

## NCAR-TIEGCM을 이용한 이온권-열권의 상호작용 연구: 행성간 자기장(IMF)에 의존적인 이온권 플라즈마대류의 고위도 하부 열권 바람에 대한 영향

곽영실<sup>1†</sup>, 안병호<sup>2</sup>, 원영인<sup>3</sup>

<sup>1</sup> 경북대학교 천문대기과학과, <sup>2</sup> 경북대학교 지구과학교육과, <sup>3</sup> 한국해양연구원 극지연구본부

### IONOSPHERE-THERMOSPHERE INTERACTIONS BASED ON NCAR-TIEGCM: THE INFLUENCE OF THE INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD(IMF)-DEPENDENT IONOSPHERIC CONVECTION ON THE HIGH-LATITUDE LOWER THERMOSPHERIC WIND

Young-Sil Kwak<sup>1†</sup>, Byung-Ho Ahn<sup>2</sup>, and Young-In Won<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Department of Astronomy and Atmospheric Science,  
Kyungpook National University, Daegu 702-701, Korea

<sup>2</sup>Department of Earth Science, Kyungpook National University, Daegu 702-701, Korea

<sup>3</sup>Polar Sciences Laboratory, Korea Ocean R&D Institute, 425-600 Ansan, P.O. Box 29, Korea  
E-mail: ys-kwak@hanmail.net, bhahn@knu.ac.kr, yiwon@kordi.re.kr

(Received December 3, 2003; Accepted February 2, 2004)

#### 요 약

고위도의 이온권 전기장이 열권 역학에 어떻게 영향을 주는지를 이해하기 위하여, 미 국립대기연구소(NCAR)의 열권-이온권 전기역학적 대순환 모델(TIEGCM)을 이용하여 고위도 하부 열권의 바람을 연구하였다. 1992-1993년 기간의 남반구 여름철 조건에 대해 모델을 가동하였으며, 행성간 자기장(IMF)에 좌우되는 이온권 대류가 바람에 미치는 영향을 살펴보기 위하여 IMF와 열권 바람과의 관련성을 또한 조사하였다. 비록 모델로부터 추정된 바람의 세기가 WINDII 관측치에 비해 대체적으로 약하긴 하지만, 바람의 형태는 잘 일치하였다. 고위도 여름철 열권 바람에 대한 이온권 대류의 영향이 105km까지 나타나는 것으로 확인되었다. IMF $\neq$ 0와 IMF=0인 경우의 바람차이(difference wind)는 IMF  $B_y$  성분이 양과 음일 때 각각 시계방향과 반시계방향의 강한 소용돌이 형태를 보이며, 이 소용돌이 양상은 고도 105km까지 나타났다. IMF  $B_z$ 가 양인 경우의 바람차이는 극관에 아주 국한되는 반면, IMF  $B_z$ 가 음일 경우에는 아오로라(subauroral) 위도까지 확장되었다. IMF  $B_z$ 에 좌우되는 일주풍(diurnal wind) 성분과 이온권 대류 성분 사이에는 뚜렷한 상관관계를 보이며, 그 관련성은 고도 108km까지 나타나고, 그때 일주풍은 강한 회전성을 나타냈다. 하부 열권의 여름철 동서성분바람의 자기지방시(MLT) 평균에 대한 IMF  $B_y$  영향은 고위도에서 상당히 크며, 최대 풍속은 지자기 위도 77°부근의 고도 130km에서 약 60ms<sup>-1</sup>로 나타났다.

#### ABSTRACT

To better understand how high-latitude electric fields influence thermospheric dynamics, winds in the high-latitude lower thermosphere are studied by using the Thermosphere-Ionosphere Electrodynamics General Circulation Model developed by

<sup>†</sup>corresponding author

the National Center for Atmospheric Research (NCAR-TIEGCM). The model is run for the conditions of 1992-1993 southern summer. The association of the model results with the interplanetary magnetic field(IMF) is also examined to determine the influences of the IMF-dependent ionospheric convection on the winds. The wind patterns show good agreement with the WINDII observations, although the model wind speeds are generally weaker than the observations. It is confirmed that the influences of high-latitude ionospheric convection on summertime thermospheric winds are seen down to 105 km. The difference wind, the difference between the winds for  $IMF \neq 0$  and  $IMF=0$ , during negative IMF  $B_y$  shows a strong anticyclonic vortex while during positive IMF  $B_y$  a strong cyclonic vortex down to 105 km. For positive IMF  $B_z$  the difference winds are largely confined to the polar cap, while for negative IMF  $B_z$  they extend down to subauroral latitudes. The IMF  $B_z$ -dependent diurnal wind component is strongly correlated with the corresponding component of ionospheric convection velocity down to 108 km and is largely rotational. The influence of IMF by on the lower thermospheric summertime zonal-mean zonal wind is substantial at high latitudes, with maximum wind speeds being  $60 \text{ ms}^{-1}$  at 130 km around  $77^\circ$  magnetic latitude.

*Keywords:* wind, high-latitude lower thermosphere, ionospheric convection, IMF

## 1. 서 론

오늘날 인류의 활동이 우주공간으로 확장되면서, 인공위성이 운행되는 영역인 지구의 초고층은 인류의 사회·경제적 문제와 직결되는 중요한 공간이 되었다. 초고층대기는 하층대기와는 달리 에너지원이 태양의 극 자외선 및 플라즈마로써 태양활동에 따라 그 상태가 급격히 변한다. 지구의 초고층인 열권은 중성대기와 이온화된 물질이 포함된 이온권이 공존하는 영역으로 중성대기와 플라즈마 사이에 매우 복잡한 상호작용이 일어나고 있다. 특히 태양활동이 활발해지면, 태양풍과 지구자기장과의 상호작용에 의해 전기장과 고에너지 입자가 자기권으로부터 유입되면서 자기폭풍이 발달하게 된다. 이 기간 중 고위도 이온권에는 빠른 플라즈마 대류와 강한 전류가 발생된다. 전기장과 자기장속에서 빠르게 표류하는 양이온은 중성대기와 충돌하여 이온항력가속(ion-drag acceleration) 및 줄가열(joule heating) 과정을 통하여 운동량 및 에너지를 전달함으로써 고위도 열권 바람에 강하게 영향을 준다(e.g., Thayer et al. 1987, Rees & Fuller-Rowell 1989, Killeen et al. 1995). 뿐만 아니라 고위도 이온권의 전기장이 저위도로 전파됨에 따라 전지구적인 열권과 이온권의 성분, 밀도, 역학 및 구조에도 큰 변화가 일어난다. 한편, 고위도 이온권의 플라즈마 대류 형태 및 전류는 행성간 자기장(IMF)의 방향과 강도에 크게 좌우되기 때문에(e.g., Heppner & Maynard 1987, Weimer 2001), 고위도 열권 바람 또한 IMF에 영향을 받는다(e.g., Niecejewski et al. 1994, Killeen et al. 1995).

관측에 의하면, 200km 이상의 고위도 상부 열권에서는 이온 대류 형태가 거의 비발산(divergence-free)이므로, 이온항력(ion-drag)은 발산보다 훨씬 더 강한 소용돌이 형태의 바람을 생성시킨다(e.g., Thayer & Killeen 1991, 1993). 특히 저녁영역에서는 시계방향의 이온대류가 뚜렷한 동일방향의 강

한 바람 소용돌이를 생성시키는 반면, 아침영역에서는 반시계방향의 이온대류가 종종 뚜렷한 동일한 방향의 바람 소용돌이를 생성시키지 못하는 경우가 있다. 즉, 아침영역보다 저녁영역에서의 바람이 이온대류양상과 훨씬 더 근사하다(e.g., Killeen et al. 1985, 1995, Thayer et al. 1987, McCormac et al. 1987, Rees & Fuller-Rowell 1989, Niciejewski et al. 1996). 한편, 이른 아침영역에서 적도쪽으로의 강한 바람으로 인하여 극관(polar cap) 영역이 오로라(auroral) 및 아오로라 지역(subauroral region)으로 확장되는 경향을 나타낸다(e.g., Roble et al. 1983, Rees et al. 1987, Niciejewski et al. 1996).

상부 열권과는 달리, 200km 이하의 고위도 지방 하부 열권은 강한 이온항력가속 및 줄가열 과정으로 인한 바람의 양상이 고도에 따라 상당히 다를 것으로 예상된다. 특히 120km 이하의 고도에서는 바람의 연직 분포가 고도에 따라 급격한 변화를 나타내는 반면, 그 이상의 고도에서는 바람이 수백  $\text{ms}^{-1}$ 까지 가속될 수 있으며 지자기 활동도에도 영향을 받는다(e.g., Mikkelsen et al. 1981, 1987, Heppner & Miller 1982, Johnson 1990, 1991, Johnson & Virdi 1991, Thayer & Killeen 1993, Zhang & Shepherd 2000, 2002). 그러나 하부 열권은 상부 열권에서 보다 광범위한 관측이 이루어지지 못하였다. Heppner & Miller(1982)는 밤 영역의 160km 이하 고도에서의 바람은 그 이상 고도에서 보다 이온대류와의 관계가 훨씬 더 복잡해서 적은 양의 관측치로부터 그러한 관계를 이끌어내는 것은 어렵다고 지적했다. 최근 Richmond et al.(2003)은 UARS(Upper Atmospheric Research Satellite)에 탑재된 WINDII(Wind Imaging Interferometer)에 의해 측정된 남반구 고위도 지방의 여름철 하부 열권의 바람을 통계적으로 분석하여 IMF에 따른 평균 바람 형태를 조사하고, 이러한 바람 형태와 이온권 대류와의 관련성을 연구한 바 있다. 그런데 그들은 인공위성의 관측 경로의 한계로 인해 22-00-03MLT 구간에서는 통계적인 분석을 하지 못했다.

