



## Efeitos da Alteração nas Taxas de Colisões no Modelo de Condutividade Ionosférica para a Região E Brasileira

E. P. A. Olivio<sup>1</sup>, C. M. Denardini<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - P. O. Box 515 - S. J. Campos, SP, Brasil

Copyright 2007, SBGf - Sociedade Brasileira de Geofísica  
This paper was prepared for presentation at the 10<sup>th</sup> International Congress of The Brazilian Geophysical Society held in Rio de Janeiro, Brazil, 19-22 November 2007.  
Contents of this paper were reviewed by the Technical Committee of the 10<sup>th</sup> International Congress of the Brazilian Geophysical Society and do not necessarily represent any position of the SBGf, its officers or members. Electronic reproduction, or storage of any part of this paper for commercial purposes without the written consent of the Brazilian Geophysical Society is prohibited.

### Abstract

In the present paper we show some new results related to the evolution in the set of equations used to calculate the electron-neutron and ion-neutron collision rates in the Field Aligned Integrated Conductivity Model developed for the Brazilian Equatorial E-Region and its implications on the Hall and Pedersen conductivities and Hall-to-Pedersen conductivities ratio. The results are shown in a comparative way between the current version and its old version, and have revealed an increase of the region of high Hall-to-Pedersen conductivities ratio.

### Introdução

A região E equatorial possui um forte campo elétrico vertical capaz de produzir instabilidades de plasmas nestas alturas (Forbes, 1981), as quais se propagam para oeste durante o dia e para leste durante a noite (Fejer e Kelly, 1980). A presença dessas irregularidades pode ser monitorada usando radares de espalhamento coerente (Bowles e Cohen, 1960; Bowles et al., 1960). No Brasil, um radar de espalhamento coerente em 50 MHz (RESCO) opera em São Luís (2.3° S, 44.2° W, dip: ~ -0.5°) desde 1998. Radares coerentes em 50 MHz ( $\lambda = 6$  m) são capazes de detectar a presença das irregularidades de plasma de 3 metros e o efeito Doppler causado pelo seu deslocamento em relação ao radar. Este deslocamento é proporcional à intensidade do campo elétrico vertical (Farley, 1963; Buneman, 1963; Rogister D'Angelo, 1970). Com isso, medidas de deslocamento de irregularidades de plasma de 3 metros são, de fato, medidas indiretas do campo de polarização do eletrojato equatorial (EEJ). A partir do campo elétrico vertical é possível de se obter o campo elétrico zonal. Para tanto, é necessário que as condutividades para essas alturas da região E sejam conhecidas. Assim, em 2002 foi desenvolvido um modelo de condutividade ionosférica integrada ao longo das linhas de campo magnético para a região E equatorial brasileira (Denardini, 2007). Este modelo de condutividade tem como parâmetros de entrada informações sobre a atmosfera neutra, sobre a densidade eletrônica, sobre o campo magnético terrestre e, obviamente, sobre o deslocamento de irregularidades de plasma de 3 metros. Ele já apresentou resultados consistentes quando comparado com o modelo de Kyoto, mas ainda apresenta algumas limitações: o modelo de atmosfera neutra é simplificado para uma atmosfera invariante; a frequência de colisão íon-neutro é simplificada para a equação dada por Chapman (1956) e a frequência de colisão elétrons-neutros é simplificada para a equação dada por Kelley

(1989) sem considerar as diferentes espécies iônicas. Para suprir parte destas limitações foram feitas melhorias nas equações que tratam das taxas de colisões elétron-neutro e íon-neutro. Neste trabalho, apresentaremos a comparação dos resultados obtidos pelo modelo 2005 versus os resultados do modelo 2007. Nas seções que se seguem apresentaremos uma descrição básica dos modelos que serviram de parâmetros de entrada para este modelo de condutividade e uma descrição mais detalhada das modificações efetuadas, bem como os resultados obtidos pelos dois modelos, os quais são discutidos em termos comparativos.

### Descrição do Modelo e Novas Características

Nas seguintes subseções apresentaremos uma descrição básica dos modelos que serviram de parâmetros de entrada para o presente modelo de condutividade ionosférica integrada ao longo das linhas de campo magnético, específico para a região equatorial brasileira.

