 실험에 의해 입증하였다.

### 2. 펄스전파에 관한 모델식

고출력 마이크로파 펄스가 대기 중에 전파하여 방전할 때 플라즈마는 자체적으로 생성되고 펄스의 감쇠를 일으킨다. 플라즈마는 전자밀도를 식과

\*正 會 員 : 弘益大 科學技術大學 電子電氣컴퓨터工學部 專任講師 · 工博  
接受日字 : 1999年 5月 17日  
最終完了 : 1999年 7月 7日

$$\frac{\partial}{\partial t} n = (\nu_i - \nu_a)n - \gamma n^2 \quad (1)$$

그리고 전자 운동량 식에

$$m_e \frac{\partial}{\partial t} n \vec{v} = -n e \vec{E} - (\eta \nu_i + \nu_a + \gamma n + \nu) m_e n \vec{v} \quad (2)$$

의하여 표현되며  $\nu_i$ ,  $\nu_a$ ,  $\gamma$ 와  $\nu$ 는 각각 이온화 주파수, 부착 주파수, 재결합 계수와, 전자-중성입자 충돌 주파수이다.  $\eta = (2\epsilon_i/3T_e)^{1/2}$ 은 이온화 과정에서 플라즈마의 유효 운동량 손실에 의한 것이며  $\epsilon_i$ 는 이온화 에너지이다. 이온화현상이 확산현상보다 빠르면 식(1)에서 확산에 의한 항과 식(2)에서 대류에 의한 항은 일반적으로 무시된다. 식(1)과 (2)에서 아래 식이 유도되며

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{v} = -e \vec{E}/m_e - [(\eta + 1)\nu_i + \nu] \vec{v} \quad (3)$$

맥스웰 방정식에서 구해진 전파방정식은 아래와 같다.

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \omega_{pe}^2 \right) \vec{E}(z, t) = -\nu_1 \omega_{pe}^2 (m_e/e) \vec{v}(z, t) \quad (4)$$

$\vec{j} = -en\vec{v}$  가 사용되고,  $\nu_1 = \eta \nu_i + \nu_a + \gamma n + \nu$ 이며  $\omega_{pe} = (4\pi n e^2/m_e)^{1/2}$ 는 전자 플라즈마 주파수이다. 이온화 현상에서 펄스의 전파를 설명한 식(1), (3)과 (4)는 이온화 주파수  $\nu_i$ 를 통하여 결합되는데 이온화 주파수를 나타내는 식[14]은 아래와 같다.

$$\nu_i = 3.83 \times 10^2 \nu_a (\epsilon^{3/2} + 3.94 \epsilon^{1/2}) \exp(-7.546/\epsilon) \quad (5)$$

$\epsilon = |A/A_{th}|$ 이고 마이크로파의 전기장은  $E(z, t) = A(z, t)e^{-i\omega(z,t)} + c.c.$ 이며 임계 방전값은  $A_{th} \approx 18p(1 + \omega^2/\nu^2)^{1/2} V/cm$ 이다.  $p$ 는 torr로 측정된 대기 압력이고  $\omega$ 는 반송주파수이다.

또한 펄스의 폭이 반송주파수의 파장보다 크다면 식(4)는 아래의 포인팅 방정식으로 간략화된다[14].

$$\frac{\partial}{\partial t} P + \frac{\partial}{\partial z} v_g P = -\beta P \quad (6)$$

$P = A^2/2\pi$ 는 펄스의 에너지 밀도이고  $v_g = \partial\omega/\partial k$ 는 군속도이고  $\beta = \nu_1 \omega_{pe}^2/(\omega^2 + \nu_2^2)$ 와  $\nu_2 = (\eta + 1)\nu_i + \nu$ 이다. 식(4)로부터 유도되는 다른 식은 펄스의 국부적 분산을 설명하며 아래와 같다.

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_{pe}^2 [1 - \nu_1 \nu_2/(\omega^2 + \nu_2^2)] \quad (7)$$

이 식은 펄스의 국부 군속도  $v_g = \partial\omega/\partial k$ 를 결정하는데 사

용된다.

