

**MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE-8926-PUD/55**

**QUESTÕES DA PROVA ESCRITA PARA  
CONCURSO DE PESQUISADOR**

**Gerson Otto Ludwig  
Maria Virgínia Alves**

**Prova Escrita de Concurso Público – INPE / 2002.**

**INPE  
São José dos Campos  
2002**

# Questões da Prova Escrita para Concurso de Pesquisador

G. O. Ludwig, M. V. Alves

Laboratório Associado de Plasma – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais  
12227-010, São José dos Campos, SP, Brasil

Maio de 2002

## Resumo

São listados os temas e as questões que constituíram a prova escrita de concurso público para provimento de cargos vagos de Pesquisador, da Carreira de Pesquisa em Ciência e Tecnologia, e lotação no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais – INPE. As soluções das questões são fornecidas no final do trabalho.

## 1. Introdução

As provas escritas de concurso público realizado no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais – INPE em maio de 2002, para os cargos de Assistente de Pesquisa e Pesquisador Adjunto, foram constituídas de duas partes: 1) oito questões pré-estabelecidas, valendo sete pontos e meio cada, para resolução nas duas horas iniciais da prova; 2) duas questões dissertativas, valendo vinte pontos cada, para desenvolvimento nas duas horas finais da prova. Os temas das questões dissertativas foram sorteados no início da prova. Para aprovação, foi requerida a nota mínima cinquenta.

A Seção 2 apresenta a lista de temas escolhidos dentro do conteúdo programático de áreas de atuação da Coordenadoria de Ciências Espaciais – CEA. Os códigos 70, 71 e 72 referem-se às vagas disponíveis em cada uma destas áreas de atuação, havendo duas vagas para Assistente de Pesquisa disponíveis no código 70, uma vaga para Assistente de Pesquisa no código 71, e uma vaga para Pesquisador Adjunto no código 72. Os temas sorteados para dissertação foram os seguintes:

- Código 70 – temas 3 e 4.
- Códigos 71 e 72 – temas 2 e 3.

A Seção 3 lista as vinte e duas questões elaboradas para resolução na parte inicial da prova escrita. Para cada código foram escolhidas as oito questões julgadas mais adequadas, dentro dos diversos conteúdos programáticos. Da lista total de questões apresentadas neste trabalho foram utilizadas as seguintes:

- Código 70 – questões 2, 3, 6, 7, 11, 12, 14 e 17.
- Código 71 – questões 6, 9, 10, 17, 18, 19, 20 e 21.
- Código 72 – questões 2, 3, 4, 7, 12, 13, 15 e 22.

A Seção 4 fornece as respostas a todas as questões elaboradas. Estas respostas muitas vezes apresentam detalhes e comentários adicionais que não foram exigidos dos candidatos. Dos mesmos

demandou-se um mínimo de conhecimento ou familiaridade em assuntos considerados essenciais dentro do currículo normalmente adotado no curso de Geofísica Espacial do INPE. Os gráficos da Seção 4 apresentam soluções exatas dos problemas propostos, calculadas com o aplicativo *Mathematica*, de acordo com as diversas simplificações adotadas.

## 2. Temas

**Observação:** Cada candidato deverá desenvolver apenas dois temas, sorteados no início da prova escrita, dentro da Linha de Pesquisa de sua pretensão. O desenvolvimento deverá ser feito de forma coerente, em letra legível, num espaço mínimo de uma (1) página e máximo de quatro (4) páginas.

### Física da Ionosfera (código 70)

1. Eletrodinâmica da ionosfera na região equatorial – dinâmica do sistema ionosfera-termosfera.
2. Efeitos dos ventos termosféricos na ionosfera.
3. A região E ionosférica – principais processos físicos e químicos.
4. Efeitos de tempestades magnéticas na ionosfera.

### Luminescência Atmosférica (código 70)

1. Técnicas de medidas de aeroluminescência (intensidade e temperatura).
2. Fotoquímica das emissões de aeroluminescência na região entre 80 e 100 km de altitude.
3. Explicação sobre bolhas de plasma – mecanismos de formação e métodos de observação.
4. Ventos e temperaturas na mesosfera e baixa termosfera.

### Física da Alta Atmosfera (código 70)

1. Ventos e temperaturas na alta atmosfera.
2. Ondas de gravidade na alta atmosfera – mecanismos de geração, propagação e métodos de detecção.
3. Ondas internas de gravidade, marés atmosféricas e ondas planetárias na atmosfera.
4. Principais técnicas experimentais utilizadas para a pesquisa da alta atmosfera.

### Geomagnetismo (código 71)

1. Características de variação da resistividade elétrica no interior da Terra.
2. Descrição das variações geomagnéticas usadas no método magnetotelúrico – distorções causadas pelo eletrojato equatorial e pela Anomalia Magnética do Atlântico Sul no uso deste método no Brasil.
3. Aspectos fundamentais da propagação de ondas eletromagnéticas no interior da Terra.
4. Variações geomagnéticas – micropulsações, variação diurna e ressonância de Schumann.

### Física da Magnetosfera (código 71)

1. Explicação sobre a formação de magnetosferas e modelos de magnetosfera fechada e aberta.
2. Manifestações da interação do vento solar com a magnetosfera – tempestades magnéticas, precipitação de partículas, micro-pulsações, auroras.
3. Processos de geração e estruturas associadas à origem solar das ejeções de massa coronal.
4. Cinturões de radiação – como se originam, de onde vêm seus constituintes e como se alteram em função da atividade geomagnética.

## Eletricidade Atmosférica (código 72)

1. Descrição detalhada do modelo de circuito elétrico atmosférico global.
2. Campo elétrico de bom tempo e campos elétricos em nuvens de tempestade.
3. Estrutura elétrica das nuvens de tempestades – dipolar, tripolar e multipolar.
4. Mecanismos de geração e separação de cargas em nuvens de tempestade – processos micro e macrofísicos.

## Química e Física da Baixa e Média Atmosfera (código 72)

1. Descrição dos principais processos de geração de ozônio na atmosfera e de formação do buraco de ozônio.
2. Medidores de ozônio – na superfície, em sondas e satélites.
3. Influência humana na química da troposfera.
4. Fenômenos naturais e artificiais que podem causar variações na radiação solar incidente.

### 3. Questões

**Observação:** Algumas das questões desta prova são precedidas de uma pequena introdução, que serve para lembrar o assunto. As questões, em sua maioria, envolvem conceitos básicos e cálculos simples, podendo ser respondidas em poucas linhas. A questão principal encontra-se indicada em negrito. Os cálculos só precisam ser indicados, não sendo necessário efetuar as operações. Entretanto, o cálculo aproximado (ordem de grandeza) pode auxiliar o candidato na verificação de suas hipóteses.

1. Os satélites artificiais, tendo massa relativamente pequena, giram em torno de um ponto próximo ao centro da Terra. O raio da Terra é  $R_T = 6378$  km e o produto de sua massa pela constante gravitacional vale  $M_T G = 3,987 \times 10^{14}$  Nm<sup>2</sup>/kg.  
– **Calcule aproximadamente a altura dos satélites geostacionários.**
2. A variação da pressão atmosférica com a altura pode ser calculada a partir da equação de equilíbrio hidrostático e da lei dos gases perfeitos

$$\begin{cases} \frac{dp}{dh} = -\rho g \\ p = \rho \frac{kT}{m} = \rho g H \end{cases}$$

A combinação destas equações permite exprimir a pressão em termos da altura e da *escala de altura de pressão*,  $H = kT / (mg)$ , onde  $k = 1,381 \times 10^{-23}$  J/K é a constante de Boltzmann e  $m$  é a massa da molécula. Na troposfera, até aproximadamente 15 km de altitude, pode-se considerar um valor médio e aproximadamente constante  $H \cong 7,5$  km. A aceleração devido à gravidade também pode ser suposta constante  $g \cong 9,8$  m/s<sup>2</sup>.

- Considerando a pressão atmosférica ao nível do mar,  $p_0 = 1013,25$  mbar (1 bar = 10<sup>5</sup> Pa), **calcule o volume  $V_b$  de um balão meteorológico de massa  $m_b = 1$  kg deslocando-se na horizontal, levado pelos ventos, na altura  $h = 7,5$  km.**
3. **Faça uma breve descrição das regiões da atmosfera em função da temperatura e liste os processos físicos de deposição e remoção de calor que influem na variação da temperatura.**
4. A constante solar  $C_S = 1373$  W/m<sup>2</sup> corresponde ao fluxo solar incidente na Terra. Parte desta energia é refletida para o espaço com um coeficiente de reflexão médio  $A = 0,35$ , chamado

albedo. Assim, a energia incidente por unidade de tempo, utilizável para aquecimento, é calculada por

$$E_i = C_S (1 - A) \pi R_T^2,$$

onde  $R_T$  é o raio do disco terrestre. A Terra aquecida, por sua vez, irá emitir segundo a fórmula

$$E_e = \sigma T_e^4 4\pi R_T^2,$$

onde  $\sigma = 5,6704 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$  é a constante de Stefan. O balanço energético fornece a temperatura efetiva da Terra  $T_e = [C_S (1 - A) / (4\sigma)]^{1/4} = 250,5 \text{ K} = -22,7 \text{ C}$ .

– **Explique o mecanismo pelo qual a temperatura média na superfície terrestre é maior que a temperatura efetiva da Terra.**

5. A energia do Sol provém da conversão de hidrogênio em hélio por reações de fusão que ocorrem na região central numa temperatura em torno de  $15 \times 10^6 \text{ K}$ .