#### Modelo de Atmosfera Neutra

Os primeiros parâmetros de entrada do modelo de condutividade são densidades da atmosfera neutra em torno do observatório de São Luís. A descrição da atmosfera neutra é àquela apresentada por Banks and Kockarts (1973), a qual é baseada num modelo invariante de atmosfera constituída dos gases: Nitrogênio Molecular (N<sub>2</sub>), Oxigênio Molecular (O<sub>2</sub>), Oxigênio Atômico (O) e Argônio (Ar).

#### Modelo de Campo Magnético

O segundo parâmetro de entrada do modelo de condutividade é a configuração do campo magnético terrestre em torno do observatório de São Luís. O campo magnético terrestre foi aproximado por um modelo de dipolo não-centrado, tendo uma inclinação 20° comparada com o eixo de rotação da terra. Este modelo foi escolhido porque a região do equador magnético possui certas peculiaridades na configuração do campo magnético no setor brasileiro. Neste setor, o ângulo de declinação magnética é expressivo (~21°).

#### Modelo de Densidade Eletrônica

Os terceiros parâmetros de entrada do modelo de condutividade são densidades ionosféricas em torno do observatório de São Luís. A descrição da atmosfera ionizada é baseada no modelo IRI (Bilitza, 2001). Neste modelo, a atmosfera ionizada é constituída basicamente de Oxido Nítrico (NO<sup>+</sup>), Oxigênio Molecular (O<sub>2</sub><sup>+</sup>) e Oxigênio Atômico (O<sup>+</sup>). Devido ao modelo IRI subestimar a densidade eletrônica na região equatorial brasileira (Abdu et al., 2004), os perfis oferecido por este modelo são corrigidos a partir de valores do  $f_oE$  derivados de ionogramas obtidos por sondadores digitais em torno do equador magnético. Estes sondadores digitais estão localizados em três estações, um par de pontos conjugados: Campo Grande no Sul (20.45° S, 54.65° W,

dip: -22.5), Boa Vista no Norte (02.8° N, 60.66° W, dip: 22.5), e uma estação no equador, Cachimbo (09.47° S, 54.83° W, dip: -3.9).

#### Novas Características do Modelo de Condutividade

A partir dos parâmetros de entrada descritos acima, o modelo de condutividade calcula as taxas de colisões íon-neutro e elétron-neutro, bem como as frequências ciclotrônicas. A partir daí, são obtidos o fator anisotrópico (utilizado para corrigir a velocidade de deslocamento de irregularidades de plasma), as condutividades locais e a configuração das linhas de campo magnético ao longo do meridiano magnético na longitude do local do radar e em torno do observatório de São Luís. As frequências ciclotrônicas de íons ( $\Omega_i$ ) e elétrons ( $\Omega_e$ ) não foram alteradas, sendo calculadas respectivamente pelas equações:

$$\Omega_i = (q_e \cdot B_0) / m_i \quad \text{e} \quad \Omega_e = (q_e \cdot B_0) / m_e \quad (1)$$

Nesta equação,  $B_0$  é a intensidade do campo magnético, dado pelo modelo IGRF,  $m_i$  e  $m_e$  são as médias das massas dos íons e elétrons respectivamente, e  $q_e$  é a carga elementar. Com relação às taxas de colisões íon-neutro, na sua primeira versão, doravante denominada versão 2005, o modelo usava a equação (Chapman, 1956):

$$\mathbf{n}_i = (2,6 \times 10^{-9}) \cdot (N_n + N_i) \cdot A^{-1/2} \quad (2)$$

Nesta última,  $N_n$  é a densidade da atmosfera neutra,  $N_i$  é a densidade iônica e  $A (= A_n + A_i)$  é o peso médio molecular (neutra e ionizada). Para as alturas da região E o termo  $(N_n + N_i)$  pode ser aproximado por  $N_n$ , do mesmo modo  $A$  foi aproximado pela massa neutra  $A_n$ . Então, a equação (2) fica reduzida à:

$$\mathbf{n}_i = (2,6 \times 10^{-9}) \cdot N_n \cdot A_n^{-1/2} \quad (3)$$

Na versão corrente, doravante denominada versão 2007, foram incorporadas as taxas de colisões íon-neutro que levam em consideração as diferentes populações iônicas e suas respectivas concentrações. Estas relações abaixo foram obtidas por Schunk (1996) e substituíram a relação simplificada de Chapman (1956), dada pela equação (1).

