

지상지자기변화기록을 이용한 우주천기연구 SPACE WEATHER RESEARCH BASED ON GROUND GEOMAGNETIC DISTURBANCE DATA

안병호

경북대학교 사범대학 지구과학교육과

BYUNG-HO AHN

Department of Earth Science, Kyungpook National University

E-mail: bhahn@knu.ac.kr

Received Dec. 11, 2000; Accepted Dec. 21, 2000

ABSTRACT

Through the coupling between the near-earth space environment and the polar ionosphere via geomagnetic field lines, the variations occurred in the magnetosphere are transferred to the polar region. According to recent studies, however, the polar ionosphere reacts not only passively to such variations, but also plays active roles in modifying the near-earth space environment. So the study of the polar ionosphere in terms of geomagnetic disturbance becomes one of the major elements in space weather research. Although it is an indirect method, ground magnetic disturbance data can be used in estimating the ionospheric current distribution. By employing a realistic ionospheric conductivity model, it is further possible to obtain the distributions of electric potential, field-aligned current, Joule heating rate and energy injection rate associated with precipitating auroral particles and their energy spectra in a global scale with a high time resolution. Considering that the ground magnetic disturbances are recorded simultaneously over the entire polar region wherever magnetic station is located, we are able to separate temporal disturbances from spatial ones. On the other hand, satellite measurements are indispensable in the space weather research, since they provide us with in situ measurements. Unfortunately it is not easy to separate temporal variations from spatial ones specifically measured by a single satellite. To demonstrate the usefulness of ground magnetic disturbance data in space weather research, various ionospheric quantities are calculated through the KRM method, one of the magnetogram inversion methods. In particular, we attempt to show how these quantities depend on the ionospheric conductivity model employed.

Keywords: aurora, ionosphere, magnetospheric physics

I. 서 론

Maunder는 20세기초 지자기변화가 27일의 주기로 일어난다는 사실로부터 태양이 지자기변화의 직접적인 원인이라는 사실을 확인하였다. 그후 극지방에서의 지자기관측은 오로라 및 자기권 서브스톰(magnetospheric substorm)을 포함해서 지구주변 우주환경을 연구하는데 필수적인 방법으로 등장하게 되었다. 인공위성이 우주환경연구를 위해 도입된 것은 1960년 이후였다. Birkeland (1908)는 최초로 지상에서 관측되는 지자기변화는 대기권 상층부를 흐르는 3차원적인 전류에 의한 것이라고 주장했다. 한편 Chapman (1935)은 지자기변화를 일으키는 전류는 전리층에 한정된 2차원적인 것으로 생각했다. 이러한 모델에 기초하여 Silsbee and Vestine (1942)은 지자기변화를 가장 잘 설명해 줄 수 있는 2차원적인 등가전류계(equivalent current system)를 발표하였다. 여러 학자들의 연구를 거쳐 등가전류모델은 수학적으

로 더욱 정교한 모습을 갖추게 되었다. 그러나 그후 Alfvén (1950)은 자기폭풍을 설명하기 위해서 Birkeland가 제안한 바와 같이 지구의 자기력선을 따라 자기권에서 극지방 전리층으로 흐르는 3차원적인 연자기력선전류(field-aligned current)를 다시 제안하였다. 마침내 Fukushima (1969)는 Chapman-Vestine이 주장한 2차원적인 전류분포나 Birkeland-Alfvén이 주장한 3차원적인 전류계는 지상에서는 동일한 지자기변화를 야기한다는 사실을 이론적으로 확인하였다. 이어서 본격적인 3차원적인 전류모델에 대한 연구가 시작되었다. 마침내 Zmuda et al. (1966, 1970) 등은 인공위성의 관측으로부터 연자기력선전류의 존재를 확인하게 되었다.

국제지구물리관측년(IGY) 이래 전리층을 흐르는 3차원적인 전류의 실제규명을 위해서 지상 지자기변화 자료가 본격적으로 이용되기 시작했다. 보다 체계적인 태양-지구계환경을 연구하기 위해 국제자기권연구(IMS; International Magnetospheric Study; 1976-1979) 기간이 설정되었다. 이 기간

을 통해 지구 전역에서 지자기관측이 체계적으로 이루어졌다. 물론 인공위성에 의한 연자기력선전류분포의 확인작업(Iijima & Potemra 1976)도 병행되었다. 인공위성은 현장 측정이 가능하다는 장점이 있는 반면 한 개의 인공위성이 관측할 수 있는 범위가 한정되어 있을 뿐만 아니라 관측된 결과로부터 시간적 및 공간적인 변화를 구분해 낼 수 없다는 단점을 가지고 있다. IMS기간을 통해 체계적인 지자기관측의 실시와 더불어 이들 관측자료로부터 3차원적인 전류체계를 규명하기 위한 수치모델들이 개발되었다. 이러한 방법을 지자기기록역전방법(magnetogram inversion method)라 부르며 Kisabeth (1979), Kamide et al. (1981) 및 Richmond & Kamide (1988) 등에 의해 개발되었다. 본 연구에서는 Kamide et al. (1981)이 개발한 KRM 방법(Kamide, Richmond & Matsushita; 저자의 이름으로부터 명명됨)을 중심으로 사례를 통해서 지자기기록역전방법을 소개하고 문제점 및 개선점을 제안하고자 한다, 끝으로 지상지자기 변화자료가 우주천기예보연구에 어떻게 기여하는지를 논의하고자 한다.

II. 지자기기록역전방법

지상지자기변화는 자기권 및 전리층에 흐르는 전류에 기인된 것이다. 특히 극지방에서 관측되는 지자기변화는 주로 전리층을 수평방향으로 흐르는 전류(ionospheric current)와 자기력선을 따라 흐르는 연자기력선전류에 기인된 것이다. 지자기기록역전방법이란 지상에서 관측한 지자기변화 자료로부터 상공에 흐르는 전류의 세기를 추정하는 방법이다. 이것은 수학적으로 역전방법(inversion method)에 해당된다. 그러나, 지구물리적 현상의 해석에서 봉착되는 문제점으로 지자기변화를 야기한 전류분포를 유일하게(unique) 구할 수 없다는 점이다. 따라서 관측 결과를 야기한 전류의 세기를 구하기 위해서는 최소한 전류의 기하학적인 형태를 가정해야 한다. 전리층이 지상으로부터 약 90 km에서 수백, km에 걸쳐 분포하지만 전기전도도가 높은 지역은 그림 1

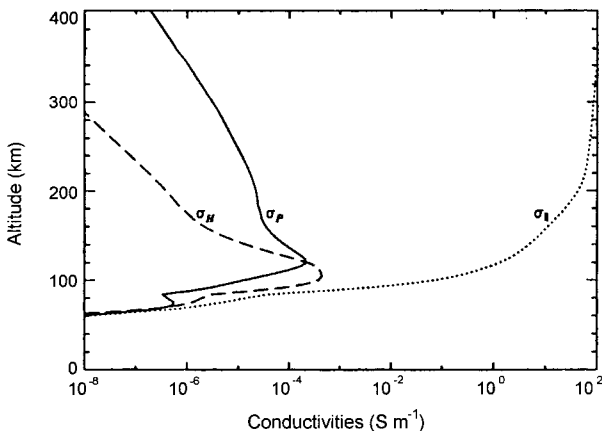


그림 1. 춘분날 위도 45° 지방의 정오에서 예상되는 전기전도도 σ_H , σ_P , σ_I 의 높이에 따른 분포 (Richmond 1995).

(Richmond 1995)에 나타난 바와 같이 100 km 근방인 E층을 중심으로 매우 좁은 범위에 한정되어 있다. 따라서 극지방에서 지자기변화를 일으키는 전류는 대체로 100 km 근방에 한정되어 흐르는 판상전류(sheet current)로 가정할 수 있다.

Kamide et al. (1981)에 의해 개발된 KRM 방법은 지상에서 관측된 지자기변화(b)로부터 전리층을 흐르는 等價電流系 (ionospheric equivalent current system)을 구할 수 있다는 가정에서 출발한다. 등가전류계는 toroidal 성분으로 지표로부터 110 km 상공에 위치한 구각(spherical shell)을 따라 수평방향으로 흐르며 여기에 수반된 자기장은 상층의 전류 및 지하 내부의 유도전류의 효과를 포함한다. 그런데 toroidal 전류는 등가전류함수(equivalent current function, Ψ ; Kroehl & Richmond 1980)로 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$J_T = n_r \times \nabla \Psi \quad (1)$$

여기서 n_r 은 동경방향의 단위벡터이다.

지표면에서 지자기변화는 자기포텐셜(V)로 표현하는 것이 가능하다. 그러면 V 의 외부성분은 수학적으로 Ψ 의 함수로 간단히 표현될 수 있다 (Chapman & Bartels 1940). 그런데 지자기 관측소는 극지방에 균일하게 분포해 있는 것이 아니다. 따라서 관측자료가 없는 지역의 지자기변화를 유추하기 위해 한정된 지상 지자기변화자료를 이용하여 다음과 같은 구조화급수로 표현되는 자기포텐셜함수 V 를 구한다.

$$V(\theta, \lambda) = \sum_{m=0}^6 \sum_{n=m}^{56} (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta) \quad (2)$$

여기서 θ 및 λ 는 수정지자기좌표(corrected geomagnetic coordinate; Gustafsson 1969)에서 여위도와 경도(자정에서 동쪽)를 나타낸다. 구조화급수는 경도방향의 파수(wave number; m)는 0에서 6까지 그리고 위도방향의 파수는 $n=m$ 에서 56까지로 전개했다. 이 수치는 관측소의 숫자나 요구되는 공간분해능의 정도에 따라 다르게 취할 수 있다. 지자기 관측치 X_m 과 Y_m 은 식(2)의 위도 및 경도방향으로의 미분으로 표현된다.

