

1. Classificação <i>INPE-COM.4/RPE</i> <i>C.D.U.: 523.6</i>	2. Período	4. Distribuição interna <input type="checkbox"/> externa <input checked="" type="checkbox"/>
3. Palavras Chaves (selecionadas pelo autor) <i>COMETA</i> <i>ATMOSFERA COMETÁRIA</i>		
5. Relatório nº <i>INPE-2136-RPE/359</i>	6. Data <i>Junho, 1981</i>	7. Revisado por <i>[assinatura]</i> <i>Barclay Robert Clemesha</i>
8. Título e Sub-Título <i>DISTRIBUIÇÃO DO GÁS NEUTRO DE UM COMETA</i>		9. Autorizado por <i>[assinatura]</i> <i>Nelson de Jesus Parada</i> <i>Diretor</i>
10. Setor <i>DGA/DII</i> Código		11. Nº de cópias <i>09</i>
12. Autoria <i>Samuel de Souza</i> <i>René A. Medrano-B.</i>		14. Nº de páginas <i>18</i>
13. Assinatura Responsável <i>[assinatura]</i>		15. Preço
16. Sumário/Notas <i>Soluções mais exatas que as de Biermann et alii (1967) são obtidas para a densidade das partículas neutras que se desprendem do núcleo de um cometa. Este tipo de informação é extremamente importante uma vez que estas partículas são posteriormente ionizadas, formando a ionosfera cometária e, por último, a onda de choque e a descontinuidade tangencial na frente do cometa. As soluções aqui obtidas correspondem à equação da massa gasosa e levam em conta a pressão da radiação solar. Os resultados obtidos sugerem que tanto a onda de choque como a descontinuidade tangencial se encontrem ainda mais afastados do que os calculados por Biermann et alii 1967.</i>		
17. Observações <i>Trabalho submetido para apresentação na 33a. Reunião Anual da SBPC, 8 a 15 de julho de 1981, Salvador-Bahia.</i>		

ÍNDICE

	<u>Pág.</u>
ABSTRACT	<i>iv</i>
LISTA DE FIGURAS	<i>v</i>
1. <u>INTRODUÇÃO</u>	1
2. <u>O MODELO HIDRODINÂMICO</u>	2
3. <u>A SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DAS PARTÍCULAS NEUTRAS</u>	3
AGRADECIMENTOS	13
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	15

ABSTRACT

Exact solutions for the number density of the neutral particles outgassing from the comet nucleus, as compared to those given by Biermann et alii (1967), are obtained. This kind of information is extremely important in the formation of the cometary ionosphere, and hence of the shock wave and tangential discontinuity, on the sun side of the comet, after the neutrals become ionized. The solutions correspond to the continuity equation of the comet's neutral gas and take into consideration the effect due to the radiation pressure of the sun. The results obtained suggest that both the shock wave and the contact discontinuity are further apart from the comet nucleus, as compared to the Biermann et alii (1967) results.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1. Escolha do sistema de coordenadas	4
2. Variação do módulo da velocidade w_p ao longo do eixo z , com o módulo da distância z ao núcleo cometário (Adota-se $g = 10^{-7}$ km/s ² e $w_0 = 1$ km/s).....	8
3. Comparação entre as soluções da equação da continuidade das partículas neutras do cometa \tilde{a} medida que se afasta do núcleo do cometa.....	10

1. INTRODUÇÃO

Biermann et alii (1967) propuseram um modelo teórico, aqui chamado modelo BBS (nome composto com as iniciais dos três autores), da interação entre o vento solar e um cometa, supondo a formação de uma onda de choque e uma descontinuidade de contacto, localizadas na região do cometa voltada para o Sol. Neste modelo, foram resolvidas Equações de conservação de massa, densidade numérica, momentum e energia, obtendo-se funções soluções, sobre o eixo que liga o Sol ao cometa, entre a onda de choque e a descontinuidade tangencial. Os valores obtidos neste modelo para as posições da onda de choque e descontinuidades de contacto, relativas ao núcleo, foram respectivamente $3,9 \times 10^6$ km e $3,8 \times 10^5$ km. Contudo, considera-se que a distância do núcleo ao ponto de estagnação (intersecção da linha Sol-cometa com a superfície de contacto), calculada mediante este modelo, é muito afastada do núcleo, conforme indicam as observações (Biermann et alii 1967; Mendis e Ip, 1977).