\* Para o íon de Oxigênio Molecular:

$$\begin{aligned} \text{O}_2^+ \rightarrow \text{O} \quad \mathbf{n}_1 &= 2,31 \times 10^{-10} \cdot n(\text{O}) \\ \text{O}_2^+ \rightarrow \text{O}_2 \quad \mathbf{n}_2 &= 2,55 \times 10^{-11} \cdot n(\text{O}_2) \cdot T^{1/2} \cdot (1 - 0,073 \cdot \log T)^2 \\ \text{O}_2^+ \rightarrow \text{N}_2 \quad \mathbf{n}_3 &= 4,13 \times 10^{-10} \cdot n(\text{N}_2) \end{aligned}$$

\* Para o íon de Oxido Nítrico:

$$\begin{aligned} \text{NO}^+ \rightarrow \text{O} \quad \mathbf{n}_4 &= 2,44 \times 10^{-10} \cdot n(\text{O}) \\ \text{NO}^+ \rightarrow \text{O}_2 \quad \mathbf{n}_5 &= 4,27 \times 10^{-10} \cdot n(\text{O}_2) \\ \text{NO}^+ \rightarrow \text{N}_2 \quad \mathbf{n}_6 &= 4,34 \times 10^{-10} \cdot n(\text{N}_2) \end{aligned}$$

\* Para o íon de Oxido Atômico:

$$\begin{aligned} \text{O}^+ \rightarrow \text{O} \quad \mathbf{n}_7 &= 4,45 \times 10^{-11} \cdot n(\text{O}) \cdot T^{1/2} \cdot (1,04 - 0,067 \cdot \log T)^2 \\ \text{O}^+ \rightarrow \text{O}_2 \quad \mathbf{n}_8 &= 6,64 \times 10^{-10} \cdot n(\text{O}_2) \\ \text{O}^+ \rightarrow \text{N}_2 \quad \mathbf{n}_9 &= 6,82 \times 10^{-10} \cdot n(\text{N}_2) \end{aligned}$$

Nestas relações,  $n(\text{N}_2)$  representa a densidade do Nitrogênio Molecular,  $n(\text{O}_2)$  é a densidade do Oxigênio Molecular e  $n(\text{O})$  é a densidade do Oxigênio Atômico. Em todas as relações envolvendo a temperatura, esta foi aproximada para temperatura neutra  $T$ . Isto foi feito porque as temperaturas eletrônica, iônica e neutra são bastante próximas na baixa região E. Deste modo, a taxa de colisões íon-neutro resultou em:

$$\mathbf{n}_i = \sum_{k=1}^9 \mathbf{n}_k \quad (4)$$

Outra melhoria neste modelo foi efetuada no cálculo da taxa de colisão elétron-neutro, a qual era calculada na versão 2005 pela equação (Kelley, 1989):

$$\mathbf{n}_e = (5,4 \times 10^{-10}) \cdot N_n \cdot T_e^{1/2} \quad (5)$$

na qual,  $T_e$  é a temperatura eletrônica e os demais termos já foram apresentados anteriormente. Na versão 2007, foram adotadas as relações obtidas por Banks e Kockarts (1973) para a taxa de colisão elétron-neutro.

$$\begin{aligned} e \rightarrow \text{O} \quad \mathbf{n}_a &= 8,2 \times 10^{-10} \cdot n(\text{O}) \cdot T^{1/2} \\ e \rightarrow \text{O}_2 \quad \mathbf{n}_b &= 1,8 \times 10^{-10} \cdot n(\text{O}_2) \cdot [1 + 3,6 \times 10^{-2} \cdot T^{1/2}] \cdot T^{1/2} \\ e \rightarrow \text{N}_2 \quad \mathbf{n}_c &= 2,33 \times 10^{-11} \cdot n(\text{N}_2) \cdot [1 - 1,2 \times 10^{-4} \cdot T] \cdot T \end{aligned}$$

Nestas relações, os termos envolvendo as densidades da atmosfera neutra foram apresentados acima. E, como no caso da taxa de colisão íon-neutro, a temperatura eletrônica foi aproximada para a temperatura neutra. Deste modo, a taxa de colisões elétron-neutro resultou:

$$\mathbf{n}_e = \sum_{k=a}^c \mathbf{n}_k \quad (6)$$

A figura 1 mostra o gráfico das taxas de colisões para as versões 2005 e 2007 do modelo de condutividades. As linhas vermelhas representam o perfil da frequência de colisão íon-neutro enquanto as linhas azuis representam o perfil da frequência de colisão elétron-neutro. Estes perfis, tomados como exemplos típicos, foram calculados para as coordenadas do radar RESCO entre 90 e 130 km para o período de equinócio, às 12h LT.