좌표 변환[15]에 의하여 두 개의 연립 비선형 상미분 방정식들이 아래와 같이 유도된다.

$$\frac{\partial}{\partial z'} V_g P_1 = -[\nu_1 + c^2 \nu_a A/2V_g^2] P_1 N/n_c \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t'} N = \nu_a AN (V_{g0} P_{10}/V_g P_1) \exp[-\nu_1 \int_0^{z'} dz'' (N/n_c)/V_g] \quad (9)$$

$$P_1(t', z') = P(t, z), N(t', z') = n(t, z), V_{g0} = V_g(t', z' = 0), P_{10} = P_1(t', z' = 0) \text{이고}$$

$$A = \nu_i/\nu_a - 1 = 3.83 \times 10^2 (\bar{P}_1^{3/4} + 3.94 - \bar{P}_1^{1/4}) \exp(-7.546/\bar{P}_1^{1/2}) - 1 \quad (10)$$

$\bar{P} = P/P_{cr}$ ,  $P_{cr} = E_{cr}^2/8\pi = A_{th}^2/2\pi$ 와  $E_{cr} = 2A_{th} = 36.84p(1 + \omega^2/\nu^2)^{1/2} V/cm$ 이다.  $\nu$ ,  $\nu_i$ ,  $\nu_a$ ,  $P_{cr}$ 과  $n_c$ 는 고도에 의한 함수이므로 다음과 같이 결정된다. 50km 고도에서 공기 압력을 1 torr라 가정하면 압력은 지수적으로 고도  $z'$ 에 따라 감소한다. 따라서 압력은  $p(z') = 760e^{-1.346 \times 10^{-4} z'}$ 이며 충돌주파수는  $\nu = \nu_0 e^{-1.346 \times 10^{-4} z'}$  이고  $\nu_0 = \nu(z' = 0)$ 이다. 지면에서 직류 임계 방전값은  $P_{c0} = P_{cr}(z' = 0, \omega = 0)$ 이며  $P_{cr}(z') = P_{c0}(\eta + e^{-2.692 \times 10^{-4} z'})$ 이고  $\eta = \omega^2/\nu_0^2$ 이다. 대기 전자밀도는  $n_c(z') = n_{c0}(\eta + e^{-2.692 \times 10^{-4} z'})$ 이고  $n_{c0} = m_e \nu_0^2/4\pi e^2$ 이다. 1 torr압력에서  $\nu_a = \nu_{ac} = 1.457 \times 10^5 \text{sec}^{-1}$ 이고 1eV 전자 온도일 때  $\nu = \nu_c = 6 \times 10^9 \text{sec}^{-1}$ 이다[13]. 펄스의 전자 가열 효과를 포함한 대기 온도에 의한 효과는 약 0.03eV이고  $\nu$ 에 대한 함수식은 아래와 같다.  $\nu = \nu_c p [ \bar{P}_1^{1/2} + 0.03 ]^{1/2}$ 이고  $\bar{P}_1 = P_1/P_{cr} = (P_1/P_{c0})(\eta + e^{-2.692 \times 10^{-4} z'})^{-1}$ 이다.

식 (8)-(10)의 해를 구하기 위하여 차원이 없는 변수들과 함수들을 사용하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} (\nu_c \nu_{ac})^{1/2} t' &\rightarrow t, (\nu_c \nu_{ac})^{1/2} z'/c \rightarrow z, \\ \bar{n} = N/n_c &= (N/n_{c0}) h(z) \rightarrow n, h(z) = (\eta + e^{-2.692 \times 10^{-4} z})^{-1}, \\ \bar{P}_1 &\rightarrow P_1, \bar{P}_{10} = P_1/P_{c0} \rightarrow P_{10}, P_{10} = Q/(1-n)^{1/2}, \\ Q &= (1-\bar{n})^{1/2} \bar{P}_{10} \rightarrow (1-n)^{1/2} P_{10}, \\ P_1 &= P_{10} h(z) = [Q/(1-n)^{1/2}] h(z) \text{이다. } (\nu_c/\nu_{ac})^{1/2} = 203 \text{이고} \\ (\nu_c \nu_{ac})^{1/2} &= 2.957 \times 10^7 \text{ sec}^{-1} \text{이다.} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n = 3.745g(z) An (Q_0/Q) \exp[-1.54 \times 10^5 \int_0^z f(x) dx] \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} Q = -3.745g(z) \{ (203)^2 [(P_{10}h)^{1/2} + 0.03]^{1/2} + A/2(1-n)nQ/\sqrt{1-n} \} \quad (12)$$

윗 식에서  $A = 3.83 \times 10^2 \{ (P_{10}h)^{3/4} + 3.94(P_{10}h)^{1/4} \} \exp [-7.546/(P_{10}h)^{1/2}] - 1, g(z) = e^{-1.316/10^{-12}z}, f(x) = g(x) [P_{10}(x)h(x)]^{1/2} + 0.03]^{1/2} [n(x)/\sqrt{1-n(x)}]$ 와  $Q_0 = Q(t, z=0)$ 이다. 식(11)과 (12)는 지면에서 공간으로 또는 공간에서 지면으로 향해 대기권을 통과하는 마이크로파 펄스의 수직 전파를 나타낸다.