As hipóteses nas quais se baseia o modelo BBS foram criticadas por Wallis (1973), o qual observou que, em certas situações, os efeitos de troca de carga e fotoionização podem proceder de tal maneira que o vento solar seja gradual e suavemente desacelerado de supersônico para subsônico e, portanto, sem a formação de uma onda de choque. Assim, segundo Wallis (1977), sendo o vento solar gradualmente desacelerado, a existência de uma descontinuidade tangencial seria duvidosa.

No entanto, na observação de formas comêtaras (Rahe et alii, 1969), pode-se identificar configurações de plasma que sugerem a presença de campos magnéticos na ionosfera de um cometa típico. A existência destes campos magnéticos, com a idéia do congelamento do campo magnético interplanetário na ionosfera do cometa, foi sugerida pela primeira vez por Alfvén (1957). A idéia básica do congelamento ("frozen-in") é modernamente aceita (Mendis e Morrisson, 1979; Niedner e Brandt, 1978; Scarf, 1979; Brandt e Mendis, 1979) e dá um maior suporte teórico à hipótese da formação de uma onda de choque, como consequência da interação entre a ionosfera do cometa e o vento solar (Medrano-B, 1979).

Considera-se que o modelo BBS é o trabalho teórico mais completo sobre o assunto, sendo até hoje, citado por todos os trabalhos posteriores a ele.

Neste trabalho obtêm-se uma solução para a densidade das partículas neutras, que se desprendem do núcleo; matematicamente esta solução é mais exata que a aproximada do modelo BBS. Os resultados obtidos mostram diferenças que podem ter implicações substanciais no modelo matemático da interação.

2. O MODELO HIDRODINÂMICO

As equações que descrevem o comportamento do plasma condutor, o qual se encontra entre a onda de choque e a descontinuidade de contacto (ver Figura 1), são as equações de conservação de massa, momentum e energia, expressas na sua forma mais geral, com a inclusão dos campos magnético e elétrico interplanetários e com os termos fonte do lado direito da igualdade (Medrano-B., 1979). De acordo com Biermann et alii (1967), o campo magnético é levado em conta de uma maneira indireta nas equações, quando se considera a razão dos calores específicos $\gamma=2$. Isto se deve ao fato das partículas do plasma ficarem restritas a apenas 2 graus de liberdade. Com essas considerações ($B=0$, $\gamma=2$), as equações de conservação que descrevem a dinâmica do fluido, a qual se encontra entre a descontinuidade de contacto e a onda de choque, são:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \underline{u}) = S_n \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{u}) = S_\rho \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\underline{u}) + (\underline{u} \cdot \nabla) \underline{u} + \underline{u} (\nabla \cdot \underline{u}) + \nabla p = \underline{M} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\gamma-1} \right) + \underline{\nabla} \cdot \underline{u} \left(\rho \frac{u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} p \right) = Q \quad (2.4)$$

onde as funções incógnitas são: a densidade numérica (íons mais elétrons) n , a densidade de massa ρ , o vetor velocidade \underline{u} e a pressão p . Os termos S_n , S , M e Q são os termos fonte das equações. Além das equações anteriores, há também a necessidade da equação de continuidade das moléculas neutras do cometa; estas, por sua vez encontram-se submetidas a ação da pressão de radiação solar, que atua no sentido do eixo z , cuja solução é obtida independentemente das demais, porém utilizada nos seus termos fonte. Esta equação das moléculas neutras comêtaras é dada por:

$$\frac{\partial n_{cn}}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot (n_{cn} \underline{w}) = S_{cn} \quad (2.5)$$

onde n_{cn} é a densidade numérica, \underline{w} um campo de velocidade dessas partículas, supostamente conhecido, e S_{cn} é o termo de perda por ionização.