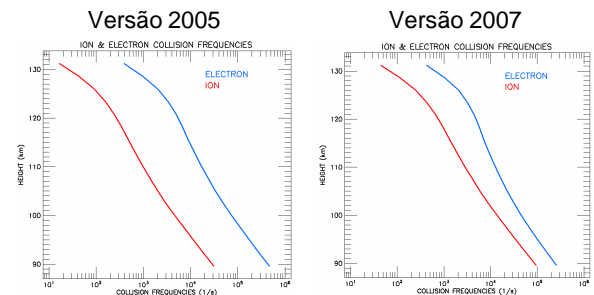


Fig. 1 - Perfil das taxas de colisões para as coordenadas do radar RESCO entre 90 e 130 km para o período de equinócio, às 12h (hora local). As linhas vermelhas representam o perfil da frequência de colisão íon-neutro. As linhas azuis representam o perfil da frequência de colisão elétron-neutro.

A simples comparação destes gráficos revela que as taxas de colisões são mais significativamente alteradas na porção inferior do seu perfil em comparação com as modificações na porção superior. Comparando o perfil de taxa de colisão elétron-neutro obtido na versão 2007 com aquele obtido na versão 2005, observamos que o valor caiu de  $5 \times 10^5$  para  $2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$  na altitude em torno de 90 km. Já na altitude em torno de 130 km, não houve variação significativa, com a taxa de colisão elétron-neutro permanecendo em torno de  $3 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$ . Variação semelhante com relação à altitude pode ser verificada na taxa de colisão íon-neutro. Porém, ao invés de decréscimo da versão 2007 para a versão 2005, o que se observa é um aumento nesta taxa. Em torno de 90 km a taxa de colisão íon-neutro foi alterada de  $3 \times 10^4$  para  $1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$  ao passarmos a utilizar o conjunto de relações que resultou na equação 4. Na porção superior do perfil estudado neste trabalho a taxa de colisão íon-neutro também teve um aumento. Embora não seja tão expressivo como na porção inferior, o aumento foi de 300%, saído de  $1,5 \times 10^1$  na versão 2005 para  $4,5 \times 10^1 \text{ s}^{-1}$  na versão de 2007.

### Resultados e discussões

Na figura 2 apresentamos os mapas de condutividades Hall, Pedersen e a relação entre as duas. Estes mapas foram obtidos dos resultados das simulações do modelo de condutividade descrito nas seções anteriores, usando a sua versão 2005, para a região de São Luis das 8 às 18h (LT), compreendendo as alturas de 90 a 130 km. A escala de cores representa a intensidade da respectiva condutividade em  $10^{-3} \text{ S/m}$ . As linhas de nível foram

acrescentadas para ajudar a identificar as mudanças mais evidentes na escala de cores e estão rotuladas. Na coluna da esquerda são apresentados os mapas das condutividades para o período de equinócio, na coluna central estão os mapas das condutividades para o período de verão e na coluna da direita estão colocados os mapas das condutividades para o período de inverno. Na linha superior da figura 2 estão agrupados os mapas que representam às condutividades Hall, na linha central estão posicionados os mapas das condutividades Pedersen e por fim, na linha mais a baixo desta figura, estão colocados os mapas obtidos pela relação entre as condutividades Hall e Pedersen. Como visto na figura, as respostas do modelo de condutividade em sua versão 2005 mostram que a condutividade Hall atinge o seu máximo entre 98 e 125 km de altitude, no horário das 9 às 15 h, independente da sazonalidade. Contudo, na comparação dos valores máximos obtidos em cada período verificamos que no equinócio a condutividade Hall atinge valores superiores aos observados no período de verão. O mesmo se observa na comparação entre os valores máximos da condutividade Hall obtidos nos períodos de verão e de inverno. Para a condutividade Pedersen, as respostas do modelo indicam que o seu máximo está concentrado nas alturas entre 125 e 130 km, nos horários compreendidos entre as 8 e 14 h 30 min. Quando comparamos as condutividades Pedersen obtidas no equinócio com àquelas obtidas no verão e no inverno, vemos que os valores máximos obedecem a uma ordem similar àquela obtida para as condutividades Hall, com respeito à sazonalidade. Para o caso da relação entre as condutividades Hall e Pedersen, o máximo desta relação está compreendido entre 95 e 105