### 3. 수치적 분석 결과

마이크로파 펄스가 지면으로부터 대기권에 수직방향으로 전파하여 전계가 임계 방전값보다 크면 방전하여 플라즈마가 발생되고 펄스의 후미부분에서 감쇠가 일어난다. 그림1은 기압이 다른 여러 고도들(46, 48, 50, 52와 54km)에서 펄스가 점차로 감쇠하는 모양을 나타낸다.

공기 방전에 의하여 감쇠된 펄스 에너지는 플라즈마로 변환되며 이때 발생된 플라즈마의 최대 전자밀도는 약  $10^6/cm^3$ 로 제한된다. 플라즈마 밀도를 증가시키기 위하여 파워의 증가, 펄스 폭의 증가, 두 펄스 빔들의 교차 등의 수치적 연구가 이루어졌다[6]. 플라즈마 밀도를 높이기 위하여 펄스빔 파워를 증가시키면 후미 감쇠현상으로 마이크로파 펄스의 출력은 감소하고 결과적으로 플라즈마 밀도는 감소한다. 두 펄스 빔들을 교차시킬 경우 교차점에서 전자밀도는 약  $10^8/cm^3$ 으로 증가되었다[6].

인공 이온층 반사기에 응용하려면 위의 결과보다 큰 고밀도의 플라즈마층이 필요하다. 마이크로파 펄스의 반송 주파수를 증가시키면 임계 방전 전계가  $(1 + \omega^2/\nu^2)^{1/2}$ 의 관계로 증가하게 되며  $\omega = \nu$ 에서 최소값이 된다. 50km 지점(1torr)에서 최대 전자 밀도가 이루어 지도록 펄스폭을  $2.16 \mu m$ 로 고정시키고 주파수를 0.1-4GHz로, 지면에서의 임계 방전파워에 대한 입사 펄스파워를 변화시켜 수치적으로 분석하였다. 그림2(a)는 50km 지점에서 방전조건시 주파수변화에 대한 파워 상관관계와 주파수변화에 의한 전달된 펄스에너지량을 나타낸다. 주파수가 증가하면 펄스파워도 선형적으로 증가시켜야 방전조건을 만족시킬 수 있으며 전달된 펄스에너지량은 2GHz 이상에서는

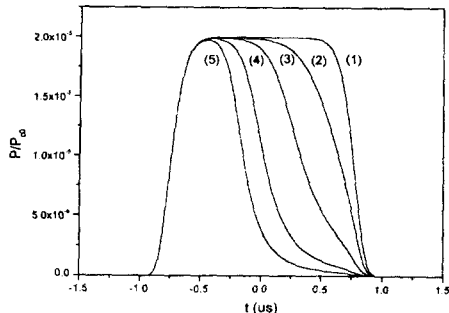
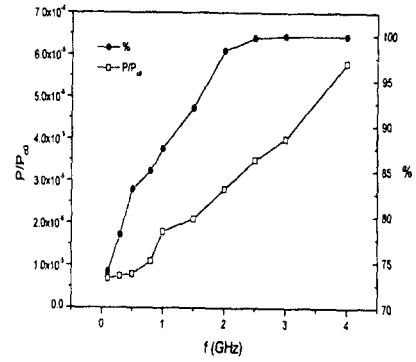
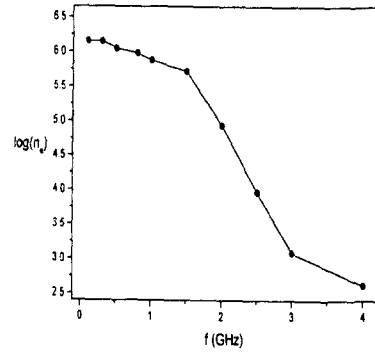


그림 1 대기권에 전파되는 펄스의 후미 침식 모양: [1]46, [2] 48, [3]50, [4]52, [5]54km

Fig. 1 Tail erosion of pulse propagating to five altitudes: [1] 46, [2]48, [3]50, [4]52, [5]54km



(a)



(b)

그림 2 반송주파수 변화에 의한 (a) 입력 펄스의 파워와 전달된 펄스의 에너지량(%) (b) 발생된 최대 전자밀도

Fig. 2 Diagram of the frequency variation (a) Input pulse power and transmitted pulse energy (b) maximum electron density at 50km