Este sistema de equações é resolvido no modelo BBS, para uma situação estacionária ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$).

3. SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DAS PARTÍCULAS NEUTRAS

Considerando-se o caso estacionário, e com $S_{cn} = -n_{cn} R_c$ (razão de fotoionização por unidade de volume e tempo) onde R_c é a probabilidade de fotoionização de uma molécula neutra por segundo, a equação das partículas neutras fica:

$$\underline{\nabla} \cdot (n_{cn} \underline{w}) = - n_{cn} R_c \quad (3.1)$$

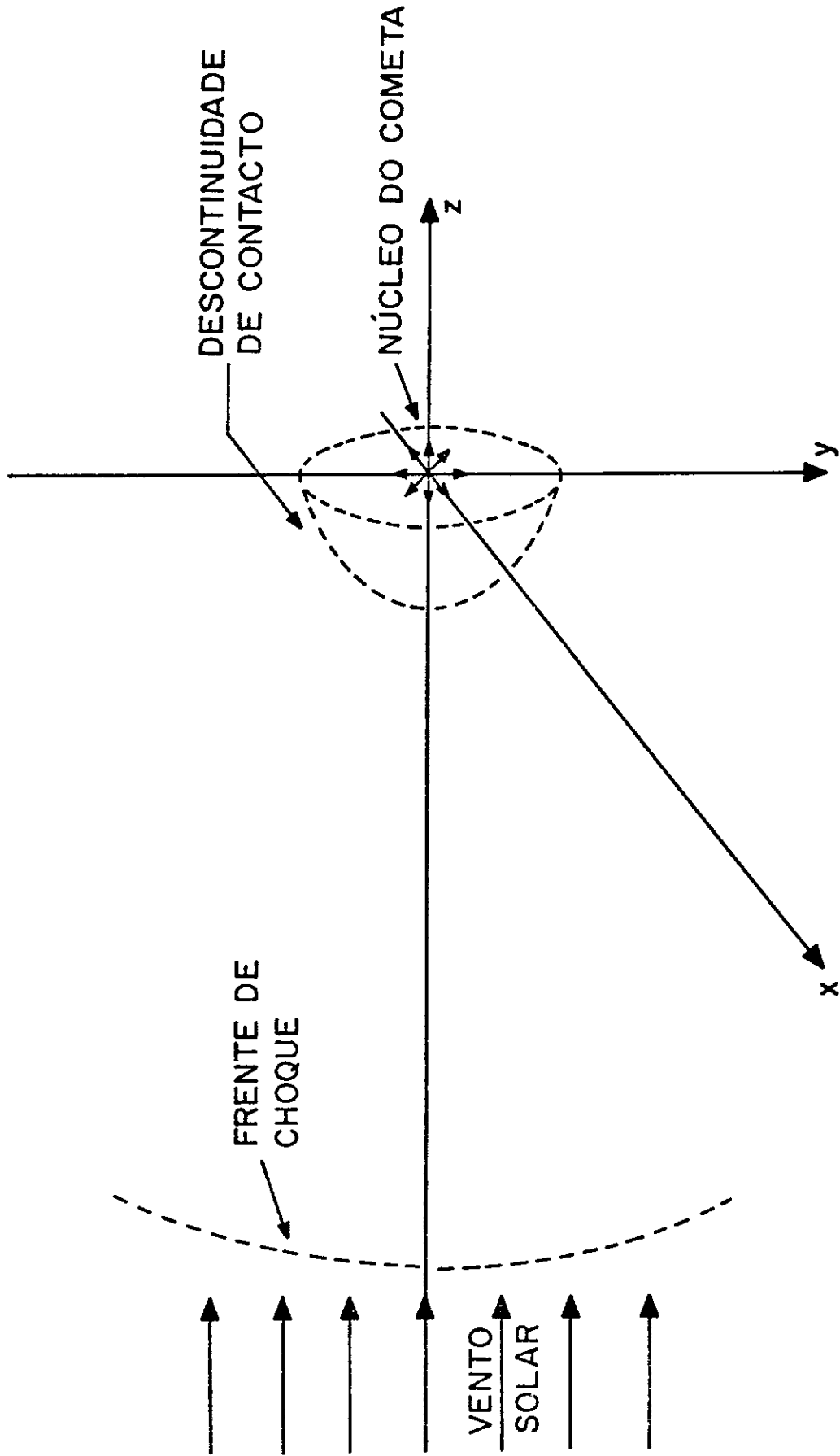


Fig. 1 - Escolha do sistema de coordenadas.

FONTE: Biermann et alii. 1967

Esta equação é resolvida em coordenadas esféricas, devido ao fato do núcleo ser considerado uma esfera, com o gás neutro desprendendo-se em forma radial e, portanto, a condição de contorno ter características de simetria esférica. Por outro lado, devido à ação da pressão de radiação solar, aqui representada pela aceleração $\underline{g} = g \underline{\hat{z}}$, tem-se que a Equação 3.1 pode ser escrita com uma simetria azimutal. Assim sendo, a Equação 3.1 fica:

$$\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho^2 n_{cn} w_\rho) + \frac{1}{\rho \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta n_{cn} w_\theta) = -n_{cn} R_c, \quad (3.2)$$

onde (ρ, θ, ϕ) representam as coordenadas do sistema esférico polar.

A pressão da radiação solar faz com que a órbita das partículas, que saem do lado iluminado, sejam parábolas descritas pelas equações:

$$\rho = \left(\frac{1}{4} g^2 t^4 - g t^3 w_0 \cos \alpha + w_0^2 t^2 \right)^{1/2} \quad (3.3)$$

$$\theta = \text{arc tg} \left[\frac{w_0 \sin \alpha}{\frac{g}{2t} - w_0 \cos \alpha} \right],$$

onde w_0 = velocidade inicial de saída do núcleo; e

α = ângulo entre a velocidade inicial w_0 e o eixo z negativo.

Portanto, a velocidade instantânea das partículas é:

$$\underline{w} = w_\rho \underline{\hat{\rho}} + w_\theta \underline{\hat{\theta}}$$

$$\underline{w} = \frac{t}{2\rho} (g^2 t^2 - 3g w_0 t \cos \alpha + 2 w_0^2) \underline{\hat{\rho}} - \frac{1}{2\rho} g w_0 t^2 \sin \alpha \underline{\hat{\theta}} \quad (3.4)$$

Aplicando-se este campo de velocidade na Equação 3.2 e passando-se os operadores para o domínio do parâmetro t , o que significa que a Equação 3.2 é apenas válida ao longo de uma órbita, a Equação 3.2 fica:

$$\frac{1}{w_p} \frac{\partial}{\partial t} (n_{cn} w_p) + \frac{2}{\rho} n_{cn} w_p + \frac{1}{w_\theta} \frac{\partial}{\partial t} (n_{cn} w_\theta) + \frac{n_{cn} w_\theta}{\rho t g \theta} = S_{cn} \quad (3.5)$$

A solução geral desta equação, expressa em função de t (coordenada paramétrica) é:

$$n_{cn} = \frac{G}{4\pi w_0 \rho_i^{5/2}} t_i^2 (gt_i - 3g w_0 t_i^2 \cos \alpha + 2w_0^2)^{1/2} \frac{\left(\frac{1}{4} g^2 t^4 - gt^3 w_0 \cos \alpha + w_0^2 t^2\right)^{1/4}}{t^2 |g^2 t^2 - 3 g w_0 t \cos \alpha + 2w_0^2|^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \int_{t_i}^t R_c dt \right\}, \quad (3.6)$$

onde:

G = número de partículas vaporizadas da superfície do cometa por unidade de tempo.