– **Você acha razoável a proposta de construção de um reator de fusão na Terra a partir da concentração direta de radiação solar? Justifique.**

6. As ondas de gravidade são oscilações atmosféricas resultantes da combinação de dois efeitos básicos: os processos de expansão e compressão adiabáticos; e as forças de empuxo no campo da gravidade. Na formulação Lagrangiana, a força de inércia associada ao deslocamento vertical  $\xi$  da atmosfera é equilibrada pelo empuxo, regido pelo princípio de Arquimedes, sobre um elemento  $\Delta\rho$  da densidade específica

$$\rho \ddot{\xi} = -g \Delta\rho.$$

O incremento na densidade se deve tanto às variações externas de densidade, com a altura  $h$ , como às variações adiabáticas de pressão

$$\Delta\rho = -\frac{d\rho}{dh} \xi + \frac{\partial\rho}{\partial p} \frac{dp}{dh} \xi.$$

Lembrando que, em equilíbrio hidrostático,  $dp/(dh) = -\rho g$ , e que a velocidade acústica  $C_s$  satisfaz a relação  $\partial p/(\partial\rho) = C_s^2$ , obtém-se

$$\Delta\rho = -\left(\frac{d\rho}{dh} + \frac{\rho g}{C_s^2}\right) \xi,$$

e, portanto,

$$\ddot{\xi} = g \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dh} + \frac{g}{C_s^2}\right) \xi = -\omega_b^2 \xi,$$

onde

$$\omega_b = \sqrt{g \left(-\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dh} - \frac{g}{C_s^2}\right)}$$

é a frequência de Brunt-Väisälä numa atmosfera estratificada. Utilizando a lei dos gases perfeitos,  $p = \rho RT/M$ , a condição de equilíbrio hidrostático,  $dp/(dh) = -\rho g$ , e a equação de estado adiabático  $p \propto \rho^\gamma$ , donde  $C_s^2 = \gamma RT/M$ , pode-se escrever os principais resultados na forma

$$\begin{cases} \ddot{\xi} = -\omega_b^2 \xi \\ \omega_b = \sqrt{\frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dh} + \frac{(\gamma - 1) Mg}{\gamma R}\right)} \end{cases}$$

onde

$$\frac{(\gamma - 1) Mg}{\gamma R} = \frac{(\gamma - 1) T}{\gamma H} = \left(\frac{dT}{dh}\right)_{adiab}$$

é o gradiente adiabático de temperatura e  $H = RT/(Mg)$  é a escala de altura. Nas fórmulas acima  $R = 8,314 \times 10^3 \text{ J/(K kmol)}$  é a constante molar dos gases e  $M$  é a massa molecular.

- A troposfera terrestre tem um gradiente de temperatura típico  $dT/(dh) = -6,49 \text{ K/km}$ . **Identifique o caráter dos movimentos atmosféricos na troposfera terrestre**, utilizando os valores  $M = 28,96 \text{ kg/kmol}$ ,  $g = 9,8 \text{ m/s}^2$  e  $\gamma = 1,4$ .
- A fotosfera, assim como o interior do Sol, encontra-se em equilíbrio radiativo. Ela tem uma espessura entre 300 e 400 km, muito menor que o raio solar  $R_S = 6,960 \times 10^5 \text{ km}$ . Esta fina camada define a superfície solar, onde  $g = 275 \text{ m/s}^2$ , e possui uma escala de altura  $H \cong 300 \text{ km}$  ( $\gamma = 5/3$ ). Na transição entre a fotosfera e a cromosfera a temperatura pode cair rapidamente de 6000 para 4000 K. **Descreva o que acontece se a queda de temperatura na borda da fotosfera se realizar em distâncias menores que 250 km.**

7. **Descreva os principais processos que entram na formação de uma camada ionizada** (camadas  $\alpha$  e  $\beta$  de Chapman). Explique qualitativamente porque existem picos de ionização na atmosfera.
8. No estudo de campos magnetosféricos é geralmente suficiente utilizar as equações de Maxwell na sua forma apropriada para campos de variação lenta nos meios condutores em movimento. Nestas condições, as leis de Faraday, de Ampère e de Ohm são:

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \\ \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \frac{\vec{J}}{\sigma} \end{cases}$$

A partir do rotacional da lei de Ohm, utilizando a identidade vetorial  $\nabla \times \nabla \times \vec{B} = -\nabla^2 \vec{B} + \nabla(\nabla \cdot \vec{B})$  e a propriedade solenoidal do campo magnético,  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ , obtém-se a equação de evolução do campo magnético

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \vec{B},$$

onde se supõe que a condutividade  $\sigma$  é uniforme no espaço.

- **Identifique o caráter dos diversos termos desta equação, em particular os da direita. Faça uma análise dimensional da equação introduzindo o tempo característico  $\tau$ , o comprimento característico  $\ell$ , e a velocidade característica  $u$ .** Após, defina o número de Reynolds magnético

$$R_m = \frac{\mu_0 \sigma \ell^2}{\ell/u}$$

e explique o significado tanto do numerador como do denominador. Faça uma estimativa (ordem de grandeza) de  $R_m$  para o caso do vento solar próximo da Terra, utilizando os seguintes parâmetros:  $u \sim 450 \text{ km/s}$  e  $\ell \sim 1 \text{ AU} = 1,496 \times 10^{11} \text{ m}$  ( $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ ). Para uma densidade eletrônica  $N_e \sim 5 \text{ cm}^{-3}$  e uma frequência de colisões  $\nu_{ei} \sim 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , típicas no vento solar, a condutividade pode ser estimada pela fórmula

$$\sigma = \frac{N_e e^2}{m_e \nu_{ei}} \cong 1,4 \times 10^4 (\Omega \text{ m})^{-1}.$$

- **A partir do valor estimado para  $R_m$  que conclusão se pode tirar a respeito do comportamento do campo magnético no vento solar?**
9. O vento solar nas proximidades da Terra é constituído por prótons com uma velocidade  $v_{VS} \sim$

450 km/s (correspondente a  $\sim 1,1$  keV para prótons de massa  $m_p = 1,673 \times 10^{-27}$  kg) e densidade eletrônica  $N_e \sim 5 \text{ cm}^{-3}$ . Ao encontrar o campo magnético terrestre o vento solar é defletido formando uma estrutura de choque. O campo magnético da Terra pode ser aproximado por um dipolo, de modo que

$$B \cong B_0 \left( \frac{R_T}{r} \right)^3 \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta_m},$$

onde  $B_0 \cong 3,1 \times 10^{-5} \text{ T} = 31000 \gamma$  é a densidade de fluxo medido sobre a superfície da Terra no equador magnético,  $R_T = 6,378 \times 10^6 \text{ m}$  é o raio da Terra,  $r$  é a distância radial em relação ao centro da Terra, e  $\theta_m$  é a latitude magnética.

**Supondo incidência do vento solar segundo direções paralelas ao equador, estime a distância em que se encontra a magnetopausa – em torno da qual todas as partículas são defletidas – a partir de um balanço de pressões.** Faça a estimativa tomando o raio da Terra por unidade. É preciso lembrar que as partículas defletidas criam uma densidade superficial de corrente  $K$  perpendicular às linhas de campo magnético (as correntes resultam da força  $\vec{v} \times \vec{B}$  sobre íons e elétrons), cujo efeito é produzir um salto no campo, dado por  $\Delta B = \mu_0 K$ , que anula o campo do dipolo magnético na região externa à magnetopausa. Assim, para realizar a estimativa, considere que o campo magnético da Terra, deformado pelo vento solar, é acrescido por um fator  $\sim 2$  junto à magnetopausa.

10. O vento solar, ao passar pela Lua, forma uma cavidade de plasma. Isto ocorre porque as partículas que formam o vento solar são absorvidas pela superfície lunar (é interessante observar que o escurecimento resultante desta absorção é responsável pelo baixo albedo da Lua,  $A \sim 0,07$ ). Por outro lado, a Lua não constitui uma barreira para o campo magnético, que não apresenta perturbações significativas após atravessá-la. Em outras palavras, as linhas de campo magnético (com algumas dobras) parecem fluir facilmente através da Lua. De maneira geral, o tempo de difusão magnética é definido por

$$\tau_m = \mu_0 \sigma \ell^2,$$

onde  $\sigma$  é a condutividade do meio (Lua) e  $\ell$  é a escala característica de distância. Tomando para estimativa de  $\ell$  o raio da Lua,  $R_L = 1738 \text{ km}$ , e para estimativa de  $\tau_m$  o raio da Lua dividido pela velocidade do vento solar próximo da Terra,  $v_{VS} = 450 \text{ km/s}$ , estime o valor da condutividade lunar.

- Comparando este valor com a condutividade típica de metais como o ferro,  $\sigma \cong 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$ , mais as afirmações acima sobre o comportamento do vento solar próximo da Lua, **que conclusões se podem tirar a respeito dos materiais que constituem o núcleo lunar e seu campo magnético?**

11. A ionosonda é um instrumento utilizado para medir o perfil de densidade eletrônica na ionosfera utilizando pulsos de ondas eletromagnéticas. Considere uma onda plana incidente na ionosfera, de frequência fixa  $\omega$  e propagação na direção vertical  $z$ , descrita por

$$E_i = E_0 \exp(i\omega t - ikz).$$

Abaixo da ionosfera o número de onda é  $k = k_0 = \omega/c$ . Ao penetrar na região ionizada o número de onda é modificado pelo índice de refração do plasma

$$k = k_0 n(z) = k_0 \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2}},$$

onde  $\omega_p(z)$  é a frequência de plasma, que depende da densidade eletrônica  $N_e(z)$  de acordo com

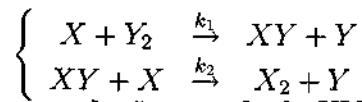
a fórmula

$$\omega_p^2(z) = \frac{N_e(z) e^2}{m_e \epsilon_0}.$$

- **Descreva o que acontece com a onda eletromagnética e seu caráter na região em torno do ponto em que  $\omega \sim \omega_p(z)$ . Como variam o comprimento de onda e as velocidades de fase e de grupo da onda?**

12. **Se um radar de laser (lidar) transmite um pulso curto com uma energia  $E_i = 5$  J, qual o tamanho do espelho receptor (antena) necessário para coletar ao menos um fóton por pulso, em média, a partir de um intervalo  $\Delta z = 3$  km situado a uma altura  $z = 100$  km? Suponha que o comprimento do pulso é muito menor que 3 km, porém todos os sinais retornados do intervalo de 3 km são adicionados. O espalhamento é fraco (aproximação de Born), de modo que a atenuação do sinal transmitido pode ser desprezada. A seção de choque por espalhamento Rayleigh (seção de choque de uma esfera equivalente que espalha isotropicamente) é  $\sigma \sim 10^{-31}$  m<sup>2</sup>/partícula e a densidade de partículas neutras a 100 km de altitude é  $N_n \sim 10^{19}$  partículas/m<sup>3</sup>. O comprimento de onda do laser (rubí) é  $\lambda = 694,3$  nm e a constante de Planck vale  $h = 6,626 \times 10^{-34}$  J/s. Dicas: Considere uma área de incidência arbitrária  $A_i$  para definir o volume onde se encontram os centros de espalhamento. Após, passe a definir razões entre as potências transmitida, espalhada e coletada pelos quocientes entre áreas de incidência, de espalhamento e de coleção.**

13. Suponha que a concentração de  $XY$  na atmosfera é controlada pelas seguintes reações,



- **Escreva uma equação para a produção e perda de  $XY$ .**
- **Obtenha a equação que relaciona as concentrações de equilíbrio de  $XY$  e  $Y_2$ .**

14. Considere a seguinte reação de recombinação eletrônica, envolvendo a produção de nitrogênio e oxigênio atômicos, com a taxa de reação especificada:



Suponha que o anoitecer na região E da ionosfera é instantâneo e que a densidade eletrônica vale  $N_e = 10^5 \text{ cm}^{-3}$  ao anoitecer.