마이크로파 펄스의 에너지가 98%이상 전달될 수 있다. 그림 2(b)는 50km 지점에서의 주파수에 따른 전자밀도를 보여준다. 1.5GHz이하에서는 전자밀도가 약  $10^6$  정도이고 주파수가 증가할수록 전자밀도가 감소하였다. 이는 마이크로파 펄스가 주파수를 증가시키면 그의 에너지가 감소하지않고 50km 지점에 도달할 수 있다. 1GHz 이하의 주파수 대역에서 펄스파워를 감소시켜야 최대 전자밀도를 얻을 수 있으나 펄스에너지의 감쇠가 심하다. 1GHz 이상의 대역에서 파워를 증가시켜야 하며 펄스 에너지의 감쇠량이 급격히 줄어들어 발생된 전자밀도도 감소한다. 위의 수치적 해석은 마이크로파의 대기 전파 특성이므로 고밀도의 이온층을 형성시키기 위하여 3GHz 이상 주파수대역의 감쇠되지 않은 두 펄스빔을 교차시켜야 한다.

### 4. 실험 장치 및 측정 결과

#### 4.1 실험 장치

고출력 마이크로파 펄스의 전파 실험이 진공챔버에서 이루어 졌는데 챔버는 1인치 두께인 Plexiglas의 길이 60cm 입방체이다. 한쪽 편에 위치한 s-band 혼안테나를 통해 마이크로파 펄스를 챔버에 가하며 반대편에 위치한 다른 s-band 혼안테나에 의해 전송된 펄스를 측정한다. 마그네트론(QKH1148)에 의해

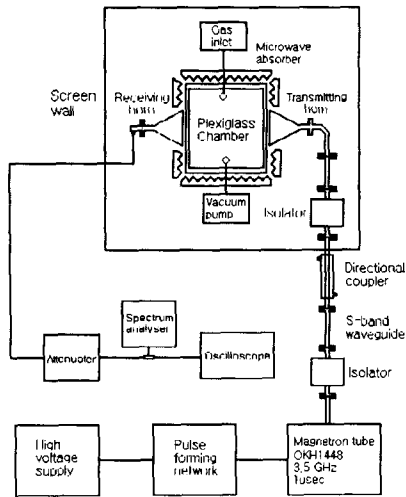


그림 3 실험 장치의 구조도  
 Fig. 3 Schematic diagram of the experimental set up

발생되는 마이크로파 펄스는 반송주파수 3.5GHz, 최대 1MW 출력과, 1μs 펄스폭과 20-60/초 정도의 반복도를 갖는데 고전압 전원장치와 펄스 형성 회로에 의해 발생된다. 분광 분석기(HP8569B)와 오실로스코프는 입사 및 전송 펄스의 스펙트럼과 포락선 기록에 사용된다. 실험 장치의 구조도는 그림 3이다.

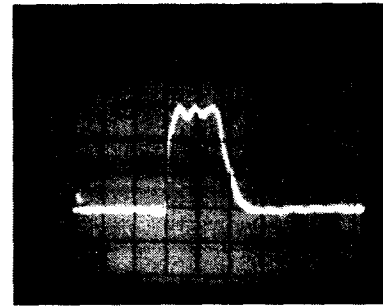
진공압력계에 의해 측정된 챔버 내의 압력은 약 0.1-1.0torr 정도로 실험적으로 결정된다. 임계 방전전계는 약 1.5torr에서 최소에 도달하는 Paschen의 법칙을 따르며 압력이 더 감소하면 임계 방전전계는 다시 증가한다. 이온화 주파수와 충돌 주파수는 중성 밀도에 비례한다. 따라서 보다 낮은 압력에서 이온화 주파수를 유지하며 펄스 주기 동안 충분한 이온화를 이루기 위해 큰 전계가 필요하다. 본 실험에서는 입사 펄스 파워는 고정시키고 챔버 내의 압력을 0.1에서 1.0torr까지 점진적으로 변화시키면 임계 방전 전계는 감소하여 펄스의 에너지 손실은 압력의 증가에 따라 증가한다.

