

1. Classificação: <i>COM.4/RPE</i> <i>C.D.U.: 523.6</i>	2. Período	4. Distribuição
3. Palavras Chaves (selecionadas pelo autor) <i>COMETAS</i> <i>PLASMAS INTERPLANETÁRIOS</i>		interna <input type="checkbox"/> externa <input checked="" type="checkbox"/>
5. Relatório nº <i>INPE-1805-RPE/173</i>	6. Data <i>Junho, 1980</i>	7. Revisado por <i>Abraham C. L. Chian</i> <i>Abraham C. L. Chian</i>
8. Título e Sub-Título  <i>SOBRE O MODELO COMETÁRIO DE BIERMANN ET AL.</i>		9. Autorizado por  <i>Parada</i> <i>Nelson de Jesus Parada</i> <i>Diretor</i>
10. Setor <i>DCE</i>	Código	11. Nº de cópias <i>14</i>
12. Autoria <i>René Adalid Medrano-B</i> <i>Paulo Roberto G. Torquato *</i>  <i>René Adalid Medrano B.</i>		14. Nº de páginas <i>17</i>
13. Assinatura Responsável		15. Preço
16. Sumário/Notas  <i>Segundo o modelo de atmosfera ionizada de cometas, desenvolvido por Biermann et al. (1967), a influência do campo magnético interplanetário (CMI), é indiretamente incluído ao supor que a razão dos calores específicos seja <math>\gamma = 2</math>, isto é, restringindo a 2 os graus de liberdade das partículas carregadas. O efeito esperado, após a inclusão do CMI, é que seja reduzida a distância tanto do núcleo ao ponto de estagnação como a onda de choque, na frente do cometa. Neste trabalho, foi resolvido o sistema de equações de Biermann et al. (1967) tanto para <math>\gamma = 2</math> como para <math>\gamma = 5/3</math> (desenvolvendo, assim, os 3 graus de liberdade das partículas ionizadas). Os resultados mostram que o efeito é oposto ao esperado uma vez que para <math>\gamma = 5/3</math>, as distâncias anteriormente mencionadas diminuem. Conclui-se que os modelos de interação, entre o vento solar e ionosfera de cometas, não podem levar em conta a presença do CMI apenas indiretamente, mas sim incluir as equações relevantes da eletrodinâmica.</i>		
17. Observações: <i>Para apresentação na 32ª Reunião da SBPC, 06 a 12 de julho de 1980.</i>  <i>* Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA)</i> <i>São José dos Campos - SP</i>		

## ÍNDICE

LISTA DE FIGURAS .....	<i>iv</i>
1. INTRODUÇÃO .....	1
2. O MODELO COMETÁRIO BBS .....	2
3. SOLUÇÕES PARA $\gamma = 5/3$ .....	6
4. CONCLUSÕES .....	12
AGRADECIMENTOS .....	13
BIBLIOGRAFIA .....	15

## LISTA DE FIGURAS

1. Escoamento do plasma interplanetário antes e depois da onda de choque ..... 1
2. Resultados do modelo BBS para a velocidade, densidade numérica total e dos ions do cometa ..... 7
3. Resultados do modelo BBS para a pressão, número de Mach e peso molecular médio ..... 8
4. Soluções obtidas, com a precisão especificada no texto, do modelo BBS para a velocidade e densidade numérica do plasma para as mesmas condições das Figuras 2 e 3..... 10
5. Soluções obtidas, com a precisão especificada no texto, do modelo BBS para a pressão, número de Mach e peso molecular médio ..... 11

1. INTRODUÇÃO

Biermann et al. (1967) publicaram um modelo de interação do vento solar com a ionosfera de um cometa de  $\text{CO}^+$  como componente principal. Este modelo, embora criticado em alguns aspectos (Wallis, 1973; Mendis and Ip, 1977), continua a ser um dos mais completos de sua natureza. A Figura 1 ilustra o resultado esperado como consequência da interação, onde o fluido supersônico é constituído pelo vento solar que se encontra "carregando" o campo magnético interplanetário (não mostrado na figura).

