



Title	地球超高層大気モデリング
Author(s)	丸山, 奈緒美; MARUYAMA, Naomi; 渡部, 重十 他
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 65, 93-109
Issue Date	2002-03-25
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.65.93
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14306
Type	departmental bulletin paper
File Information	65_p93-109.pdf



地球超高層大気モデリング

丸山奈緒美・渡部 重十

北海道大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻

T. J. FULLER-ROWELL

Cooperative Institute for Research in Environmental Sciences, University of Colorado/NOAA Space

Environment Center

(2002 年 1 月 22 日受理)

Modeling of the Earth's Upper Atmosphere

Naomi MARUYAMA, Shigeto WATANABE

Division of Earth and Planetary Sciences, Graduate School of Science, Hokkaido University

and

T. J. FULLER-ROWELL

Cooperative Institute for Research in Environmental Sciences, University of Colorado/NOAA Space

Environment Center

(Received January 22, 2002)

We have developed a 3-dimensional coupled model of the global Ionosphere and Thermosphere, and examined the importance of an ion-drag process as an interaction process between the neutral and the ionized species in the equatorial neutral dynamics and energetics. The model demonstrated the general structures of the global ionosphere-thermosphere in geomagnetically quiet conditions. The comparison between the model results and the observations showed that the ion-drag process plays a significant role in the zonal momentum balance and the superrotation of the Earth's upper atmosphere. Furthermore, our result suggested that the ion-drag, in the Equatorial Ionization Anomaly, to a direction parallel to a field line had to be taken into consideration in interpreting the observed latitudinal structures of the equatorial neutral wind and temperature. It shows that we must consider 3-dimensional behaviors of the neutral wind system in order to understand properly the dynamic and energetic coupling of the equatorial Ionosphere-Thermosphere system.

I. はじめに

地球の大気を鉛直気温減率の特性に従って領域に分割すると下から順に、対流圏、成層圏、中間圏、熱圏に区分される。本研究で取り扱う熱圏では高度とともに温度は急激に上昇し、熱

圏上部約高度 500km (外圏底) で約 1000K と高温に達する。熱圏では下層大気と比較して希薄であるが大気粒子は流体として振舞う程充分頻繁に衝突する。熱圏大気粒子は太陽の極紫外 (Extreme UltraViolet, 以下 EUV) 放射や紫外 (UltraViolet) 放射を吸収し加熱される。また大気粒子の光電離により荷電粒子が生成され、熱圏と同高度に電離領域「電離圏」が形成される。大気組成を均一化しようとする乱流混合 (turbulent mixing) に対して、乱流圏界面 (turbopause, 高度約 110km) の上では分子拡散 (molecular diffusion) が重要になるため、質量の軽い大気粒子程より高高度に分布 (拡散平衡, diffusive equilibrium) する。本稿で取り扱う熱圏高度では酸素原子が大気主要成分であり、またそれを反映して電離圏の F 領域の主成分は酸素原子イオンとなる。昼間側の大気が熱膨張することにより、赤道域の地方時 15 時付近に温度の “diurnal bulge” が形成され、それに伴う大気の圧力勾配が水平風を駆動する。下層大気ではロスビー (Rossby) 数が小さいため地衡風平衡 (geostrophic balance) が良い近似で成り立っているが、ロスビー数の大きい超高層大気では、圧力勾配に平行に、すなわち温度の最も高い場所から最も低い場所へ向かって風が吹く。これは分子粘性 (molecular viscosity) や電離大気との衝突による摩擦力も風の分布を決める重要な要素である (Killeen and Roble, 1984)。約 120km より高高度における、電離大気の振る舞いは中性粒子との衝突よりも磁場に束縛された運動が優先される。中性大気に比べて電離大気は密度が小さい (数密度で 1000 分の 1 程度) ために、磁力線に平行な方向では電離大気と中性大気との衝突により両者の速度差は減少する。従って中性大気は磁力線方向に電離大気の抵抗力 (イオン抗力) をあまり受けない、とりわけ磁力線の傾きがほぼ水平な磁気赤道付近でその効果は顕著である。

一方で磁力線に垂直な方向では、中性大気と一緒に運動しない電離大気からイオン抗力の影響を受けやすい。King-Hele (1964) は人工衛星の軌道観測で得られた傾斜角の変化から、超高層大気が東向きに $\sim 100\text{m/s}$ でスーパーローテーション (superrotation) していることを発見した。この主な要因は夕方に偏極電場 (polarization electric field) が生じることで電離大気と中性大気と一緒に東向きに運動する結果であると提案された (Rishbeth, 1971; Heelis et al., 1974)。

Anderson and Roble (1974) は熱圏中性大気力学モデルとイオン抗力モデルを用いて夕方の高速東向き中性風を数値計算し、夕方に発生する強い東向き電場 (prereversal enhancement) に伴う電離層の上昇により、イオン抗力が減少することがその主な原因であると指摘した。Herrero et al. (1985) は DE-2 衛星によって観測した中性東西風と温度データを用いて夜側の東西方向の運動量収支を調べた。夕方の小さいイオン抗力は東向きドリフトが中性風とほぼ同速度である結果生じること、また深夜の東西風変動において圧力変動が重要であることを示した。Coley and Heelis (1989) は DE-2 衛星観測データを用いてスーパーローテーションが緯度依存性を持ち、磁気赤道で最も大きいことを示した。Richmond et al. (1992) は NCAR Thermosphere-Ionosphere-Electrodynamics General Circulation Model (TIE-GCM) を用いて熱圏・電離圏の相互作用を調べた。夕方の高速東向き中性風の生成機構において、prereversal

enhancement に伴う電離層上昇 (Anderson and Roble, 1974) と、電離大気と中性大気と一緒に運動すること (Rishbeth, 1971; Heelis et al., 1974) の両方が重要であると指摘した。イオン抗力は中性大気の運動だけでなく大気温度や組成の緯度構造にも影響する。Hedin and Mayr (1973) は OGO 6 衛星で得られた中性大気 N_2 数密度と電子密度の緯度変化が類似しているのを発見した。Anderson and Roble (1974) はイオン抗力により変形を受けた中性風系が熱力学へ影響を与える可能性を指摘した。Raghavarao et al. (1991, 1993) は DE-2 衛星観測データを用いて、中性大気の東西風、温度と電子密度の緯度変化の関係、ETWA (Equatorial Temperature Wind Anomaly, 以下 ETWA) を示した。Fuller-Rowell et al. (1997) は熱圏・中・高緯度電離圏結合モデルと低緯度電離圏モデルのハイブリッドモデルを用いて ETWA における化学反応熱の重要性を指摘した。

数多くの研究は赤道域の中性大気力学・熱力学において磁力線に垂直な方向のイオン抗力の重要性を指摘している。本研究はイオン抗力の重要性について数値モデルを用いて調べ、観測との比較により、磁力線に垂直な方向のイオン抗力だけでなく、磁力線方向のイオン抗力も重要であることを明らかにする。電離圏熱圏の高度領域では、電離・中性大気の衝突過程を考慮することによってそれらの構造・変動や相互作用の物理過程を理解することができる。