자기포텐셜의 내부성분 (V_i)이란 지하 300 km에 완전 도체로 이루어진 층이 존재한다고 가정하고 이로부터 유도되는 전류에 의한 것을 의미한다. 그러나 그 기여도는 비교적 적을 것으로 추정된다. 따라서 외부성분(V_e)은 전리층의 등가전류함수(Ψ)를 이용하면 다음과 같이 표현된다.

$$\Psi_n = \frac{1}{\mu_0} \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{a}{R_E}\right)^n V_n^{(e)} \quad (3)$$

여기서

$$\Psi = \sum_n \Psi_n(\theta, \lambda)$$

$$a = R_E + 110 \text{ km}$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$$

전리층을 따라 수평으로 흐르는 고도적분된(height-integrated; 다음 절 참조) 전류밀도(\mathbf{J})는 toroidal 성분(\mathbf{J}_T)과 poloidal 성분(\mathbf{J}_P)의 합으로 나타낼 수 있다. 정의에 의해 $\nabla \times \mathbf{J}_P = 0$ 이고 $\nabla \cdot \mathbf{J}_T = 0$ 이 된다. 그런데 무발산(divergence-free)인 toroidal (혹은 solenoidal) 성분은 등가전류함수(Ψ)로부터 구할 수 있다. Ψ 는 자기포텐셜로부터 그리고 자기포텐셜은 다시 지상지자기자료로부터 구할 수 있다. 한편 무회전(curl-free)인 poloidal(혹은 potential) 성분은 연자기력선전류를 위한 자기권과 전리층사이의 closing current로 나타난다(Vasyliunas 1972). 그리고 3차원전류가 무발산이기 위한 조건은 연자기력선전류($J_{||}$)가 다음 관계를 만족하는 것이다.

$$J_{||} = \nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \mathbf{J}_P \quad (4)$$

그리고 자기력선이 전리층에 수직이라 가정하면 $J_{||}$ 와 \mathbf{J}_P 에 수반된 자기장의 변화는 지상에서는 서로 상쇄되어 지자기변화를 일으키지 않는다 (Fukushima 1969).

Ohm의 법칙에 의하면 수평전류는 다음과 같은 Pedersen 및 Hall 전류의 합으로 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{J} = \Sigma_P \mathbf{E} + \Sigma_H \mathbf{E} \times \mathbf{n}_r \quad (5)$$

여기서 \mathbf{J} , Σ_P 와 Σ_H 는 각각 고도적분된 전류밀도, Pedersen 및 Hall 전기전도도를 나타낸다. 상기 식에서 전기장을 정전위 Φ 의 구배 (gradient)로 나타내고 전류는 \mathbf{J}_P 와 \mathbf{J}_T 의 합으로 표현한 뒤 양변에 각각 회전을 취해서 정리하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\nabla \times (\Sigma_P \nabla \Phi) + \nabla \times (\Sigma_H \nabla \Phi \times \mathbf{n}_r) = \nabla \times (\nabla \Psi \times \mathbf{n}_r) \quad (6)$$

여기서 $\nabla \times \mathbf{J}_P = 0$ 이기 때문에 우변은 toroidal 성분의 전류 (\mathbf{J}_T)만 남게된다. 그리고 Ψ 는 지상 지자기변화 \mathbf{b} 로부터 구할 수 있다.

구면좌표를 이용해서 식(6)을 다시 쓰면 다음과 같은 2계 편미분방정식으로 나타낼 수 있다.

$$A \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} + B \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + C \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2} + D \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = F(\Psi, \theta, \lambda) \quad (7)$$

여기서 좌변의 계수들(A, B, C, D)은 전기전도도 및 이들의 경위도 방향으로의 변화율이다. 우변 F 는 등가전류함수의 경위도에 따른 변화율을 포함하고 있다. 적당한 경계조건을 적용하여 상기 식을 有限差等法 (finite difference method)으로 위도 1° 및 경도 15° 의 격자점에서 전위 (Φ)를 구한다. 전위분포가 결정되면 식(5)로부터 전류의 분포가 얻어지고 또한 전류의 발산을 취하면 연자기력선전류의 분포도 얻을 수 있다. 이 방법은 전기전도도 분포가 또 다른 독립적인 입력자료로 요구되기 때문에 추정된 전위분포가 채택된 전기전도도 모델에 매우 민감하게 의존한다는 문제점 (Kamide & Richmond 1982)을 지니고 있다.

전리층에 전류가 흐르면 다음과 같이 Joule열 (u_j)이 발생된다.

$$u_j = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \Sigma_P E^2 \quad (8)$$

그러나 Hall 전류는 전기장에 직각으로 흐르기 때문에 Joule열 발생에 기여할 수 없다. 북반구 전역에서 소모되는 총 Joule열 발생 (U_j)은 다음과 같은 적분을 통해서 추정할 수 있다.

$$U_j = \iint u_j R_E^2 \sin \theta d\theta d\lambda \quad (9)$$

여기서 R_E 는 지구의 반경이다. 이렇게 발생된 Joule열은 상층대기의 대순환에 중요한 에너지 원천이 된다.

III. 전기전도도

지구의 상층대기는 태양의 극자외선복사(EUV)와 오로라를 발생시키는 하강전자 및 양성자에 의해 전리된다. 이로 인하여 전리층은 도체의 성격을 띠게되며 E층의 경우 전자밀도는 약 10^5 개/cm³ 정도가 된다. 전자밀도는 상공으로 올라갈수록 증가하며 F층에서는 E층에 비해 10배 이상을 기록한다. 한편 하전입자는 정전기장(\mathbf{E}) 및 중성대기의 운동(\mathbf{U})으로 야기된 전기장($\mathbf{U} \times \mathbf{B}$)의 합인 유효전기장(effective electric field; \mathbf{E})에 의해 힘을 받는다. 여기서는 \mathbf{B} 는 지구의 주자기장(main field)을 나타낸다. 그러나 160 km 이상에서는 전자밀도의 증가에도 불구하고 중성대기의 밀도가 급격히 감소하기 때문에 충돌효과가 무시되어 전자와 양이온은 같은 방향, 같은 속도로 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 표류하게된다. 따라서 하전입자의 존재에도 불구하고 전류의 세기는 0이 된다. 반면 E층에서는 비록 전자의 밀도는 F층보다 적지만 중성대기와의 충돌이 빈번해진다. 전자-중성대기(v_e) 그리고 양이온-중성대기(v_i)의 충돌빈도가 서로 다르기 때문에 양이온과 전자는 더 이상 동일한 방향 동일한 속도로 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 표류하지 않는다 (Brekke et al. 1974). 이로 인하여 전하분리가 일어나 전류가 발생하게된다. 충돌효과를 고려한 전자와 양이온의 속도를 각각 \mathbf{v}_e 및 \mathbf{v}_i 라 하면 전자와 양이온의 운동으로 말미암아 전리층에는 다음과 같이 표현되는 전류밀도 \mathbf{j} 인 전류가 흐른다.

$$\mathbf{j} = n_e e (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \quad (10)$$

여기서 e 는 전자의 하전량이다. 그리고 양이온은 거의 1가로 대전되어 있기 때문에 전자밀도(n_e)는 양이온의 총밀도(n_i)와 같다.

E층을 구성하는 양이온은 질량이 비슷한 O_2^+ 과 NO^+ 이기 때문에 이온의 종류에 관계없이 동일한 속도로 움직인다고 볼 수 있다. 이렇게 얻어진 \mathbf{v}_e 및 \mathbf{v}_i (계산과정 Brekke et al. 1974 참조)를 식(10)에 대입하면 전류밀도는 다음과 같이 표현된다.

$$\mathbf{j} = \sigma_{||} \mathbf{E}'_{||} + \sigma_P \mathbf{E}'_{\perp} + \sigma_H \mathbf{E}'_{\perp} \times \mathbf{B} / B \quad (11)$$

여기서 \mathbf{E}'_{\perp} 와 $\mathbf{E}'_{||}$ 는 각각 자기력선에 연직 및 평행인 방향으로의 유효전기장의 성분을 나타낸다. 특히 고위도 지방에서는 지구의 자기력선이 수평면에 대해서 대체

로 연직방향이므로 E_{\parallel}' 는 전리층에 대해서 대체로 직각을 이룬다. 그리고 전기전도도는 전기장 및 자기장과의 방향성에 따라 다음과 같이 구분된다.

$$\sigma_{\parallel} = \frac{n_e e^2}{B} \left(\frac{\omega_i}{v_i} + \frac{\omega_e}{v_e} \right) \quad (12)$$

$$\sigma_P = \frac{n_e e^2}{B} \left[\frac{\omega_i v_i}{\omega_i^2 + v_i^2} + \frac{\omega_e v_e}{\omega_e^2 + v_e^2} \right] \quad (13)$$

$$\sigma_H = \frac{n_e e^2}{B} \left[\frac{\omega_i^2}{\omega_i^2 + v_i^2} - \frac{\omega_e^2}{\omega_e^2 + v_e^2} \right] \quad (14)$$

σ_{\parallel} 는 자기력선에 나란한 방향으로의 전기전도도를 나타내며, σ_P 및 σ_H 는 각각 전기장(E_{\perp}') 및 전기장에 직각인 방향으로의 성분으로 Pedersen 및 Hall 전기전도도라 부른다. 여기서 ω_i 및 ω_e 는 각각 양이온 및 전자의 회전주파수(gyrofrequency)를 나타낸다. 따라서 전리층은 자기장의 영향으로 전기전도도는 등방적(isotropic)일 수 없다. 그리고 그림 1에서 알 수 있듯이 $\sigma_{\parallel} \gg \sigma_P$ 및 $\sigma_{\parallel} \gg \sigma_H$ 인 관계가 있으므로 자기력선은 등전위선이라 간주할 수 있다. 그러므로 자기권 서브스톰과 같은 특별한 경우를 제외하고는 자기력선을 따라 전위차가 형성될 수 없다. 즉 $E_{\parallel}' = 0$ 가 된다. 따라서 전리층에 수평한 전기장의 성분(E_{\perp}')은 고도에 관계없이 전리층 범위 내에서 일정하다고 볼 수 있다.