한편, 태양활동에 따른 초고층대기의 변화를 예측하기 위해서 미국의 국립대기과학연구소(NCAR)에서는 1981년에 열권에 대한 대순환 모델(Thermosphere General Circulation Model, TGCM, Dickinson et al. 1981)을 펠두로 해서, 1988년에 이르러서 열권과 이온권을 통합한 대순환 모델(Thermosphere-Ionosphere General Circulation Model, TIGCM, Roble et al. 1988)을 개발하였다. 마침내 1992년에는 열권과 이온권의 역학, 다이내모 전기장과 전류, 그리고 중성대기와 플라즈마 운동에 대한 전기역학적인 feedback과 열역학을 일관성 있게 계산하기 위해 열권과 이온권의 전기역학적 대순환 모델(Thermosphere-Ionosphere Electrodynamics General Circulation Model, TIEGCM, Richmond et al. 1992)로 발전시켜 태양활동에 따른 열권 및 이온권 상태의 예측을 가능하게 했다.

본 연구에서는 NCAR-TIEGCM을 이용하여 남반구 고위도 MLT 전역의 하부 열권의 바람을 체계적으로 분석함으로써 이온권과 열권의 상호작용을 연구하였다. 본 연구를 통하여 살펴본 문제들은 다음과 같다. (1) 상이한 IMF 조건들에 대해 하부 열권의 고도에 따른 평균 바람 형태는 어떠한가? (2) 고도에 따른 바람 형태는 전리층 대류 형태와 얼마나 관련이 있는가? (3) IMF 효과가 얼마만큼 깊숙이 열권에 반영되는가? (4) IMF의 변화에 대해 바람이 얼마나 빨리 반응하는가? 특히 Richmond et al.(2003)의 WINDII 관측과 동일 기간에 대해 모델을 가동하여 분석한 후 그 결과를 상호 비교함으로써, 모델 결과와 관측치가 얼마나 잘 부합되는지를 검증하고자 하였다. 그리고 본 연구에서는 IMF에 좌우되는 고위도 이온권 대류의 하부 열권 바람에 대한 영향을 살펴보기 위하여 최초로 시간별 IMF 자료를 TIEGCM에 직접 입력하였다.

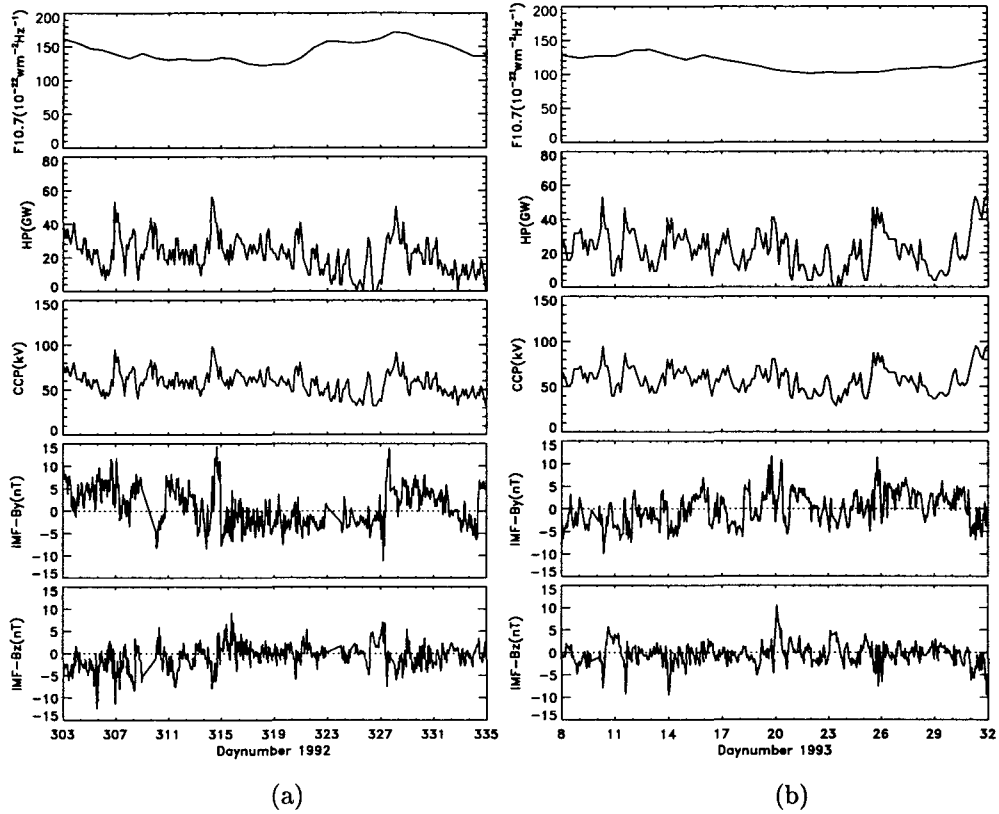


그림 1. TIEGCM의 입력자료로 위로부터 태양 복사량(F10.7), 총 반구 에너지 유입량(HP), 극관 횡단 전위차(CCP)와 행성간 자기장의 y 성분(IMF-B<sub>y</sub>)과 z 성분(IMF-B<sub>z</sub>)을 나타낸다. (a)와 (b)는 1992년 11월과 1993년 1월의 상황을 각각 나타낸다.

## 2. 모델 및 입력 자료

TIEGCM(Richmond et al. 1992)은 Roble et al.(1988)에 의해 개발된 열권·이온권 대순환 모델(TIGCM)을 발전시킨 것으로, 전기장과 전류에 대한 열권 바람의 다이나모 효과를 포함시킴으로써 중성대기와 플라즈마 역학을 일관성 있게 취급하는 것을 가능하게 하였다. 본 모델에서는 중성대기와 이온의 운동량, 에너지, 질량, 정역학 및 전류밀도에 대해서 비선형 방정식과 상태방정식을 푼다. 그리고 중성대기의 온도, 3차원적인 풍속 및 중성대기의 주성분인 O, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>와 미량 성분인 N(<sup>2</sup>D), N(<sup>4</sup>S), NO, He 및 Ar의 질량혼합비의 지구 분포를 계산한다. 뿐만 아니라, 이온권의 전자 및 양이온(O<sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, NO<sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sup>+</sup>)의 온도와 수밀도 그리고 수평속도의 지구 분포도 계산한다. 모델에서 출력되는 물리량들은 위도 87.5°S에서 87.5°N 그리고 경도 180°E에서 180°W에 이르러는 구간에서 매 5° × 5° 격자 상에서 계산된다. 또한 매 격자 상에서는 각 기압고도 및 주어진 시간간격에 대해서 계산된다. 여기서 연직 방향으로는 97 ~ 500km 고도 범위에 걸친 29개의 기압면을 고려한다. TIEGCM은 입력자료로 태양의 극 자외선(EUV) 및 자외선(UV) 복사량, 오로라 하강 입자, 고위도

이온 대류 형태(전기장) 그리고 하층으로부터 상향으로 전파되어오는 대기조석 및 다른 교란들을 사용한다.

Richmond et al.(2003)의 WINDII 관측결과와 비교하기 위해서 1992년 11월과 1993년 1월, 즉 남반구 여름철 조건에 대해 모델을 가동하였으며 이 기간동안 모델에 입력되는 자료들은 그림 1과 같다. 태양 극 자외선(EUV) 및 자외선(UV) 복사량으로는 NGDC(National Geophysical Data Center)로부터 일일태양복사량(F10.7)과 81일 평균태양복사량(F10.7A) 자료를 이용하였다. 고위도의 시간별 오로라 하강 입자와 이온 대류 형태를 구하기 위해서는 극관 횡단 전위차(cross-polar cap potential drop, CCP), 총 반구 에너지 유입량(total hemispheric power, HP) 그리고 행성간 자기장의  $B_y$  및  $B_z$  성분을 사용하였다. CCP와 HP는  $K_p$  지수의 함수로 각각  $CCP = 29 + 11 \times K_p$ (Reiff & Burch 1985)와  $HP = -2.78 + 9.33 \times K_p$ (Maeda et al. 1989)로 주어진다. 본 연구기간동안 최대  $K_p$  값은 6이었으며 1992년 11월 1일과 1993년 1월 31일에 기록되었다. 이온 대류 형태를 구하기 위해서는 Weimer(2001)의 경험적 전위 모델을 이용하였다. IMF  $B_y$  및  $B_z$ 는 NSSDC(<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb>)로부터 이용할 수 있으나, 본 연구기간에 관측된 IMF 자료가 너무 적었다. 한편 Vennerstroem et al.(2001)에 의해 여름반구에서 IMF  $B_y$  및  $B_z$ 와 고위도 지방의 지상 지자기변화사이에 높은 상관관계가 있으며 이들은 계절과 시간에 따라 변한다는 것이 밝혀졌다. 이러한 연구결과를 이용하여 본 연구에서는 1965년에서 1985년까지의 고위도 지방의 세 관측소 Vostok, Thule 및 Dumont d'Urville에서의 지자기변화 X, Y 및 Z 성분과 IMF  $B_y$  및  $B_z$ 의 월 및 시간에 따른 다중 선형 회귀분석(multiple linear regression analysis)으로부터 산출한 시간별 근사 IMF 값을 이용하였다. 이때 IMF  $B_y$  및  $B_z$ 는 GSM(Geocentric Solar Magnetospheric) 좌표계에서 정의된다(Kivelson & Russell 1995). 하층으로부터 위쪽으로 전파되어오는 일일(diurnal-) 및 반일조석(semidiurnal-tides)은 NCAR의 지구규모 파동모델(Global Scale Wave Model, GSWM, Hagan & Forbes 2002)의 결과를 이용하였다. 모델 가동시 시간 간격은 2분으로 설정하였으며, 각 시간 간격에서 입력자료들에 대해 선형적인 내삽이 이루어지도록 설정하였다. TIEGCM의 결과는 20분 간격으로 기록하였다.