II. 全球 3 次元電離圏・熱圏結合モデル

全球 3 次元電離圏・熱圏結合モデルは、中・低緯度電離圏モデル、高・中緯度電離圏モデル、全球中性熱圏モデル、とそれぞれ独自に開発された 3 つの部分で構成されている。中・低緯度電離圏モデルは Watanabe et al. (1995) により開発されたモデルで、南北約 30 度の磁気緯度領域で、 O^+ , H^+ に対して連続の式、運動方程式、イオンと電子に対してエネルギー方程式を用いて、プラズマの数密度・温度・沿磁力線速度を解いている。中・高緯度電離圏モデルは Quegan et al. (1982) により開発された。オーロラ降下粒子や磁気圏対流電場に応答する電離大気の挙動が記述され、磁気緯度約 23 度より高緯度領域において、 O^+ , H^+ に対する連続の式、運動方程式、熱平衡の式を解いている。Fuller-Rowell and Rees (1980, 1983) は熱圏モデルを開発した。これは中性大気の運動方程式、エネルギー方程式、組成の連続式を解いて、風速ベクトル、温度、 O , O_2 , N_2 の質量混合比を得る。中・高緯度電離圏モデルを結合することにより、Coupled Thermosphere-Ionosphere Model (CTIM) が完成された (Fuller-Rowell et al., 1987)。しかし CTIM は低緯度電離大気密度を半経験的モデル (Chiu, 1975) に依存していた。本研究では低緯度電離圏モデルと CTIM を結合させて、電離圏・熱圏の高度領域を全球的に取り扱う 3 次元モデルを開発した。

● 中・低緯度電離圏モデル

イオンの連続の式

$$\frac{dn_i}{dt} = P_i - L_i - \frac{1}{A} \frac{\partial A n_i V_{i\parallel}}{\partial s} \quad (1)$$

イオンの運動方程式

$$\frac{\partial V_{i\parallel}}{\partial t} + V_{i\parallel} \frac{\partial V_{i\parallel}}{\partial s} = +g_{\parallel} - \frac{k}{n_i m_i} \frac{\partial n_i T_i}{\partial s} - \frac{k}{n_e m_e} \frac{\partial n_e T_e}{\partial s} - \sum_j \nu_{ij} (V_{i\parallel} - V_{j\parallel}) - \sum_n \nu_{in} (V_{i\parallel} - U_{\parallel}) \quad (2)$$

エネルギー方程式

$$\frac{3}{2} n_i k \frac{\partial T_i}{\partial t} + \frac{3}{2} n_i k V_{i\parallel} \frac{\partial T_i}{\partial s} + \frac{n_i k T_i}{A} \frac{\partial A V_{i\parallel}}{\partial s} - \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} (A \kappa_i) \frac{\partial T_i}{\partial s} = Q_i \quad (3)$$

準中性近似 (charge neutrality)

$$n_e = \sum_i n_i \quad (4)$$

沿磁力線電流

$$\sum_i (n_i V_{i\parallel}) - n_e V_{e\parallel} = 0 \quad (5)$$

ただし, n_i はイオン数密度 (cm^{-3}), n_e は電子数密度 (cm^{-3}), P_i, L_i はそれぞれイオン i 成分の生成・消滅率, $V_{i\parallel}$ はイオン速度の沿磁力線成分 (cm/s), A はフラックスチューブの断面積 (cm^2), s は沿磁力線距離 (cm), g_{\parallel} は地球の重力加速度の沿磁力線成分 (cm/s^2), m_i はイオン質量 (g), T_i はイオン温度 (K), T_e は電子温度 (K), U_{\parallel} は中性大気速度の沿磁力線成分 (cm/s), k はボルツマン定数, ν_{ij}, ν_{in} はそれぞれイオン i と j 成分の, イオン i と中性 n 成分の運動量輸送衝突周波数 (s^{-1}), κ_i は熱伝導度, Q_i は加熱・冷却率, である. 式 (1) から (5) は, 磁力線の閉じた磁気緯度約 30 度以内の領域で, 中・低緯度ダイナモ電場に伴う $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの影響下で運動するフラックスチューブ (磁力線) に沿って, O^+, H^+ に対して数値的に計算される. 式 (2) から, 重力, 圧力勾配, 中性粒子や他のイオンとの衝突の影響を受けて, 磁力線に沿って運動する様子の記述から, O^+, H^+ の沿磁力線速度成分を得る. 式 (3) では, 熱移流, 熱伝導, 光電子からの加熱, イオン・中性粒子への熱の移動から, $e^-, \text{O}^+, \text{H}^+$ に対する温度を計算する. 電子密度は準中性近似 (式 4) を用い, 磁力線に沿った電流は無視できるという仮定を用いる (式 5).

O^+ の光電離生成率は Anderson (1973) を用いる. またイオンに関する化学反応係数と熱伝導度は Banks and Kockarts (1973) を用いる. イオンと中性大気の運動量輸送衝突周波数は Raitt et al. (1975), 電子と中性粒子のそれは Schunk and Nagy (1978) を用いる. 電子の加熱率は Banks (1969), その他の加熱・冷却率は Bailey and Sellek (1990) を用いる.

- 高・中緯度電離圏モデル

イオンの連続の式

$$\frac{dn_i}{dt} = P_i - L_i - \frac{1}{A} \frac{\partial An_i V_{i\parallel}}{\partial s} - n_i \nabla \cdot \mathbf{V}_{i\perp} \quad (6)$$

イオンの運動方程式

$$\begin{aligned} V_{i\parallel} = & \nu_{ij} V_{j\parallel} + \nu_{in} V_{n\parallel} \\ & - D_i \left[\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial s} - \frac{m_i g_{\parallel}}{k T_i} + \frac{1}{T_i} \frac{\partial}{\partial s} (T_e + T_i) \right. \\ & \left. + \frac{T_e}{T_i} \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial s} + \frac{1}{T_i} \left(\beta_{ij} \frac{\partial T_i}{\partial s} - \beta_{ij}^* \frac{\partial T_j}{\partial s} \right) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

エネルギー方程式

$$3k\nu_{ie}(T_e - T_i) + \sum_n \frac{m_i m_n \nu_{in}}{m_i + m_n} |\mathbf{V}_i - \mathbf{U}|^2 = \sum_n \frac{m_i \nu_{in}}{m_i + m_n} 3k(T_i - T_n) \quad (8)$$

準中性近似

$$n_e = \sum_i n_i \quad (9)$$

ただし、 $\mathbf{V}_{i\perp} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$ はイオン速度の磁力線に垂直な成分 (cm/s)、 D_i は拡散係数、 β_{ij} 、 β_{ij}^* は熱拡散係数、である。

磁気緯度約 23 度以上、高度 100~10000km の領域において、磁気圏対流電場に伴う $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの影響下で運動する磁力線に沿って、 O^+ 、 H^+ に対する式 (6) から (9) を解く。 O^+ と H^+ の沿磁力線速度成分は慣性項を無視した磁力線に沿った運動方程式 (7) で近似する (St.-Maurice and Schunk, 1977; Conrad and Schunk, 1979)。イオン温度は、電子による加熱、イオン・中性粒子の摩擦熱、中性粒子へ供給される熱から計算される (式 8)。熱拡散は考慮していない。電子温度は経験モデル (Quegan et al., 1982) から得られる。電離圏 E 領域を構成する分子イオン、 O_2^+ 、 N_2^+ 、 NO^+ の数密度は化学平衡を仮定して計算する。

イオンの光電離生成率は Hinteregger et al. (1981) を用いる。熱拡散係数は St.-Maurice and Schunk (1977) を用いる。イオンと中性大気の運動量輸送衝突周波数は Schunk and Walker (1973)、ただし O と O^+ のそれは Salah (1993) を用いる。