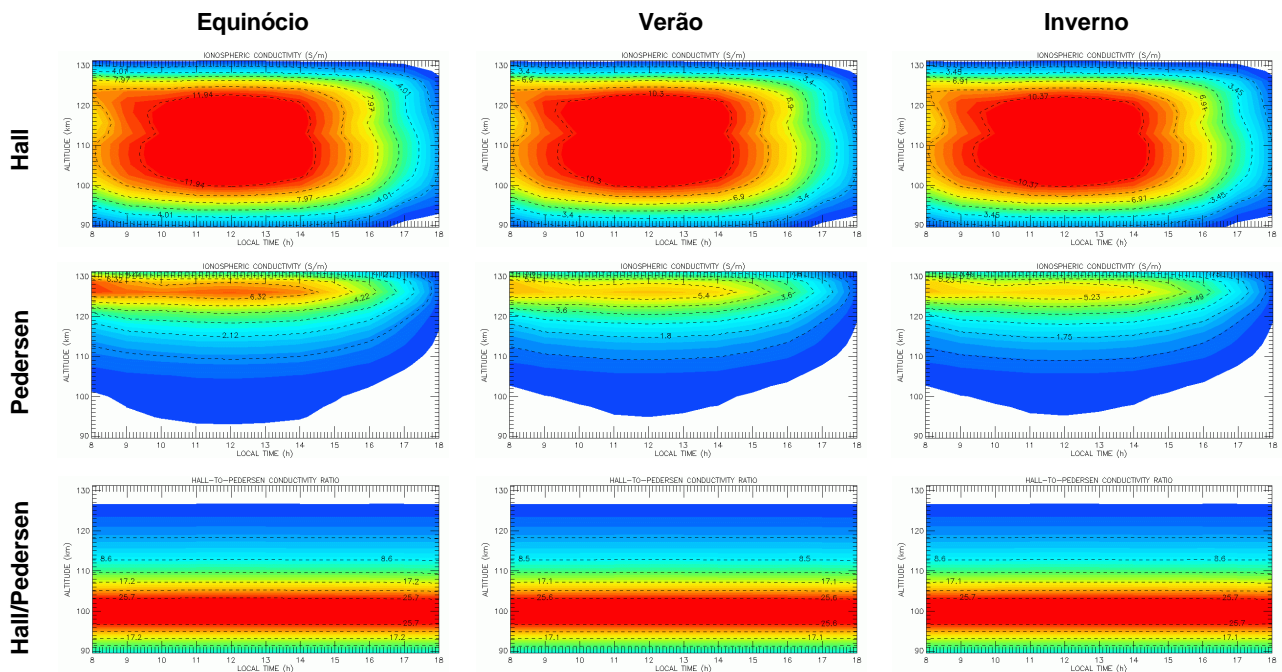


Fig. 2- Mapas de condutividades ionosféricas (linha superior) Hall, (linha do meio) Pedersen e a (linha inferior) relação entre as duas condutividades simuladas para a região de São Luis das 8 às 18 h (LT), compreendendo as alturas de 90 a 130 km, para os períodos de (coluna da esquerda) equinócio, (coluna central) verão e (coluna da esquerda) inverno de 2002, obtidos com o modelo de condutividade ionosférica integrada ao longo da linha de campos magnético na sua versão de 2005.