- **Se os únicos íons presentes são do tipo  $NO^+$ , calcule os intervalos de tempo que irão transcorrer até que a densidade eletrônica se reduza para  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  e, posteriormente, para  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ .**

15. Suponha que o fluxo de radiação na altitude  $z$  é dado por  $dI(z)/d\lambda$ , que a seção de choque para fotodissociação de  $X_2$  é  $Q_{X_2}(\lambda)$ , e que  $X$  seja eliminado através de um processo de recombinação envolvendo três corpos com uma taxa de reação  $k$ . Determine expressões para:

- **O tempo de vida de  $X_2$  para fotodissociação.**
- **A taxa de variação da concentração de  $X_2$ .**
- **A concentração de equilíbrio de  $X$ .**

16. Uma técnica muito interessante para se estimar a densidade eletrônica nos meios interestelar e interplanetário é através do retardo de grupo entre pulsos transmitidos simultaneamente em duas frequências diferentes. Por exemplo, sinais emitidos por pulsares nas frequências de 40 e 400 MHz apresentam retardos que variam entre 10 e 100 s. Esta técnica baseia-se na velocidade de grupo de



uma onda eletromagnética no plasma que é dada pela fórmula

$$v_g(s) = cn(s) = c\sqrt{1 - \frac{f_p^2(s)}{f^2}},$$

onde a frequência de plasma é definida por

$$f_p(s) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{N_e(s) e^2}{m_e \epsilon_0}}$$

e  $s$  representa o comprimento de percurso da onda no meio ionizado. Nas aplicações em questão a frequência da onda é sempre muito maior que a frequência de plasma, podendo-se escrever

$$v_g(s) \cong c \left( 1 - \frac{N_e(s) e^2}{8\pi^2 m_e \epsilon_0 f^2} \right) = c \left( 1 - \frac{KN_e(s)}{f^2} \right),$$

onde  $K = 40,3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$ . O tempo de percurso entre o transmissor e o receptor é calculado por

$$\Delta t = \int_{\text{percurso}} \frac{ds}{v_g(s)} = \frac{1}{c} \int_{\text{percurso}} \frac{ds}{1 - \frac{KN_e(s)}{f^2}} \cong \frac{1}{c} \int_{\text{percurso}} \left( 1 + \frac{KN_e(s)}{f^2} \right) ds.$$

Desta forma, a diferença entre os tempos de percurso para frequências distintas é

$$\Delta t(f_1) - \Delta t(f_2) \cong \frac{K}{c} \left( \frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right) \int_{\text{percurso}} N_e(s) ds.$$

Num determinado experimento, realizado durante um período de conjunção inferior do planeta Vênus com a Lua, foram obtidos ecos de radar nas frequências de 40 e 430 MHz, tanto de Vênus como da Lua. O tempo de retardo típico para um percurso de ida e volta da Lua foi de  $100 \mu\text{s}$  maior na frequência de 40 MHz em comparação com a frequência de 430 MHz, enquanto que para Vênus a diferença foi de  $150 \mu\text{s}$ .

- **Estime a densidade eletrônica média na coluna de plasma entre a Terra e a Lua sabendo que a distância entre os dois corpos celestes é, em média,  $3,8 \times 10^5 \text{ km}$ .**
- **Estime a densidade eletrônica interplanetária média sabendo que a distância entre a Terra e Vênus era cerca de  $50 \times 10^6 \text{ km}$  na época.**

17. A díada condutividade de um plasma magnetizado é dada, em geral, por

$$\overline{\sigma} = \sigma_{\parallel} \widehat{bb} + \sigma_{\wedge} \widehat{b} \times \overline{\mathbf{I}} + \sigma_{\perp} (\overline{\mathbf{I}} - \widehat{bb}) = \begin{bmatrix} \sigma_{\perp} & \sigma_{\wedge} & 0 \\ -\sigma_{\wedge} & \sigma_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{bmatrix},$$

onde  $\widehat{b}$  é o vetor unitário na direção do campo magnético e  $\overline{\mathbf{I}}$  é a díada unidade. Os componentes recebem o nome de condutividade paralela,  $\sigma_{\parallel}$ , condutividade perpendicular ou Pedersen,  $\sigma_{\perp}$ , e condutividade cruzada ou Hall,  $\sigma_{\wedge}$ . A densidade de corrente elétrica é calculada pela lei de Ohm

$$\vec{j} = \overline{\sigma} \cdot \vec{E}.$$

Suponha que um campo elétrico  $\vec{E}_0 = (E_x, 0, 0)$  é aplicado, com  $\vec{B} = (0, 0, B)$ , e que  $j_y$  é forçado a ser zero (pela presença de contornos não condutores, por exemplo).

- **Mostre que a corrente na direção do campo aplicado é dada por**

$$j_x = \sigma_C E_x,$$

onde  $\sigma_C$  é a condutividade de Cowling definida por

$$\sigma_C = \sigma_{\perp} + \frac{\sigma_{\wedge}^2}{\sigma_{\perp}},$$

e que um campo de polarização  $E_y = (\sigma_{\wedge}/\sigma_{\perp}) E_x$  é também induzido, de modo que o campo elétrico total consistente é  $\vec{E} = (E_x, E_y, 0)$ . Estas relações se aplicam ao eletrojato equatorial, uma forte corrente que circula a uma altitude de cerca de 105 km sobre o equador magnético, durante o dia, e, de certa forma, também aos eletrojatos aurorais. No caso do eletrojato equatorial verifica-se que a condutividade  $\sigma_C$  é muito pequena, exceto num estreito intervalo de altura da ordem de 10 km centrado na altitude de 105 km. Esta região de relativamente alta condutividade estende-se por uma faixa de aproximadamente 500 km na horizontal, em torno do equador.

**Estime o valor da corrente total que circula no eletrojato equatorial, considerando valores típicos  $N_e = 2 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$  e  $v_e = 300 \text{ m/s}$  para a densidade e velocidade eletrônicas, respectivamente ( $e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$ ). Em geral,  $N_e = 1 \sim 3 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$  e  $v_e = 100 \sim 500 \text{ m/s}$ . A estreita camada condutora pode ser aproximada por uma distribuição superficial de corrente. Aplicando a lei integral de Ampère, estime o valor do campo magnético gerado pelo eletrojato equatorial ( $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ ). A variação de campo magnético associada ao eletrojato pode ser observada em magnetômetros no solo, apresentando um máximo em torno do meio dia.**

18. A Terra é rodeada por cinturões de partículas de alta energia resultantes da interação entre o campo magnético terrestre e fluxos de partículas provenientes do espaço exterior. O campo magnético da Terra é dado aproximadamente por um dipolo em que a densidade das linhas de campo magnético aumenta em altas latitudes

$$B \cong B_0 \left( \frac{R_T}{r} \right)^3 \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta_m},$$

onde  $B_0 \cong 3,1 \times 10^{-5} \text{ T} = 31000 \gamma$  é a densidade de fluxo medido sobre a superfície da Terra no equador magnético,  $R_T = 6,378 \times 10^6 \text{ m}$  é o raio da Terra,  $r$  é a distância radial em relação ao centro da Terra, e  $\theta_m$  é a latitude magnética. Esta estrutura de espelhos magnéticos é capaz de aprisionar as partículas carregadas provenientes do espaço (raios cósmicos e vento solar). De fato, verifica-se que a maioria dos prótons aprisionados no campo terrestre apresenta energias entre 1 e 10 MeV. Entretanto, a condição básica para o aprisionamento é que o campo magnético varie lentamente ao longo do percurso da partícula, isto é, que o raio de giração  $\rho$  da partícula seja muito menor que a escala característica de variação espacial do campo

$$\rho \frac{|\nabla B|}{B} \ll 1.$$

O raio de giração, ou raio de Larmor, para uma partícula de massa  $m$  e carga  $q$  é

$$\rho = \frac{mv_{\perp}}{qB} = \frac{\sqrt{2mK_{\perp}}}{qB} \quad (\rho = 1,445 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{K_{\perp}(\text{eV})}}{B} \text{ para prótons e } K_{\perp} \text{ em eV}).$$

Sendo satisfeita a condição acima, o momento magnético  $\mu = K_{\perp}/B = mv_{\perp}^2/(2B)$  é um invariante adiabático, ou seja, uma constante aproximada do movimento. Por outro lado, num campo magnético estático a energia cinética total,  $K = mv^2/2$ , é uma constante exata do movimento. Neste caso, a partícula executa um movimento em espiral ao longo das linhas de campo, sofrendo reflexões sucessivas nos espelhos magnéticos situados em altas latitudes. Entretanto, a partícula não permanece sobre a mesma linha de campo magnético. Devido à não uniformidade do campo, a partícula sofre uma deriva perpendicular com velocidade

$$\vec{u}_{\perp} = \frac{\mu}{q} \frac{\vec{B} \times \nabla B}{B^2} = \frac{K_{\perp}}{qB} \frac{\vec{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (\vec{u}_{\perp} = \frac{K_{\perp}(\text{eV})}{B} \frac{\vec{B} \times \nabla B}{B^2} \text{ para prótons e } K_{\perp} \text{ em eV}).$$

Este movimento de deriva faz com que os prótons se movam para oeste em torno da Terra, enquanto

que os elétrons se movem para este, dando origem à corrente de anel.