ρ_i = raio do núcleo do cometa

t_i = tempo inicial (para a partícula "ir" de $z=0$ ($t=0$) a $z=\rho_i$).

Fazendo-se $\alpha=0$, isto é, observando-se a variação da função n_{cn} ao longo do eixo z , e chamando-se $n_{cn}^{(1)}$ e $n_{cn}^{(2)}$ às respectivas densidades, quando as partículas têm velocidades no sentido de $-\hat{z}$ e no sentido de $+\hat{z}$, terão as seguintes expressões:

$$n_{cn}^{(1)}(z) = \frac{G}{4\pi \rho_i^{5/2} g^{1/2}} \frac{(1-H(z_i))^2}{(1-H(z))^{5/2}} \left[\frac{1}{4} (1-H(z))^2 + H(z) \right]^{1/4}$$

$$\left[\frac{(1-H(z_i))^2 - (1-3H(z_i))}{(1-H(z))^2 - (1-3H(z))} \right]^{1/2} \exp \left\{ - \frac{R_c w_0}{2g} [H(z_i) - H(z)] \right\} \quad (3.7)$$

onde $H(z) = \sqrt{1 + \frac{2gz}{w_0^2}}$, $z < 0$

$$n_{cn}^{(2)}(z) = \frac{G}{4\pi\rho_i^{5/2}g^{1/2}} \frac{(1-H(z_i))^2}{(1+H(z))^{5/2}} \left[\frac{1}{4} (1+H(z))^2 - H(z) \right]^{1/4} \left[\frac{(1-H(z_i))^2 - (1-3H(z_i))}{|(1+H(z))^2 - (1+3H(z))|} \right]^{1/2} \exp \left\{ - \frac{R_c w_0}{2g} [H(z_i) + H(z)] \right\}, \quad (3.8)$$

onde pode-se ver que $n_{cn}^{(2)}$ é desprezível comparação com $n_{cn}^{(1)}$.

A solução obtida por Biermann et alii (1967) da mesma Equação 3.1 é diferente, especialmente pela ausência do fator 1/2 na função exponencial que aparece na Equação 3.8. Esses autores consideram que o efeito da desaceleração é praticamente negligenciável a distâncias menores que 10^5 km do núcleo do cometa, conforme pode ser observado na Figura 2, onde é mostrada a variação do módulo de w_z , em função da distância ao núcleo do cometa (usa-se $g = 10^{-7}$ km/s² e $w_0 = 1$ km/s). Seguindo-se este raciocínio, parece lógico supor que dentro dessa região existe uma expansão das moléculas cometárias, sujeitas apenas à fotoionização. Com estas considerações a Equação 3.1 pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho^2 n_{cn} w_\rho) = - n_{cn} R_c, \quad (3.9)$$

onde w_ρ , dado que é uma expansão livre, resulta numa constante (isto é $w_\rho = w_0 = \text{constante}$).