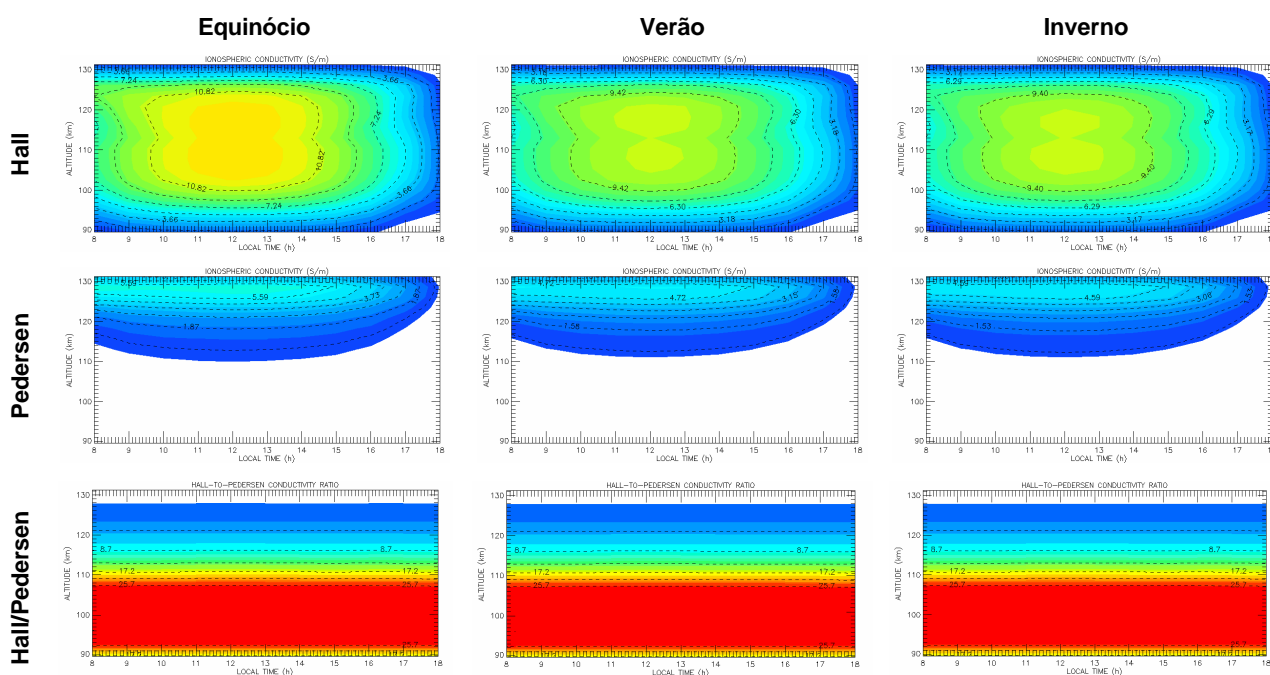


Fig. 3- Mapas de condutividades ionosféricas (linha superior) Hall, (linha do meio) Pedersen e a (linha inferior) relação entre as duas condutividades simuladas para a região de São Luís das 8 às 18 h (LT), compreendendo as alturas de 90 a 130 km, para os períodos de (coluna da esquerda) equinócio, (coluna central) verão e (coluna da direita) inverno de 2002, obtidos com o modelo de condutividade ionosférica integrada ao longo da linha de campos magnético na sua versão de 2007.

km de altura. Em contraste à clara dependência temporal verificada nos mapas das condutividades Hall e Pedersen, os mapas da relação entre elas não apresentam uma variação desta relação ao longo do dia, na qual seria possível de se identificar uma acessão nos seus valores no amanhecer e um decaimento no entardecer. Esta independência temporal da relação Hall sobre Pedersen se repete para todas as estações do ano, indicando que as variações sazonais, horárias e em altitude na condutividade Hall são também sentidas na condutividade Pedersen na mesma proporção em qualquer horário do dia em qualquer dos períodos do ano. A figura 3 apresenta os mapas das condutividades Hall, Pedersen e a relação entre elas, obtidos dos resultados das simulações do modelo de condutividade descrito nas seções anteriores, usando a sua versão 2007. Estes mapas estão organizados nesta figura da mesma maneira que aqueles da figura 2. As escalas de cores utilizadas para confeccionar estes gráficos foram as mesmas do modelo de 2005. As linhas de nível acrescentadas para ajudar a identificar as mudanças estão localizadas nas mesmas faixas de condutividades ou relação entre elas. Com isso, é possível estabelecer comparações entre os mapas correspondentes, obtidos pelas duas versões do modelo. Antes disso, é importante compararmos estes mapas entre si assim como foi feito para os mapas da versão 2005. Os mapas da condutividade Hall atingem o seu máximo nas alturas entre 103 e 125 km e nos horários entre 11 h e 13 h tanto no verão quanto no inverno. No equinócio, este máximo é atingido na mesma faixa de altitude, mas seu horário de ocorrência fica entre 10 h 30 min e 13 h 30 min. Na