- Sabendo que o cinturão de radiação interno encontra-se a uma distância  $r \sim 1,5R_T$  no equador magnético, verifique (ordem de grandeza) a validade da condição de adiabaticidade.
- Estime o tempo para que um próton ou elétron no cinturão interno execute uma volta completa em torno da Terra.

19. Conhecendo os componentes  $X$ ,  $Y$  e  $Z$  do campo magnético ao longo das coordenadas geográficas, mostre como podem ser obtidas a intensidade total do campo, a declinação magnética e a inclinação magnética.
20. Explique, de maneira sucinta, a anomalia magnética do Atlântico Sul. Como esta anomalia pode afetar os satélites com órbitas de baixa altitude?
21. No início da década de 60, e até seus meados, ocorreu uma controvérsia envolvendo os mecanismos hidrodinâmico (E. N. Parker – soluções supersônicas) e evaporativo (J. W. Chamberlain – soluções subsônicas) de ejeção da massa solar. O modelo mais simples que se pode formular a respeito destes mecanismos baseia-se nas equações de continuidade e de conservação de momento, que, em condições estacionárias num sistema com simetria esférica, podem ser escritas na forma

$$\begin{cases} \frac{d}{dr} (\rho S v) = 0 \\ \rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \rho g \end{cases}$$

onde  $\rho$  é a densidade de massa,  $S = 4\pi r^2$  é a área da superfície esférica de exaustão,  $v$  é a velocidade de fluido,  $p$  é a pressão e  $g$  é a aceleração da gravidade (o vetor  $\vec{g}$  aponta na direção  $-r$ ). Estas equações podem ser escritas em forma diferencial

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{\rho} + 2\frac{dr}{r} + \frac{dv}{v} = 0 \\ \frac{dp}{\rho} + v^2 \frac{dv}{v} + g dr = 0 \end{cases}$$

Introduzindo a velocidade acústica  $C_s$ , através de  $\partial p / \partial \rho = C_s^2$ , e substituindo  $g = M_S G / r^2$ , onde  $M_S = 1,989 \times 10^{30}$  kg é a massa do Sol ( $M_S G = 1,327 \times 10^{20}$  Nm<sup>2</sup>/kg), obtém-se

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{\rho} + 2\frac{dr}{r} + \frac{dv}{v} = 0 \\ \frac{dp}{\rho} + \frac{v^2}{C_s^2} \frac{dv}{v} + \frac{M_S G}{C_s^2 r} \frac{dr}{r} = 0 \end{cases}$$

Eliminando a densidade resulta

$$\underbrace{\left(2 - \frac{M_S G}{C_s^2 r}\right)}_{\text{tubeira}} \frac{dr}{r} = \left(\frac{v^2}{C_s^2} - 1\right) \frac{dv}{v},$$

onde o coeficiente do primeiro membro mostra que o campo gravitacional atua como uma tubeira de Laval. Efetivamente, se existir um valor crítico  $r = r_c = M_S G / (2C_s^2)$  no qual o coeficiente é nulo, tem-se  $dv = 0$  ou  $v = C_s$  nesta posição radial, correspondendo, respectivamente, às soluções subsônica e supersônica na região assintótica  $r \rightarrow \infty$  (para  $r = 0$  corresponde o valor inicial  $v = 0$ ). Utilizando a equação de estado adiabático,  $p \propto \rho^\gamma$ , e supondo que a atmosfera solar é constituída por íons e elétrons em equilíbrio térmico, tem-se  $C_s^2 \cong 2\gamma kT/m$ , onde  $\gamma = 5/3$  é o coeficiente adiabático,  $k = 1,381 \times 10^{-23}$  J/K é a constante de Boltzmann, e

$m \cong 0,61m_p = 1,02 \times 10^{-27}$  kg é a massa média das partículas (a atmosfera solar é constituída por prótons, íons de hélio, e elétrons, na proporção 10 : 1 : 12). Desta forma, verifica-se que a velocidade acústica é função de  $r$  através da variação da temperatura, passando o raio crítico a ser dado por

$$r_c = \frac{M_S G m}{4\gamma k T(r_c)}$$

- Sabendo que a temperatura na corona vale  $T = 1 \sim 2 \times 10^6$  K, estime a posição do raio crítico em unidades do raio solar,  $R_S = 6,960 \times 10^8$  m.
- Comparando a velocidade típica, nas proximidades da Terra, dos prótons oriundos do Sol,  $v_{VS} \cong 450$  km/s, com a velocidade acústica  $C_s$  na corona, qual solução do problema acima lhe parece correta: a de Parker ou a de Chamberlain?
- O que aconteceria se a temperatura da corona solar fosse um pouco maior, por exemplo,  $T = 4 \times 10^6$  K? Dica: calcule  $r_c/R_S$ .

22. O modelo mais simples para descrever a presença do campo elétrico atmosférico é o da eletrosfera, que constitui um capacitor esférico distribuído sobre a superfície da Terra. O capacitor se mantém carregado pelo transporte de cargas positivas da Terra para a atmosfera, associado ao efeito corona, durante as tempestades que ocorrem continuamente em todo o mundo (em média, 1000 tempestades ocorrem simultaneamente). As cargas elétricas se distribuem na eletrosfera, que tem condutividade não uniforme, mas acabam retornando para a Terra na forma de uma corrente de fuga. Desprezando efeitos de convecção e de variações rápidas do campo elétrico, a corrente de fuga se reduz a uma corrente de condução, de densidade média  $j_r \cong -j_0 \cong -2 \times 10^{-12}$  A/m<sup>2</sup>, dirigida para baixo e de valor aproximadamente constante com a altitude ( $r$  é a distância radial em relação ao centro da Terra, cujo raio é  $R_T \cong 6400$  km). O campo elétrico, mantido pela distribuição de cargas, apresenta um valor junto à superfície terrestre  $E_r(R_T) = -E_0 \cong -100$  V/m em condições de tempo bom (o vetor  $\vec{E}$  aponta na direção  $-r$ ). Este campo elétrico diminui exponencialmente com a altitude, com uma escala de altura  $H \cong 3$  km. Sendo esta escala muito menor que o raio da Terra, é conveniente adotar uma nova variável  $h = r - R_T$  tal que  $h/R_T \ll 1$ .
- Determine a variação do potencial elétrico com a altura,  $V(h)$ , e calcule seu valor assintótico,  $V(\infty)$ .
  - Utilizando a lei de Ohm, determine o perfil da condutividade atmosférica em função da altura.
  - Calcule a corrente total de fuga e, utilizando o valor  $V(\infty)$  determinado acima, calcule a resistência elétrica total,  $R$ , da eletrosfera.
  - Utilizando a equação de Poisson, determine o perfil da densidade de carga elétrica,  $\rho(h)$ , em função da altura. Supondo que os íons são simplesmente ionizados, estime a concentração média de íons na superfície da Terra ( $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$  F/m,  $e = 1,602 \times 10^{-19}$  C). Dica: a equação de Poisson em coordenadas esféricas é  $r^{-2} d(r^2 E_r)/dr = \rho/\epsilon_0$ .
  - Calcule a carga total,  $q(\infty)$ , armazenada na atmosfera e, utilizando novamente o valor  $V(\infty)$  determinado acima, calcule a capacitância,  $C$ , da eletrosfera.
  - Finalmente, calcule a constante de tempo  $\tau = RC$  para descarga do circuito atmosférico global. Mostre que este valor também pode ser calculado por  $\tau = \epsilon_0/\sigma_0$ , onde  $\sigma_0$  é a condutividade atmosférica junto à superfície terrestre.

## 4. Respostas às questões

1. A força de atração entre o satélite e a Terra é dada pela **lei de gravitação de Newton**

$$F = \frac{mM_T G}{(h + R_T)^2}.$$

Esta força é equilibrada pela **força centrífuga**  $m(h + R_T)\omega^2$ . Para um satélite geoestacionário de período  $T = 2\pi/\omega = 24 \times 60 \times 60$  s, resulta

$$(h + R_T) \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = \frac{M_T G}{(h + R_T)^2}$$

e

$$h = (M_T G)^{1/3} \left(\frac{T}{2\pi}\right)^{2/3} - R_T = \left[3,987 \times 10^{14} \left(\frac{24 \times 60 \times 60}{2\pi}\right)^2\right]^{1/3} - 6,378 \times 10^6 \cong 36000 \text{ km.}$$

2. A partir da integral da equação de **equilíbrio hidrostático**, as variações da pressão e da densidade específica com a altura são dadas por

$$p = p_0 \exp\left(-\int_0^h \frac{dh}{H}\right), \quad \rho = \frac{p_0}{gH} \exp\left(-\int_0^h \frac{dh}{H}\right).$$

De acordo com o **princípio de Arquimedes**

$$\rho V_b = m_b,$$

e, portanto,

$$V_b = \frac{m_b g H}{p_0} \exp\left(\int_0^h \frac{dh}{H}\right) \cong \frac{m_b g H_0}{p_0} \exp\left(\frac{h}{H_0}\right) = \frac{1 \times 9,8 \times 7,5 \times 10^3}{1,013 \times 10^5} 2,718 \cong 2 \text{ m}^3.$$

3. De acordo com a variação da temperatura, a atmosfera é dividida nas seguintes camadas (Figura 1): 1) **troposfera** até  $\sim 15$  km, com temperatura decrescente; 2) **estratosfera** entre  $\sim 15$  km e  $\sim 50$  km, com temperatura crescente; 3) **mesosfera** entre  $\sim 50$  km e  $\sim 90$  km, com temperatura decrescente; 4) **termosfera** entre  $\sim 90$  km e  $\sim 1000$  km, com temperatura crescente até atingir a temperatura exosférica  $\sim 1000$  K. Os limites entre as camadas, onde o gradiente da temperatura com a altitude é nulo, são denominadas pausas: 1) **tropopausa** a  $\sim 15$  km de altura com temperatura mínima  $\sim 217$  K; 2) **estratopausa** a  $\sim 50$  km de altura com temperatura máxima  $\sim 271$  K; 3) **mesopausa** a  $\sim 90$  km de altura com a temperatura mínima na atmosfera  $\sim 187$  K. Os processos físicos que influem na variação da temperatura são: 1) **absorção** da energia solar direta e da radiação atmosférica secundária; 2) **radiação** de energia; 3) **convecção** atmosférica; 4) **condução** de calor.
4. A atmosfera é praticamente **transparente à radiação solar direta**, em pequenos comprimentos de onda, e **opaca à radiação secundária da Terra**, em grandes comprimentos de onda. Desta forma, a atmosfera absorverá a energia emitida pela superfície terrestre. Esta energia absorvida será reemitida, por cada camada atmosférica, em todas as direções. Parte da energia reemitida será reabsorvida pela superfície, e assim por diante, até ser atingido o **equilíbrio radiativo** da atmosfera. Este mecanismo de aprisionamento da energia irradiada em comprimentos de onda muito longos, denominado **efeito estufa**, faz com que a temperatura junto à superfície seja maior que a temperatura efetiva da Terra. Este modelo simplificado inclui apenas efeitos de radiação, desprezando-se outros processos de transporte de energia, como convecção e condução, que também alteram o valor da temperatura na superfície.