4.2 실험결과

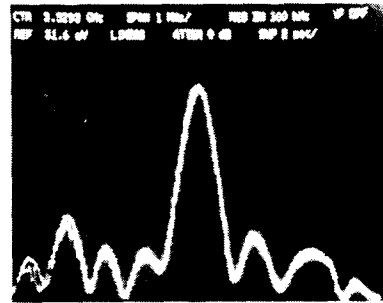
입사 및 전송 펄스의 스펙트럼과 포락선들이 측정되었다. 즉 입사 펄스의 출력과 파워를 고정시키고, 외부 트리거회로로 방전을 시켰는데 테슬러 코일로 이루어진 트리거회로는 가스 주입구 내부에 고전압방전을 일으켜 가스를 이온화시킨다. 플라즈마가 트리거회로에 의해 형성된 후에는 펄스의 연속적인 방전이 플라즈마를 유지한다. 플라즈마가 형성되기 전의 전송 펄스는 입사 펄스와 같으나 플라즈마를 통과한 전송 펄스는 입사 펄스와 다르므로 이를 비교하려 한다.

그림 4의 0.15torr에서 전송 펄스는 입사 펄스와 포락선과 스펙트럼이 거의 같으며 펄스 출력을 고정하였다. 즉 출력을 임계 방전값이 되도록 하고 압력을 점차로 증가시키면 임계 방전값이 감소하므로 출력이 임계 방전값보다 크게 되므로 이온화가 이루어진다.

그림 5에서 압력을 0.22torr로 증가시키면 이온화 주파수가 증가하여 전송 펄스의 스펙트럼에서 주파수 상승현상을 볼 수 있다. 또한 플라즈마에 의한 후미침식 효과가 포락선 결과에 희미하게 나타나기 시작한다.



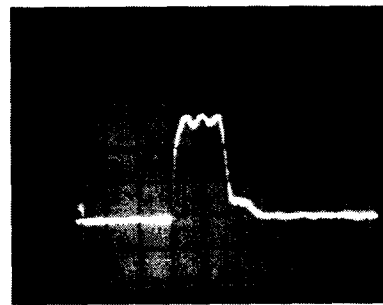
(a)



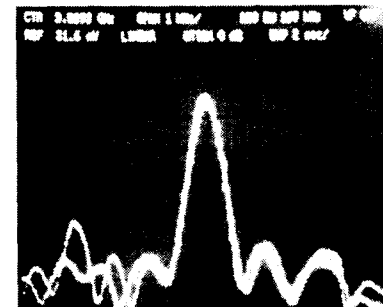
(b)

그림 4 0.15torr 압력에서의 실험 데이터. (a)전송 펄스의 포락선 (b) 입사와 전송파의 스펙트럼

Fig. 4 Experimental data at 0.15torr pressure (a) transmitted pulse shape (b) spectra of the incident and transmitted pulses



(a)



(b)

그림 5 0.22torr 압력에서의 실험 데이터. (a)전송 펄스의 포락선 (b) 입사와 전송파의 스펙트럼

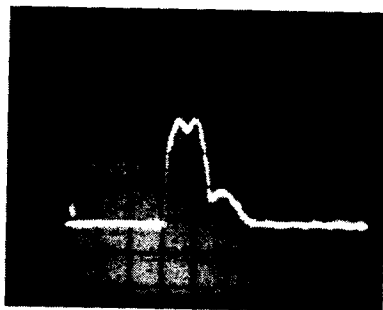
Fig. 5 Experimental data at 0.22torr pressure (a) transmitted pulse shape (b) spectra of the incident and transmitted pulses

그림 6에서 압력을 0.34torr로 증가시키면 후미 침식이 심해지고 주파수 상승천이는 증가되나 후미침식 증가에 의해 펄스의 폭이 좁게 되고 넓은 대역의 스펙트럼이 형성되며 스펙트럼 크기가 감소한다.

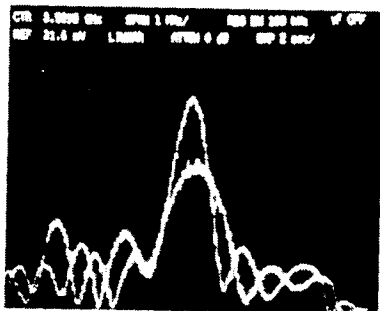
그림 7에서 0.52torr로 압력을 증가시키면 입사 펄스 스펙트럼의 피크값은 전송 펄스의 두 개의 스펙트럼 피크값들로 나뉘어지기 시작하며 이것들은 각각 상승천이와 하강천이이다. 전송 펄스의 포락선에서 앞부분은 직사각형 모양이며 뒷부분은 가우스 분포형태로 된다. 이런 현상은 마이크로파 에너지 손실이 펄스의 앞부분부터 뒷부분까지 일정하게 증가하지 않으며 에너지 손실의 이런 감소는 전자의 진동속도의 감소와 충돌 주파수에 의하여 설명된다.