● 熱圏モデル

中性大気の運動方程式

$$\frac{DU}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{U} + \mathbf{g} - \nu_{ni}(\mathbf{U} - \mathbf{V}_i) - \frac{1}{\rho} \nabla(\mu \nabla U) \quad (10)$$

エネルギー方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = & -\mathbf{U} \cdot \nabla_p (\epsilon + gh) - w \frac{\partial}{\partial p} (\epsilon + gh) \\ & + g \frac{\partial}{\partial p} \left[(\kappa_m + \kappa_T) \frac{p}{H} \frac{\partial T}{\partial p} \right] + \frac{1}{\rho} (\kappa_m + \kappa_T) \nabla_p^2 T - g \frac{\partial}{\partial p} \frac{\kappa_T g}{C_p} \\ & + \mathbf{U} \cdot \mathbf{F}_v + \frac{1}{\rho} (\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}) + Q_v + Q_{EUV} + Q_{IR} \end{aligned} \quad (11)$$

エネルギー密度

$$\epsilon = C_p T + \frac{|\mathbf{U}|^2}{2} \quad (12)$$

状態方程式

$$p = nkT = \frac{\rho RT}{\bar{m}} = H\rho g \quad (13)$$

連続の式

$$\frac{\partial w}{\partial p} = -\nabla_p \cdot \mathbf{U} \quad (14)$$

鉛直風の式

$$V_z = \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_p - \frac{w}{\rho g} \quad (15)$$

電流密度の式

$$\mathbf{J} = \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}) \quad (16)$$

電気伝導度

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (17)$$

組成の式

$$\frac{\partial \psi_i}{\partial t} = \frac{1}{\rho} m_i S_i - \mathbf{U} \cdot \nabla_p \psi_i - w \frac{\partial}{\partial p} \psi_i - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (n_i m_i \mathbf{C}_i) + \frac{1}{\rho} \nabla (\kappa_T n \nabla \bar{m} \psi_i) \quad (18)$$

ただし, \mathbf{U} は中性風速 (m/s), \mathbf{V}_i はイオン速度 (m/s), \mathbf{g} は地球の重力加速度 (m/s), $\boldsymbol{\Omega}$ は地球の角速度 (cm^{-1}), ρ は中性大気質量密度 (kg/m^3), p は中性大気圧力 (kg/m^2), ν_{ni} は中性粒子とイオンの運動量輸送衝突周波数 (s^{-1}), μ は分子粘性係数 (μ_m) と乱流粘性係数 (μ_T) の和 ($\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$), \mathbf{F}_v は運動方程式 (10) における粘性力, κ_m, κ_T は分子・乱流熱伝導係数, C_p は定圧比熱 ($\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$), R は気体常数, \bar{m} は平均分子量 (kg), $w = dp/dt$ は圧力座標面の鉛直速度 (m/s), h は圧力座標面の高度 (km), $H = RT/\bar{m}g$

はスケールハイト (km), \mathbf{J} は電流密度 (A/m^2), \mathbf{B} は地球の磁場 (T), $\boldsymbol{\sigma}$ は 3×3 電気伝導度テンソル, $\sigma_0, \sigma_P, \sigma_H$, はそれぞれ Parallel (Longitudinal), Pedersen, Hall 電気伝導度 (mho/cm), $\psi_i = (n_i m_i) / \rho$ は i 成分の質量混合比, m_i は分子質量 (kg), n_i は数密度 (m^{-3}), \mathbf{C}_i は拡散速度 (m/s), S_i は粒子の湧き出し・沈み込みである。

式 (10) から (18) は圧力座標系で高度 80~500km の領域において計算される。熱圏は下層大気に比べて希薄であるが、粒子の平均自由行程はスケールハイトに比べて小さい。すなわち大気粒子は Navier-Stokes 方程式に支配された流体として取り扱うことができる (Rishbeth, 1972)。高度約 600km 以上の外圏になると衝突間隔が長くなり、粒子は流体として振舞わなくなる (Conrad and Schunk, 1979)。熱圏では平均分子量 \bar{m} の単一成分流体として見なしても良い、なぜなら様々な成分粒子の異なる運動は大気全体の風速と比較するとはるかに小さいためである。従って中性空気塊に働く力のバランスとその結果生じる速度変化を記述する運動方程式は、圧力勾配力、コリオリ力、重力加速、イオン抗力、粘性力を考慮して式 (10) のように表わす。系のエネルギーの保存を表わす方程式、式 (11) 右辺の各項は、エネルギーの水平移流、鉛直移流、鉛直方向の分子・乱流熱伝導、水平方向の分子・乱流熱伝導、温位の乱流混合、粘性による仕事、ジュール加熱、粘性による散逸 (Q_v)、太陽加熱 (Q_{EUV})、赤外放射冷却 (Q_{IR})、をそれぞれ示す。全エネルギー密度と中性風速度を用いて式 (12) のように中性大気温度を得る。鉛直風は式 (15) の通り 2 成分からなる (Dickinson and Geisler, 1968; Rishbeth et al., 1969): "barometric" 成分: 大気の膨張・伸縮に伴う圧力座標面の昇降; "divergence" 成分: より高高度における水平収束・発散のバランス、である。式 (18) から熱圏における主要な 3 成分, O, O₂, N₂ の混合比を得る。2 種以上の成分からなる不均質気体に対する、一般化された拡散方程式 (Chapman and Cowling, 1970) と連続の式を組み合わせ中性風、温度、組成の変化を計算する。式 (18) 右辺各項は、 i 成分の湧き出し・沈み込み、水平移流、鉛直移流、分子拡散、乱流拡散をそれぞれ示す。

分子粘性係数、分子・乱流熱伝導係数は Banks and Kockarts (1973) を用いる。また乱流粘性係数は、乱流熱伝導係数との関係式、 $\kappa_T = (\mu_T C_p) / 2$ から得られる (Fuller-Rowell, 1984)。EUV 吸収に伴う中性大気加熱率は Roble et al. (1987) を用いる。O($63\mu\text{m}$), CO₂($15\mu\text{m}$), NO($5.3\mu\text{m}$), の赤外放射冷却は Fuller-Rowell (1984) に基づいてパラメータ化されている。渦動拡散係数は高度のみに依存すると仮定し、Shimazaki (1971) の定式化を用いる。

さらに以下のようなモデルを用いる。

- オーロラ降下粒子モデル: TIROS-NOAA 衛星データに基づくオーロラ降下粒子の経験的モデル (Fuller-Rowell and Evans, 1987)
- 電場モデル:

- 高緯度: Millstone Hill (42.6°N, 71.5°W; 53.1°magN) 非干渉散乱レーダー観測に基づく地磁気活動度に対応した磁気圏対流電場の経験モデル (Foster et al., 1986)
- 中・低緯度: 太陽活動極大期 (1980-1981) 地磁気静穏時におけるドリフト速度 (Fejer et al., 1989; Scherliess, 1997) を用いる. 鉛直・東向成分共に磁気赤道直下 Jicamarca (11.9°S, 76.0°W; 0.95°magN) と, 中緯度帯 Arecibo (18.3°S, 66.75°W; 29.0°magN) 両方の観測データを用いる. 季節が春分であるため, ドリフト変動は経度に依存しないと仮定している (Fejer et al., 1995). Fig. 1 に磁気赤道, 高度約 350km, 経度 284 度 (Jicamarca 付近) における鉛直プラズマドリフトの日変動を示す. また東西成分の日変動は Fig. 3a に示されている.