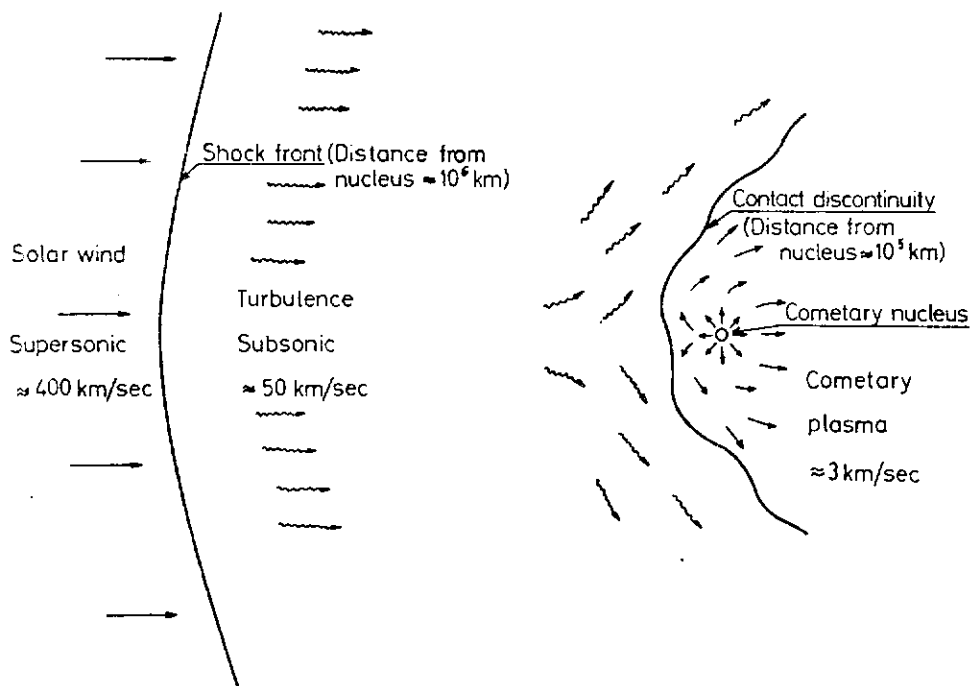


Fig. 1 - Escoamento do plasma interplanetário antes e depois da onda de choque.

A descontinuidade tangencial (na figura denominada de Contact Discontinuity) separa a ionosfera do cometa do resto do plasma.

Fonte: Biermann et al. (1967).

A maior parte das críticas ao modelo de Biermann, Brosowski e Schmidt (que de maneira abreviada será chamado de BBS) parecem convergir na opinião de que a distância do núcleo à descontinuidade tangencial (que segundo o modelo é de  $3.8 \times 10^5$  km) é muito grande em comparação às observações visuais (Mendis and Ip, 1977). De fato, Wallis (1973) sugeriu que, sob certas situações, a ionização, por troca de carga e fotoionização, pode ser realizada de maneira que o vento solar seja gradualmente desacelerado, sem dar lugar à formação de uma onda de choque e, portanto, a existência de qualquer descontinuidade tangencial seria duvidosa (Wallis, 1977).

Contudo, um exame da coleção de formas cometárias de Rahae et al. (1969) revela a existência de configurações de plasma em forma de "raios" e "envelopes", sugerindo estruturas de campos magnéticos na ionosfera de cometas. A existência destes campos já foi preconizado por Alfvén (1957) ao sugerir que o campo magnético interplanetário pode ficar "amarrado" à ionosfera do cometa se a condutividade elétrica deste for muito grande. Esta idéia é modernamente aceita e investigada em suas consequências (Ip and Mendis, 1975, 1976; Mendis and Morrison, 1979, Niedner and Brandt, 1978; Scarf, 1979). Fica evidente que a existência de campos magnéticos na cabeleira de cometas aumenta a interação com o vento solar esperando-se, portanto, a formação de ondas de choque e descontinuidades tangenciais se os plasmas possuem alta condutividade elétrica.