그림 8에서 0.69torr로 압력을 증가시키면 하강천이가 상승천이보다 더욱 증가하는데 이온화 주파수와 유효충돌 주파수가 압력과 함께 증가하는 성향과 잘 일치한다. 이 경우에 하강천이 피크값은 상승천이 피크값보다 커지며 전송 펄스의 포락선은 그림 7의 경우와 비교적 유사하다.

그림 9에서 압력을 0.9torr로 증가시키면 상승천이와 하강천이는 완벽하게 두 개의 스펙트럼 피크값으로 나누어지고 최소값은 잠음수준으로 감소하며 최소점의 스펙트럼은 주파수는 입사 펄스의 주파수보다 약간 상승한다. 전송 펄스의 앞부분의 모양은 그림 8의 경우보다 더 좁아지게 된다.



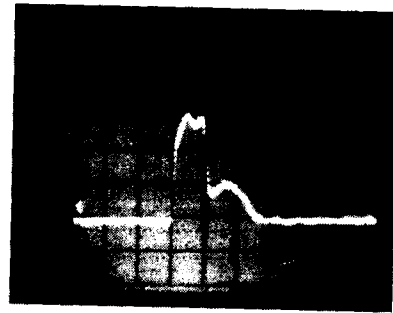
(a)



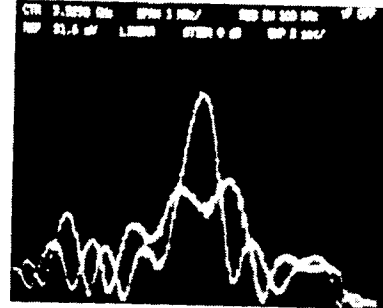
(b)

그림 6 0.34torr 압력에서의 실험 데이터. (a)전송 펄스의 포락선 (b) 입사와 전송파의 스펙트럼

Fig. 6 Experimental data at 0.34torr pressure (a) transmitted pulse shape (b) spectra of the incident and transmitted pulses



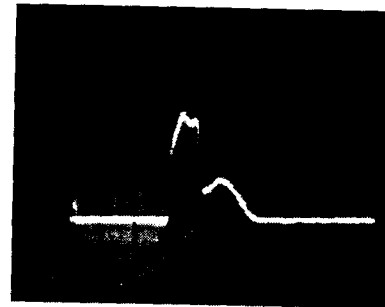
(a)



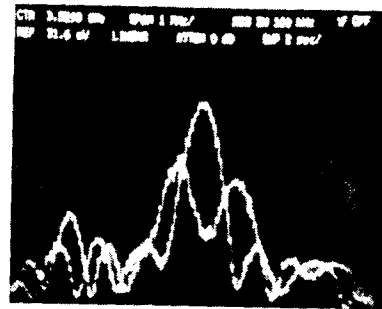
(b)

그림 7 0.52torr 압력에서의 실험 데이터. (a)전송 펄스의 포락선 (b) 입사와 전송파의 스펙트럼

Fig. 7 Experimental data at 0.52torr pressure (a) transmitted pulse shape (b) spectra of the incident and transmitted pulses



(a)



(b)

그림 8 0.69torr 압력에서의 실험 데이터. (a)전송 펄스의 포락선 (b) 입사와 전송파의 스펙트럼

Fig. 8 Experimental data at 0.69torr pressure (a) transmitted pulse shape (b) spectra of the incident and transmitted pulses

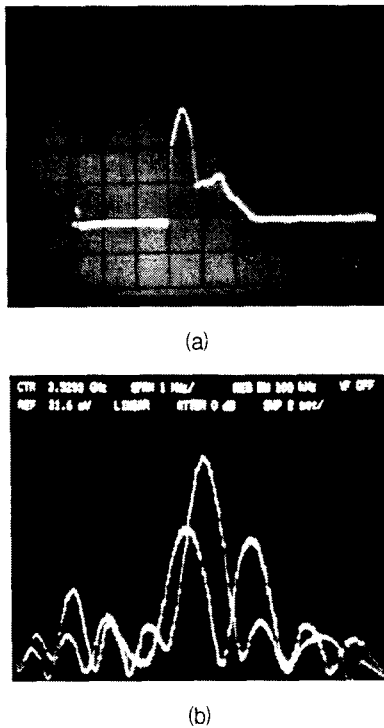


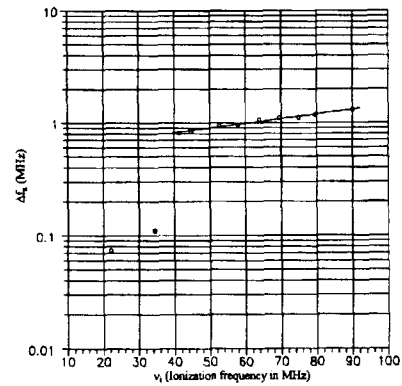
그림 9 0.9torr 압력에서의 실험 데이터. (a)전송 펄스의 포락선 (b) 입사와 전송파의 스펙트럼  
 Fig. 9 Experimental data at 0.9torr pressure (a) transmitted pulse shape (b) spectra of the incident and transmitted pulses