- 偏心双極子地球磁場モデル
- 低緯度電離圏 E 領域モデル (経験モデル) (Chiu, 1975)
- 潮汐: 一日 (1,1)・半日 ((2,2), (2,3), (2,4), (2,5)) モードを持つ潮汐波を高度 97km に与える (Fuller-Rowell et al., 1991; Salah et al., 1995).

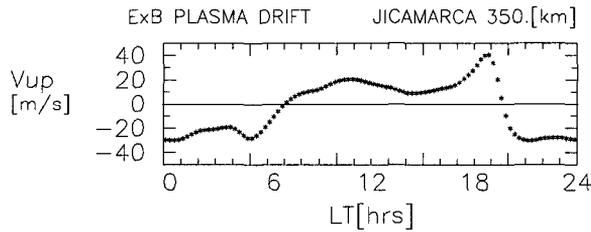


Fig. 1. The diurnal quiet variation of the $E \times B$ plasma drift (eastward electric field) (Fejer et al., 1989) used in the simulation, at the geomagnetic equator, an altitude of about 350km, 284 degrees in longitude (near Jicamarca) [m/s].

III. 計算結果

Fig. 2 に, 春分, $F10.7 = 150 \times 10^{-22} \text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$, $A_p = 7$, の条件下で計算された, 3次元全球電離圏・熱圏結合モデルの計算結果の一例を示す. Fig. 2a は高度約 350km での電子密度分布を示す. 正午過ぎ磁気赤道の両側に鉛直上向きイオンドリフト (Fig. 1) に伴う赤道異常 (Equatorial Ionization Anomaly) が発達している. 赤道異常は昼側の東向き電場に伴う $E \times B$ ドリフトにより, もとは光電離過程 (photoionization) により高度 ~150km 付近で生成された電離大気が磁気赤道付近で鉛直上方 (磁場に垂直方向) へ持ち上げられ, 磁力線に沿った方向の圧力勾配と重力の影響を受けてより高緯度側へ輸送される現象である (例え

ば, Hanson and Moffett, 1966). ある高度でこれを観測すると正午前は磁気赤道で密度が高く, 正午過ぎになると磁気赤道は逆に密度の谷となり高緯度側 (磁気緯度約 18 度) で密度の山となる. 電離圏内に存在する電場は低緯度電離圏の構造を理解する上で非常に重要な役割を担っている (例えば, Fejer, 1991). 中・低緯度電離圏の電場は主に E/F 領域ダイナモにより生成される (例えば, Rishbeth, 1997). しかし我々のモデルでは経験電場モデル (Fejer et al., 1989; Scherliess, 1997) を用いている. 夕方から深夜にかけて, 磁気赤道付近では逆に密度の谷が見られる. これは夕方における強い上向きドリフト (prereversal enhancement, Fig. 1 を参照) により電離層がより高高度へ持ち上げられたことに起因する. prereversal enhancement は夕方における東向き電場成分が日没付近から直後の 1~2 時間に強くなる現象 (例えば, Rishbeth, 1971) である. その生成機構については F 領域ダイナモに関する様々な要因が提案されている. 夕方 F 領域で吹く高速東向き中性風の重要性はいくつかの研究により指摘された (Heelis et al., 1974; Farley et al., 1986; Haerendel and Eccles, 1992). Farley et al. (1986) は日没時に E 領域の電気伝導度が急速に減少する結果生じる偏極電場に起因した. Haerendel and Eccles (1992) は赤道ジェット (磁気赤道付近の狭い緯度領域に限定して存在する電流. E 領域の東西電場により駆動される) によって運ばれる大きな電流が存在し, 夕方に減衰すること, その時東向きから鉛直・南北方向へ方向転換する電流の連続性に伴う電場を指摘した. Crain et al. (1993) は F 領域高度における東向き中性風が夕方急速に発達することが F 領域ダイナモの原因であると考えた. Fig. 2b の中性水平風分布は, 昼は西・極向き, 夜は東・赤道向きとなり, 基本的には太陽加熱に伴う一日周期の熱潮汐に従っている. それに加えて粘性, イオン抗力による摩擦力, コリオリカ (主に中緯度) 等により変形を受ける. 熱圏における熱過程は太陽放射による加熱, 下層大気への鉛直分子熱伝導による冷却, NO, O などによる赤外放射冷却などが主である. また加熱された昼側から吹き出す大規模な風により, エネルギーは断熱加熱・冷却の過程を通して夜側へ輸送される (Mayr et al., 1978). Fig. 2b の温度分布について, 天頂角が最大の正午にピークを迎える太陽加熱と, 昼夜の差を解消する方向へと冷却する熱伝導と断熱過程のバランスにより ~16LT で温度は最大になる. 最小値は日の出直前の ~6LT に位置し, 観測結果とほぼ一致している (例えば, Hedin et al., 1974). 赤道域において注目すべき特徴は, 夕方から深夜にかけての東向き中性風の顕著な発達で, 特に磁気赤道で最高速度 ~150m/s を示す. これは観測 (Coley and Heelis, 1989) やモデルによる結果 (Richmond et al., 1992; Fuller-Rowell et al., 1997) と一致している. 温度の緯度分布の特徴については, 磁気赤道の両側に 2 つのピークが見られ, Raghavarao et al. (1991, 1993) による観測 (ETWA) と一致している. 高緯度の大気は磁気圏を通して間接的に太陽のエネルギーを受け取る. 磁気圏起源のオーロラ降下粒子と磁気圏対流電場 (太陽風のプラズマと地球磁場のダイナモ作用により生成される. 磁気圏で生成された電場は磁力線に沿って電離圏へ投影される) は, 高緯度領域では地磁気擾乱時において, EUV 吸収と同じくらい重要なエネルギー源となる (例えば, Mayr et al., 1978). 光電離過程

と同様に、粒子電離過程においてもプラズマ・中性粒子ともに加熱される。磁気圏電場に伴う $E \times B$ ドリフトにより高緯度の電離大気は極域を磁力線に垂直に運動する。このような電離大気との衝突を通して中性大気は加・減速されると同時に摩擦熱、ジュール加熱により加熱される。地磁気活動静穏時でさえもオーロラ降下粒子や磁気圏電場は常に存在するため、Fig. 2b において高緯度の風速は $\sim 300\text{m/s}$ と強く、また降下粒子の卓越する夜側で中性大気温度は高い。

IV. 考 察

Fig. 3a に電離圏・熱圏結合モデル計算から得られた、高度約 376km における東西イオンドリフトと中性風の日変動の比較を示す。中性風日変動の位相と大きさに関して、DE-2 衛星による観測値 (Coley and Heelis, 1989, Fig. 4 を参照) との比較的良い一致を得た。さらにイオン抗力を含むモデル (U_n) と含まないモデル (U_{nf}) の比較から、電離圏・熱圏結合に伴う電離・中性大気衝突の効果は熱圏構造にとって重要な役割を担うことが明らかである。この中性東西風日変動を理解するために、モデル計算で用いた東西成分の運動方程式における主な項の比較を Fig. 3b に示す。昼側の風は圧力勾配力とイオン抗力が主に釣合っている。中緯度の中性風によるダイナモ過程を通して生成される小さい西向きイオンドリフトは、昼側の高い密度に伴うイオン抗力を通して中性大気にブレーキをかける。圧力勾配は温度が最大値になる $\sim 16\text{LT}$ を境にして西から東向きへ変化し日没に向けて圧力勾配力が発達する。同時にイオンドリフトが東向きに強く発達する (両者は相互作用により強め合う) こと (例えば, Rishbeth, 1971; Heelis et al., 1974), また鉛直プラズマドリフトの *prereversal enhancement* に伴って電離層が急速に持ち上げられること (Anderson and Roble, 1974) の両方の理由により、同方向に運動する中性大気にかかるイオン抗力が減少する結果、中性風は加速される (Richmond et al., 1992)。この時 Fig. 3b において慣性項が増加している。