태양풍-자기권의 상호작용으로 인하여 플라즈마대류가 증가하면 극지방 전리층의 정전기장이 강화된다. 이 경우 중성대기의 운동으로 유발되는 전기장($U \times B$)의 효과는 무시될 수 있다(Brekke et al. 1974). 따라서 전리층을 흐르는 수평전류는 전기장에 직각인 Hall 전류와 나란한 Pedersen 전류로 나눌 수 있다.

$$\mathbf{j} = \sigma_P \mathbf{E}_{\perp} + \sigma_H \mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B} / B \quad (15)$$

이미 언급한 바와 같이 전류는 E층을 중심으로 비교적 제한된 범위 내에서 흐르기 때문에 통상 판상(sheet current) 전류로 취급할 수 있다. 그런데 전기장은 고도에 관계없이 거의 일정하고 지구 자기장(\mathbf{B}) 역시 전리층 범위 내에서의 변화를 무시할 수 있으므로 식(15)를 적분하면 고도적분된 전류밀도(\mathbf{J}), 즉 판상전류의 밀도는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\mathbf{J} = \Sigma_P \mathbf{E}_{\perp} + \Sigma_H (\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}) / B \quad (16)$$

여기서 Σ_P 와 Σ_H 는 σ_P 와 σ_H 를 각각 지상으로부터 약 90 km와 170 km 사이에서 고도적분한 것이다. 전기전도도는 SI 단위로 Siemens/meter(S/m)이다. 고도적분된 전기전도도를 conductance라고도 하며 단위는 Siemens 혹은 mho를 사용한다.

IV. 전기전도도모델

지자기기록역전방법은 지상 지자기기록을 기본입력으로 하지만 전기전도도분포에 대한 정보가 필요하다. 따라서 실

제 상황을 반영하는 전기전도도모델의 개발은 지자기기록 역전방법의 성공을 위한 전제 조건이라 할 수 있다. 극지방 상층대기는 대체로 태양의 EUV복사와 하강 오로라입자에 의해서 전리된다. 한편 전리층 E층에서의 양이온 및 전자의 소멸과정은 주로 해리성재결합(dissociative recombination) 반응에 기인하므로 생성-소멸률이 평형상태에 도달하면 총 전자밀도(n_e)는 다음과 같이 표현된다.

$$n_e = \sqrt{(n_e^{sun})^2 + (n_e^{part})^2} \quad (17)$$

여기서 n_e^{sun} 및 n_e^{part} 은 각각 태양 및 오로라입자에 의해 생성된 전자밀도를 나타낸다. 그런데 E층에서의 전기전도도는 식(12-14)과 같이 전자밀도에 1차적으로 비례하므로 태양 및 오로라입자에 의한 전체 전기전도도 역시 식(17)과 같은 형으로 표현된다.

$$\Sigma_{total} = \sqrt{(\Sigma_{sun})^2 + (\Sigma_{part})^2} \quad (18)$$

(a) 태양 EUV 복사에 의한 전기전도도

Chapman (1931)은 E층의 전자밀도가 태양 천정각(χ)의 함수($\cos^{1/2} \chi$)라는 사실을 이론적으로 밝혔다. 그 후 실제 부정합 산란레이더(incoherent scatter radar)에 의해 전리층의 전자밀도가 측정되면서 태양복사에 의한 전리층의 전기전도도와 태양의 천정각사이의 경험관계를 구하려는 시도가 있었다 (예: Metha 1979; Vickrey et al. 1981; Schlegel 1988; Brekke & Hall 1988; Senior 1991). 한편 광전리를 일으키는 태양의 EUV 복사량은 태양활동과 밀접한 관계가 있다. 이를 반영하기 위해서 파장 10.7 cm에 해당하는 태양 전파복사량 S_a 를 도입한 경험관계식이 발표되었다. 다음은 Chatanika 부정합산란레이더의 관측결과를 이용한 경험관계식의 한 예이다 (Robinson & Vondrak 1984).

$$\Sigma_P(S) = 0.88(S_a \cos \chi)^{1/2} \quad (19a)$$

$$\Sigma_P(S) = 1.50(S_a \cos \chi)^{1/2} \quad (19b)$$

S_a 의 단위는 $10^{-22} \text{ watt/m}^2 \cdot \text{Hz}$ 이다. 이와 같은 공식을 이용하면 시간과 장소가 주어질 경우 극지방 어디에서는 태양의 EUV 복사에 의한 전기전도도를 추정할 수 있다.

(b) 하강오로라입자에 의한 전기전도도

지자기활동이 증가하면 하전입자들이 자기력선을 따라 극지방 상공으로 다량 유입된다. 이로 인하여 극지방 상층대기는 하강오로라입자에 의해서도 전리된다. 전리는 대부분 전자에 의해 일어나며 N_2 , O_2 , 및 O 등을 전리시키는데 평균 35 eV가 소모된다. 큰 에너지를 가진 하강전자일수록 더 깊숙이 대기권을 통과함으로 전리층의 고도 또한 낮아진다. 비록 그 원인이 잘 규명되지는 않았지만 오로라활동이 증가하면 하강전자들이 자기력선을 따라 발달하는 평행전기장(parallel electric field)에 의해 가속된다. 이 경우 하강전자는 대체로 수 keV 정도의 에너지를 갖게되며 전리층 E층

에 해당하는 고도(100-110 km)까지 도달한다. 오로라타원체(auroral oval)는 하강오로라입자가 다량 유입되는 지역이다. 따라서 햇빛이 비치는 부분은 말할 것도 없고 오로라가 발생하는 지역 역시 높은 전기전도도분포를 나타낸다. 그러나 오로라의 발생은 시간적으로 그리고 공간적으로 다양하게 변하기 때문에 태양에 의한 광전리처럼 같이 쉽게 모델화할 수 없다. 특히 자기권 서브스톰(Akasofu 1964)이 진행될 때 극지방전역에 걸친 하강오로라입자에 의한 순간 전기전도도분포를 추정하는 것은 매우 어려운 과제이다. 본 절에서는 이제까지 제안된 오로라입자에 의해 야기되는 전기전도도 모델 몇 개를 소개하고자 한다.

Rees (1963)는 입사 전자속(electron flux)과 질소분자사이의 상호작용에 관한 실험결과를 바탕으로 하강오로라입자와 상층대기와의 상호작용을 분석하였다. 그 결과 임의의 에너지스펙트럼을 가진 전자속이 입사할 때 상층대기의 이온화 경향 및 고도에 따른 전자밀도분포를 추정할 수 있었다. 하전입자와 중성대기와의 충돌빈도가 주어지면 식(12-14)으로부터 고도에 따른 전기전도도분포를 구할 수 있다. 극궤도를 운행하는 인공위성으로부터 하강오로라입자의 관측이 시작되면서 Rees의 이론적 연구에 기초한 전기전도도 모델이 개발되었다. Wallis & Budzinski (1981)는 ISIS-2 인공위성에 탑재된 4개의 에너지채널을 가진 입사측정기에서 측정된 자료에 다 Rees방법을 적용시켜 전기전도도분포를 구했다. 그러나 인공위성은 운행되는 궤적 상으로 입사하는 입자만을 관측할 수 있기 때문에 극지방전역에 걸친 정보를 얻기 위해서는 오랜 기간에 걸친 자료수집이 필요하다. 따라서 이렇게 얻어진 전기전도도분포는 통계적인 의미밖에 가질 수 없다. 이러한 점을 보완하기 위해서 관측자료를 지자기활동 정도에 따라 세분하였다. 그러나 관측자료가 불충분하여 두 단계의 K_p 지수를 이용한 전기전도도분포를 제안한 바 있다. 그 후 관측기술의 개선과 관측자료의 증가로 보다 정밀한 모델이 개발되었다(Spiro et al. 1982; Fuller-Rowell & Evans 1987; Hardy et al. 1987; Robinson et al. 1987).

이상 소개한 하강오로라입자의 에너지스펙트럼을 이용한 전기전도도모델은 통계적인 것이기 때문에 극전리층의 평균적인 상태를 연구하는 데는 적절하지만 자기권 서브스톰과 같이 수 시간에 걸쳐 역동적으로 변하는 현상을 연구하는 데는 부적절하다. 비록 이들 모델들이 지자기활동지수의 함수로 표현되긴 했지만 동일한 정도의 활동지수를 갖는 경우라도 극전리층은 결코 동일한 상태를 반복하지 않는다. 따라서 이 모델들은 극지방전역의 순간 전기전도도분포를 재현할 수는 없다. 특히 지자기기록역전방법의 경우 입력자료가 지상 지자기변화의 순간기록이기 때문에 또 다른 입력자료인 전기전도도분포가 통계적인 것인 이상, 역전방법으로 얻어지는 전리층의 물리량들은 결국 통계적인 의미밖에 가질 수 없다.

지상에서 관측되는 지자기변화는 관측지점 상공 및 그 부근을 흐르는 전리층의 전류분포에 기인된 것이다. 한편 전류는 전기전도도와 전기장의 곱으로 주어지기 때문에 결국

지상에서 관측된 지자기변화는 이들 두 가지 물리량의 변화를 의미한다. 그런데 고위도지방 상공의 전기장의 변화는 보다 광범위한 지역에서 시간적으로 비교적 서서히 변하기 때문에 지상에서 측정된 급격한 지자기변화는 주로 전리층의 전기전도도 변화에 기인된 것으로 해석할 수 있다. 따라서 전리층의 순간 전기전도도분포는 지상 지자기변화량의 함수로 표현하는 것이 가능하다. Ahn et al. (1983a, 1998)은 Chatanika 레이더에서 측정된 고도적분된 전기전도도와 레이다와 인접한 지자기관측소인 College에서 측정된 수평 지자기성분(ΔH)의 변화를 비교하여 이들 사이의 경험관계식을 얻었다. 주로 오후 및 저녁영역을 흐르는 동향제트전류대($\Delta H > 0$)와 밤 및 아침영역을 흐르는 서향제트전류대($\Delta H < 0$)로 나누어 경험관계식을 구했다. 뿐만 아니라 Foster (1987) 및 Kamide (1988a)의 제안에 따라 오로라제트전류대의 극쪽과 적도쪽 半에 각각 적용되는 경험식을 구했다. 이를 위해서 지자기변화의 연직성분(ΔZ)은 오로라제트전류대의 중심에 대해서 지자기관측소가 극쪽이나 혹은 적도쪽에 위치하느냐에 따라 부호가 달라진다는 점을 이용했다. 다시 지자기지방시간대(magnetic local time; MLT)에 따라 경험식을 더욱 세분하였다.