측정된 주파수 상승천이 변화량  $\Delta f_u$ 는 이온화 주파수  $\nu_i$ 에 의해 단순증가하는 것이 그림 10(a)에서 보여지며 이는  $\Delta f_u \propto e^{-\nu_i \tau_i} \propto n$  식을 만족한다. 이 식에서  $\tau_i$ 는 9.7nsec로 계산된다. 또한 측정된 주파수 하강천이 변화량  $-\Delta f_d$ 이 전달된 입력펄스의 에너지 손실량에 비례함을 그림 10(b)에서 보이며 이는 반송주파수의 천이현상이 이온화 주파수의 상승과 펄스에너지 손실량에 의하여 발생됨을 입증한다.

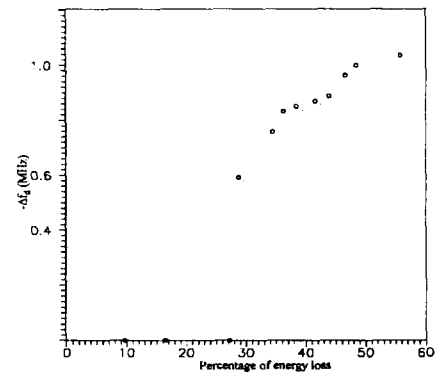
5. 결 론

고출력 마이크로파 펄스를 대기권에서 방전시켜 플라즈마 층이 형성될 때 전자밀도가 커질수록 높은 주파수대역의 마이크로파 신호들을 반사시켜 통신이나 레이더 등의 응용분야에 사용될 수 있다. 그러나 펄스가 대기권의 위쪽으로 전파함에 따라 임계 방전 전계는 감소하여 펄스 에너지는 후미 침식 현상에 의해서 좀더 심하게 감소한다. 따라서 높은 고도에서 전자 밀도가 훨씬 빨리 증가하더라도 낮은 값에서 포화한다.

두 펄스 빔들을 교차시키면 교차영역에서의 전계는 임계 방전 전계보다 커져서 방전에 의해 플라즈마 층이 형성된다. 그러나 펄스빔 파워의 후미 침식 현상에 의하여 감쇠가 심하면 형성된 전자 밀도는 고밀도값을 유지할 수 없다. 전자의 고밀도를 가진 이온층을 형성시키기 위해서 두 펄스 빔들의 파워가 감쇠되지 않고 전달되어야 하는데 수치적 분석결과에 의해 반송 주파수를 증가시키면 후미 침식 현상에 의한 파워 손실이



(a)



(b)

그림 10 (a) 이온화 주파수와 주파수 상 승천이의 상관관계 (b) 펄스 에너지 손실과 주파수 하강천이의 상관관계  
 Fig. 10 (a) The dependence of measured frequency up-shift on the calculated ionization frequency (b) The dependence of frequency down-shift on the percentage of energy loss of the transmitted pulse

줄어 이런 두 펄스빔들을 교차시키면 인공 이온층 반사기에 응용되는 고밀도의 플라즈마층을 만들 수 있다.

대기 방전시 특성을 챔버실험을 통하여 입증하였다. 실험은 Paschen의 최소 임계 방전 전계 이하 영역에서 이루어졌는데 임계 방전 전계는 압력이 증가하면서 감소한다. 전송 펄스 스펙트럼의 피크값은 이온화 주파수가 증가하면 상승천이로 되며 관계식  $\ln(\Delta w) \propto \nu_i \tau_i$ 을 만족한다. 여기서  $w$ 는 상승천이된 반송 주파수이고  $\nu_i$ 는 이온화 주파수이며  $\tau_i$ 은 챔버에서 전파하는 주행시간이다. 압력을 증가시키면 전송 펄스의 스펙트럼은 상승천이와 하강천이로 나뉘어진다. 전송 펄스에서 에너지 손실은 전송 펄스와 입사펄스의 포락선의 비교에 의하여 결정된다. 펄스의 에너지 손실 증가에 의해 하강천이의 단순한 증가는 플라즈마의 전자에 의해 일어난 손실에 기인한다.