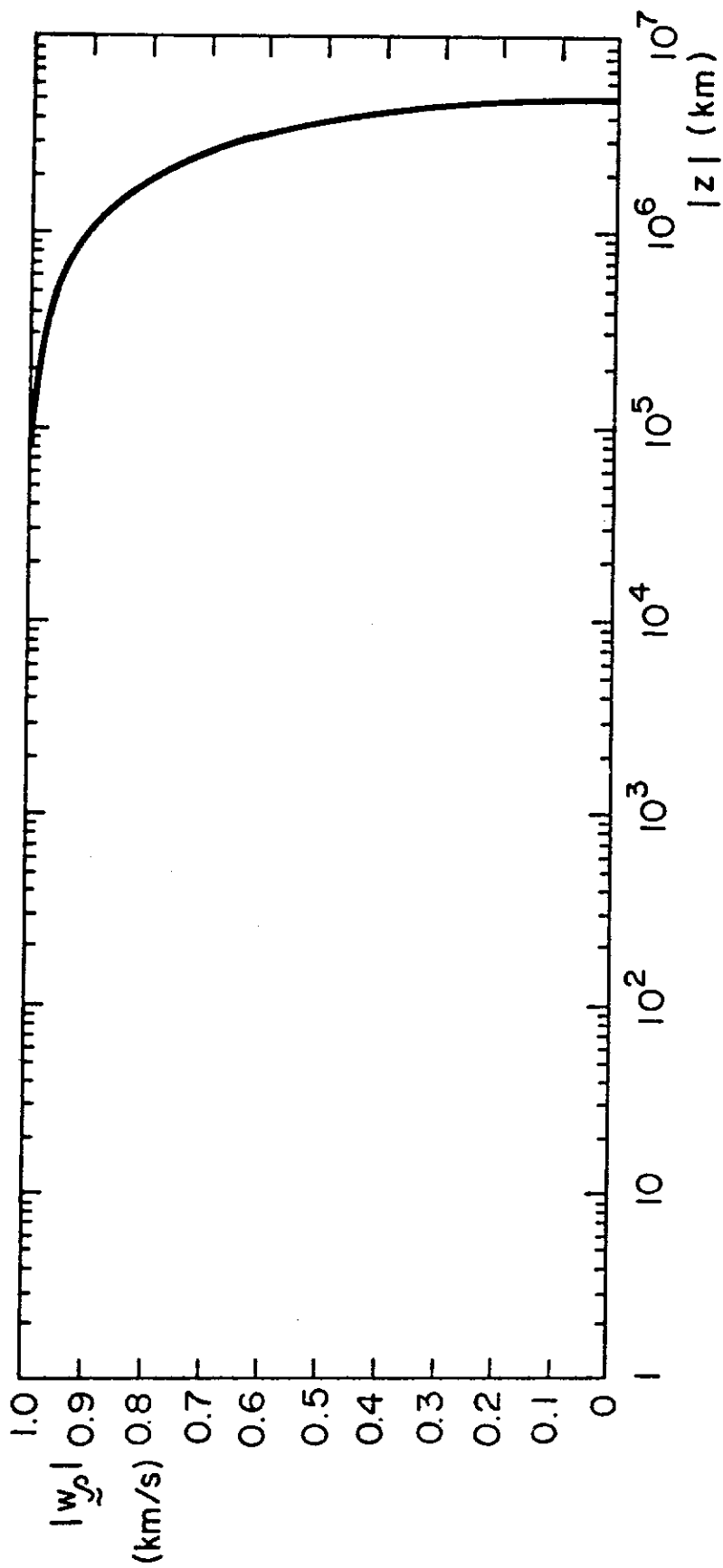


Fig. 2 - Variação do módulo da velocidade w_p ao longo do eixo z , com o módulo da distância z ao núcleo cometário (Adota-se $g = 10^{-7}$ km/s² e $w_0 = 1$ km/s).

A partir desta solução, e fazendo-se

$$\rho^2 = r^2 + z^2 = \frac{1}{4} g^2 t^4 - g t^3 w_0 \cos \alpha + w_0^2 t^2, \quad (3.10)$$

onde r e z correspondem às coordenadas cilíndricas com simetria azimutal, e desprezando-se o termo g^2 por ser uma grandeza muito pequena, obtêm-se a solução encontrada por Biermann et alii (1967):

$$n_{cn}(r, z) = \frac{G}{4\pi w_0^2} \frac{\exp \left[- \int_0^{(r, z)} R_c \frac{ds}{ws} \right]}{t^2 |w_0 - g t \cos \alpha|} \quad (3.11)$$

Entretanto, esta equação não satisfaz a Equação 3.1, quando colocada no sistema de coordenadas cilíndricas, conforme pode-se verificar.