comparação dos valores máximos obtidos em cada período verificamos que também temos uma intensificação na condutividade Hall do equinócio quando comparada com aquela do verão, que por sua vez é maior do que aquela do inverno. A condutividade Pedersen tem seu máximo concentrado nas alturas a partir de 126 km, entre 8 h e 15 h 30 min. Quando comparamos as condutividades Pedersen obtidas no equinócio com aquelas obtidas no verão e no inverno vemos que os valores máximos obedecem a uma ordem similar àquela obtida para as condutividades Hall, com respeito à sazonalidade. Na relação das condutividades Hall e Pedersen, o máximo está compreendido entre 91 e 108 km de altitude. E, assim como nos resultados obtidos com a versão 2005, os mapas da relação entre elas para a versão 2007 também não apresentam uma clara variação desta relação ao longo das horas do dia. Com isso, o comportamento independente desta relação com respeito à sazonalidade, às horas do dia e às altitudes foi mantido da versão 2005 para a versão 2007. Ainda na comparação entre as duas versões do modelo, verificamos que as condutividades Hall e Pedersen apresentaram uma redução nos seus valores para todas as condições de horário, altura e estação. Mas, os valores obtidos para as condutividades Pedersen parecem ter sofrido uma redução mais acentuada do que os valores obtidos para a condutividade Hall, atingindo os limites inferiores da escala de cores e fazendo parecer que ela desapareceu completamente abaixo de 110 km, conforme demonstram todos os mapas. A explicação para esta redução mais acentuada na condutividade Pedersen reside no fato de que as taxas de colisões têm

papel fundamental na obtenção das condutividades. E, conforme discutido na seção anterior, ambas as condutividades tiveram maiores alterações nas porções inferiores do perfil estudado, enquanto os valores obtidos para a porção superior foram constantes ou pouco mudaram. A transição destes efeitos máximos aos 90 km para nenhum (ou quase nenhum) aos 130 km foi distribuída ao longo do perfil, e foi caracterizada por um acréscimo na taxa de colisão iônica e de um decréscimo na taxa de colisão eletrônica. Mas o decréscimo da taxa de colisões elétron-neutro foi uma ordem de grandeza superior ao acréscimo da taxa de colisão íon-neutro, em valores absolutos. Com isso, o efeito nas condutividades Hall ( $s_H$ ) e Pedersen ( $s_P$ ), obtidas pelo conjunto de equações 7, foi sentido de forma diferenciada.

$$s_H = q_e^2 N_e \left[ \frac{\Omega_i}{m_i(\mathbf{n}_i^2 + \Omega_i^2)} - \frac{\Omega_e}{m_e(\mathbf{n}_e^2 + \Omega_e^2)} \right] \quad (7a)$$

$$s_P = q_e^2 N_e \left[ \frac{\mathbf{n}_i}{m_i(\mathbf{n}_i^2 + \Omega_i^2)} + \frac{\mathbf{n}_e}{m_e(\mathbf{n}_e^2 + \Omega_e^2)} \right] \quad (7b)$$

Ambas condutividades têm relação inversa com as taxas de colisões. No cálculo da condutividade Hall o aumento da taxa de colisão íon-neutro causou uma redução no primeiro termo do lado direito da Eq. 7a. Além disso, a redução na taxa de colisão elétron-neutro, a qual provocou um aumento no segundo termo do lado direito da Eq. 7a, é computada com sinal negativo. Portanto, ambas as alterações nas taxas de colisão provocaram uma redução na condutividade Hall. O termo relacionado com a taxa de colisão elétron-neutro é computado com sinal positivo no cálculo da condutividade Pedersen (segundo termo do lado direito Eq. 7b). Mas esta condutividade foi mais reduzida do que a condutividade Hall. A explicação para isto vem do fato de que nesta equação (Eq. 7b) também há uma relação direta das taxas de colisões com a condutividade Pedersen. Portanto, a redução na taxa de colisão elétron-neutro, superior em uma ordem de grandeza ao aumento da taxa de colisão íon-neutro, parece estar dominando esta equação. Finalmente, a redução na condutividade Pedersen superior àquela observada na condutividade Hall foi refletida na relação entre elas, como mostram os mapas da figura 3. Comparando as duas versões do modelo vemos que a área onde esta relação é máxima aumenta significativamente. Na versão 2005 ela compreendia uma faixa de 10 km, enquanto na versão 2007 ela passa a compreender uma faixa em torno de 17 km. Isto ocorre em todas as estações e para todas as horas do dia.