오로라제트전류대를 ΔH 와 ΔZ 의 부호에 따라 4개의 영역으로 나눈다. 다시 동향제트 전류대의 경우($\Delta H > 0$, $\Delta Z > 0$; $\Delta H > 0$, $\Delta Z < 0$)로 그리고 서향제트전류대의 경우($\Delta H < 0$, $\Delta Z > 0$; $\Delta H < 0$, $\Delta Z < 0$)로 나눈다. 예를 들면 $\Delta H < 0$, $\Delta Z < 0$ 인 지역은 서향제트전류대의 적도쪽 영역에 해당된다. 여기에다 지자기지방시에 따른 전기전도도의 변화를 반영하기 위해서 평균 2시간 간격으로 오로라제트전류대를 정도방향으로 잘라서 각 시간대에 해당하는 경험식으로 세분하였다. 이렇게 해서 오로라제트전류대를 총 33개의 구간으로 나누고 각 구간에 대한 전기전도도와 ΔH 사이의 경험관계식을 얻었다. 그림 2는 동향제트전류대와 서향제트전류대에서의 경험관계식의 예를 나타낸 것이다. 먼저 동일한 크기의 지자기변화에 대해서 전기전도도의 기여도는 서향제트전류대가 동향제트전류대보다 월등히 크다는 것을 알 수 있다. 한편 16-18 MLT 시간대를 흐르는 동향제트전류대의 경우 동일한 지자기변화에 대해서 적도쪽(그림 2a)이나 극쪽(그림 2b)에서 전기전도도의 기여도에 큰 차이가 나지 않는다. 그러나 00-02 MLT 시간대를 흐르는 서향제트전류의 경우는 전기전도도의 기여도가 적도쪽(그림 2d)이 극쪽(그림 2c)보다 월등히 높다는 것을 알 수 있다. 그림 2d의 경우 Hall 전기전도도와 ΔH 사이에서 얻은 경험관계식은 지수함수를 이용해서 다음과 같이 표현할 수 있다(Ahn et al. 1998),

$$\Sigma_H(S) = 2.966 \times |\Delta H(nT)|^{0.426} \quad (20)$$

지자기관측소의 수가 제한되어 있기 때문에 극지방전역에 걸친 순간 지자기변화값을 얻을 수는 없지만 전술한 구조화분석을 통해서 극지방전역, 예를 들면 위도 1°와 경도 15° 간격의 모든 격자점에서 예상되는 지자기변화값을 추론할 수 있다. 각 격자점에 식(20)과 같은 경험식을 적용함으

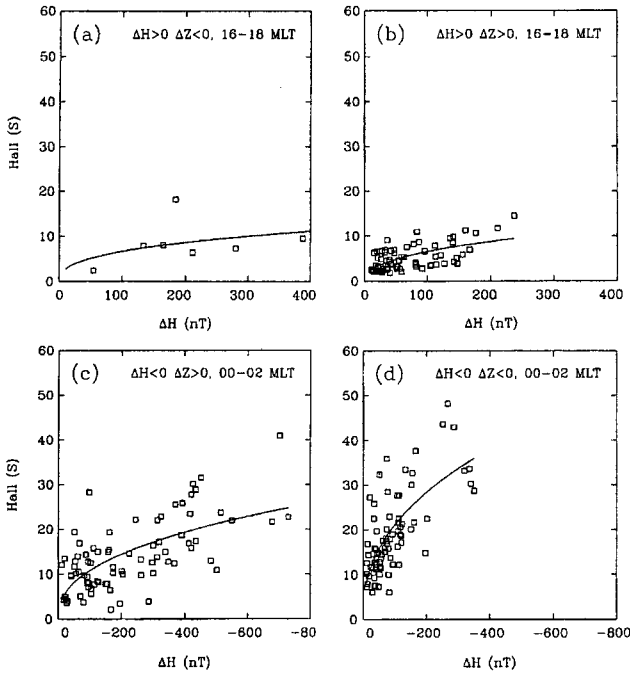


그림 2. Chatanika 레이더에서 관측한 고도적분된 Hall 전기전도도와 인접한 지자기관측소 College에서 측정된 ΔH 사이의 상관관계를 나타낸 그림 (Ahn et al. 1998). 16-18 MLT 구간을 흐르는 동향제트전류대의 적도쪽(a) 및 극쪽(b) 그리고 00-02 MLT 구간을 흐르는 서향제트전류대의 극쪽(c) 및 적도쪽(d)에서의 상관관계를 예로 나타냈다.

로써 극지방 전역의 순간 전기전도도분포를 추정할 수 있다. 이 경우 입력자료가 순간 지자기변화값이므로 전기전도도분포 또한 극지방 전역의 순간적인 상태를 나타낸다고 할 수 있다. 한편 Robinson et al. (1987)은 하강오로라입자가 Maxwell 속도분포를 한다는 가정하에서 에너지속(ψ)과 평균에너지(\bar{E}) 그리고 Σ_H 및 Σ_p 사이에는 다음과 같은 경험관계식이 있음을 확인했다.

$$\Sigma_p = \frac{40\bar{E}}{16 + \bar{E}} \psi^{1/2} \quad (21)$$

$$\frac{\Sigma_H}{\Sigma_p} = 0.45(\bar{E})^{0.85} \quad (22)$$

여기서 E 및 ψ 의 단위는 각각 keV 및 mW/m^2 이다. 따라서 이식을 사용하면 각 격자에서 전기전도도 뿐만 아니라 오로라를 일으키는 하강전자의 평균에너지 및 에너지속까지 추정할 수 있다. 상기 방법을 IMS기간 중 Alaska 지자기관측망에서 약 50일간 관측한 평균 지자기변화자료(Akasofu et al. 1983)에 적용하여 Hall 및 Pedersen 전기전도도 그리고 여기에 수반된 하강전자의 에너지속 및 평균에너지분포를 얻었다. 이들을 DMSP인공위성에서 측정된 하강전자분포로부터 추론된 값들(Hardy et al. 1985, 1987)과 비교한 결과 별 차이가 없음이 입증되었다(Ahn et al. 1998).

전술한 바와 같이 인공위성에 의한 하강오로라입자의 관

측은 궤적에 따른 1차원적 정보만을 제공하지만 오로라영상자료는 인공위성의 고도가 충분히 높을 경우 극지방 전역의 순간적인 오로라분포에 대한 정보를 제공해 준다. 물론 인공위성에 탑재된 카메라가 극지방 전역을 주사(scanning)하는데 걸리는 시간보다 높은 시간분해능을 얻을 수는 없다. 비록 오로라영상자료는 입자측정과는 달리 순간적이고 2차원적인 정보이지만 전기전도도값을 직접 제공해 주지는 않는다. 따라서 영상으로부터 이를 유발한 하강오로라입자의 에너지스펙트럼에 대한 연구가 필요하다. 이 부분에 대해서는 인공위성에 의해 오로라가 관측되기 이전부터 이미 연구가 시작되었다. Rees & Jones (1973)는 오로라에서 흔히 관측되는 몇몇 파장의 기둥방출률(I ; column emission rate)를 이용하면, 이를 야기한 하강전자속의 특성에너지(characteristic energy; E_0 , Maxwell 속도분포를 하는 경우 $2E_0 = \bar{E}$ 인 관계가 있음)와 총에너지속(ψ)을 추정하는 것이 가능하다는 사실을 확인하였다. 예를 들면 지상에서 관측된 오로라스펙트럼의 기둥방출비 $I(630.0 \text{ nm})/I(427.8 \text{ nm})$, $I(557.7 \text{ nm})/I(427.8 \text{ nm})$ 혹은 $I(630.0 \text{ nm})/I(557.7 \text{ nm})$ 와 $I(427.8 \text{ nm})$ 로부터 하강전자속의 E_0 를 추정하는 것이 가능하며 그 중에서 특히 $I(630.0 \text{ nm})/I(427.8 \text{ nm})$ 가 가장 신뢰할 만한 정보를 제공한다는 것도 밝혀졌다(Rees & Luckey 1974). 이렇게 얻어진 E_0 와 $I(427.8 \text{ nm})$ 로부터 다시 총에너지속을 구할 수 있다. 그 후 오로라의 다른 가시광선 영역 및 근적외선 스펙트럼을 이용해서도 같은 정보를 얻을 수 있다는 것이 알려졌다. 일단 E_0 와 에너지속이 알려지면 Robinson et al. (1987)의 결과식(21) 및 식(22)를 이용해서 전기전도도를 구할 수 있다. 한편 Mende et al. (1984)는 지상에서 관측된 분광학적 자료를 상기 방법에 적용시켜 추정한 전기전도도와 Chatanika 레이더로부터 측정된 값을 비교함으로써 분광학적 방법이 전기전도도추정에 이용될 수 있음을 입증하였다.

Lummerzhim (1987) 및 Rees et al. (1988)는 인공위성에서 관측한 오로라스펙트럼에 이와 같은 분광학적인 방법을 적용하여 극지방 전역의 순간 전기전도도분포를 얻었다. 그들은 DE-1인공위성에서 측정된 오로라스펙트럼으로부터 하강오로라전자의 특성에너지 및 에너지속을 추정하였다. 최근 POLAR위성으로부터 자외선영역의 스펙트럼측정이 가능하여 햇빛이 비치는 낮영역의 오로라관측도 가능하게 되었다(Lummerzhim et al. 1997). 따라서 계절에 관계없이 극지방 전역의 전기전도도를 구할 수 있게 되었다. DE-1이나 POLAR위성은 모두 원지점이 북극상공이기 때문에 인공위성이 이곳에 올 때는 오로라를 수 시간에 걸쳐 연속으로 측정하는 것이 가능하다. 이 방법의 단점은 자외선영역의 파장대가 이용되긴 하지만 태양광에 의한 산란효과를 제거하는 것이 용이하지 않다. 그리고 오로라로부터 방출되는 자외선 영역의 복사광이 대기층을 투과하여 인공위성에 도달할 때까지 흡수되는 양에 대한 연구도 아직 부족한 상태이다. 또한 인공위성의 위치에 따라 관측각도가 달라지기 때문에 영상자료를 극지방에 투영하는 데에도 문제점이 야기된다.