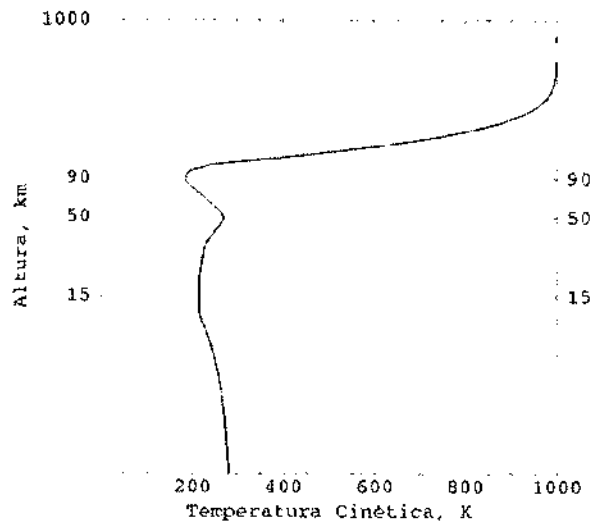


Figura 1: Perfil padrão de temperatura na atmosfera.

5. A proposta não é viável, pois a concentração de energia irradiada pelo Sol jamais poderia, mesmo em condições ideais, ultrapassar no foco a temperatura de corpo negro da fotosfera, cerca de  $6000^\circ \text{K}$ .

6. O gradiente adiabático de temperatura na troposfera terrestre é

$$\left(\frac{dT}{dh}\right)_{adiab} = \frac{(\gamma - 1) Mg}{\gamma R} = \frac{(1,4 - 1) (28,96) (9,8)}{(1,4) (8,314 \times 10^3)} = 9,75 \text{ K/km.}$$

Sendo este valor maior que o módulo do gradiente de temperatura típico,  $dT/(dh) = -6,49 \text{ K/km}$ , e de acordo com a equação  $\ddot{\xi} + \omega_b^2 \xi = 0$  (correspondente a um oscilador harmônico), conclui-se que as ondas de gravidade constituem **movimentos oscilatórios** com a frequência real  $\omega_b$  de Brunt-Väisälä. Já no caso da fotosfera solar o gradiente adiabático de temperatura é

$$\left(\frac{dT}{dh}\right)_{adiab} = \frac{(\gamma - 1) T}{\gamma H} = \frac{(5/3 - 1) (6000)}{(5/3) (300)} = 8,0 \text{ K/km.}$$

Se a queda de temperatura entre a fotosfera e a cromosfera se realizar em distâncias inferiores a 250 km o gradiente médio de temperatura será, em módulo, maior que

$$\left|\frac{dT}{dh}\right| > \left|\frac{4000 - 6000}{250}\right| = |-8,0| \text{ K/km}$$

e a atmosfera solar será **instável** às ondas de gravidade. Este mecanismo pode constituir uma fonte de aquecimento na região de transição entre a cromosfera e a corona.

7. O principal processo de produção iônica na atmosfera é o de **fotoionização** pela radiação solar na faixa espectral do extremo ultravioleta (EUV), e por raios X. Radiação corpuscular de alta energia (em baixa altitude, junto aos pólos) e raios cósmicos (muito baixa altitude) também contribuem de forma secundária na ionização. Por outro lado, a atmosfera neutra encontra-se em **equilíbrio difusivo** no campo gravitacional, de tal modo que a densidade diminui com a altura e a absorção de radiação é mínima no topo, com baixa produção de íons. Nas camadas inferiores a produção de íons é novamente pequena porque a maior parte da radiação ionizante já foi absorvida. Desta

forma, o produto da densidade pela intensidade de radiação deve atingir um valor máximo em alturas intermediárias, formando um pico de ionização (Figura 2). Processos fotoquímicos e de transporte convectivo alteram o balanço iônico na ionosfera, e a perda de ionização resulta de diversos processos de recombinação, notadamente os de recombinação eletrônica dissociativa (camada  $\alpha$ ) e de junção eletrônica por três corpos (camada  $\beta$ ). A partir do balanço entre processos de produção e de perda pode-se calcular a densidade eletrônica nas diversas camadas ionosféricas.

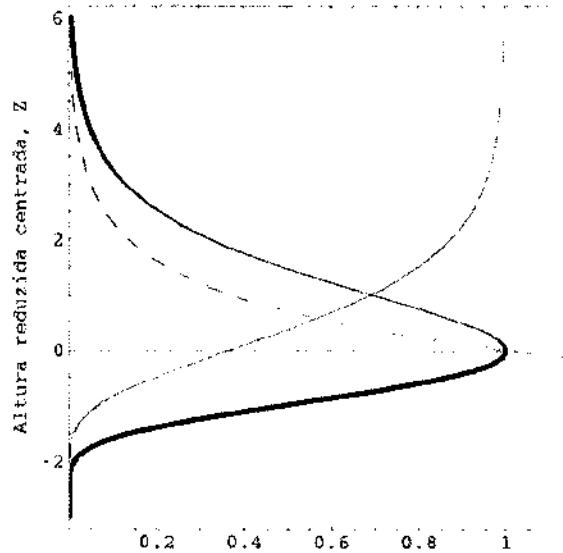


Figura 2: Produção de uma camada ionizada em função da altura reduzida centrada,  $Z(h) = \int_{h_{m\acute{a}x}}^h dh/H$ , segundo o modelo de Chapman (1931). A linha tracejada corresponde à densidade normalizada de partículas neutras,  $n(Z)/n_0$ , a linha fina ao fluxo normalizado de fótons,  $I(Z)/I_\infty$ , e a linha grossa à taxa de produção normalizada de íons,  $q(Z)/q_0$ . O gráfico foi traçado para uma atmosfera isotérmica e ângulo solar zenital  $\chi = 0$ .

8. Equação de evolução do campo magnético:

$$\underbrace{\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}}_{\text{variação temporal}} = \underbrace{\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})}_{\text{termo de convecção}} + \underbrace{\frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \vec{B}}_{\text{termo de difusão}}$$

Análise dimensional:

$$\frac{B}{\tau} = \frac{B}{\ell/u} + \frac{B}{\mu_0 \sigma \ell^2}$$

Número de Reynolds magnético:

$$R_m = \frac{\mu_0 \sigma \ell^2}{\ell/u} = \frac{\tau_D = \text{tempo requerido para difusão de } B \text{ ao longo da distância } \ell}{\tau_C = \text{tempo requerido para convecção de } B \text{ ao longo da distância } \ell}$$

Estimativa para o vento solar próximo da Terra:

$$R_m = \mu_0 \sigma \ell u = (4\pi \times 10^{-7}) (1,4 \times 10^4) (1,496 \times 10^{11}) (4,5 \times 10^5) \sim 10^{15} \gg 1$$

O valor de  $R_m \gg 1$  indica que **as linhas de campo magnético estão muito congeladas no vento solar**, isto é, o movimento das partículas domina completamente o comportamento do campo, sendo a difusão irrelevante. Esta é uma situação completamente oposta ao comportamento do

campo magnético num material condutor sólido comum.

9. O balanço de pressões é expresso por

$$\frac{1}{2}m_p N_e v_{VS}^2 = \frac{B_{MP}^2}{2\mu_0},$$

onde o campo magnético da Terra na magnetopausa vale (tomando  $\theta_m = 0$  e incluindo o fator 2 devido à deformação, do campo de dipolo, introduzida pelas correntes superficiais induzidas pelo vento solar, cf. Figura 3)

$$B_{MP} \sim 2B_0 \left( \frac{R_T}{r_{MP}} \right)^3.$$

Combinando estas equações, obtém-se

$$\frac{r_{MP}}{R_T} \cong \left( \frac{4B_0^2}{\mu_0 m_p N_e v_{VS}^2} \right)^{1/6} = \left( \frac{4(3,1 \times 10^{-5})^2}{4\pi \times 10^{-7} (1,673 \times 10^{-27}) (5 \times 10^6) (4,5 \times 10^5)^2} \right)^{1/6} \cong 11$$

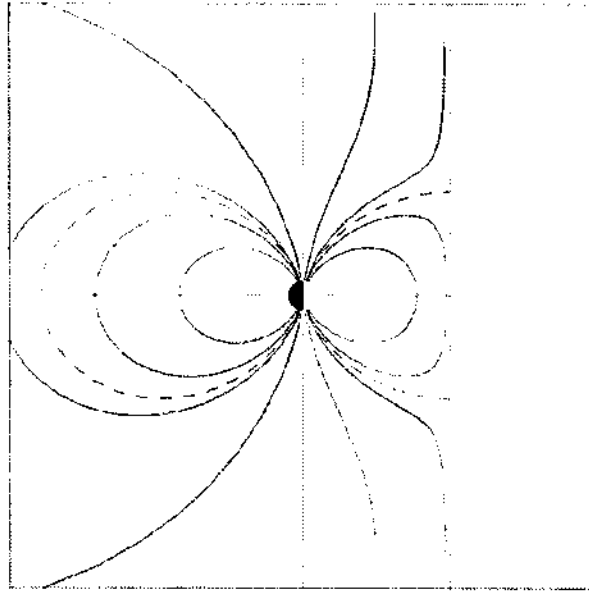


Figura 3: Modelo de Chapman-Ferraro (1931) para a magnetosfera terrestre sob ação do vento solar. Neste modelo o jato solar constitui um plasma altamente condutor, induzindo correntes superficiais que o blindam do campo geomagnético.