夕方のピークから深夜にかけて圧力勾配力は減少し $\sim 3\text{LT}$ で 2 度目の小さいピークがある。一方でイオン抗力もそれに対応して 2 番目の小さい山がある。これは Herrero et al., (1985) の観測結果と一致している。

大小関係が入れ替わった後深夜から明け方にかけて、向きは逆であるが昼側と同様に、より小さい東向きドリフトが中性風にブレーキをかける。従って昼側だけでなく、電離大気密度の比較的小さい夜側においてもまだイオン抗力は中性大気力学の上で圧力勾配力の次に重要な役割を担っている。しかし昼や夕方に比べると、深夜から明け方にかけて圧力勾配力やイオン抗力が減少するため、粘性の役割が相対的に増加する。

Midnight Temperature Maximum (MTM, 深夜付近で発生する温度増加) に伴って、夕方から続く赤道向きの中性風が深夜に反対向きになる現象が、地上 (例えば, Behnke and Harper, 1973)・衛星観測 (例えば, Spencer et al., 1979) により報告されている。また赤道向き中性風の収束に伴う鉛直下降流と温度増加が観測された (例えば, Biondi and Sipler, 1985)。深夜付近から明け方にかけての圧力勾配力の変動は MTM に関する解釈を用いて説明することが

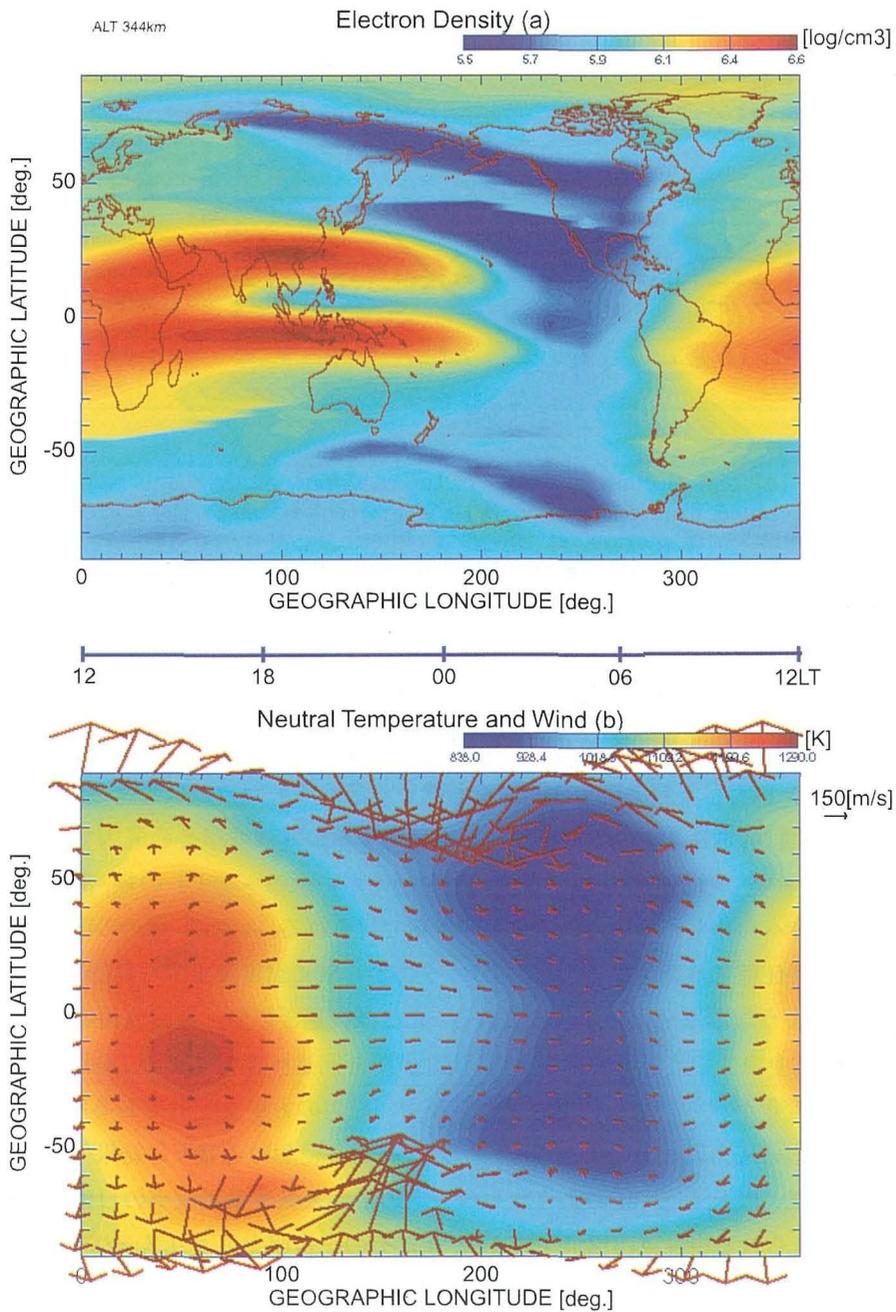


Fig. 2. The global distribution of the electron density [cm^{-3}] (a), neutral temperature [K] and horizontal wind [m/s] (b), an altitude of about 350km, at 12UT.

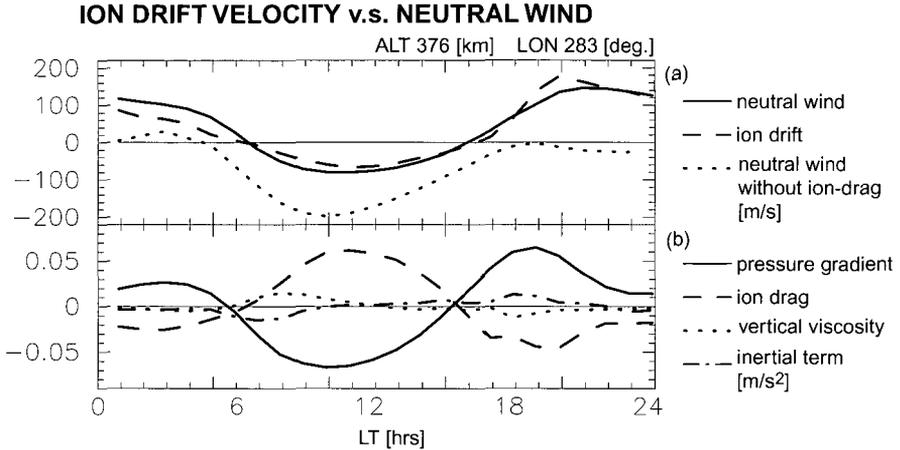


Fig. 3. (a) The diurnal variations of the eastward ion drift and neutral wind obtained from the model, (b) the major 4 terms in the corresponding equation of motion, at the geomagnetic equator, an altitude of about 376km, 283 degrees in longitude (near Jicamarca). Note that the dotted-line (U_{nf}) in (a) shows the neutral wind without ion-drag effect.