### Conclusões

No presente trabalho, apresentamos uma evolução do modelo de condutividade ionosférica integrada ao longo das linhas de campo magnético para a região E equatorial brasileira. Na versão 2007 foram incorporados conjuntos atualizados de equações de taxa de colisão elétron-neutro e íon-neutro. Com isso, os perfis de taxa de colisões foram alterados, sendo que na porção inferior as modificações foram mais significativas. A transição

destes efeitos máximos aos 90 km para nenhum (ou quase nenhum) aos 130 km foi distribuída ao longo do perfil, e foi caracterizada por um acréscimo na taxa de colisão iônica e de um decréscimo na taxa de colisão eletrônica. Mas o decréscimo da taxa de colisões elétron-neutro foi uma ordem de grandeza superior ao acréscimo da taxa de colisão íon-neutro. Estas alterações nas taxas de colisões elétron-neutro e íon-neutro provocaram redução diferenciada nas condutividades Hall e Pedersen que, por sua vez se refletiram na relação entre elas. Os novos valores obtidos para as condutividades Pedersen parecem ter sofrido uma redução mais acentuada do que os valores obtidos para a condutividade Hall, fazendo parecer que ela desapareceu completamente abaixo de 110 km. Este comportamento se repetiu independente das variações sazonais, horárias e em altitude.

### Agradecimentos

E. P. A. O. deseja agradecer ao CNPq/MCT pelo auxílio ao seu trabalho de mestrado (130588/2006-7).

### Referências

- Abdu, M. A., et al. *Equatorial F-layer heights, evening prereversal electric field, and night E-layer density in the American sector: IRI validation with observations*. Adv. Space Res. 34 (9), p.1953-1965, 2004.
- Banks, P. M., G. Kockarts, *Aeronomy (Part A)*, 430 pp., Academic Press, London, 1973.
- Bilitza, D. *International Reference Ionosphere 2000*. *Radio Science*, v. 36, n.2, p261-275. 2001
- Bowles, K. L., R. Cohen, *A Study of the Equatorial Electrojet by Radio Techniques*, Journal of Geophysical Research, 65 (A8), 2476-2477, 1960.
- Bowles, K. L., R. Cohen, G. R. Ochs, B. B. Balsley, *Radio Echoes from Field-Aligned Ionization above the Magnetic Equator and Their Resemblance to Auroral Echoes*, Journal of Geophysical Research, 65 (A6), 1853-1855, 1960.
- Buneman, O. *Excitation of Field Aligned Sound Waves by Electron Streams*. Physical Review Letters, v.10, n.7, APR, p.285-287. 1963.
- Chapman, S. *The electric conductivity in the ionosphere: A review*. Nuovo Cimento 5, Suppl., 1385-1412, 1956.
- Denardini, C. M. *A Conductivity Model for the Brazilian Equatorial E-Region*. Brazilian Journal of Geophysics, In Press. 2007.
- Farley, J. D. T. *A Plasma Instability Resulting in Field-Aligned Irregularities*. U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, Boulder Laboratories. Boulder, CO: July,16, p.1-37. 1963. (NBS Report : 7920; NBS Project : 8750-11-87156)
- Fejer, B. G. e M. C. Kelley. *Ionospheric Irregularities*. Reviews of Geophysics, v.18, n.2, p.401-454. 1980.
- Forbes, J. M. *The Equatorial Electrojet*. Reviews of Geophysics, v.19, n.3, p.469-504. 1981.
- Kelley, M. C., *The Earth's Ionosphere*. Plasma physics and electrodynamics, 487 pp., Academic Press, San Diego, CA, 1989.

- Rogister, A. e N. D'Angelo. *Type II Irregularities in Equatorial Electrojet*. Journal of Geophysical Research, v.75, n.A19, JUL 1, p.3879-3887. 1970.
- Schunk, R. W. *Solar-Terrestrial Energy Program: Handbook of Ionospheric Models*. Boulder, CO: SCOSTEP secretariat. 1996. 295 p.