10. Com base no comportamento do vento solar em torno da Lua, sua condutividade pode ser estimada por

$$\sigma_{Lua} \sim \frac{\tau_m}{\mu_0 \ell^2} = \frac{R_L / v_{VS}}{\mu_0 R_L^2} = \frac{1}{\mu_0 v_{VS} R_L} = \frac{1}{(4\pi \times 10^{-7}) (4,5 \times 10^5) (1,738 \times 10^6)} \sim 10^{-6} (\Omega m)^{-1}$$

Este valor é muito menor que a condutividade típica de metais,  $\sigma \sim 10^7 (\Omega m)^{-1}$ . Conclui-se que o núcleo da Lua **não contém elementos metálicos** em grande quantidade. Este fato, somado ao comportamento do vento solar em torno da Lua, que parece contorná-la sem maiores impedimentos, indicam que a Lua **não possui campo magnético significativo** (isto não explica completamente o campo remanente em torno de  $100 \gamma$  encontrado nas rochas da Lua, mas isto é outra história).



11. A velocidade de fase da onda é dada simplesmente por

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2}}},$$

e o comprimento de onda é

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi c}{\omega \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2}}}.$$

A relação de dispersão para ondas eletromagnéticas no plasma pode ser escrita na forma

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_p^2(z).$$

Calculando a derivada parcial em relação a  $k$ , obtém-se a velocidade de grupo

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{kc^2}{\omega} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2}}.$$

Verifica-se que  $v_\phi v_g = c^2$ . Próximo ao ponto em que a densidade eletrônica atinge o valor crítico  $N_c = m_e \epsilon_0 \omega^2 / e^2$ , isto é,  $\omega \rightarrow \omega_p$ , tem-se os seguintes limites

$$n \rightarrow 0, \quad \lambda \rightarrow \infty, \quad v_\phi \rightarrow \infty, \quad v_g \rightarrow 0,$$

que indicam **reflexão total** da onda na camada ionizada. Na região logo acima do ponto de reflexão, onde  $\omega < \omega_p$ , o índice de refração assume um valor imaginário e a onda pode ser representada por

$$E_t \sim \exp \left( i\omega t - k_0 z \sqrt{\frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2} - 1} \right),$$

que corresponde a um perfil **evanescente**, com a escolha apropriada do sinal da raiz. A onda refletida passa a ser representada por

$$E_r \sim \exp(i\omega t + ikz).$$

A onda plana fornece apenas uma descrição aproximada do comportamento do campo elétrico próximo da região de reflexão. A descrição exata exige uma solução completa da equação de onda conforme mostra a Figura 4. Esta figura ilustra o caso de uma onda eletromagnética com incidência

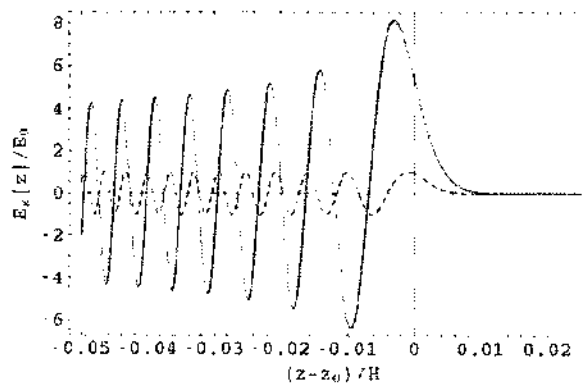


Figura 4: Perfil do campo elétrico normalizado de uma onda eletromagnética próximo ao ponto de reflexão na camada F da ionosfera.

incidência normal na altura  $z_0 = 200 \sim 300$  km da região F da ionosfera, onde a escala de altura de variação da densidade eletrônica é  $H \cong 50$  km. O comprimento de onda no vácuo é  $\lambda_0 = 50$  m ( $f = 6$  MHz) e a amplitude do campo elétrico distante é  $E_0$ . A diferença mais importante em relação à solução de onda plana, indicada por linha tracejada, corresponde ao fator de inchaço, da ordem de 8 neste caso, da amplitude junto ao ponto de reflexão. Neste modelo simplificado desprezou-se a ação do campo magnético terrestre, que introduz efeitos de acoplamento entre componentes do campo eletromagnético e conseqüente conversão de modos. Além disso, não foram considerados processos não-lineares, tais como instabilidades paramétricas, pelos quais uma onda eletromagnética de grande amplitude excita ondas de plasma (ondas de Langmuir, ondas acústico-iônicas, ou ambas). O efeito de inchaço é importante nestas considerações, pois contribui substancialmente para serem atingidos os limiares de excitação das instabilidades de decaimento paramétrico.

12. Para uma área de incidência  $A_i$ , o volume de espalhamento na atmosfera é  $V = A_i \Delta z$ , o número total de centros de espalhamento é  $N_n V = N_n A_i \Delta z$ , e a área de espalhamento é  $\sigma N_n A_i \Delta z$ . A razão entre potências espalhada e incidente é dada pelo quociente entre a área de espalhamento e a área de incidência

$$\frac{P_{\text{espalhada}}}{P_{\text{incidente}}} = \frac{\sigma N_n A_i \Delta z}{A_i} = \sigma N_n \Delta z.$$

Desprezando a atenuação do pulso transmitido, pode-se escrever

$$\frac{P_{\text{espalhada}}}{P_{\text{transmitida}}} = \sigma N_n \Delta z.$$

A potência espalhada tem uma distribuição isotrópica, e a razão entre as potências coletada e espalhada (novamente desprezando a atenuação do pulso recebido) é igual ao quociente entre a área  $A_c$  do espelho coletor e a área de uma esfera de raio  $z$

$$\frac{P_{\text{coletada}}}{P_{\text{espalhada}}} = \frac{A_c}{4\pi z^2}.$$

Portanto,

$$\frac{P_{\text{coletada}}}{P_{\text{transmitida}}} = \frac{\sigma N_n \Delta z}{4\pi z^2} A_c = \frac{(10^{-31})(10^{19})(3 \times 10^3)}{4\pi (10^5)^2} A_c = \frac{3 \times 10^{-19}}{4\pi} A_c.$$

A energia de um fóton é  $h\nu = hc/\lambda$ , de modo que a razão acima entre potências coletada e transmitida deve ser no mínimo igual ao quociente entre a energia do fóton coletado e a energia  $E_t$  do pulso transmitido

$$\frac{P_{\text{coletada}}}{P_{\text{transmitida}}} = \frac{\sigma N_n \Delta z}{4\pi z^2} A_c \geq \frac{hc}{\lambda E_t}.$$

A área mínima do espelho coletor é calculada por

$$A_c \geq \frac{4\pi z^2}{\sigma N_n \Delta z} \frac{hc}{\lambda E_t} = \frac{4\pi (10^5)^2}{(10^{-31})(10^{19})(3 \times 10^3)} \frac{(6,626 \times 10^{-34})(3 \times 10^8)}{(6,943 \times 10^{-7})(5)} = \frac{4\pi \times 6,626}{5 \times 6,943} = 2,4 \text{ m}^2.$$

13. A equação fotoquímica que controla a produção e perda de  $XY$  resulta da equação da continuidade quando são desprezados os termos de transporte

$$\frac{d[XY]}{dt} = k_1 [X] [Y_2] - k_2 [X] [XY].$$

Em equilíbrio ( $d/dt = 0$ ), as concentrações de  $XY$  e  $Y_2$  estão relacionadas por

$$k_1 [Y_2] = k_2 [XY].$$

14. A equação fotoquímica para a densidade eletrônica, levando em conta unicamente os termos de

produção por fotoionização,  $q$ , e de perda por recombinação dissociativa,  $\alpha N_e N_+$ , é dada por

$$\frac{dN_e}{dt} = q - \alpha N_e N_+ = q - \alpha N_e^2,$$

onde os únicos íons presentes,  $NO^+$ , são simplesmente ionizados. Ao anoitecer, se a fonte é subitamente desligada, tem-se

$$\frac{dN_e}{dt} = -\alpha N_e^2,$$

cuja solução é

$$N_e(t) = \frac{N_e(0)}{1 + \alpha N_e(0)t},$$

onde  $N_e(0)$  é o valor no instante  $t = 0$ . O tempo transcorrido é dado em função da densidade eletrônica por

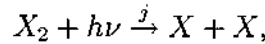
$$t = \frac{1}{\alpha} \left( \frac{1}{N_e(t)} - \frac{1}{N_e(0)} \right),$$

e, portanto,

$$t = \frac{1}{5 \times 10^{-7}} \left( \frac{1}{10^4} - \frac{1}{10^5} \right) = 180 \text{ s} = 3 \text{ min}$$

$$t = \frac{1}{5 \times 10^{-7}} \left( \frac{1}{10^3} - \frac{1}{10^5} \right) = 1980 \text{ s} = 33 \text{ min} \cong \frac{1}{2} \text{ hora}$$

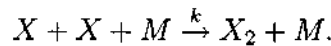
15. A reação de fotodissociação de  $X_2$  é



onde a taxa de reação  $j(z)$  é calculada por

$$j(z) = \int [Q_{X_2}(\lambda) \text{ m}^2] \left[ \frac{dI(z)}{d\lambda} \frac{\text{fótons}}{\text{m}^2 \text{ s nm}} \right] d\lambda,$$

e a reação de recombinação com três corpos de  $X$  é



A constante de tempo (tempo de vida) para o processo de fotodissociação de  $X_2$  é

$$\tau = \frac{1}{j} = \left( \int Q_{X_2}(\lambda) \frac{dI(z)}{d\lambda} d\lambda \right)^{-1}$$