Com $\alpha = 0$ na Equação 3.11, as funções $n_{cn}^{(1)}$ e $n_{cn}^{(2)}$ são:

$$n_{cn}^{(1)}(z) = \frac{Gg^2}{4\pi w_0^5} \frac{\exp \left\{ - \frac{R_c w_0}{g} (1 - H(z)) \right\}}{H(z) (1 - H(z))^2} \quad (3.12)$$

$$n_{cn}^{(2)}(z) = \frac{Gg^2}{4\pi w_0^5} \frac{\exp \left\{ - \frac{R_c w_0}{g} (1 + H(z)) \right\}}{H(z) (1 + H(z))^2}$$

A solução completa de n_{cn} , no caso particular sobre o eixo z , é dada por $n_{cn}^{(1)} + n_{cn}^{(2)}$, embora neste caso $n_{cn}^{(2)}$ seja desprezível.

As novas soluções obtidas são apresentadas graficamente na curva (a) da Figura 3, em comparação com as obtidas pelo modelo BBS, mostrada na curva (b) da mesma figura.

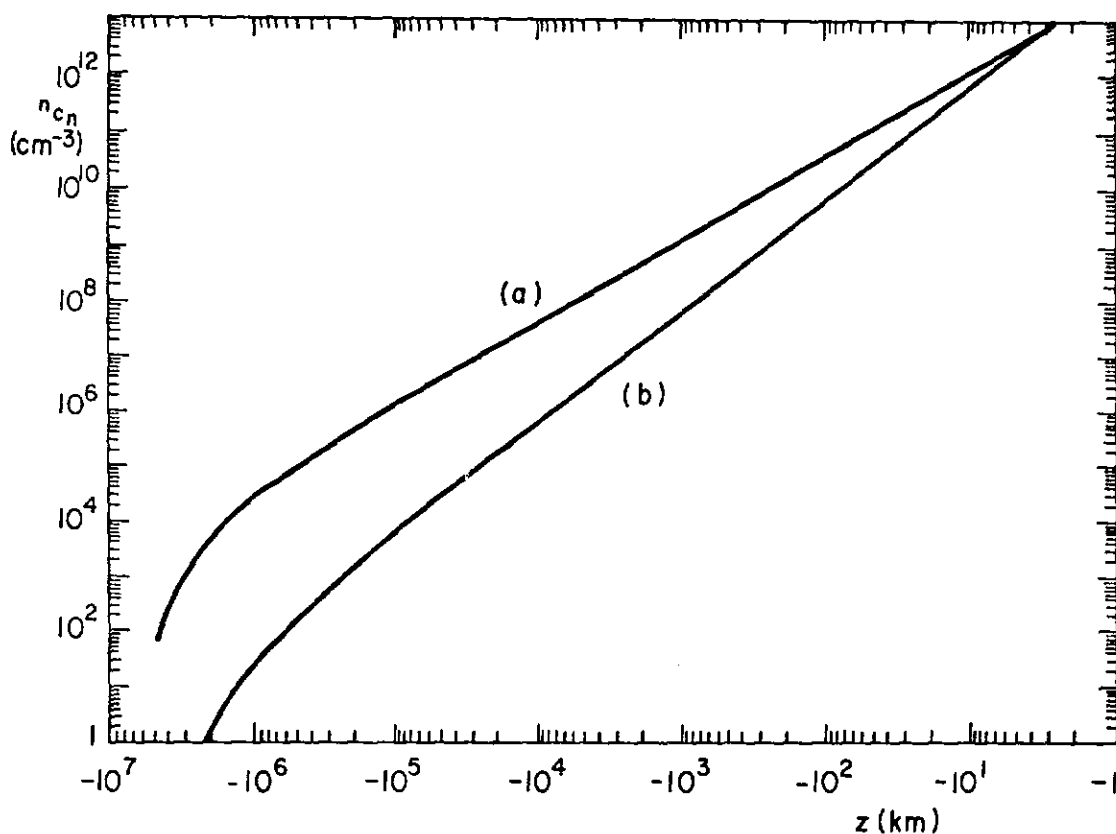


Fig. 3 - Comparação entre as soluções da equação da continuidade das partículas neutras do cometa à medida que se afasta do núcleo do cometa.