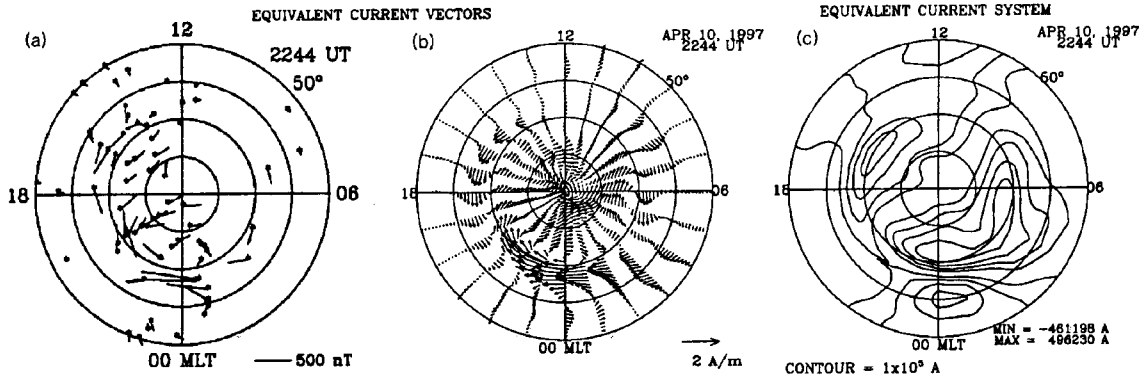


그림 3. 1997년 4월 10일 2244 UT의 극지방에 위치한 73개 지자기관측소에서 관측된 순간 등가전류벡터분포(a), 구조화분석을 통해서 구한 등가전류벡터분포(b) 그리고 등가전류함수(c)를 나타낸다.

오로라입자가 상층대기로 진입할 때 발생하는 제동복사로 인하여 인공위성으로부터 X-선 관찰이 가능하다. X-선 역시 다른 파장대와 마찬가지로 하강입자의 특성에너지 및 에너지속에 대한 정보를 가지고 있다(예: Imhof et al. 1985). Gorney et al. (1985)는 DMSP-F6로부터 측정된 오로라 X-선 영상으로부터 하강전자의 에너지스펙트럼을 구했다. Ahn et al. (1989)는 이렇게 해서 얻어진 하강전자의 에너지스펙트럼 정보를 식(21-22)에 적용시켜 전리층 전역의 순간 전기전도도분포를 얻었다. 이 방법은 태양 산란광의 영향을 받지 않지만 에너지가 2 keV 이하의 전자에 적용시키기 어렵다. 따라서 전기전도도가 과소평가되는 경향이 있다. 또한 DMSP 인공위성의 고도가 약 800 km 정도이기 때문에 시계가 좁아 극지방 전역의 정보를 동시에 얻을 수 없는 단점도 있다. 게다가 궤도주기가 약 100분이어서 자기권 서브스톰과 같이 수 시간에 걸쳐 일어나는 현상을 연속적으로 연구하기에는 부적절하다.

V. 사례연구

서브스톰의 극대기에 해당하는 시기를 예로 선택해서 KRM 방법을 소개하고자 한다. 그림 3a는 1997년 4월 10일 2244 UT에 극지방의 73개 지자기관측소에서 동시에 측정된 순간 등가전류벡터분포를 나타낸 것이다. 이것은 지상 자기변화벡터를 시계방향으로 90° 회전시킨 것이다. 여기에 사용된 좌표는 Apex 좌표계(Richmond 1995)로 위도는 Apex위도 그리고 경도는 지자기지방시(MLT)를 이용했다. 예를 들면 12는 지자기정오를 나타낸다. 그림에서 알 수 있듯이 지자기기록역전방법의 가장 큰 문제점은 극지방에는 지자기관측소가 많지 않을뿐더러 균일하게 분포되어 있지 않다는 점이다. 특히 상기 시점의 경우 오전 영역에는 거의 관측소가 없음을 알 수 있다. 그것은 시베리아지역이 오전 시간대에 위치했기 때문이다. 향후 지자기기록역전방법의 효용성을 높이기 위해서 시베리아지역에 더 많은 지자기관측소를 설치하고 기존 관측소의 지속적인 운영이 필수적이다. 그림 3b는 구조화분석을 통해 얻어진 등가전류벡터분포이다. 이 방법을 통해 관측소가 없는 지역에서의 지자기변

화량을 유추한다. 이것으로부터 오후영역에는 동향제트전류가 그리고 밤 및 새벽시간대에서는 서향제트전류가 흐를 수 있다. 한편 그림 3c는 KRM방법의 입력자료로 사용되는 등가전류함수분포로 등치선의 간격이 좁은 곳에 강한 전류가 흐르며 전류의 방향은 등치선의 접선방향과 일치한다.

지자기기록역전방법의 또 다른 입력자료는 고도적분된 전기전도도분포이다. 전술한 바와 같이 다양한 전기전도도 모델이 제출되어 있으므로 서로 다른 모델을 적용했을 경우 역전방법의 결과가 어떻게 영향을 받는지 살펴 볼 필요가 있다. 본 연구에서는 지상자기기록을 이용한 전기전도도 모델(Ahn et al. 1998)과 동일 시각 POLAR위성에서 측정된 오로라의 자외선 복사선에 기초한 전기전도도분포를 이용했다. 그림 3b를 입력으로 Ahn et al. (1998)의 경험관계식을 각 격자점에 적용한 결과 그림 4a 및 4c와 같은 Pedersen 및 Hall 전기전도도분포를 얻었다. 기대한 바와 같이 오로라 발생지역에 높은 전기전도도분포를 나타냈다. 태양의 EUV복사에 의한 전기전도도분포(Kamide et al. 1981)도 고려되었다. 전기전도도의 최대치는 자정부근에 기록되었으며 전기전도도의 비(Σ_H/Σ_p)는 2.88이나 되었다. 식(22)에 의하면 전기전도도의 비는 곧 하강전자의 평균에너지를 나타낸다. 따라서 자정영역으로 입사하는 전자의 평균에너지는 약 8.9 keV 정도로 추정된다. 한편 그림 4b 및 4d는 POLAR위성에서 측정된 LBH 밴드(~150 nm 및 ~170 nm)의 밝기 및 파장비를 이용해서(Lummerzheim et al. 1997) 추정된 Pedersen 및 Hall 전기전도도분포(D. Lummerzheim 1998, private communication)이다.

Ahn et al. 모델과 가장 큰 차이는 Hall 전기전도도의 값이 너무 작다는 점이다. 순간 오로라영상을 입력으로 사용했기 때문에 전기전도도의 공간분포는 충실히 반영되었다고 생각되나 절대 값이 과소평가된 감이 있다. 왜냐하면 이 경우 하강전자의 평균에너지는 자정부근에서 겨우 3.3 keV를 기록하는데 그쳤다. 그리고 AE지수가 1,200 nT를 증가하는 서브스톰의 극대기에 해당되는 시점임을 고려한다면 Hall 전기전도도가 과소 평가된 것 같다. 뿐만 아니라 전기전도도가 높은 영역이 타원형을 이루지 않고 초저녁 영역에 넓게 퍼져 있는 점도 비현실적이다. 이것은 전술한 바와 같

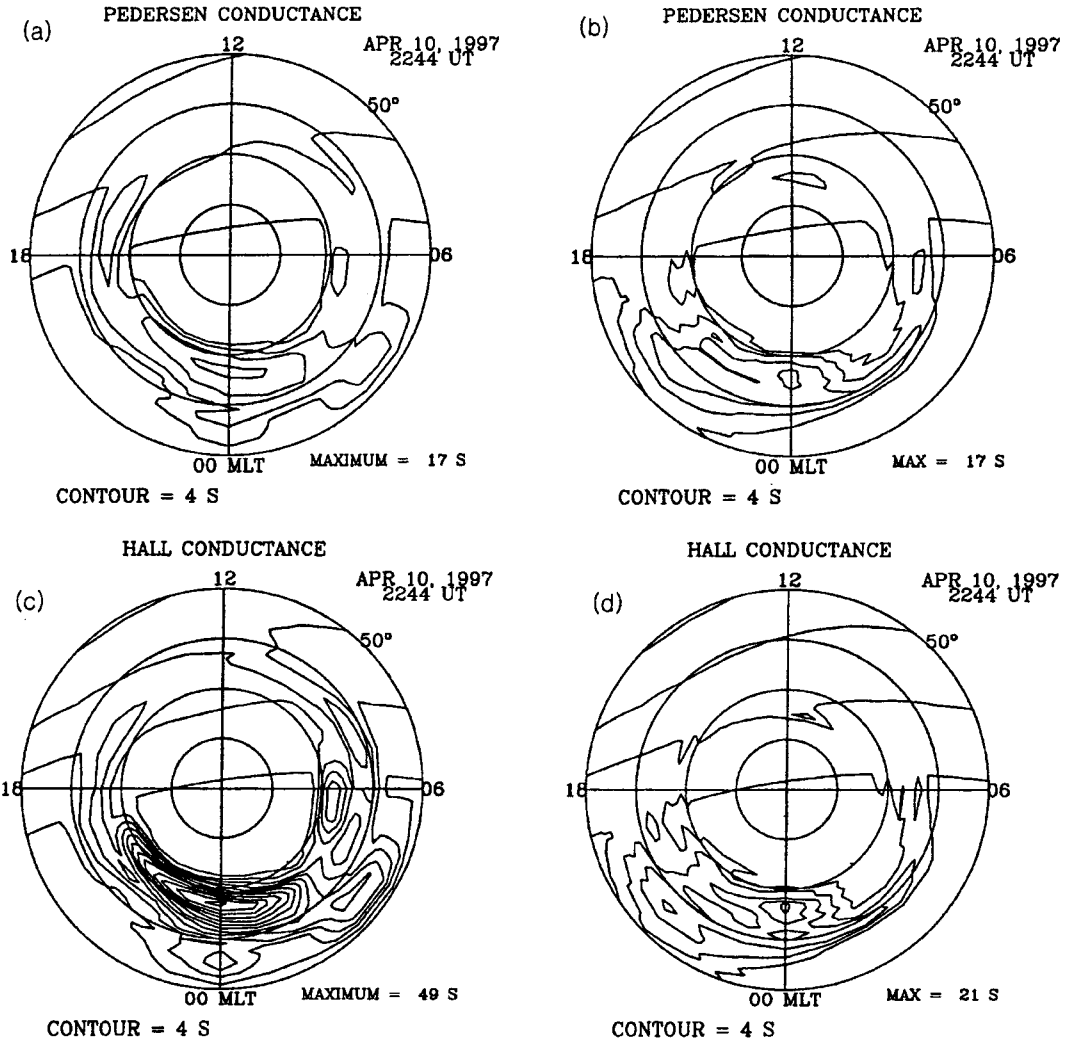


그림 4. 그림 3과 동일 시점에서 추정된 극지방 전역의 전기전도도분포. 왼쪽은 Ahn et al. 모델로부터 그리고 오른쪽은 POLAR 위성
의 오로라영상으로부터 추정된 전기전도도 분포이다.