As equações fotoquímicas correspondentes às reações acima, para as concentrações de  $X_2$  e  $X$ , são dadas por

$$\frac{d[X_2]}{dt} = k[X][X][M] - j[X_2]$$

$$\frac{d[X]}{dt} = 2j[X_2] - 2k[X][X][M]$$

e a concentração de equilíbrio ( $d/dt = 0$ ) de  $X$  é

$$[X] = \sqrt{\frac{j[X_2]}{k[M]}}.$$

16. A densidade de plasma do meio interplanetário é estimada em função do retardo entre ecos de radar pela fórmula

$$N_e \cong \frac{c}{K} \left( \frac{\Delta t(f_1) - \Delta t(f_2)}{1/f_1^2 - 1/f_2^2} \right) \frac{1}{2\ell},$$

onde  $\ell$  é a distância entre a Terra e o planeta de onde provém os ecos. No caso da Lua obtém-se

$$N_e \cong \frac{3 \times 10^8}{40,3} \left( \frac{100 \times 10^{-6}}{1/(40 \times 10^6)^2 - 1/(430 \times 10^6)^2} \right) \frac{1}{2 \times 3,8 \times 10^8} \cong 1,6 \times 10^9 \text{ m}^{-3},$$

e no caso de Vênus

$$N_e \cong \frac{3 \times 10^8}{40,3} \left( \frac{150 \times 10^{-6}}{1/(40 \times 10^6)^2 - 1/(430 \times 10^6)^2} \right) \frac{1}{2 \times 50 \times 10^9} \cong 1,8 \times 10^7 \text{ m}^{-3}.$$

17. A partir da lei de Ohm obtém-se

$$\begin{cases} j_x = \sigma_{\perp} E_x + \sigma_{\wedge} E_y \\ j_y = -\sigma_{\wedge} E_x + \sigma_{\perp} E_y \\ j_z = \sigma_{\parallel} E_x \end{cases}$$

Impondo a condição  $j_y = 0$  resulta

$$\begin{cases} E_y = \frac{\sigma_{\wedge}}{\sigma_{\perp}} E_x \\ j_x = \left( \sigma_{\perp} + \frac{\sigma_{\wedge}^2}{\sigma_{\perp}} \right) E_x = \sigma_C E_x \end{cases}$$

A densidade de corrente no eletrojato equatorial (Figura 5) pode ser estimada por

$$j_x \cong -e N_e v_e = - (1,602 \times 10^{-19}) (2 \times 10^{11}) (3 \times 10^2) = -9,61 \times 10^{-6} \text{ A/m}^2$$

e a corrente total por

$$I_x \cong j_x \ell_y \ell_z = - (9,61 \times 10^{-6}) (1 \times 10^4) (5 \times 10^5) = -48,1 \text{ kA}.$$

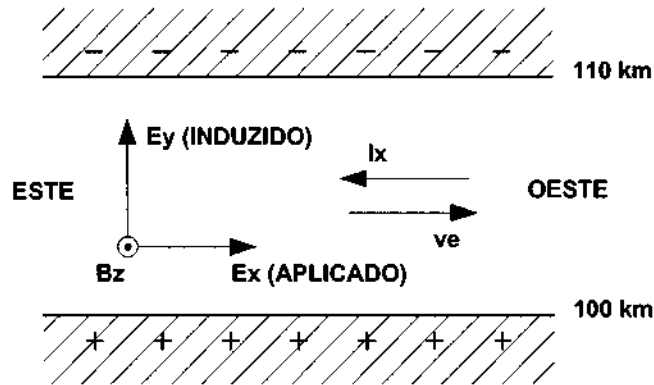


Figura 5: A amplitude do campo elétrico induzido no eletrojato equatorial é muito maior que a do campo aplicado, de modo que o movimento de deriva  $\vec{E} \times \vec{B}$  dos elétrons é essencialmente na direção horizontal.

A lei integral de Ampère é

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I.$$

Como a altura do eletrojato,  $\ell_y \cong 10 \text{ km}$ , é muito menor que a sua extensão horizontal,  $\ell_z \cong 500 \text{ km}$ , pode-se desprezar a contribuição vertical na integral de linha

$$\Delta B_z 2\ell_z + \Delta B_y 2\ell_y \cong 2\Delta B_z \ell_z = \mu_0 I_x.$$

Portanto, o campo magnético gerado pelo eletrojato se sobrepõe ao campo magnético terrestre,  $B_z$ , podendo ser estimado a partir da corrente superficial equivalente  $K_x = I_x/\ell_z$

$$\begin{aligned}\Delta B_z &= \frac{\mu_0 I_x}{2\ell_z} = -\frac{\mu_0 e N_e v_e \ell_y}{2} \\ &= -\frac{(4\pi \times 10^{-7}) (1,602 \times 10^{-19}) (2 \times 10^{11}) (3 \times 10^2) (1 \times 10^4)}{2} \cong -60 \text{ nT}.\end{aligned}$$

O valor máximo do campo magnético associado ao eletrojato equatorial é  $|\Delta B_z| \sim 150 \text{ nT}$ .

18. No equador magnético,  $\theta_m = 0$ , o raio de Larmor para prótons de 10 MeV (este é o pior caso, já que o raio de Larmor dos elétrons é muito menor) no cinturão interno,  $r \sim 1,5R_T$ , é dado por

$$\rho = 1,445 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{K_\perp}}{B_0} \left( \frac{r}{R_T} \right)^3 = \frac{(1,445 \times 10^{-4}) \sqrt{10^7} (1,5^3)}{3,1 \times 10^{-5}} \cong 50 \text{ km}.$$

O campo magnético, em  $\theta_m = 0$ , e a sua variação na direção radial são dados por

$$B \cong B_0 \left( \frac{R_T}{r} \right)^3, \quad \frac{dB}{dr} \cong -\frac{3B}{r},$$

de modo que o fator de adiabaticidade para prótons de 10 MeV no cinturão interno,  $r \sim 1,5R_T$ , é

$$\begin{aligned}\rho \frac{|\nabla B|}{B} &= 1,445 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{K_\perp (eV)}}{B_0} \left( \frac{r}{R_T} \right)^3 \frac{3}{r} = 1,445 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{K_\perp (eV)}}{B_0} \frac{1,5^2 \times 3}{R_T} \\ &= \frac{(1,445 \times 10^{-4}) \sqrt{10^7} (1,5^2 \times 3)}{(3,1 \times 10^{-5}) (6,378 \times 10^6)} = 0,016.\end{aligned}$$

Portanto, apesar do pequeno valor do campo magnético, **a condição de adiabaticidade é satisfeita em virtude das grandes dimensões da região**. O tempo necessário para que uma partícula de 1 MeV realize uma volta em torno da Terra, na altura do cinturão interno, pode ser estimado por

$$\begin{aligned}\tau &= \frac{2\pi r}{u_\perp} = \frac{2\pi r}{K_\perp (eV)} B_0 \left( \frac{R_T}{r} \right)^3 \frac{r}{3} = \frac{2\pi B_0 (1,5R_T)^2}{K_\perp (eV) 3 (1,5)^3} \\ &= \frac{2\pi (3,1 \times 10^{-5}) (6,378 \times 10^6)^2}{(10^6) 3 (1,5)} = 1760 \text{ s} \sim \frac{1}{2} \text{ hora}.\end{aligned}$$

19. O sistema local de coordenadas retangulares utilizado em estudos geomagnéticos é tal que, em cada ponto da superfície terrestre, o eixo  $x$  aponta para o pólo norte geográfico, o eixo  $y$  aponta para o oeste, e o eixo  $z$  aponta para cima. A intensidade total do campo magnético é simplesmente calculada pela resultante

$$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}.$$

O ângulo zenital  $\theta$  relaciona a resultante horizontal  $\sqrt{B_x^2 + B_y^2}$  com o componente  $B_z$

$$\theta = \arctan \left( \frac{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}}{B_z} \right),$$

e o ângulo azimutal  $\phi$  relaciona os componentes  $B_y$  e  $B_x$

$$\phi = \arctan \left( \frac{B_y}{B_x} \right).$$

Entretanto, os magnetômetros normalmente usam os eixos geográficos como referência com o eixo  $y$  apontando para o este e o eixo  $z$  apontando para baixo, medindo os componentes  $X = B_x$ ,  $Y = -B_y$  e  $Z = -B_z$ , de tal modo que a resultante é dada por

$$F = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} = B,$$

a inclinação magnética é

$$I = \arctan \left( \frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2}} \right) = -\arctan \left( \frac{B_z}{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}} \right) = \theta - \frac{\pi}{2},$$

e a declinação magnética é

$$D = \arctan \left( \frac{Y}{X} \right) = -\arctan \left( \frac{B_y}{B_x} \right) = -\phi.$$

Definindo o componente horizontal  $H = \sqrt{X^2 + Y^2}$ , tem-se

$$\begin{cases} F = \sqrt{H^2 + Z^2} \\ I = \arctan \left( \frac{Z}{H} \right) \\ D = \arctan \left( \frac{Y}{X} \right) \end{cases}$$

Os componentes do campo magnético são dados em termos das medidas em magnetômetros por

$$\begin{aligned} B_x &= X \\ B_y &= -Y = -X \tan D \\ B_z &= -Z = -\sqrt{X^2 + Y^2} \tan I \end{aligned}$$

20. O componente dipolar do campo geomagnético está **inclinado** cerca de  $11,5^\circ$  em relação ao eixo de rotação da Terra, de tal modo que o pólo norte geomagnético encontra-se situado próximo de Thule, na Groenlandia ( $76^\circ 34' \text{ N}$ ,  $68^\circ 47' \text{ O}$ ), e o pólo sul geomagnético próximo de Vostok, na Antártica ( $78^\circ 30' \text{ S}$ ,  $106^\circ 50' \text{ E}$ ). A melhor aproximação para o campo de dipolo magnético da Terra é obtida considerando-se um momento de dipolo  $m_T \cong 8,1 \times 10^{22} \text{ A/m}^2$ , com o vetor  $\vec{m}_T$  apontando para o ponto  $78,5^\circ \text{ S}$ ,  $111^\circ \text{ E}$ . Além disso, o dipolo está **deslocado** do centro da Terra, na direção noroeste do Oceano Pacífico. O deslocamento ideal é de  $342 \text{ km}$  na direção  $6,5^\circ \text{ N}$ ,  $161,8^\circ \text{ E}$  geográfica (campo dipolar excêntrico). O efeito combinado da inclinação e do deslocamento **enfraquece** o campo geomagnético no ponto diametralmente oposto, situado no Atlântico Sul. Este enfraquecimento resulta na **concentração da radiação** dos cinturões de Van Allen em satélites de órbita baixa, podendo prejudicar seus circuitos eletrônicos.
21. O raio crítico, em unidades do raio solar, é dado por

$$\frac{r_c}{R_s} = \frac{M_S G m}{4 \gamma k T R_s} = \frac{(1,327 \times 10^{20}) (1,02 \times 10^{-27})}{4 (5/3) (1,381 \times 10^{-23}) (1 \sim 2 \times 10^6) (6,960 \times 10^8)} = (2,1 \sim 1,1).$$