### 3. 분석 과정

출력된 모델 결과로부터 Richmond et al.(2003)의 WINDII와 동일한 관측시각 및 지점의 바람 자료를 선별해 낸다. 선별된 바람자료로부터 바람형태를 구하기 위해서, 먼저 자기좌표계(자기위도와 MLT)에서 각 고도의 바람값을 구간(bin)별로 분류한다. 다음으로 각 구간에서 IMF에 대하여 바람자료의 회귀분석을 하게 되는데, 이 과정은 여러 방향과 세기의 IMF에 대하여 각 구간에서의 바람과 바람의 불확실성(uncertainty)을 추정하게 해 준다. 마지막으로 IMF 값에 따른 통계적인 바람 형태를 자기위도와 MLT 상에 나타낸다. MLT의 함수로 Fourier 급수 전개를 함으로써 MLT 평균바람 또는 동서평균바람(zonal mean wind)과 일일조화항(diurnal harmonics)을 구한다. 좀 더 구체적인 것은 다음 절에서 설명한다.

#### 3.1 지자기 좌표계(Magnetic Coordinate) 및 구간 설정

준쌍극자(Quasi-Dipole, QD) 좌표계(Richmond 1995)를 이용해서 자료를 분석한다. QD 위도

표 1. IMF 기준치와 경우(subset)에 대한 자료의 선택기준.\*

Subset	Reference IMF		Data Selection Criterion
	$\bar{B}_y$	$\bar{B}_z$	
1	0.0	0.0	$(\bar{B}_y/4.53)^2 + (\bar{B}_z/2.83)^2 < 1$
2	-3.2	0.0	$\bar{B}_y < -0.8 \bar{B}_z $
3	3.2	0.0	$\bar{B}_y > 0.8 \bar{B}_z $
4	0.0	-2.0	$\bar{B}_z < -0.3125 \bar{B}_y $
5	0.0	2.0	$\bar{B}_z > 0.3125 \bar{B}_y $

\*  $\tau = 3$ 시간에 대해 평균된 IMF  $\bar{B}_y$ 와  $\bar{B}_z$ 의 단위는 nT이다.

( $\lambda_q$ )와 MLT는 각각 식(1), (2)와 같이 정의된다.

$$\lambda_q \equiv \pm \cos^{-1} \left( \frac{R_E + h}{R_E + h_A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

$$MLT = (24/2\pi)(\phi_q - \phi_0) \quad (2)$$

여기서,  $R_E$ 는 평균지구반지름이고  $h$ 는 고도이며  $h_A$ 는 apex 고도이다. QD 경도인  $\phi_q$ 는 apex 쌍극자 경도이고,  $\phi_0$ 는 태양 반대편 지점의 쌍극자 경도로 자기자정을 의미한다. 식(1)에서 양과 음의 부호는 각각 자기북반구 및 남반구를 나타낸다. 지자기 동서 및 남북 속도성분인  $v_{q\phi}$ 와  $v_{q\lambda}$ 는 식 (3)과 같이 정의되며,  $\mathbf{f}_1$ 과  $\mathbf{f}_2$ 는 각각 자기 동서 그리고 남북 방향으로의 수평기본벡터들이다.

$$\mathbf{v} = v_{q\phi}\mathbf{f}_1 + v_{q\lambda}\mathbf{f}_2 \quad (3)$$

$$\mathbf{f}_1 = -(R_E + h)\mathbf{k} \times \nabla\lambda_q \quad (4)$$

$$\mathbf{f}_2 = (R_E + h)\cos\lambda_q\mathbf{k} \times \nabla\phi_q \quad (5)$$

여기서,  $\mathbf{k}$ 는 단위수직벡터이다.

QD 위도 방향으로는  $-47.5^\circ$ 에서부터 극까지 격자를  $5^\circ$ 간격으로 나누었다. 그런데 극쪽으로 갈수록 각 MLT 사이의 실제 간격이 좁아짐으로,  $-50^\circ$ 에서는 경도 방향으로 32개의 구간으로 나누고  $5^\circ$ 씩 극쪽으로 갈수록 점차적으로 구간 수를 줄였다. 마침내  $-85^\circ$ 에서는 4개 그리고  $-90^\circ$ 에서는 1개만으로 구간을 설정하였다. 이렇게 해서 위도  $-47.5^\circ$  이상의 남반구를 총 145개의 구간으로 나누었다. 각 구간은 다시 고도에 따라 19개의 간격으로 구분했다. 고도 96 ~ 120km에서는 3km 간격, 120 ~ 140km에서는 5km 간격, 그리고 140 ~ 200km에서는 10km 간격으로 구간을 설정하였다.

### 3.2 행성간 자기장(IMF)

공기의 관성으로 인해 바람의 변화는 IMF와 이온권의 대류속도변화에 지연되어 일어날 것이 예상된다. 따라서 본 연구에서는 풍속과 시간평균 지연치(lagged time-averaged) IMF와의 상관관계를 구하였으며, IMF  $B_y$  및  $B_z$  성분의 시간평균 지연치는 식 (6)과 같이 정의된다.

$$\bar{B}_{[y,z]}(t, \tau) = \frac{\int_0^t B_{[y,z]}(t')e^{(t'-t)/\tau} dt'}{\int_0^t e^{(t'-t)/\tau} dt'} \quad (6)$$

여기서, 시간  $t$ 는 첫 번째 바람자료가 사용되기 전 0 ~ 3일로 둔다. IMF  $B_y$  및  $B_z$  성분인  $B_{[y,z]}(t)$ 는 시간  $t$ 의 연속함수로써 다루어진다.  $\tau$ 는 적분에서 지수가중함수(exponential weighting function)에

대한 유효평균시간 또는 지연시간이다. 따라서 임의의 주어진 시간 동안의 평균값으로  $B_{[y,z]}(t)$ 을 다룬다. 본 연구에서는 3시간 또는 20시간의  $\tau$ 를 사용하며, 그 이유에 대해서는 3.5절에서 설명한다.

### 3.3 회귀분석

각 QD 위도/MLT/고도 구간에서  $\bar{B}_y$ 와  $\bar{B}_z$ 에 대하여 바람자료의 다중 선형 회귀분석(multiple linear regression analysis)을 실시한다. 회귀분석된 바람성분은 정오-자정( $v_0$ )과 저녁-새벽( $v_6$ ) 방향의 벡터성분으로 표현되며, 지자기 동서속도성분( $v_{q\phi}$ )과 남북속도성분( $v_{q\lambda}$ )과의 관계는 식(7) 및 (8)과 같은 관계가 있다.

$$v_0 = v_{q\lambda} \cos(\pi MLT/12) - v_{q\phi} \sin(\pi MLT/12) \quad (7)$$

$$v_6 = v_{q\lambda} \sin(\pi MLT/12) + v_{q\phi} \cos(\pi MLT/12) \quad (8)$$

각 바람 성분들은 식(9)와 같이  $\bar{B}_y$  및  $\bar{B}_z$ 의 선형함수로 모델화 된다.

$$v_{[0,6]} = v_{[0,6]}^0 + v_{[0,6]}^y \bar{B}_y + v_{[0,6]}^z \bar{B}_z \quad (9)$$

여기서, 계수  $v_{[0,6]}^0$ ,  $v_{[0,6]}^y$ , 및  $v_{[0,6]}^z$ 은 각 QD 위도/MLT/고도 구간에서 최소 자승치(least-squares fit)에 의해 결정된다. 이때 최소 자승치는 전체 자료에 대해서가 아니라 어떤 방향과 세기의 IMF에 국한된 부분적인 자료 세트에 대해서 수행된다. 이것은 IMF와 바람 사이에 아주 단순하게 가정된 선형적인 표현이 전체 자료 세트에 대해 적용될 때보다는 한정된  $\bar{B}_y$  및  $\bar{B}_z$  범위를 가지는 경우의 자료에 대해 적용될 때 훨씬 더 정확할 것으로 기대되기 때문이다.

본 연구에서는 전체 자료 세트를 5개의 경우로 구분하였으며, 시간규모  $\tau$ 가 3시간인 경우 각 경우에 대한  $\bar{B}_y$  및  $\bar{B}_z$ 의 선택 범위와 기준치를 표 1에 나타냈다. 경우 1은  $\bar{B}_y$  및  $\bar{B}_z$  선택 범위에서 보듯이 IMF가 지극히 작은 경우이며 그 기준치의 크기는 0으로 두었다. 경우 2~5의  $\bar{B}_y$  및  $\bar{B}_z$ 의 기준치로 설정한 3.2 및 2.0 nT는 시간규모  $\tau = 3$ 시간일 때 전체 자료에 대한 각각의 제곱근 평균제곱(root mean square, RMS) 값이다.

각 경우에 대한 계수들  $v_{[0,6]}^0$ ,  $v_{[0,6]}^y$ , 및  $v_{[0,6]}^z$ 이 위에서 언급된 바와 같이 구해진 다음 대표값  $v_0$  및  $v_6$ 은 각각의 공식에서  $\bar{B}_y$  및  $\bar{B}_z$ 의 기준치를 이용함으로써 재구성된다. 각 구간에서 통계적으로 분석된 결과들은 구간의 중심에 할당되고 QD 경도( $\phi_q$ )와 위도( $\lambda_q$ )방향 성분으로 다시 바꾼다.