できる。Anderson and Roble (1974) はモデル計算から、電離層の下降 (イオン抗力変動) に伴う東西水平風収束により下降流と断熱圧縮加熱が発生する可能性を指摘した。Mayr et al. (1979) はイオン抗力と下層大気から熱圏へ伝播する潮汐波の両方の重要性を指摘した。また Fesen (1996) は NCAR-TIEGCM を用いて半日モードの潮汐波がその成因であると主張した。Fig. 2b において増加こそないが温度勾配が緩やかになる $\sim 23\text{LT}$ の後、深夜過ぎに赤道向きから極向きへの南北風の向きの変化が南半球で見られる。 $\sim 23\text{LT}$ 付近の南北風収束に伴う下降流が断熱圧縮加熱を生じることにより、夕方から続く温度減少が一旦穏やかになる。圧力勾配はこのような温度変化を反映している。また深夜過ぎの中・低緯度領域の温度分布は赤道で最大値、中緯度で最低値を持つため、南北風が極向きへ変化する。しかし Fig. 2b の北半球で向きの変化が見られないのは中絶度の圧力勾配力の方が支配的であるためである。さらにこの中絶度の圧力勾配力の大きさは、高度約 376km における我々の結果ではイオン抗力に起因している。以上 Fig. 3b のような東西方向の中性大気運動量収支の日変動の結果として Fig. 3a に見られる中性東西風が生成され、またその一日収支によりスーパーローテーションが実現されている。イオン抗力はその主な運動量源である。

Fig. 4a に電離圏・熱圏結合モデルの計算結果による、23UT、経度 324 度での電子密度、中性東西風、温度、鉛直風の緯度構造を示す。DE-2 衛星による観測結果 (Raghavarao et al., 1993, Fig. 1 を参照) との比較を行った。電子密度は観測・計算結果共に、磁気赤道の両側に赤道異常、また磁気赤道においては密度の谷が見られる。しかし谷の値について、計算結果は観測値に比べて 3 桁程度高い。中性東西風は磁気赤道において速度の最大値が見られ、その

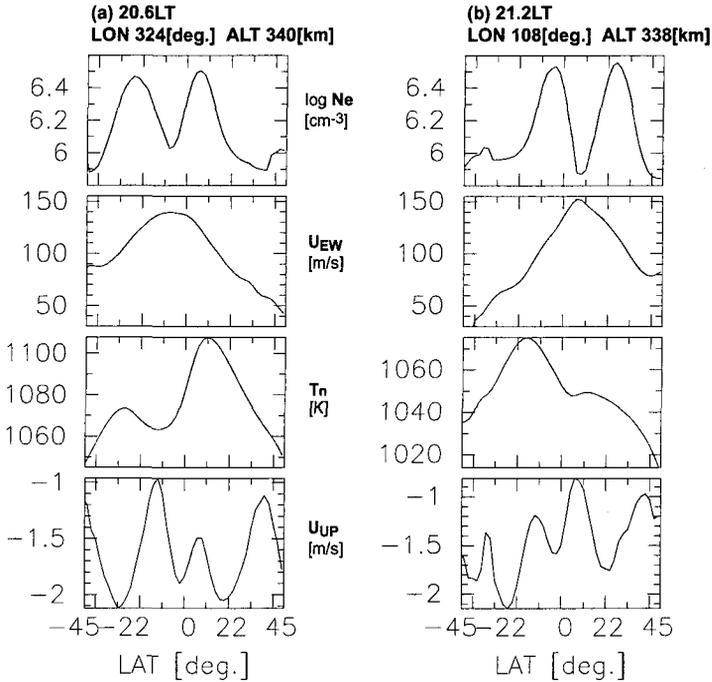


Fig. 4. (a) The electron density, eastward neutral wind, neutral temperature, and upward wind, on April 17, 1982, local time 20.6h, an altitude of about 340km, about 324 degrees in longitude, (b) the same as (a), but for local time 21.2h, an altitude of about 338km, about 108 degrees in longitude.

値 ($\sim 150\text{m/s}$) が観測と計算結果ではほぼ一致している。中性大気温度は赤道異常と同様の構造を示し、磁気赤道の両側で温度が高く、磁気赤道において低い、またその温度差 ($\sim 50\text{K}$) は観測と計算結果ではほぼ一致している。しかし観測値は南半球でより高いのに対して計算結果では北半球でより高い。中性鉛直風は観測と計算結果は逆センスの緯度変化を示す、すなわち観測では赤道異常の密度の山に対応した緯度で上昇流、谷で下降流であるが、計算結果は逆になっている。

赤道域における中性大気の東西風、温度と電子密度の緯度変化、ETWA (Raghavarao et al., 1991, 1993) の生成機構を説明するために、今までいくつかのモデルが提案された。Hedin and Mayr (1973) は赤道異常に伴うイオン抗力の緯度変化によって東西風緯度変化が生じる結果、輸送に伴うエネルギー減少量が磁気赤道に比べて赤道異常帯で少ないことが原因であると考へた。Raghavarao et al.(1993) は鉛直風構造から赤道異常帯で赤道方向の水平風と上昇流、磁気赤道で水平風収束と下降流という緯度断面の 2 次元風系の存在を提案した。一方で Fuller-Rowell et al. (1997) はそれらの提案を否定し、新たなエネルギー源として化学反応熱の重要性を指摘した。

Fig. 4a は ~21LT における一断面であるが, Fig. 2b を見ると ETWA 現象は温度最大値の ~16LT を中心として経度方向に広がっている, つまりこの 16LT 付近が ETWA の温度緯度変化が生成される中心で, 21LT はその構造が発達した東向き風により輸送された結果である. Hedin and Mayr (1973) は OGO 6 衛星による ~17LT での ETWA を観測した. Raghavarao et al. (1998) によると DE-2 衛星観測で得られた平均的な ETWA 温度構造は 09:30-15:00LT, 18:00-22:00LT の地方時幅を持って広がっている. Fig. 2b は温度最大値のところで中性風は発散し, 2 次元的に吹き出す様子を示している. 吹き出しに伴い上向き鉛直風が生成され断熱冷却が起こる. この 3 次元風系は磁気緯度に支配されているため, 磁気赤道付近で温度の谷が観測される. 中性風の発散は従来では考慮に入れられていなかった磁力線方向のイオン抗力に起因している. なぜならイオン抗力のない数値計算ではこの温度構造が見られなくなるからである. イオンの沿磁力線速度は赤道異常の発達に伴って極方向に生成する. このイオンの運動と赤道異常に伴う高い密度によるイオン抗力が中性極向き風を加速している. 観測, モデル共に温度上昇の緯度幅は赤道擾乱帯より広い (Hedin and Mayr, 1973; Raghavarao et al., 1993). モデル計算の結果では, 昼側の太陽加熱に伴う温度上昇部分は太陽直下点を中心とした低緯度領域に限定されていて, 磁気赤道でのみ断熱拡散冷却により温度が減少する. また低緯度領域の熱を高緯度方向へ逃げさせないためにイオン抗力が起因している (Rishbeth, 1979). なぜなら Fig. 3a におけるイオン抗力のないモデル計算 (Unf) により, 昼側のブレーキとしてのイオン抗力がなくなると, 低・中緯度での中性極向き風が増大し熱をより一層輸送する結果, 低緯度領域の温度が減少することが確認されたからである. モデル計算結果の経度変化において温度上昇値を比較すると地理赤道に近い方が温度が高い. これは太陽加熱と磁気赤道における断熱拡散冷却の組合せでこの現象を理解することができる. Raghavarao et al. (1993, 1993) の観測例でも地理赤道に近い方が温度が高い. しかし Fig. 4a では北半球で高いのに対して, Raghavarao et al. (1993) の観測値では南半球で温度が高い. この相違の原因はモデルで用いられている偏極双極子を仮定した地球磁場モデルと実際の磁場変動がこの経度帯で異なる点が考えられる. Fig. 4a と同様のモデル計算結果による, 14UT, 経度 108 度における緯度構造を Fig. 4b に示す. この経度帯では地理赤道により近い南半球で温度が高い.