Verifica-se que a temperatura da corona tem o valor esperado para situar o **raio crítico** (tubeira de Laval) na região da corona, isto é, **fora do raio solar**. A velocidade acústica na corona é

$$C_s = \sqrt{\frac{2 \gamma k T}{m}} = \sqrt{\frac{2 (5/3) (1,381 \times 10^{-23}) (1 \sim 2 \times 10^6)}{(1,02 \times 10^{-27})}} = (210 \sim 300) \text{ km/s}.$$

Comparando este valor com a velocidade típica do vento solar nas proximidades da Terra,  $v_{VS} \cong 450 \text{ km/s}$ , conclui-se que a solução correta do problema é dada pelo ramo **supersônico**, isto é, pelo modelo de vento solar de Parker em contraposição ao modelo de brisa solar de Chamberlain (Figura 6). O problema é um pouco mais complicado do que parece, já que esta simples comparação não leva em consideração o balanço de energia nem inclui efeitos do campo magnético. Entretanto, a análise detalhada mostra mais fortemente a validade do modelo de Parker. Finalmente, se a corona tivesse uma temperatura um pouco maior, por exemplo,  $T = 4 \times 10^6 \text{ K}$ , o raio crítico estaria situado no interior do Sol e o efeito convergente-divergente, que leva ao escoamento supersônico, não teria

lugar

$$\frac{r_c}{R_S} = \frac{M_S G m}{4\gamma k T R_S} = \frac{(1,33 \times 10^{20})(1,018 \times 10^{-27})}{4(5/3)(1,381 \times 10^{-23})(4 \times 10^6)(6,960 \times 10^8)} = 0,53.$$

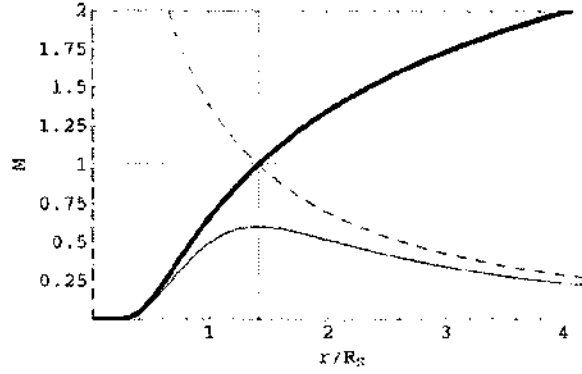


Figura 6: Número de Mach  $M = v/C_s$  para o vento solar, em função da distância radial normalizada pelo raio solar. A linha grossa corresponde à solução supersônica para o vento solar. A linha fina mostra uma possível solução subsônica, limitada superiormente pela linha tracejada. O gráfico corresponde a uma temperatura constante de  $1,5 \times 10^6$  K para a coroa.

22. O campo elétrico acima da superfície terrestre é simplesmente dado por

$$E_r(h) = -E_0 \exp(-h/H).$$

O potencial elétrico, por sua vez, é calculado pela integral

$$V(h) = - \int_0^h E_r(h') dh' = E_0 \int_0^h \exp(-h'/H) dh' = E_0 H [1 - \exp(-h/H)],$$

e, portanto,

$$V(\infty) = E_0 H = 100 \times 3000 = 300 \text{ kV}.$$

De acordo com a lei de Ohm,  $j_r = \sigma E_r$ , a variação da condutividade com a altura é

$$\sigma(h) = \frac{j_r}{E_r(h)} = \frac{j_0}{E_0} \exp(h/H), \quad \sigma_0 = \frac{j_0}{E_0} = 2 \times 10^{-14} (\Omega\text{m})^{-1}$$

A corrente total de fuga é o produto da densidade de corrente na superfície pela área total da Terra

$$I = j_0 4\pi R_T^2 = (2 \times 10^{-12}) 4\pi (6,4 \times 10^6)^2 = 1,03 \text{ kA},$$

e a resistência elétrica total é

$$R = \frac{V(\infty)}{I} = \frac{E_0 H}{j_0 4\pi R_T^2} = \frac{H}{\sigma_0 4\pi R_T^2} = 291 \Omega.$$

Substituindo  $r = R_T + h$  na equação de Poisson e fazendo  $h/R_T \ll 1$ , obtém-se

$$\rho(h) \cong \epsilon_0 \frac{dE_r}{dh} = \frac{\epsilon_0 E_0}{H} \exp(-h/H).$$

A concentração de íons em função da altura é dada por

$$n(h) = \frac{\rho(h)}{e} = \frac{\epsilon_0 E_0}{eH} \exp(-h/H) = n_0 \exp(-h/H),$$

onde a concentração na superfície da Terra é

$$n_0 = \frac{\epsilon_0 E_0}{eH} = \frac{(8,854 \times 10^{-12}) (100)}{(1,602 \times 10^{-19}) (3000)} = 1,84 \times 10^6 \text{ m}^{-3}.$$

A carga total na atmosfera é calculada pela integral de volume da densidade de carga

$$\begin{aligned} q(\infty) &= \int_0^{V(\infty)} \rho(h) dV \cong 4\pi R_T^2 \int_0^\infty \rho(h) dh = \frac{\epsilon_0 E_0 4\pi R_T^2}{H} \int_0^\infty \exp(-h/H) dh \\ &= \epsilon_0 E_0 4\pi R_T^2 = (8,854 \times 10^{-12}) (100) 4\pi (6,4 \times 10^6)^2 = 456 \text{ kC}, \end{aligned}$$

e a capacitância da eletrosfera é

$$C = \frac{q(\infty)}{V(\infty)} = \frac{\epsilon_0 4\pi R_T^2}{H} = \frac{(8,854 \times 10^{-12}) 4\pi (6,4 \times 10^6)^2}{3000} = 1,52 \text{ F}.$$

Finalmente, a constante de tempo para descarga do circuito atmosférico global é

$$\tau = RC = \frac{H}{\sigma_0 4\pi R_T^2} \frac{\epsilon_0 4\pi R_T^2}{H} = \frac{\epsilon_0}{\sigma_0} = 443 \text{ s} = 7,4 \text{ min}.$$

**Cálculo da constante solar citada no enunciado da questão 4:** A densidade de potência irradiada pelo Sol é dada pela lei de Stefan-Boltzmann

$$P_S = \sigma T_S^4,$$

onde  $\sigma = 5,6704 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$ . Para uma temperatura de corpo negro  $T_S = 5783 \text{ K}$ , resulta  $P_S = 6,342 \times 10^7 \text{ W}/\text{m}^2$  (a parte visível do espectro solar pode ser ajustada por uma temperatura de 6000 K). Multiplicando este valor pelo quadrado da relação entre o raio solar ( $R_S = 6,960 \times 10^8 \text{ m}$ ) e a distância entre o Sol e a Terra ( $1 \text{ AU} = 1,496 \times 10^{11} \text{ m}$ ) obtém-se a constante solar  $C_S = 1373 \text{ W}/\text{m}^2$ .





**Título**

QUESTÕES DA PROVA ESCRITA PARA CONCURSO DE PESQUISADOR

**Autor**

Gerson Otto Ludwig e Maria Virgínia Alves

**Tradutor**

**Editor**

--

Origem	Projeto	Série	No. de Páginas	No. de Fotos	No. de Mapas
LAP/CTE	--	--	23	-	-

**Tipo**

RPQ  PRE  NTC  PRP  MAN  PUD  TAE

**Divulgação**

Externa  Interna  Reservada  Lista de Distribuição Anexa

**Periódico / Evento**

Prova Escrita de Concurso Público INPE 2002

**Convênio**

**Autorização Preliminar**

30/02 Data

**Revisão Técnica**

Solicitada  Dispensada

Recebida   /  /   Devolvida   /  /  

Assinatura do Revisor

**Revisão de Linguagem**

Solicitada  Dispensada

Recebida   /  /   Devolvida   /  /  

Assinatura do Revisor

**Autorização Final**

31/10/02 Data   
Chefe de

**Palavras Chave**

Laboratório Associado de Plasma

Ciências Espaciais/Física da Ionosfera/Luminescência Atmosférica/Física da Alta Atmosfera/Geomagnetismo/Física da Magnetosfera/Eletricidade Atmosférica/Química/Física da Baixa e Média Atmosfera



## DADOS PARA PUBLICAÇÃO

<b>Data:</b> 31 de maio de 2002	<b>Número:</b>
<b>Título:</b> Questões da Prova Escrita para Concurso de Pesquisador	
<b>Autor:</b> G. O. Ludwig e M. V. Alves	
<b>Tradutor:</b>	
<b>Editor:</b>	
<b>Origem:</b> Laboratório Associado de Plasma	
<b>Projeto:</b>	
<b>Número de páginas:</b> 23	
<b>Tipo:</b>	
Relatório de Pesquisa (RPQ)	Pré-Publicação de Artigo (PRE)
Nota Técnico-Científica (NTC)	Proposta ou Relatório de Projeto (PRP)
Manual Técnico (MAN)	Publicação Didática (PUD) <span style="float: right;"><b>X</b></span>
Tese ou Dissertação (TDI)	Trabalho Acadêmico Externo (TAE)
<b>Divulgação:</b>	
Externa <input checked="" type="checkbox"/>	Interna <input type="checkbox"/>
Reservada <input type="checkbox"/>	Lista de distribuição anexa <input type="checkbox"/>
<b>Periódico:</b> Publicação INPE	
<b>Evento:</b> Prova Escrita de Concurso Público INPE 2002	
<b>Convênio:</b>	
<b>Palavras-chave:</b> Ciências Espaciais, Física da Ionosfera, Luminescência Atmosférica, Física da Alta Atmosfera, Geomagnetismo, Física da Magnetosfera, Eletricidade Atmosférica, Química e Física da Baixa e Média Atmosfera.	
<b>Arquivo eletrônico:</b> ConcursoCEA.pdf	
<b>Outras informações:</b>	
<b>Assinatura do autor:</b> 