### 3.4 Fourier 분석

바람의 평균과 MLT 조화항(harmonics)들을 추정하기 위해서, 각 구간의 바람을 MLT에 대하여 Fourier 급수 전개를 한다. 동서(zonal) 및 남북(meridional) 성분 바람은 주어진 고도에서 위도  $-50^\circ \sim -80^\circ$ 에 대해서는 각각 평균(mean), 일일조화항(diurnal harmonic) 그리고 반일조화항(semidiurnal harmonic)으로 전개되며, 따라서 각 성분의 바람은 다섯 개의 항으로 구성된다. 그리고 주어진 고도에서 위도  $-80^\circ$ 의 극쪽으로의 5개 구간에 대해서는, 다섯 개 쌍의  $v_{[0,6]}^{\lambda}$  값이  $(90^\circ + \lambda_q) \cos(\pi MLT/12)$ 와  $(90^\circ + \lambda_q) \sin(\pi MLT/12)$ 의 선형함수로 전개되고 나서 MLT에 대한  $v_q[\phi, \lambda]$ 의 Fourier 조화항들로 전환된다. 특히 바람의 일일조화항은 전체 풍속의 아주 큰 부분을 차지하며 바람 형태의 상당한 무작위 통계적 변동(random statistical variation)을 제거해 준다. 따라서 본 연구에서 바람과 이온권 대류속도의 상관관계를 조사하기 위해서는 이러한 일일조화항을 이용하였다.

### 3.5 시간규모(Time Scales)

시간규모  $\tau$ 는 바람의  $\bar{B}_y$ - 및  $\bar{B}_z$ -의존 성분의 에너지를 고려함으로써 추정된다.  $\bar{B}_y$ - 및  $\bar{B}_z$ -의존 성분의 에너지는 각각  $(v_{q\phi}^2 + v_{q\lambda}^2)\bar{B}_y^2$  및  $(v_{q\phi}^2 + v_{q\lambda}^2)\bar{B}_z^2$ 에 비례하며, 바람의 성분에 따라 최대 에너지가 나타나는  $\tau$ 는 달라진다.

$\bar{B}_z$ -의존 바람성분의 일일조화항은 IMF-의존 바람 에너지의 아주 큰 부분을 차지하기 때문에 일반적으로 일일바람의 대표값으로 간주할 수 있으며, 이 성분은 Fourier 분석으로부터 잘 추정될 수 있다. 이 성분의 에너지를 여러  $\tau$ 값에 대해 QD 위도  $-57.5^\circ$ 에서 극쪽으로의 위도범위에 걸쳐 적분하고, 적분된 에너지가 최대가 되는  $\tau$ 를 찾는다. 이 분석을 위해서 표 1에 수록된 경우 중의 하나가 아닌 전체 자료 세트를 이용한다.  $\bar{B}_z$ -의존 성분의 에너지는  $\tau$ 에 따라 급격히 증가하는 최대치보다는 완만히 증가하는 최대치를 가졌으며, 일반적으로 모든 고도에서 1 ~ 4.5시간에서 최대가 나타났다. 따라서 본 연구의 일일바람에 대한 분석에서는  $\tau = 3$ 시간을 사용했다.

MLT 평균바람(또는 지자기 동서평균바람(geomagnetic zonal-mean-wind))의 동서성분은 일일 바람성분을 유도하는 힘보다 훨씬 더 긴 시간 걸쳐 같은 방향으로 계속 작용하는 힘에 의해 유도될 수 있다. 따라서 일일바람성분에 대해 이용했던  $\tau$ 보다 훨씬 더 긴  $\tau$ 가 이용될 때 MLT 평균바람의 동서성분이 IMF와 최적의 상관관계를 가질 것으로 기대할 수 있다. 앞으로의 분석 결과에서 보여지는 바와 같이,  $\bar{B}_y$ -의존 바람성분은 자극 주변에 소용돌이를 형성시킨다. 따라서 본 연구에서는  $\tau$ 의 함수로써 QD 위도  $-72.5^\circ$  이상에 걸쳐 적분되는 MLT 평균바람의 동서성분의  $\bar{B}_y$ -의존 성분에 국한된 에너지를 조사한다. 이 분석을 위해 전체 자료 세트를 이용한다. 이 성분의 최대에너지가 약 16 ~ 24시간의 범위에서 나타났기 때문에 MLT 평균바람의 동서성분의 분석 시에는  $\tau = 20$ 시간을 사용한다.

### 3.6 이온권 대류속도(Ionospheric Convection Velocity)

바람과의 비교를 위한 IMF에 좌우되는 이온권 플라즈마대류는 TIEGCM에 포함된 Weimer(2001)의 경험적 전위 모델로부터 유도되었다. IMF 변화에 대한 이온권의 플라즈마대류의 반응은 바람의 반응보다 훨씬 더 빠르다는 것이 예상된다. 따라서 플라즈마 속도에 대한 어떠한 지연시간도 고려하지 않았을 뿐만 아니라 플라즈마 대류속도는 IMF에 순식간에 반응한다고 가정하였다. 그리고 본 연구에서는 Weimer(2001) 모델의 서브스톰 의존 성분인 AL 지수를 고려하지는 않았다.

정확하게, 이온권 “대류속도(convection velocity)”라고 언급하는  $\mathbf{u}_q$ 는 실제로 QD 좌표계에서  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  속도로 표류하는 자기력선상의 horizontal trace velocity이며, 식(10)과 같다.

$$\mathbf{u}_q = \mathbf{E}_q \times \mathbf{k}/|Z| \quad (10)$$

여기서,  $\mathbf{E}_q$ 는 QD 좌표계로 치환되는 수평성분 전기장이고,  $|Z|$ 는 QD 자기장의 하향성분의 크기이다( $140\text{km}$ 에서  $57.0\mu T|\sin \lambda_q|$ ).  $\mathbf{E}$ 는 비회전 양이기 때문에,  $\mathbf{u}_q|Z|$ 는 비발산이고, 따라서  $\mathbf{u}_q$ 는 거의 비발산이다( $|Z|$ 는 극지방 전역에서 상대적으로 거의 변하지 않는다.).

## 4. 분석 결과

### 4.1 바람형태(Wind Patterns)

이 절에서는 상이한 IMF 조건들에 대한 하부 열권의 고도에 따른 바람형태를 살펴봄과 동시에 IMF 효과가 얼마나 깊숙이 반영되는가를 알아보고자 한다. 그림 2(a)는 표 1의 경우 2 ~ 5에 대한,



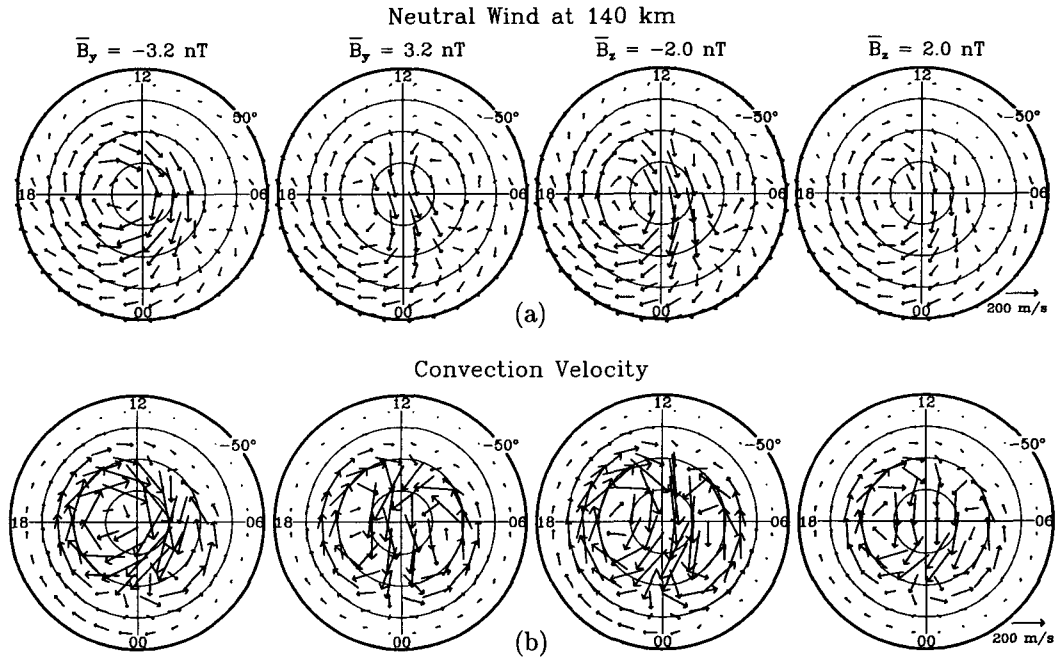


그림 2. (a) IMF( $\bar{B}_y, \bar{B}_z$ )가  $(-3.2, 0.0)$ ,  $(+3.2, 0.0)$ ,  $(0.0, -2.0)$  및  $(0.0, +2.0)$  nT인 경우 고도 140km에서의 평균바람분포 그리고 (b) 이온권의 이온대류속도분포.