이 위성이 비스듬한 각도로 오로라를 관측했고 이를 투영하는 과정에서 생긴 문제로 추측된다.

그림 5는 그림 3의 지상지자기변화기록과 상기 2종류의 전기전도도분포를 입력으로 구한 전위, 전리층의 전류 및 연자기력선전류의 분포이다. 왼쪽은 Ahn et al. 모델에 의한 전기전도도분포를 사용했을 경우이고 오른쪽은 POLAR 위성자료에 의한 것이다. 전위분포의 경우(그림 5a 및 5b) 전체적인 등전위선의 분포는 동일한 형태를 취하고 있다. 즉 아침영역에 양(+)의 전위 그리고 저녁영역에 음(-)의 전위 세포가 자리하고 있다. 그러나 극관횡단전위차(cross-polar cap potential difference; Φ)의 값은 거의 2배나 차이가 난다. 즉 그림 5a 및 5b의 경우 Φ 는 각각 109 및 215 kV를 기록했다. Φ 는 극 전리층의 플라즈마 대류 혹은 자기권 플라즈마의 대류의 정도를 나타내는 값으로 양과 음의 전위세포의 전위차로 정의된다. 이것은 이미 예상된 일이다. 왜냐하면 전기전도도가 1/2이 되면 전기장의 세기는 대체로 2배가 되기 때문이다. 이미 지적한 바와 같이 AE지수가 1200 nT인 경우 Φ 가 215 kV이라면 과대 평가된 것 같다.

Ahn et al. (1992)은 오로라의 DMSP X-선 영상으로부터 얻은 전기전도도분포(Ahn et al. 1989)와 Ahn et al.의 전기전도도모델(1983a, 1998)을 적용하여 극전리층의 여러 물리량을 계산했다. 그리고 여기서 얻은 Φ 값을 AE지수의 1차 함수로 표현한 결과 X-선 영상 및 Ahn et al의 모델을 사용했을 경우 각각 다음과 같은 경험관계식을 얻었다.

$$\Phi(kV) = 36 + 0.082 \cdot AE(nT) \quad (23)$$

$$\Phi(kV) = 36 + 0.082 \cdot AE(nT) \quad (24)$$

이 경우 Φ 값은 전기전도도모델의 선택에 별 영향을 받지 않았음을 알 수 있다. 여기에 따르면 AE지수가 1200 nT 일 경우 Φ 는 134 kV 정도가 된다. Weimer et al. (1990)은 DE-2 인공위성의 전기장자료를 분석하여 Φ 를 구한 후 다음과 같이 AE지수의 함수로 나타냈다.

$$F(kV) = 19.2 + 0.116 \cdot AE(nT) \quad (25)$$

이 경우 AE지수가 1200 nT라면 Φ 는 158 kV가 된다.

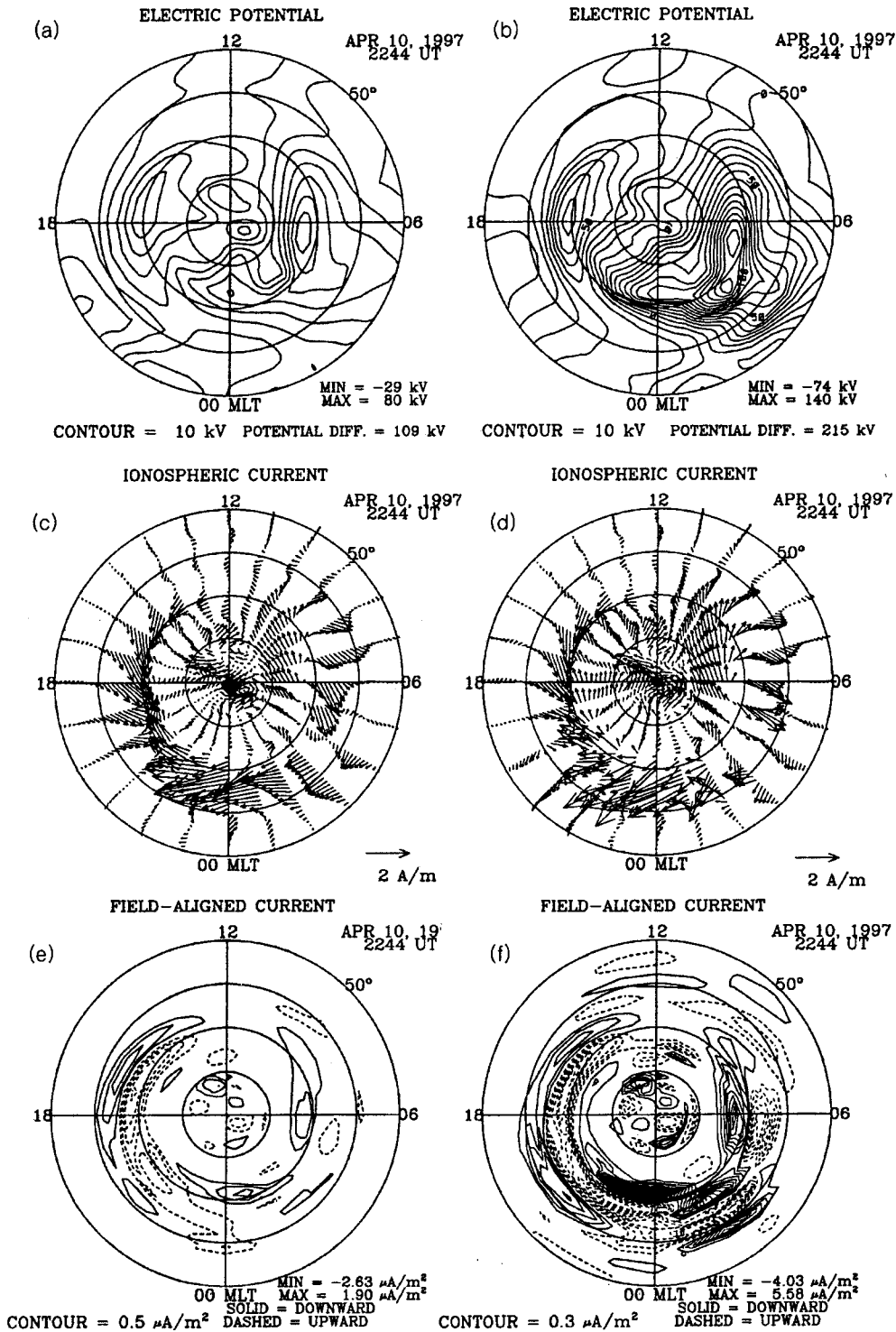


그림 5. 그림 4에 나타난 서로 다른 두 종류의 전기전도도를 입력으로 계산한 전위, 수평전류 및 연자기력선전류의 분포. 왼쪽 열은 Ahn et al. 모델을 사용한 것이고 오른쪽 열은 오로라영상에 의한 것이다.

그림 5c 및 5d는 전리층의 수평전류분포를 나타낸다. 저녁영역에는 동향제트전류가 그리고 초저녁에서 새벽에 이르러는 시간대에는 서향제트전류가 흐르고 있다. 서향제트전류대가 거의 저녁영역까지 진입한 것은 서브스톰 극대기의 특징이다(Ahn et al. 1986). 두 경우 모두 전위분포와는

달리 전기전도도의 선택에 무관하게 매우 비슷한 분포를 보여준다. 이미 지적한 바와 같이 전류밀도는 전기전도도의 선택에 큰 영향을 받지 않음을 알 수 있다(Kamide & Richmond 1982). 왜냐하면 지상자기변화는 이를 야기한 전류의 분포와 직접적으로 연관되어 있기 때문이다. 그러나

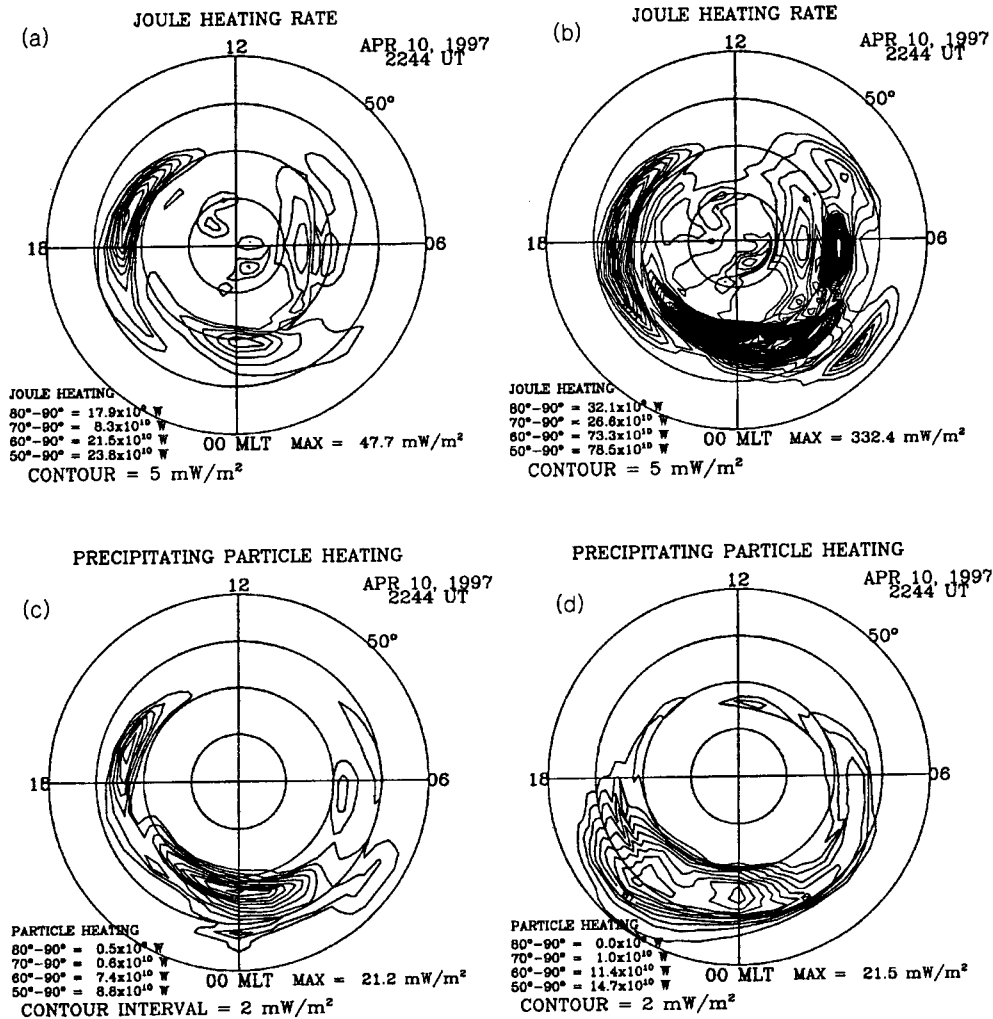


그림 6. 그림 5와 마찬가지로 Joule열 발생 및 하강오로라입자에 의한 에너지 유입량 분포를 나타낸 것이다. 왼쪽 하단에 표시한 수치는 위도 10° 간격 내에서 발생된 양을 적분한 것이다. 오른쪽 하단의 수치는 단위 면적 당 최대 발생량을 나타낸다.