두 펄스빔들을 교차시켜 대기권의 인공 이온층 반사기에 응용되는 고밀도 플라즈마층을 형성하기 위하여 마이크로파 전파의 수치적 해석과 실험을 통해 연구하였다. 수치적 해석과 실험에서는 단일의 마이크로파가 전파할 때의 방전특성과 주파수 스펙트럼의 특성을 구하였다. 이런 두 펄스빔들이 교차할 경우

에는 전계가 임계 방전 전계의 수 배로 급격히 증가하므로 주파수천이 현상들이 발생하리라 예측되며 향후 연구에는 지면에 서 전파되는 두 펄스빔의 교차 및 방전에 대한 분석적이고 포괄적인 연구가 이루어져야 하겠다.

이 논문은 1998년도 정보통신 우수시범학교 지원사업에 의하여 연구되었음.

### 참 고 문 헌

[1] W.M. Bollen et al., "High-power microwave energy coupling to nitrogen during breakdown", J. Appl. Phys., Vol. 54, pp.101-106, 1983.

[2] B. Goldstein and C. Longmire, "Microwave absorption and plasma heating due to microwave breakdown in the atmosphere", J. Radiation Effects Res. and Eng., Vol. 3, pp. 1626-1628, 1984.

[3] J.H. Yee et al., "Dynamic characteristics of intense short microwave propagation in an atmosphere", J. Radiation Effects Res. and Eng., 3, pp. 152-160, 1984.

[4] J.H. Yee et al., "Theory of intense electromagnetic pulse propagation through the atmosphere", Phys. Fluids, Vol. 29, pp. 1238-1244, 1986.

[5] S.P. Kuo et al., "Propagation of high power microwave pulses in air breakdown environment", J. Appl. Phys., Vol. 67, No. 6, pp. 2762-2766, 1990a.

[6] J. Kim and S.P. Kuo, "Modelling and Numerical simulation of microwave pulse propagation in an air-breakdown environment", J. Plasma Phys., Vol. 53, Part 3, pp. 253-266, 1995.

[7] S.C. Wilks et al., "Frequency up-conversion of electromagnetic radiation with use of an overdense plasma", Phys. Rev. Lett., Vol. 61, No. 3, pp. 337-340, 1988.

[8] C. Joshi et al., "Demonstration of the frequency up-shifting of microwave radiation by rapid plasma", IEEE. Trans. Plasma Science, Vol. 18, pp. 814-818, 1990.

[9] S.P. Kuo and A. Ren, "Experimental study of wave propagation through a rapidly created plasma", IEEE. Trans. Plasma Science, Vol. 21, No. 1, pp. 53-56, 1993.

[10] E.D. Koretzky, S.P. Kuo and J. Kim, "Spectral breaking of high-power microwave pulse propagating in a self-induced plasma", J. Plasma Phys., Vol. 59, Part 2, pp. 315-332, 1998.

[11] A.V. Gurevich, "Ionization of the lower ionosphere under the effect of strong radio pulses", Geomagn. Aeronom., Vol. 19, pp. 428-432, 1979.

[12] A.V. Gurevich, N.D. Borisov and G.M. Milikh, Physics of Microwave Discharges, Gordon and Science Publishers, 1997, pp. 99-123.

[13] A.V. Gurevich, "An ionized layer in a gas(in the atmosphere)", Sov. Phys. Usp., Vol. 23, pp. 862-878, 1980.

[14] Yu. A. Lupan, "Refined theory for an RF discharge in air", Sov. Phys. Tech. Phys., Vol. 21, No. 11, pp. 1367-1370, 1976.

[15] S.P. Kuo and Y.S. Zhang, "A theoretical model for intense microwave pulse propagation in an air breakdown environment", Phys. Fluids B, Vol. 3, No. 10, pp. 2906-2912, 1991.

### 저 자 소 개



김 영 주 (金榮柱)

1957년 3월 12일생. 1980년 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1985년 서울대 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1996년 Polytechnic University 졸업(공학). 1988년 9월~1993년 5월 Polytechnic Univ. Research Assistance.

1993년 6월~1996년 1월 Polytechnic Univ. Research Fellow. 현재 홍익대 과학기술대 전자전기컴퓨터공학부 전임강사.

Tel : 0415-860-2483

e-mail : yjkim1@wow.hongik.ac.kr