즉 IMF( $\bar{B}_y, \bar{B}_z$ )가  $(-3.2, 0.0)$ ,  $(+3.2, 0.0)$ ,  $(0.0, -2.0)$  및  $(0.0, +2.0)$  nT인 경우 고도 140km에서의 통계적인 바람분포이다. 비교를 위해 같은 경우에 대한 이온권 플라즈마 대류를 그림 2(b)에 나타내었다. 본 연구에서 나타내는 모든 속도분포의 투영은 아래에서 위로 열권을 올려다보는 것과 같다. 그림 2에서 보는 바와 같이, 모든 바람형태들은 이온권의 플라즈마 대류의 강한 영향을 보여주며, 바람의 속도는 대체로 이온대류속도보다 더 작다. 그림 2(a)의 모든 IMF 조건에서, 저녁 영역에는 시계방향의 소용돌이가 나타나고, 이른 아침시간대에는 적도쪽으로의 흐름이 있다. 저녁 영역의 강한 시계방향의 소용돌이는 상부 열권의 관측(Thayer et al. 1987, McCormac et al. 1987, Thayer & Killeen 1993)에서 뿐만 아니라 하부 열권의 관측(Richmond et al. 2003)에서도 이미 밝혀졌다. 이른 아침시간대의 자기 위도  $-55^\circ$ 까지 확장되는 강한 적도쪽으로의 흐름 또한 관측에서 이미 밝혀졌다(e.g., Rothwell et al. 1974, Heppner & Miller 1982, Rees et al. 1987, Killeen et al. 1992). 이러한 흐름은 이온항력에 의해 강화되는 낮 영역에서 밤 영역으로의 기압경도와 고위도의 출가열에 의해 발생하는 기압경도가 합쳐진 결과이다(Richmond et al. 2003). 이와 같은 저녁 영역의 시계방향 소용돌이와 이른 아침시간대의 적도쪽으로의 흐름은 IMF  $\bar{B}_z$ 가 음일 때 가장 뚜렷하다. 반면  $\bar{B}_z$ 가 양일 때는 위도  $-70^\circ$  이상에서의 바람이 가장 약하다.  $-60^\circ$  이상의 위도에서  $\bar{B}_y$ 에 대한 바람형태를 보면, 음일 때는 하나의 소용돌이를 그리고 양일 때는 두 개의 소용돌이를 형성한다. 이러한 양상을 Rees & Fuller-Rowell(1990)의  $\bar{B}_y$  부호가 반대인 북반구 시뮬레이션 및 Richmond et al.(2003)의 남반구 관측 결과와 비교해 보았을 때, 본 연구의 바람의 세기가 다소 약하긴 하지만 양상은 그들의 연

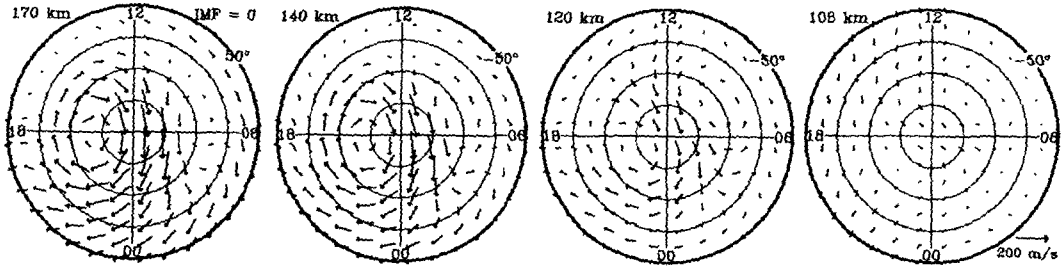


그림 3. IMF = 0인 경우 1에 대한 고도 170, 140, 120 및 108km에서의 바람분포.

구와 유사하다.

IMF 기준치가 0인 경우 1의 경우에 대한 고도 170, 140, 120 및 108km에서의 바람 분포를 그림 3에 나타내었다. 여기에 나타내진 않았지만, 170km 이상에서는 고도에 따른 바람의 변화가 아주 작은 반면, 그 고도 아래에서는 고도에 따라 바람의 양상이 뚜렷하게 변하며, 시계방향의 소용돌이 또한 고도가 감소함에 따라 점점 약화된다는 것을 알 수 있다. 120km 고도의 저녁영역에 아직 이온권 대류의 영향이 남아 있긴 하지만 그 이하의 고도에서는 대기조석과 크게 관련된 전구규모의 배경 바람(background wind)이 전체 바람형태를 지배한다. 120km 고도에서 위도  $-60^{\circ} \sim -80^{\circ}$ 의 저녁영역에서 서향이던 것이 자정영역으로 가면서 적도쪽으로 향하는 바람이 미약하다는 것을 제외하고는 Richmond et al.(2003)의 WINDII 관측결과와 일치한다. 그리고 고도 120km의 바람양상은 대체적으로 Killeen et al.(1992)에 의한 DE 관측결과와도 일치한다.

바람이 IMF에 의해 얼마나 영향을 받는지를 더 긴밀히 조사하기 위해서, 그림 2의 IMF 기준치  $\neq 0$  일 때와 그림 3의 IMF 기준치 = 0 일 때의 바람차이(difference wind)를 구하였다. 그림 4는 IMF( $\bar{B}_y, \bar{B}_z$ )가  $(-3.2, 0.0)$ ,  $(+3.2, 0.0)$ ,  $(0.0, -2.0)$  및  $(0.0, +2.0)$  nT인 경우 고도 170, 140, 120 그리고 108km에서의 바람차이를 보여 준다.  $\bar{B}_y$ 에 따른 바람차이를 살펴보면,  $\bar{B}_y$ 가 음일 때는 고위도에서 시계방향 소용돌이 형태이고 양일 때는 반시계방향 소용돌이 형태로, 음일 때와 양일 때가 아주 대칭적이며 소용돌이의 중심은 거의 극에 놓여 있다. 여기에 나타내지는 않았지만, IMF  $\bar{B}_y$ 의 영향에 의한 이러한 양상은 고도 108km에서 뿐만 아니라 105km까지 나타났다. 한편  $\bar{B}_z$ 에 따른 바람차이는  $\bar{B}_y$ 의 경우와는 달리 음일 때와 양일 때의 바람양상이 아주 비대칭적이다.  $\bar{B}_z$ 가 음일 경우에는 양일 때보다 바람에 대한 효과가 더 강하며 아오로라영역까지 그 효과가 확장됨을 볼 수 있다. 그리고 다른 방향의 IMF 일 때의 바람차이들 보다  $\bar{B}_z$ 가 음일 때의 바람차이가 그림 3의 IMF 기준치 = 0 일 때의 바람과 가장 유사하다. 그림 4의 음의  $\bar{B}_z$  바람차이에서 또 다른 특징적인 양상이 나타난다. 170km 고도의 저녁 영역에서 강했던 서향 바람차이는 하부 고도인 120km에서 거의 사라진 반면, 170km 고도의 새벽 영역의 동향 바람차이는 고도가 감소하여 120km 고도에서도 여전히 나타난다. 즉, 고도가 감소함에 따라 새벽 영역의 반시계방향의 바람차이 소용돌이가 저녁 영역의 시계방향의 소용돌이보다 더 강해진다는 것을 알 수 있다. Roble et al.(1982)은 모델 시뮬레이션에서 유사한 결과를 밝혔다. 그들은 단순히 두 개의 소용돌이 이온대류모델로부터 유도되는 이온항력강제력(ion-drag forcing)을 고려한 경우와 고려하지 않은 경우의 바람사이의 차이점을 조사하였다. 그들

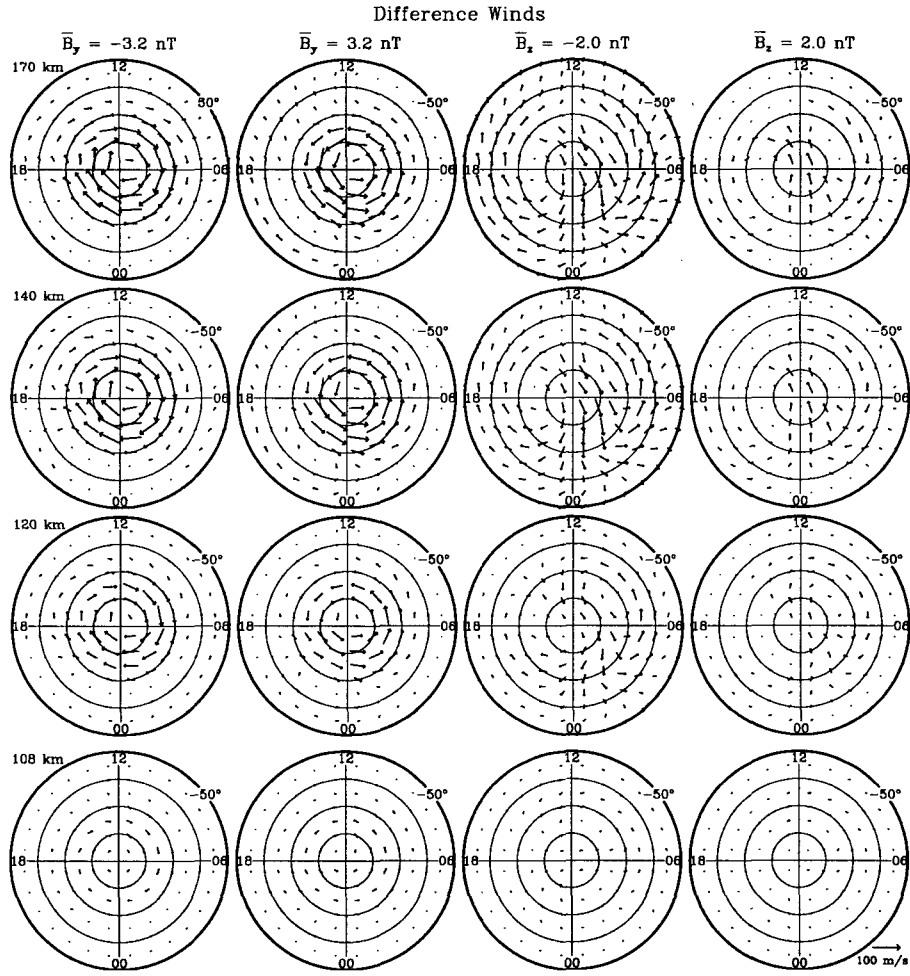


그림 4. IMF( $\bar{B}_y, \bar{B}_z$ )가 (-3.2, 0.0), (+3.2, 0.0), (0.0, -2.0) 및 (0.0, +2.0) nT인 경우 고도 170, 140, 120 및 108km에서의 바람차이.