전기전도도분포의 차이가 큰 초저녁에서 자정에 이르러는 시간대에서 전류는 방향과 밀도에 있어서 비교적 큰 차이를 보여준다. 반면 태양의 EVU복사가 전기전도도의 분포를 주로 결정하는 낮영역의 경우 별 차이점을 발견할 수 없다. 연자기력선전류의 분포는 그림 5e 및 5f에 나타났다. 여기서 실선은 자기권에서 지구로 흘러 들어오는 하향 연자기력선 전류이고 점선은 상향전류 지역을 나타낸다. 비록 공간적으로 연속적인 분포를 보여주지는 않지만 전체적으로 영역1 및 영역2 전류대 (Iijima & Potemra 1976)를 확인할 수 있다. 그러나 오로라영상으로부터 전기전도도를 추정할 경우의 전류밀도가 Ahn et al. 모델을 쓴 경우보다 2배 이상 강하게 나타났다.

지자기활동이 진행되는 동안 극지방 상층대기는 크게 두 가지 이유로 가열된다. 전류가 흐르면 Joule($J \cdot E$)열이 발생되고 하강오로라입자는 대기와 충돌시 에너지를 방출하게 된다. Joule열은 전기장방향으로 흐르는 Peder-sen전류대($\Sigma_p E^2$)에 의해서 발생한다. 따라서 열발생률은 전기전도도모델에 매우 민감하게 의존한다. 뿐만 아니라 전기전도도도 하강오로라입자의 에너지속과 에너지스펙트럼에 의해 결정

되므로 오로라입자에 의한 가열률(auroral particle heating rate) 역시 전기전도도분포와 밀접한 관계가 있다. 그림 6은 상기 순간 극전리층에서 소모되는 두 종류의 에너지발생분포를 나타낸 것이다. Ahn et al. 모델이 오로라영상에 의한 것보다 일반적으로 높은 전기전도도 값을 나타내므로 Joule 열 발생의 경우 후자(그림 6b)가 더 큰 값을 나타내는 것은 당연하다. 그림 6a 및 6b의 왼쪽 하단에 위도 10° 간격에 해당하는 영역에서 발생하는 총 Joule열 발생량을 Watt의 단위로 나타냈다. 극으로부터 지자기 위도 50° 사이에서 발생된 총열량은 Ahn et al. 모델의 경우 약 2.4×10^{11} Watt이고 오로라영상의 경우 7.9×10^{11} Watt로 후자가 전자보다 무려 3배 이상 큰 값을 나타냈다.

AE지수와 Joule열 발생사이의 경험관계에 대한 연구가 다수 있다. AE지수 1 nT 증가에 대해서 북반구전역에서 소모되는 Joule열을 Gigawatt(GW)로 나타낼 경우 Ahn et al. (1983b)에 의하면 0.21 GW/nT, Richmond et al.(1990)의 경우는 0.33 GW/nT 그리고 최근 Lu et al. (1996)의 연구에 의하면 0.14 GW/nT인 관계가 있다. 이러한 경험관계식들과 비교해 볼 때 Ahn et al.모델을 이용해서 구한 총 Joule열 발

생량, 238 GW가 오로라영상에 의한 것, 785 GW보다 더 타당한 추정치 같다. 오로라입자에 의한 가열(그림 6c 및 d) 역시 오로라영상에 의한 경우가 Ahn et al 모델보다 약 1.7 배 큰 값을 나타냈다. 전기전도도값이 그림 6b가 6a보다 작은데도 에너지 유입량이 더 큰 이유는 전기전도도가 높은 영역이 후자가 전자보다 훨씬 넓게 분포하기 때문(그림 6b의 경우 21MLT를 중심으로 60° 이하 영역참고)이다.

VI. 결 론

태양풍과 지구자기권의 상호작용으로 나타나는 현상 중에서 지상에서 관측할 수 있는 것은 오로라와 지자기변화이다. 따라서 이들을 관측함으로써 전리층 및 자기권에서 일어나는 현상을 역으로 추론하는 것이 가능하다. 그러나 지구물리학적 연구의 문제점은 지상관측만으로는 이를 유발한 원인을 유일하게(unique) 결정할 수 없는 단점을 가지고 있다. 그럼에도 불구하고 인공위성에 의한 현장(in situ) 측정이 이루어지기 전에 지상 관측자료는 전리층 및 자기권에서 일어나는 현상을 연구하는 중요한 수단이 되었다. 국제 지구물리관측년(IGY) 기간동안 얻어진 지상관측자료는 태양-지구주변우주환경을 이해하는데 지대한 공헌을 하였다. 특히 국제자기권연구(International Magnetospheric Study; 1976-1979) 기간 동안 체계적으로 얻어진 지상지자기 관측 기록은 지상관측의 중요성을 재인식시키는 계기가 되었다. 때맞추어 발표된 지자기기록역전방법은 이들 지상지자기 관측자료를 이용하면 전리층의 전지구적 규모의 다양한 전자기적인 물리량을 5분 미만의 높은 시간분해능으로 재현할 수 있음을 보여 주었다. Akasofu et al. (1990)은 지상지자기기록으로부터 유추한 자기권 적도지방에서의 전류분포가 AMPTE위성에서 측정된 것과 동일하다는 사실을 확인하였다. 이로써 지자기관측자료와 지자기기록역전방법의 중요성이 다시 한번 확인되었다.

인공위성은 현장에서 물리량을 직접 측정하는 것이 가능하므로 다른 어떠한 방법보다 지구주변 우주환경변화를 연구하는데 필수적이다. 그러나 단일 인공위성의 관측으로는 시간적 변화와 공간적 변화를 구분해낼 수 없는 단점이 있다. 반면 지상지자기관측자료는 전지구적 규모에서 현상을 동시에 측정하기 때문에 비록 간접적이긴 하지만 시공간의 변화를 구분하는 것이 가능하다. 이러한 인공위성의 문제점을 보완하기 위해서 여러 개의 위성이 여러 영역을 동시에 관측하는 계획이 제안되었다. 4개의 위성으로 지구주변 우주환경을 동시 측정하려는 Cluster II 계획이 한 예이다. 시공간의 변화를 구분하는 점에 있어서 한 개의 위성에 의한 관측과는 비교할 수 없을 정도로 향상된 정보를 제공하지만 4개의 위성으로 지구주변 우주환경의 변화를 상세히 기록하기에는 턱없이 부족한 실정이다. 가까운 장래에 더 많은 위성으로 지구주변 우주환경을 동시 관측할 계획이 수립되어 있지 않기 때문에 지상지자기기록은 여전히 중요한 역할을 담당하게 될 것이다. 비록 제한적이긴 하지만 인공위성에 의한 현장측정이 가능하므로 두 가지 방법은 서로 보완적

로 사용될 수 있다. 지자기기록역전방법의 문제점을 극복하기 위해서 위성이나 레이더에 의한 직접 관측치를 보완적으로 사용하는 AMIE (Assimilative Mapping of Ionospheric Electrodynamics; Richmond & Kamide 1988)방법이 제안되었다.

AMIE방법은 실제 위성이나 레이더에 의한 현장 측정치를 보완적으로 사용할 수 있도록 한 점에서 지자기기록역전방법을 한 단계 진보시킨 모델이라 할 수 있다. 그러나 제한된 측정지점을 제외한 다른 지역의 전기전도도 분포는 모델을 통해 유추해야 한다는 점에서는 KRM방법의 문제점을 그대로 가지고 있다고 할 수 있다. 비록 인공위성에서 얻은 오로라영상으로부터 극지방 전역에 걸친 전기전도도 분포를 계산하는 방법(Lummerzheim et al. 1997)이 발표되었지만 본 연구에서 살펴본 것처럼 아직까지 개선되어야 할 점이 매우 많은 실정이다. 뿐만 아니라 지자기기록역전방법의 성공적인 수행을 위해서 극지방에 보다 많은 지상지자기관측소의 지속적인 운영이 필수적이다. 그러나 IMS이후 운영되는 관측소의 수가 계속 감소하고 있는 추세에 있다. 특히 구 소련연방의 붕괴 이후 시베리아지방에 위치한 관측소에서 정기적인 관측이 이루어지지 않기 때문에 그 지역상공은 물론이고 전지구적 전리층상태를 추정하는데 심대한 타격을 받고 있다.