夜側の鉛直風は昼側と比べると高高度まで影響を受けやすいため, 鉛直風の鉛直構造は顕著になる. 中性鉛直風に関して Raghavarao et al. (1993) の観測結果と Fig. 4a のモデル計算結果が逆センスの緯度変化を示す原因として, 下層大気から伝播する潮汐波の影響の可能性が考えられる. この鉛直風鉛直構造の解明にはさらなる観測との比較が必要である.

V. ま と め

3 次元全球電離圏・熱圏結合モデルを用いて以下のことを示した. (1) モデルは地磁気静穏時における電離圏・熱圏の一般的な描像を再現することができる. (2) 東西方向の運動量収支においてイオン抗力は重要な役割を担う. また超高層大気スーパーローテーションにおいて

イオン抗力はその主な運動量源である。(3) 赤道域における電子密度と中性大気の緯度構造について観測とモデル結果の比較により全体的に良い一致が見られた。また ETWA 生成機構について新しい解釈を提案し、従来の磁力線に垂直な方向のイオン抗力だけでなく、磁力線に平行方向のその重要性を指摘した。(4) (2) と (3) より赤道域における力学・熱力学における電離・中性大気相互作用を考える上で 3 次元的なイオン抗力の分布とその結果生じる中性風系を考慮に入れる必要がある。

今後このモデルを地磁気嵐に伴う全球規模の現象である大気重力波 (Atmospheric Gravity Waves), 移動性電離圏擾乱 (Traveling Ionospheric Disturbances), 赤道域電離圏擾乱等の現象に対して適用することもできる。大規模大気重力波は磁気圏起源のエネルギーや運動量を低緯度側へ輸送するのに重要な役割を担う (例えば, Hocke and Schlegel, 1996)。近年急速な発達を遂げた大気光イメージング技術や GPS-TEC の全球観測網等を用いて精力的に熱圏大気や電離圏プラズマを観測しているが、そのような蓄積されつつあるデータと比較することも可能である。

謝辞 北海道大学理学研究科地球惑星大気物理学・地球流体力学講座の教官の方々、ならびに院生、学生の方々の支援により素晴らしい研究環境が維持できた。特に山田君はこの原稿のためにスタイルファイルを作成して下さい。数値計算は、北海道大学大型計算機センターのスーパーコンピュータ (SR8000), 名古屋大学太陽地球環境研究所「計算機利用共同研究」として名古屋大学大型計算機センターのスーパーコンピュータ (VPP5000), また国立極地研究所情報科学センターのスーパーコンピュータ (SR8000) を利用して行われた。

文 献

- Anderson, D. N. and R. G. Roble, 1974. The effect of vertical $E \times B$ ionospheric drifts of F region neutral winds in the low-latitude thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **79**, 5231-5236.
- Anderson, D. N., 1973. A theoretical study of the ionospheric F region equatorial anomaly, 2, Results in the American and Asian sectors, *Planet. Space Sci.*, **21**, 421-422.
- Bailey, G. J. and R. Sellek, 1990. A mathematical model of the Earth's plasmasphere and its application in a study of He^+ at $L = 3$, *Ann. Geophysicae.*, **8**, 171-190.
- Banks, P. M., 1969. The thermal structure of the ionosphere, *Proc. IEEE*, **57**, 258-281.
- Banks, P. M. and G. Kockarts, 1973. *Aeronomy*, Academic Press, San Diego, California.
- Behnke, R. A. and R. M. Harper, 1973. Vector measurements of F region ion transport at Arecibo, *J. Geophys. Res.*, **78**, 8222.
- Biondi, M. A. and D. P. Sipler, 1985. Horizontal and vertical winds and temperatures in the equatorial thermosphere: measurements from Natal, Brazil during August-September 1982, *Planet. Space Sci.*, **33**, 817-823.
- Chapman, S. and T. G. Cowling, 1970. *The mathematical theory of non-uniform gases. an account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction and diffusion in gases*, Cambridge University Press, Cambridge, 1-448.
- Chiu, Y. T., 1975. An improved phenomenological model of ionospheric density, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **37**, 1563-1570.
- Colegrove, F. D., F. S. Johnson and W. B. Hanson, 1966. Atmospheric composition in the lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **84**, 2227-2236.