의 바람차이의 결과를 보면, 300km에서는 두 개의 소용돌이가 존재하지만 120km에서는 시계방향의 저녁 영역 소용돌이는 사라지고 단지 반시계방향의 소용돌이가 남았다. 이러한 양상은 Richmond et al.(2003)의 관측결과에서도 잘 나타난다. 한편  $\bar{B}_z$ 가 양인 경우를 보면, 바람차이가 극관 영역에 아주 국한되며 그 영역의 바람 방향이  $\bar{B}_z$ 가 음인 경우와 반대이다. 그리고  $\bar{B}_z$ 가 음일 경우에 동향 바람차이가 존재하는 새벽 영역에, 양인 경우에는 같은 위도 상에서 서향 바람차이가 나타난다. 이러한 양상은 Richmond et al.(2003)의 관측결과에서도 잘 나타난다.

#### 4.2 바람과 이온권 대류와의 관계

통계적인 일일바람형태와 IMF에 좌우되는 이온권 대류와의 관련성을 살펴보기 위해 이온속

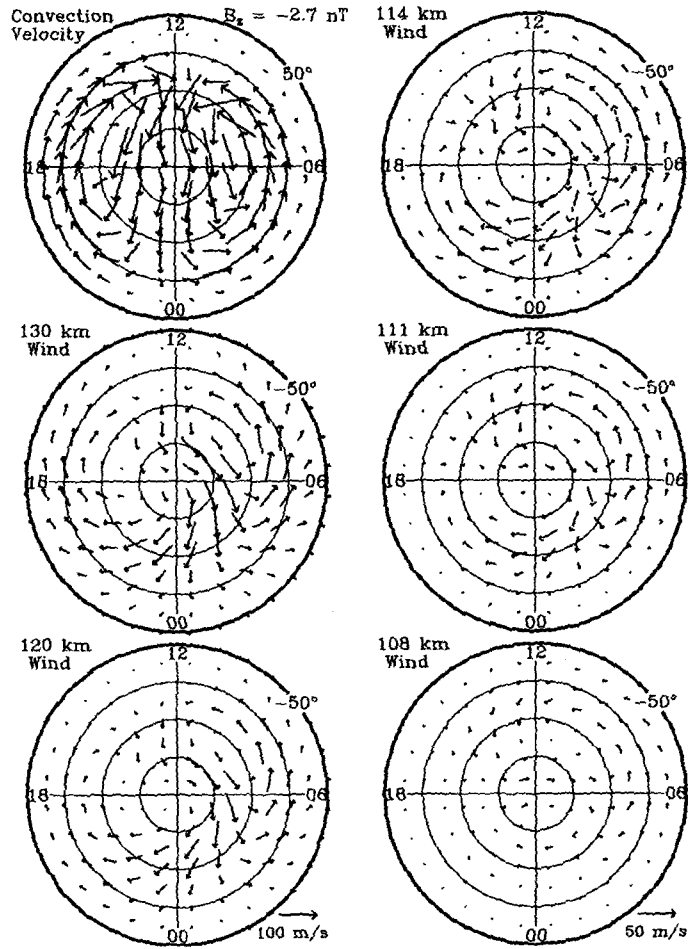


그림 5. 이온대류속도의  $\bar{B}_z$ -의존 성분(좌측 상단)과 표 1의 경우 4의 자료를 이용하여 구한 고도 130, 120, 114, 111 및 108km에서의 바람의  $\bar{B}_z$ -의존 성분을 Fourier 급수 전개법을 통해 재구성한 것. 이온대류속도, 130 및 120km에서 사용한 바람속도의 벡터크기(100m/s)는 114, 111 및 108km에서 사용한 것(50m/s)과 다르다.

도( $u_q$ )의  $\bar{B}_z$ -의존 성분인  $u_q^* \bar{B}_z$ 와 바람( $v_q$ )의  $\bar{B}_z$ -의존 성분인  $v_q^* \bar{B}_z$ 을 비교한다. IMF가 특정한 경우에 속할 때 모든 구간의 중심에서의  $u_q$  및  $v_q$ 를 계산한 다음, 식(9)을 이용하여 회귀분석 함으로써  $u_q^* \bar{B}_z$  및  $v_q^* \bar{B}_z$ 을 구한다. 그림 5는 이온대류속도의  $\bar{B}_z$ -의존 성분과 고도 130, 120, 114, 111 및 108km에서의 바람의  $\bar{B}_z$ -의존 성분을 Fourier 급수 전개로부터 재구성한 것이다. 이 분석을 위해 전체 자료 세트가 아닌 표 1의 경우 4를 이용하였다. 여기서  $\bar{B}_z$  기준치로  $-2.7\text{nT}$ 를 사용하는데,  $2.7\text{nT}$ 는 경우 4에 대한  $\bar{B}_z$ 의 RMS 값이다. 그림 5에서 고도에 따른 바람형태를 이온대류형태와 비교해보면, 130km 고도에서는 바람형태가 이온대류형태와 뚜렷한 유사성을 가지고 있지만 또한 차이점도 있다. 바람은 이온대류속도보다 더 약하고 위도  $65^\circ$ 에서 태양 쪽으로 향하는 바람양상은 이온대류에

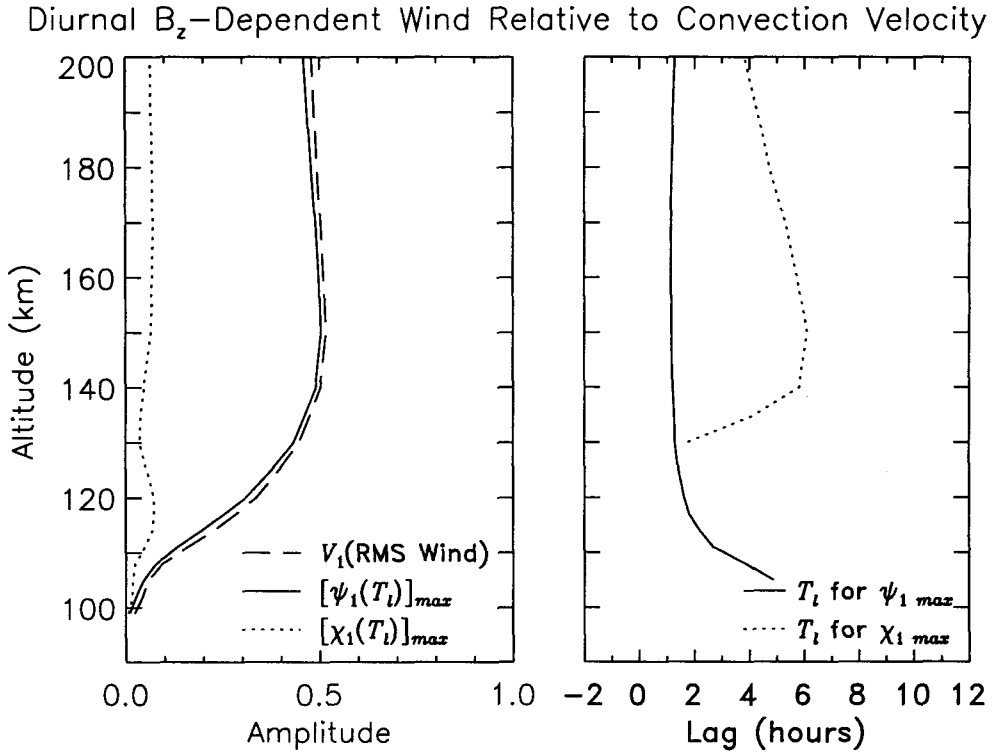


그림 6. 일일 IMF  $\bar{B}_z$ -의존 이온권 대류속도와 관련 있는 바람의 세기와 위상. 파선은  $V_1$ , 즉,  $-57.5^\circ$  이상 위도에서의 대류속도 RMS 값으로 정규화된 바람의 RMS 값이고, 실선은  $[\psi_1(T_i)]_{max}$  일 때의  $T_i$ , 점선은  $[\chi_1(T_i)]_{max}$  일 때의  $T_i$ 이다.

대한 MLT보다 몇 시간 더 늦은 시간대에서 회전한다. 120km 고도에서는 130km에서와 거의 비슷한 MLT에서 바람이 회전하고 세기는 더 약해졌다. 114km에서의 바람은 120km에서 보다 더 약해졌지만 전체 바람양상은 120km에서의 바람보다 더 늦은 MLT에서 회전한다. 더 아래의 고도에서는 저녁 영역의 바람 소용돌이는 거의 사라졌으나 아침 영역의 바람은 비록 많이 약해지긴 해도 아직 존재하며 더 늦은 MLT에서 회전한다.

평균바람세기와 그에 해당하는 이온대류속도를 비교해보기 위해서,  $-57.5^\circ$  이상 위도에서의  $\bar{B}_z$ -의존 평균이온대류속도로 규격화된  $\bar{B}_z$ -의존 평균바람세기인  $V_1$ 을 구하였으며,  $V_1$ 은 식(11)과 같이 정의된다(Richmond et al. 2003).

$$V_1 = \left[ \frac{\langle v_{q1}^z \rangle^2}{\langle u_{q1}^z \rangle^2} \right]^{1/2} \quad (11)$$

여기서  $\langle v_{q1}^z \rangle^2$  및  $\langle u_{q1}^z \rangle^2$ 은 각각 위도  $-57.5^\circ$  이상의  $\bar{B}_z$ -의존  $v_q^z$  및  $u_q^z$ 의 일일조화항의 평균 제곱값이다. 그림 5와 동일한 경우 4에 대해서 구한 고도에 따른  $V_1$ 을 그림 6의 왼편 그림에서 파선으로 나타내었다. 그림에서 보는 바와 같이, 약 140km 이상에서는 거의 모든 고도에서  $V_1$ 이 약 0.5로 일일  $\bar{B}_z$ -의존 바람성분의 평균값이  $\bar{B}_z$ -의존 이온권 대류속도성분의 약 50%이다. 반면에, 약 140km 이하

의 고도에서는 고도가 감소함에 따라 바람의 세기가 급격히 감소함을 볼 수 있다.