그림 7은 지상지자기변화와 전리층 및 자기권에서 일어나는 현상사이의 관계를 나타낸 것이다(Kamide 1988b). 지자기변화는 전리층의 전류 및 연자기력선전류에 기인된 것이다. 이미 언급한 바와 같이 지상 지자기변화로부터 이 두 종류의 전류분포를 계산할 수 있다. 전류분포는 다시 전기장과 전기전도도의 곱으로 나타난다. 여기서 오로라영상, 하강오로라입자의 관측 혹은 지자기변화자료로부터 전기전도도를 계산함으로써 전기장의 분포를 얻을 수 있다. 다음 전리층의 전기장분포를 자기력선을 따라 투영함으로써 자기권에서의 전기장분포를 얻을 수 있다. 한편 전기전도도는 하강오로라전자에 기인된 것이며 나아가 자기권의 입자분포 함수와 관련되어 있다. 그리고 자기권에서 흐르는 전류는 오로라입자를 통해서 연자기력선전류의 형태로 양극지방과 연결된다. 이처럼 자기권 및 극전리층은 자기력선을 통해서 연결되어 있기 때문에 지상 지자기변화는 자기권에서 일어나는 현상을 유추하는데 필수적이다. 뿐만 아니라 극전리층은 이상과 같이 자기권의 변화에 대해서 피동적으로만 반응하는 것이 아니고 자기폭풍기간 중 환전류의 발달에 전리층의 O^+ 입자를 다량 유입시켜 자기권을 능동적으로 변화시키기도 한다(Daglis 1997). 이러한 관점에서 볼 때 지상지자기변화를 입력으로 하는 지자기기록역전방법은 우주천기예보에 필수적인 연구방법의 하나라 하겠다.

이 논문은 2000년도 경북대학교의 연구비에 의해 연구되었음. POLAR 인공위성에서 추정된 전기전도도자료는 Alaska대학교의 Lummerzheim 교수가 제공하였다. 지상지자기자료는 여러 기관과 개인이 제공한 것이다. 특히 NOAA/NGDC 및 Michigan대학의 A. J. Ridley 박사에게 감사드린다.

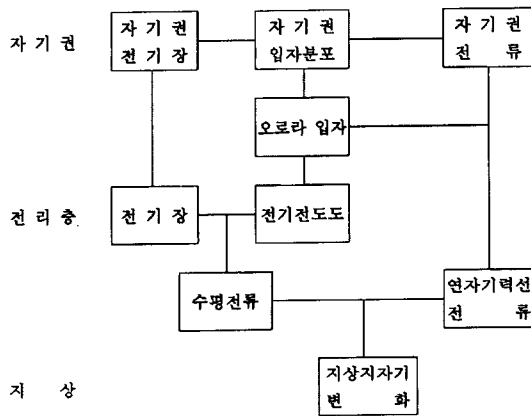


그림 7. 지구의 자기권과 전리층사이에서 일어나는 전자기적 상호작용을 나타낸 도표(Kamide 1988).

참고문헌

Ahn, B.-H., Robinson, R. M., Kamide, Y., & Akasofu, S.-I. 1983a, *Planet. Space Sci.*, 31, 641
 Ahn, B.-H., Akasofu, S.-I., & Kamide, Y. 1983b, *J. Geophys. Res.*, 88, 6275
 Ahn, B.-H., Kamide, Y., & Akasofu, S.-I. 1986, *J. Geophys. Res.*, 91, 5737
 Ahn, B.-H., Kroehl, H. W., Kamide, Y., & Gorney, D. J. 1989, *J. Geophys. Res.*, 94, 2565
 Ahn, B.-H., Kamide, Y., Kroehl, H. W., & Gorney, D. J. 1992, *J. Geophys. Res.*, 97, 1345
 Ahn, B.-H., Richmond, A. D., Kamide, Y., Kroehl, H. W., Emery, B. A., de la Beaujardiere, O., & Akasofu, S.-I. 1998, *J. Geophys. Res.*, 103, 14769
 Akasofu, S.-I. 1964, *Planet. Space Sci.*, 31, 641
 Akasofu, S.-I., Ahn, B.-H., & Romick, G. J. 1983, *Space Sci. Rev.*, 36, 337
 Akasofu, S.-I., Weimer, D., Iijima, T., Ahn, B.-H., & Kamide, Y. 1990, *Planet. Space Sci.*, 38, 1533
 Alfvén, H. 1950, *Cosmical Electrodynamics*, Oxford Univ. Press
 Birkeland, K. 1908, *The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902-1903*, vol. 1, Aschehøng, Christiania, Norway
 Brekke, A., Doupnik, J. R., & Banks, P. M. 1974, *J. Geophys. Res.*, 79, 3773
 Brekke, A., & Hall, C. 1988, *Ann. Geophysicae*, 6, 361
 Chapman, S. 1931, *Proc. Phys. Soc.*, 43, 26, 483
 Chapman, S. 1935, *Terr. Magn. Atmos. Elec.*, 40, 349
 Chapman, S., & Bartels, J. 1940, *Geomagnetism*, vol. 1, Clarendon, Oxford
 Daglis, I. A. 1997, *Magnetic Storms*, ed. by Tsurutani, B. T., Gonzalez, W. D., Kamide, Y., & Arballo, J. K. 1997, *AGU Monograph 98*, p. 107, Washington D.C.
 Foster, J. C. 1987, *Geophys. Res. Lett.*, 14, 160
 Fukushima, N. 1969, *Rep. Ionos. Space Res. Jap.*, 32, 219
 Fuller-Rowell, T. J., & Evans, D. S. 1987, *J. Geophys. Res.*, 92, 7606
 Gorney, D. J., Mizera, P. F., & Roeder, J. L. 1985, A maximum-entropy technique for deconvolution of atmospheric bremsstrahlung spectra, *Space Science Lab. Report No. SSL-86(6940-06)-6*, Aerospace Corporation, Los Angeles, CA.

Gustafsson, G. 1969, A revised corrected geomagnetic coordinate system, *Kiruna Geophysical Observatory, Report No. 694*, Royal Swedish Academy of Science
 Hardy, D. A., Gussenhoven, M. S., & Holeman, E. 1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 4229
 Hardy, D. A., Gussenhoven, M. S., Raistrick, R., & McNeil, W. J. 1987, *J. Geophys. Res.*, 92, 12275
 Iijima, T., & Potemra, T. A. 1976, *J. Geophys. Res.*, 81, 2165
 Imhof, W. L., Voss, H. D., Datlowe, D. W., & Mobilia, J. 1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 6515
 Kamide, Y. 1988a, *Electrodynamic Processes in the Earth's Ionosphere and Magnetosphere*, Kyoto Sangyo Univ. Press, 668p, Kyoto, Japan
 Kamide, Y. 1988b, *Science*, vol. 241, 328
 Kamide, Y., & Richmond, A. D. 1982, *J. Geophys. Res.*, 87, 8331
 Kamide, Y., Richmond, A. D., & Matsushita, S. 1981, *J. Geophys. Res.*, 86, 801
 Kisabeth, J. L. 1979, *Quantitative Modeling of Magnetospheric Processes*, ed. by Olson, W. P., *Geophys. Monogr. Ser.*, 21, p 473, Washington, D.C.
 Kroehl, H. W., & Richmond, A. D., 1980, *Dynamics of the Magnetosphere*, ed. by Akasofu, S.-I., p 269, D. Reidel, Hingham, Mass
 Lu, G., Emery, B. A., Rodger, A. S., Lester, M., Taylor, J. R., Evans, D. S., Ruohoniemi, J. M., Denig, W. F., de la Beaujardiere, O., Frahm, R. A., Winningham, J. D., & Chenette, D. L. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 26697
 Lummerzheim, D. 1987, *Ph.D. thesis*, Univ. of Alaska, Fairbanks, AK.
 Lummerzheim, D., Brittnacher, M., Evans, D., Germany, G. A., Parks, G. K., Rees, M. H., & Spann, J. F. 1997, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 987
 Mende, S. B., Eather, R. H., Rees, M. H., Vondrak, R. R., & Robinson, R. M. 1984, *J. Geophys. Res.*, 89, 1755
 Metha, N. C. 1979, *Ionospheric electrodynamic and its coupling to the magnetosphere*, *Ph.D. thesis*, Univ. California, San Diego, CA.
 Rees, M. H. 1963, *Planet. Space Sci.*, 11, 1209
 Rees, M. H., & Jones, R. A. 1973, *Planet. Space Sci.*, 21, 1213
 Rees, M. H., & Luckey, D. 1974, *J. Geophys. Res.*, 93, 12841
 Rees, M. H., Lummerzheim, D., Roble, R. G., Winningham, J. D., Craven, J. D., & Frank, L. A. 1988, *J. Geophys. Res.*, 93, 12841
 Richmond, A. D., et al. 1990, *J. Geophys. Res.*, 95, 1061
 Richmond, A. D. 1995, *Ionospheric electrodynamic*, *Handbook of Atmospheric Electrodynamics*, vol. II, ed. by H. Volland, CRC Press, p 259, London
 Richmond, A. D. 1995, *J. Geomagn. Geoelectr.*, 47, 191
 Richmond, A. D., & Kamide, Y. 1988, *J. Geophys. Res.*, 93, 5741
 Robinson, R. M., & R. R. Vondrak, R. R. 1984, *J. Geophys. Res.*, 89, 3951
 Robinson, R. M., Vondrak, R. R., Miller, K., Dabbs, T., & Hardy,

- D. A. 1987, *J. Geophys. Res.*, 92, 2565
- Schlegel, K. 1988, *Ann. Geophysicae*, 6, 129
- Senior, C. 1991, *Ann. Geophysicae*, 9, 449
- Silsbee, H. C., & Vestine, E. N. 1942, *Terr. Magn. Atmos. Elect.*, 47, 195
- Spiro, R. W., Reiff, P. H., & Maher Jr., L. J. 1982, *J. Geophys. Res.*, 87, 8215
- Vasyliunas, V. M. 1972, in *Earth's Magnetospheric Processes*, ed. by B. M. McCormac, D. Reidel, p 29, Hingham, MA.
- Vickrey, J. R., Vondrak, R. R., & Matthews, S. J. 1981, *J. Geophys. Res.*, 86, 65
- Wallis, D. D., & E. E. Budzinski, E. E. 1981, *J. Geophys. Res.*, 86, 125
- Weimer, D. R., Maynard, N. C., Burke, W. J., & Liebrecht, C. 1990, *Planet. Space Sci.*, 38, 1207
- Zmuda, A. J., Martin, J. H., & Heuring, F. T. 1966, *J. Geophys. Res.*, 71, 5033
- Zmuda, A. J., Armstrong, J. C., & Heuring, F. T. 1970, *J. Geophys. Res.*, 75, 4757