(a) Nova solução obtida nas Equações 3.7 e 3.8; b) Solução obtida por Biermann et alii. (Equações 3.12 e 3.13). Adota-se $g = 10^{-7} \text{ km/s}^2$, $w_0 = 1 \text{ km/s}$, $R_c = 10^{-6} \text{ seg}^{-1}$, $G = 10^{30} \text{ seg}^{-1}$ e $\rho_j = 3 \text{ km}$.

O comportamento da nova solução, como pode ser observado na Figura 3, curva (a), é tal que o número de partículas neutras de cresce menos rapidamente quando se afasta do núcleo do que a obtida por Biermann et alii (1967), mostrada na curva (b). Esse tipo de comportamento da nova solução, onde está incluído o freamento das partículas devido à radiação solar, resultará em um maior número de partículas ionizadas, pois a taxa de ionização é maior para uma maior densidade do gás neutro. Como consequência disto, a pressão exercida pelas partículas cometárias ionizadas sobre o vento solar será maior, esperando-se, assim, que o ponto onde se encontra a descontinuidade tangencial também seja mais afastada do núcleo do que a calculada no modelo BBS.

Atualmente encontram-se em andamento as integrações numéricas mais precisas das Equações 2.1 até a 2.4, utilizando-se as novas soluções para a distribuição espacial das partículas neutras do cometa, apresentadas neste trabalho.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi parcialmente subvencionado pelo Fundo Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (FNDCT), através do convênio FINEP CT 537.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALFVÉN, H. On the theory of comet tails, *Tellus*, 9:92, 1957.
- BIERMANN, L.; BROSOWSKY, B.; SCHIMIDT, H.Y. The interaction of the solar wind with a comet, *Solar Physics*, 1 (2): 254-284, 1967.
- BRANDT, J.C.; MENDIS, D.A. The interaction of the solar wind with comets. In: Kennel, C.F.; Lanzerotti, L.J.; Parker, E.N. *Solar Sistem Plasma Physics*. Amsterdam, North Holland 1979. v.2, p.253-292.
- MEDRANO-B., R.A. *Método de perturbações no estudo da interação do vento solar com cometas*. São José dos Campos, INPE, julho, 1979. (INPE-1529-RPE/061)
- MENDIS, D.A.; IP, W.-H. The ionospheres and plasmas tails of comets. *Space Science Review*, 20 (4): 145-190, 1977.
- MENDIS, D.A.; MORRISON, P.J. On the size of the cometary tail magnetic field. *Monthly notices on the Royal Astronomical Society*, 188 (3): 727-733, 1979.
- NIEDNER JR., M.B.; BRANDT, J.C. Interplanetary gas XXIII. Plasma tail disconnection events in comets: evidence for magnetic field line connection at interplanetary sector boundaries?. *The Astrophysical Journal*, 223 (2 Part 1): 655-670, July, 1978.
- RAHE, J.; DOWN, B.; WURM, K. *Atlas of cometary forms*. Whashington, DC, NASA, 1969. (NASA-SP-198)
- SCARF, F.L. Connections between comets and plasmas in space. In: NASA. *Space Missions to Comets*; Symposium held at Greenbelt, Oct., 1977. Greenbelt, NASA, 1979, p.33-58. (NASA-CP-2089)

WALLIS, M.K. Weakly-shocked flows of the solar wind plasma through atmospheres of comets and planets. *Planetary and Space Science*, 21 (10): 1647-1660, 1973.

WALLIS, M.K. Comets in the stip context. In: Shea, M.A.; Stuart, D.F.; Wu, S.T. *Study of travelling interplanetary phenomena, L.D. Feiter Memorial Symposium* held in Tel Aviv, June 7-40, 1977. Proceedings. Dordrecht, R. Reidel, 1977, p.279-289. (Astrophysics and Space Science Library, 71).