그림 5에서 살펴본 바람의 회전성분과 이온권의 플라즈마 대류가 얼마만큼 관련되는지 정량적으로 알아보기 위해서, 위도  $-57.5^\circ$  이상에 대해서  $\bar{B}_z$ -의존 평균이온대류속도로 규격화된  $\bar{B}_z$ -의존 바람의 회전성분인  $\psi_1(T_i)$ 을 계산하였으며,  $\psi_1(T_i)$ 은 식(12)와 같이 정의된다(Richmond et al. 2003).

$$\psi_1(T_i) = \frac{\langle \mathbf{u}_{q1}^z(MLT + T_i) \cdot \mathbf{v}_{q1}^z(MLT) \rangle}{\langle \mathbf{u}_{q1}^z \rangle^2} \quad (12)$$

여기서  $T_i$ 은 지연시간이다. 주어진 고도에서  $\psi_1$ 을 최대가 되게 하는  $T_i$ 과 그  $T_i$ 에 대한  $\psi_1$  즉,  $[\psi_1(T_i)]_{\max}$ 을 그림 6의 오른쪽과 왼쪽 그림에서 각각 실선으로 나타내었다. 그림 6(좌)의 고도에 따른  $[\psi_1(T_i)]_{\max}$ 을 살펴보면, 약 140km 이상의 대부분의 고도에서는  $[\psi_1(T_i)]_{\max}$ 이 약 0.5인데 이것은  $-57.5^\circ$  이상의 위도에서의 바람의 회전성분 RMS 값이 이온권 대류속도성분 RMS 값의 약 50%에 해당함을 의미한다. 한편,  $[\psi_1(T_i)]_{\max}/V_1$ 은  $T_i$ 만큼 더 늦은 시간대에서 회전하는 바람과 이온권 대류 사이의 상관계수를 도출해 준다(Richmond et al. 2003). 약 140km 이상의 거의 모든 고도에서의 상관계수  $[\psi_1(T_i)]_{\max}/V_1$ 은 약 0.95로 일일  $\bar{B}_z$ -의존 바람의 회전성분과 그에 해당하는 이온대류속도 사이에 상관성이 아주 높음을 알 수 있다. 140km 이하의 고도에서는 고도가 감소함에 따라  $[\psi_1(T_i)]_{\max}/V_1$ 이 급격히 감소하지만, 상관계수는 여전히 높으며, 심지어 108km에서도 약 0.9로 높다. 이것은 비록 140km 이하의 고도에서는 바람이 약해지지만 일일  $\bar{B}_z$ -의존 바람의 회전성분의 양상은 고도 108km까지는 이온권 대류에 의해 강하게 결정됨을 의미한다. 그림 6(우)에서 고도에 따른  $[\psi_1(T_i)]_{\max}$ 에 대한 지연시간  $T_i$ 을 살펴보면, 120km 이상의 고도에서는  $T_i$ 이 약 1.5시간 정도이다. 이것은 120km 이상의 고도에서는 이온권 대류보다 약 1.5시간 뒤의 MLT에서 바람의 회전이 일어난다는 것을 의미한다. 반면, 120km 이하의 고도에서는 고도가 감소함에 따라  $T_i$ 이 급격히 증가해서 108km에서는 거의 4시간이 된다. 이것은, 120km 이하의 고도에서는 고도가 감소함에 따라 바람의 회전이 더 늦은 시각에서 일어나며 108km에서는 이온권 대류보다 약 4시간 뒤의 MLT에서 바람의 회전이 일어난다는 것을 의미한다.

한편, 바람의 발산성분과 이온권 대류속도와와의 관련성을 적절하게 추정할 수 있는지를 알기 위해서,  $\bar{B}_z$ -의존 평균이온대류속도로 규격화된  $\bar{B}_z$ -의존 바람의 발산성분인  $\chi_1(T_i)$ 을 구하였으며,  $\chi_1(T_i)$ 은 식(13)과 같이 정의된다(Richmond et al. 2003).

$$\chi_1(T_i) = \frac{\langle \mathbf{k} \times \mathbf{u}_{q1}^z(MLT + T_i) \cdot \mathbf{v}_{q1}^z(MLT) \rangle}{\langle \mathbf{u}_{q1}^z \rangle^2} \quad (13)$$

여기서  $\mathbf{k}$ 는 단위수직벡터이다. 이온권 대류속도벡터의 회전에  $\mathbf{k}$ 의 회전(curl)을 취함으로써 전기장 방향의 이온권 대류속도벡터를 유도해 낸다. 따라서  $\chi_1(T_i)$ 은  $T_i$ 만큼의 MLT 후에 전기장 방향으로 발산하는 바람성분을 분리해 낸다. 주어진 고도에서  $\chi_1$ 을 최대가 되게 하는  $T_i$ 과 그  $T_i$ 에 대한  $\chi_1$  즉,  $[\chi_1(T_i)]_{\max}$ 을 각각 그림 6의 오른쪽과 왼쪽에서 점선으로 나타냈다. 그림 6(좌)의 고도에 따른  $[\chi_1(T_i)]_{\max}$ 을 보면, 거의 대부분의 고도에서  $[\chi_1(T_i)]_{\max}$ 이  $[\psi_1(T_i)]_{\max}$ 보다 훨씬 더 작다. 이로써 이온권 대류와 관련된 바람은 발산성분보다는 회전성분이 지배적이라는 것을 알 수 있다. 그림 6(우)에서 고도에 따른  $[\chi_1(T_i)]_{\max}$ 에 대한 지연시간  $T_i$ 을 보면, 140km 이상의 고도에서는 고도가 감소함에 따라  $[\psi_1(T_i)]_{\max}$ 에 대한 지연시간보다  $[\chi_1(T_i)]_{\max}$ 에 대한 지연시간이 훨씬 더 길다. 이것은 비록 이온권 대류와 관련되어 발산이 있다하더라도 회전이 일어나는 MLT보다 훨씬 지연되어 일어난다는 사실을 의미한다.

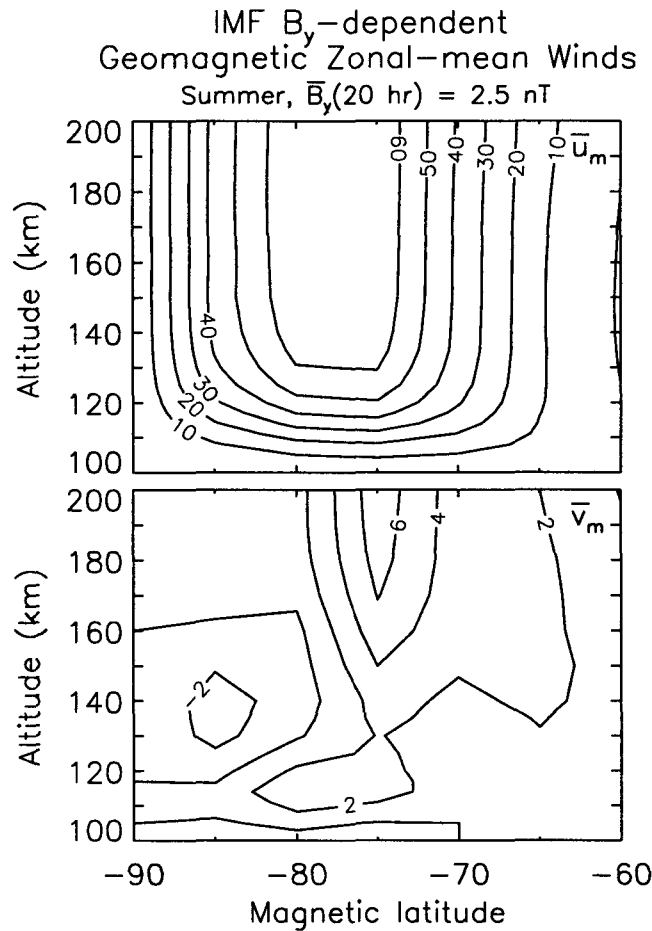


그림 7.  $\tau = 20$ 시간 및 IMF  $\bar{B}_y = 2.5\text{nT}$ 인 경우 IMF  $\bar{B}_y$ -의존 MLT평균(또는 동서평균) 바람. (상) 동서성분, (하) 남북성분.

#### 4.3 MLT 평균바람(MLT-Mean Winds)에 대한 IMF $\bar{B}_y$ 의 영향

남반구 하부 열권의 여름철 바람에 대한 IMF  $\bar{B}_y$ 의 영향을 살펴보기 위하여  $\bar{B}_y$ -의존 MLT 평균 바람(또는 지자기 동서평균바람(geomagnetic zonal-mean wind))을 조사하였다. 그림 7은  $\tau = 20$ 시간 및  $\bar{B}_y = 2.5\text{nT}$ 인 경우에 MLT로 평균된 바람의  $\bar{B}_y$ -의존 성분의 분포이다. 전체 자료 세트를 사용해서 Fourier 급수 전개로부터 평균값을 추정했다.  $\bar{u}_m$  및  $\bar{v}_m$ 은 각각 MLT 평균바람의 동서 및 남북성분이다. 크기  $2.5\text{nT}$ 는  $\tau = 20$ 시간일 때의 전체 자료 세트에 대한  $\bar{B}_y$ 의 RMS 값이다.  $\bar{B}_y$ 가 음일 때는 바람의 방향이 반대가 된다.