- Coley, W. R. and R. A. Heelis, 1989. Low-latitude zonal and vertical ion drifts seen by DE 2, *J. Geophys. Res.*, **94**, 6751-6761.
- Coley, W. R., R. A. Heelis and N. W. Spencer, 1994. Comparison of low-latitude ion and neutral zonal drifts using DE 2 data, *J. Geophys. Res.*, **99**, 341-348.
- Conrad, J. R. and R. W. Schunk, 1979. Diffusion and heat flow equations with allowance for large temperature differences between interacting species, *J. Geophys. Res.*, **84**, 811-822.
- Crain, D. J., R. A. Heelis, G. J. Bailey and A. D. Richmond, 1993. Low-latitude plasma drifts from a simulation of the global atmospheric dynamo, *J. Geophys. Res.*, **98**, 6039-6046.
- Dickinson, R. E. and J. E. Geisler, 1968. Vertical motion field in the middle thermosphere from satellite drag densities, *Mon. Weath. Rev.*, **96**, 606-822.
- Farley, D. T., E. Bonelli, B. G. Fejer and M. F. Larsen, 1986. The prereversal enhancement of the zonal electric fields in the equatorial ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **16**, 195-216.
- Fejer, B. G., E. R. dePaula, I. S. Batista, E. Bonelli and R. F. Woodman, 1989. Equatorial *F* region vertical plasma drifts during solar maxima, *J. Geophys. Res.*, **94**, 12,049-12,054.
- Fejer, B. G., E. R. dePaula, R. A. Heelis and W. B. Hanson, 1995. Global equatorial ionospheric vertical plasma drifts measured by the AE-E satellite, *J. Geophys. Res.*, **92**, 4763-4766.
- Fejer, B. G., 1991. Low latitude electrodynamic plasma drifts: a review, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **53**, 677-693.
- Fesen, C. G., 1996. Simulations of the low-latitude midnight temperature maximum, *J. Geophys. Res.*, **101**, 26,863-26,874.
- Foster, J. C., J. M. Holt, R. G. Musgrove and D. S. Evans, 1986. Ionospheric convection associated with discrete levels of particle precipitation, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 656-659.
- Fuller-Rowell, T. J., M. V. Codrescu, B. G. Fejer, W. Borer, F. Marcos and D. N. Anderson, 1997. Dynamics of the low-latitude thermosphere: quiet and disturbed conditions, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **61**, 1533-1540.
- Fuller-Rowell, T. J. and D. Rees, 1980. A three-dimensional time-dependent global model of the thermosphere, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2545-2567.
- Fuller-Rowell, T. J. and D. Rees, 1983. Derivation of a conservation equation for mean molecular weight for a two-constituent gas within a three-dimensional, time-dependent model of the thermosphere, *Planet. Space Sci.*, **31**, 1209-1222.
- Fuller-Rowell, T. J., D. Rees, S. Quegan, R. J. Moffett, and G. J. Bailey, 1987. Interactions between neutral thermospheric composition and the polar ionosphere using a coupled ionosphere-thermosphere model, *J. Geophys. Res.*, **92**, 7744-7748.
- Fuller-Rowell, T. J., 1984. A two-dimensional, high-resolution, nested grid model of the thermosphere, 1. neutral response to an electric field "spike", *J. Geophys. Res.*, **89**, 2971-2990.
- Fuller-Rowell, T. J. and D. S. Evans, 1987. Height-integrated Pedersen and Hall conductivity patterns inferred from the TIROS-NOAA satellite data, *J. Geophys. Res.*, **89**, 14,581-14,590.
- Fuller-Rowell, T. J., D. Rees, H. F. Parish, T. S. Virdi, P. J. S. Williams and R. G. Johnson, 1991. Lower Thermosphere Coupling Study - Comparison of observations with predictions of the University College London-Sheffield thermosphere-ionosphere model, *J. Geophys. Res.*, **96**, 1181-1202.
- Haerendel, G. and J. V. Eccles, 1992. The role of the equatorial electrojet in the evening ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **16**, 1181-1192.
- Hagan, M. E. and J. E. Salah, 1995. Upper thermospheric variability over Millstone Hill during the LTCS-2 and LTCS-6 campaigns, *J. Geophys. Res.*, **100**, 23,769-23,778.
- Hanson, W. B. and R. J. Moffett, 1966. Ionization transport effects in the equatorial *F* region, *J. Geophys. Res.*, **71**, 5559-5572.
- Hedin, A. E. and H. G. Mayr, 1973. Magnetic control of the near equatorial neutral thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **78**, 1688-1691.
- Hedin, A. E., H. G. Mayr, C. A. Reber and N. W. Spencer, 1974. Empirical model of global thermospheric temperature and composition based on data from the Ogo 6 quadrupole mass spectrometer, *J. Geophys. Res.*, **79**, 215-225.
- Heelis, R. A., P. C. Kendall, R. J. Moffett, D. W. Windle, and H. Rishbeth, 1974. Electrical coupling of the *E*- and *F*-regions and its effect on *F*-region drifts and winds, *Planet. Space Sci.*, **22**, 743-756.
- Herrero, F. A., H. G. Mayr, W. Spencer and A. E. Hedin, 1985. Interaction of zonal winds with the equatorial midnight pressure bulge in the earth's thermosphere: empirical check of momentum balance, *Geophys. Res. Lett.*, **12**, 491-494.
- Hinteregger, H. E., K. Fukui and B. R. Gilson, 1981. Observational, reference and model data on solar EUV, from measurements on AE-E, *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 1147-1150.

- Hocke, K. and K. Schlegel, 1996. A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982-1995, *Ann. Geophysicae.*, **14**, 917-940.
- Killeen, T and R. G. Roble, 1984. An analysis of the high-latitude thermospheric wind and temperature structure using a thermospheric general circulation model: 1, Momentum forcing, *J. Geophys. Res.*, **89**, 7509-7522.
- King-Hele, D. G., 1964. The rotational speed of the upper-atmosphere, determined from changes in satellite orbits, *Planet. Space Sci.*, **12**, 835-853.
- Mayr, H. G., I. Harris and N. W. Spencer, 1978. Some properties of upper atmosphere dynamics, *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **16**, 539-565.
- Mayr, H. G., I. Harris, N. W. Spencer, A. E. Hedin, L. E. Wharton, H. S. Porter, J. C. G. Walker and H. C. Carlson, Jr., 1979. Tides and the midnight temperature anomaly in the thermosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 447-450.
- Quegan, S. G., J. Bailey, R. J. Moffett, R. A. Heelis, T. J. Fuller-Rowell, D. Rees. and R. W. Spiro, 1982. A theoretical study of the distribution of ionization in the high-latitude ionosphere and the plasmasphere: first results on the mid-latitude trough and the light-ion trough, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **44**, 619-640.
- Raghavarao, R., L. E. Wharton, N. W. Spencer, H. G. Mayr and L. H. Brace, 1991. An equatorial temperature and wind anomaly (ETWA), *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 1193-1196.
- Raghavarao, R., R. Suhasini, W. R. Hoegy, H. G. Mayr and L. Wharton, 1997. Local time variation of equatorial temperature and zonal wind anomaly (ETWA), *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **60**, 631-642.
- Raghavarao, R., R. Suhasini, W. R. Hoegy, H. G. Mayr and L. Wharton, 1998. Local time variation of equatorial temperature and zonal wind anomaly (ETWA), *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **60**, 631-642.
- Raitt, W. J., R. W. Schunk and P. M. Banks, 1975. A comparison of the temperature and density structure in high and low speed thermal proton flow, *Planet. Space Sci.*, **23**, 1103-1117.
- Rishbeth, H., 1971. Polarization fields produced by winds in the equatorial *F*-region, *Planet. Space Sci.*, **19**, 357-369.
- Rishbeth, H., 1972. Thermospheric winds and the *F* region: A review, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **44**, 1-47.
- Rishbeth, H., R. J. Moffett and G. J. Bailey, 1969. Continuity of air motion in the mid-latitude thermosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **31**, 1035-1047,
- Rishbeth, H., 1997. The ionospheric *E* layer and *F* layer dynamos - a tutorial review, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **59**, 1873-1880.
- Rishbeth, H., 1979. ion-drag effects in the thermosphere, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **41**, 885-894.
- Roble, R. G., E. C. Ridley and R. E. Dickinson, On the global mean structure of the thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **92**, 8745-8758.
- Salah, J. E., 1993. Interim standard for the ion-neutral atomic oxygen collision frequency, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 1543-1546.
- Scherliess, L., 1997. *Empirical studies of ionospheric electric fields*, Ph. D. dissertation, Utah State Univ., Logan.
- Schunk, R. W. and C. G. Walker, 1973. Theoretical ion densities in the lower ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **21**, 1875-1896.
- Shimazaki, T., 1971. Effective eddy diffusion coefficient and atmospheric composition in the lower thermosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **33**, 1383.
- Spencer, N. W., G. R. Carignan, H. G. Mayr, H. B. Niemann, R. F. Theis and L. E. Wharton, 1979. The midnight temperature maximum in the earth's equatorial thermosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 444-446.
- St.-Maurice, J.-P. and R. W. Schunk, 1977. Diffusion and heat flow equations for the mid-latitude topside ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **25**, 907-920.
- Watanabe, S., K.-I. Oyama and M. A. Adbu, 1995. Computer simulation of electron and ion densities and temperatures in the equatorial *F* region and comparison with Hinotori results, *J. Geophys. Res.*, **100**, 14,581-14,590.