$\bar{B}_y$ -의존 MLT 평균바람의 동서성분인  $\bar{u}_m$ 은  $-75^\circ \sim -80^\circ$ 의 고위도에서 상당히 크며, 약  $105\text{km}$ 까지 강한 세기를 나타낸다. MLT 평균바람의 동서성분의 최대 풍속은 지자기 위도  $-77^\circ$  부근의 고도 약  $130\text{km}$ 에서 약  $60\text{ms}^{-1}$ 로 나타났다. 반면 MLT 평균바람의 남북성분인  $\bar{v}_m$ 은 고위도 전역에서

동서성분에 비해 아주 작아서, 거의 오차 수준이다. 그림 7에서 보여지는 MLT 평균의 계산은 배경 풍(background wind)과 관련된 비선형 운동량 수송을 고려하지 않았기 때문에 실제 소용돌이의 양상이 과소평가되어 약하게 나타났다.

여름 기간 동안 북반구에서 MLT로 평균되는 동서성분 바람은 남반구의 경우와는 IMF  $\bar{B}_y$ 에 대해 반대임을 예상할 수 있는데, 그 이유는 이온대류에 대한  $\bar{B}_y$ 의 영향이 두 반구에서 반대이기 때문이다(e.g., Weimer 2001). 즉, 북반구에서는 양의  $\bar{B}_y$ 가 시계방향의 소용돌이를 발생시킨다.

## 5. 요약 및 결론

본 연구에서는 미 국립대기연구소(NCAR)의 열권-이온권 전기역학적 대순환 모델(TIEGCM)을 이용하여 여름철 남반구 고위도 하부 열권의 바람을 연구함으로써, 행성간 자기장(IMF)에 좌우되는 이온권 대류가 열권 바람에 미치는 영향을 살펴보았다. 일일바람과 IMF와의 상관관계는 대체로 유효 지연시간  $\tau$ 가 3시간 일 때가 가장 높으며, MLT 평균바람의 동서성분과 IMF  $B_y$ 와의 상관관계는  $\tau$ 가 20시간 일 때가 가장 높았다. 비록 모델로부터의 바람의 세기가 Richmond et al.(2003)의 WINDII 관측치에 비해 대체적으로 약하긴 하지만, 바람의 형태는 관측치와 잘 일치하였다. 바람형태는 해당하는 이온권 대류형태와 상당히 유사함을 보였다. 그리고 여름철 고위도 열권바람에 대한 이온권 대류 또는 이온권 전류의 영향이 고도 105km까지 나타나는 것으로 확인되었다. 120km 부근과 그 이상의 고도에서는, 저녁 영역의 시계방향 바람 소용돌이가 우세했다. IMF 기준치 $\neq 0$ 와 IMF 기준치=0인 경우의 바람차이는, IMF  $B_y$  성분이 양과 음일 때 각각 시계방향과 반시계방향의 강한 소용돌이 형태로 아주 대칭적이며, 이 소용돌이 양상은 고도 105km까지 나타났다. IMF  $B_z$ 가 양인 경우의 바람차이는 극관 영역에 아주 국한되는 반면, IMF  $B_z$ 가 음일 경우에는 아오로라(subauroral) 위도까지 확장됨을 보였다. 그리고 IMF  $B_z$ 가 양인 경우의 극관 내의 바람방향은 음인 경우와 반대로 나타났다.

비록 140km 이하에서 고도가 감소함에 따라 바람의 세기가 감소하고 더 늦은 MLT 시간대에서 회전하는 경향이 있지만, IMF  $\bar{B}_z$ 의존 일일바람성분은 이온권 대류속도성분과 높은 상관관계를 나타냈다. 140km 이상의 고도에서는, 이온권 대류속도와 관련성이 있는 바람 성분이 이온권 대류속도의 약 50%되고, 바람양상은 이온권 대류속도양상에 대해 약 1.5시간 더 늦은 MLT에서 회전함을 보였다. 이러한 회전하는 바람과 이온권 대류속도와의 뚜렷한 상관관계는 108km까지 나타났으며, QD 위도  $-57.5^\circ$  이상에서의 두 속도 사이의 상관계수는 약 0.9로 여전히 높고, 이때 바람은 이온권 대류속도 성분보다 거의 4시간 정도 뒤의 MLT에서 회전하는 것으로 확인되었다. 108km에서는 이온권 대류속도와 관련성이 있는 바람성분의 크기가 대류속도의 약 7%이었다. 바람의 발산성분은 회전성분보다 이온권 대류속도와의 상관관계가 훨씬 더 낮았다.

하부 열권의 여름철 MLT 평균바람의 동서성분에 대한 IMF  $B_y$  영향은 고위도( $-75^\circ \sim -80^\circ$ )에서 상당히 크며, 약 105km까지 강한 세기를 나타냈다. 최대 풍속은 지자기 위도  $77^\circ$  부근의 고도 130km에서 약  $60\text{ms}^{-1}$ 로 나타났다. 바람의 세기와 방향은 시간 평균된  $B_y$ 에 좌우된다. 남반구에서는, 소용돌이  $\bar{B}_y$ 가 양일 때는 반시계방향이고, 음일 때는 시계방향이다. 북반구에서는 이온대류에 대한  $\bar{B}_y$ 의 영향이 남반구와 반대이기 때문에(e.g., Weimer 2001), MLT로 평균되는 동서성분 바람은 IMF  $\bar{B}_y$ 에 대해 남반구와 반대임을 예상할 수 있다.



**감사의 글:** 본 논문은 한국해양연구원 위탁과제 PPO3105의 지원으로 수행되었음. 본 연구를 위해 TIEGCM 운용에 도움을 주신 NCAR-HAO의 A. D. Richmond 박사, B. A. Emery 박사 그리고 A. I. Maute 박사께 감사를 드린다.

**참고문헌**

- Dickinson, R. E., Ridley, E. C., & Roble, R. G. 1981, *JGR*, 86, 1499
- Hagan, M. E., & Forbes, J. M. 2002, *JGR*, 107, 4754
- Heppner, J. P., & Maynard, N. C. 1987, *JGR*, 92, 4467
- Heppner, J. P., & Miller, M. L. 1982, *JGR*, 87, 1633
- Johnson, R. M. 1990, *Adv. Space Res.*, 10, 261
- Johnson, R. M. 1991, *JGR*, 96, 1081
- Johnson, R. M., & Viridi, T. S. 1991, *JGR*, 96, 1099
- Killeen, T. L., Heelis, R. A., Hays, P. B., Spencer, N. W., & Hanson, W. B. 1985, *GRL*, 12, 159
- Killeen, T. L., Nardi, B., Purcell, P. N., Roble, R. G., Fuller-Rowell, T. J., & Rees, D. 1992, *GRL*, 19, 1093
- Killeen, T. L., Won, Y.-I., Niciejewski, R. J., & Burns, A. G. 1995, *JGR*, 100, 21327
- Kivelson, M. G., & Russell, C. T. 1995, *Introduction to Space Physics*, eds. M. G. Kivelson & C. T. Russell (New York: Cambridge Univ. Press), p.536
- Maeda, S., Fuller-Rowell, T. J., & Evans, D. S. 1989, *JGR*, 94, 16869
- McCormac, F. G., Killeen, T. L., Thayer, J. P., Hernandez, G., Tschan, C. R., Ponthieu, J.-J., & Spencer, N. W. 1987, *JGR*, 92, 10133
- Mikkelsen, I. S., Jørgensen, T. S., Kelley, M. C., Larsen, M. F., Pereira, E., & Vickery, J. 1981, *JGR*, 86, 1513
- Mikkelsen, I. S., Larsen, M. F., Kelley, M. C., Vickery, J., Friis-Christensen, E., Meriwether, Jr. J. W., & Shih, P. 1987, *JGR*, 92, 4639
- Niciejewski, R. J., Killeen, T. L., & Solomon, S. C. 1996, *JGR*, 101, 241
- Niciejewski, R. J., Killeen, T. L., & Won, Y. 1994, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 56, 285
- Rees, D., & Fuller-Rowell, T. J. 1989, *Philos. Trans. R. Soc. London Series A*, 328, 139
- Rees, D., & Fuller-Rowell, T. J. 1990, *Adv. Space Res.*, 10, 197
- Rees, D., Lloyd, N. D., Fuller-Rowell, T. J., & Steen, A. 1987, *Adv. Space Res.*, 7, 39
- Reiff, P. H., & Burch, J. L. 1985, *JGR*, 90, 1595
- Richmond, A. D. 1995, *J. Geomagn. Geoelectr.*, 47, 191
- Richmond, A. D., Lathuillère, C., & Vennerstroem, S. 2003, *JGR*, 108, 1106
- Richmond, A. D., Ridley, E. C., & Roble, R. G. 1992, *GRL*, 19, 601
- Roble, R. G., Dickinson, R. E., & Ridley, E. C. 1982, *JGR*, 87, 1599
- Roble, R. G., Dickinson, R. E., Ridley, E. C., Emery, B. A., Hays, P. B., Killeen, T. L., & Spencer, N. W. 1983, *Planet. Space Sci.*, 31, 1479

- Roble, R. G., Ridley, E. C., Richmond, A. D., & Dickinson, R. E. 1988, *GRL*, 15, 1325
- Rothwell, P., Mountford, R., & Martelli, G. 1974, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 36, 1915
- Thayer, J. P., & Killeen, T. L. 1991, *GRL*, 18, 701
- Thayer, J. P., & Killeen, T. L. 1993, *JGR*, 98, 11549
- Thayer, J. P., Killeen, T. L., McCormac, F. G., Tschan, C. R., Ponthieu, J.-J., & Spencer, N. W.  
1987, *Ann. Geophysicae*, 5A, 363
- Vennerstroem, S., Zieger, B., & Friis-Christensen, E. 2001, *JGR*, 106, 16011
- Weimer, D. R. 2001, *JGR*, 106, 407
- Zhang, S. P., & Shepherd, G. G. 2000, *GRL*, 27, 1855
- Zhang, S. P., & Shepherd, G. G. 2002, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 64, 1201