## 2. O MODELO COMETÁRIO BBS

Referindo-se à Figura 1, e supondo-se que as partículas neutras da atmosfera do cometa chegam até a região fora da descontinuidade tangencial, onde são ultimamente ionizadas, as equações que descrevem a dinâmica do plasma total, na região compreendida entre a descontinuidade tangencial e a frente da onda de choque, são:

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

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

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

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

onde os parâmetros incôgnitas do plasma são: a densidade numérica (ions mais elêtrons)  $n$ , a densidade de massa  $\rho$ , o vetor velocidade  $\underline{u}$  e a pressão  $p$ .  $\gamma$  é a razão de calores específicos. Os termos dos segundos membros  $A$ ,  $B$ ,  $\underline{C}$  e  $D$  são os termos fonte de densidade numérica, massa, momento e energia, respectivamente. Além das equações anteriores, há também a necessidade da equação de continuidade para as moléculas neutras do cometa. Esta equação é parecida com a (2.1)

$$\frac{\partial n_{Cn}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{Cn} \underline{w}) = A_{Cn}, \quad (2.5)$$

exceto que  $\underline{w}$  é um campo de velocidades supostamente conhecido (depende, apenas, do processo de vaporização) e  $A_{Cn}$  uma grandeza negativa se a ionização, por troca de carga, for desprezível conforme se supõe neste modelo. Para maiores detalhes quanto ao significado de cada grandeza nas equações acima, veja-se o trabalho original de Biermann et al. (1967).

Nas equações (2.1)-(2.4), nota-se a ausência dos termos correspondentes ao campo magnético interplanetário  $B_{IP}$ . No entanto, segundo os autores deste modelo, o campo  $B_{IP}$  é levado em consideração de uma maneira indireta ao se fazer  $\gamma = 2$ , pois assim, no que diz respeito à pressão do gás, permite-se um intercâmbio de energia cinética com os dois graus de liberdade correspondentes ao giro das partículas ao redor do campo  $B_{IP}$ .

O sistema de equações (2.1)-(2.5) é resolvido para uma situação estacionária ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ) e para pontos que se encontram ao longo do eixo  $\tilde{z}$ , que se localiza alinhado com a reta sol-cometa, e nesta direção. Supondo que a ionização seja apenas devida aos fótons solares, as equações simplificadas obtidas por Biermann et al. (1967) em coordenadas cilíndricas  $(r, z)$  com simetria azimutal, são:

$$\frac{du}{dz} = (1-M^2)^{-1} \left[ \left( \frac{\gamma+1}{2\gamma} u^2 B - uC_z + \frac{\gamma-1}{\gamma} D \right) \frac{1}{p} - 2 \frac{\partial v}{\partial r} \right] \quad (2.6)$$

$$\frac{dp}{dz} = \frac{(1-M^2)^{-1}}{u} \left\{ \left[ \left( 1 - \frac{\gamma+3}{2} M^2 \right) Bu^2 + \gamma M^2 u C_z - (\gamma-1) M^2 D \right] \frac{1}{u^2} + 2\rho M^2 \frac{\partial v}{\partial r} \right\} \quad (2.7)$$

$$\frac{dp}{dz} = (1-M^2)^{-1} \left\{ - \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) Bu + \left[ 1 + (\gamma-1) M^2 \right] C_z - (\gamma-1) M^2 \frac{D}{u} + 2\rho u \frac{\partial v}{\partial r} \right\} \quad (2.8)$$

$$\frac{dn}{dz} = \frac{1}{u} \left( -n \frac{du}{dz} + A - 2n \frac{\partial v}{\partial r} \right) \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left( \frac{\partial v}{\partial r} \right) = & - \frac{1}{\rho u} \frac{\partial v}{\partial r} \frac{d(\rho u)}{dz} - \frac{3}{u} \left( \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \\ & + \frac{1}{R(z)\rho u} \frac{dp}{dz} + \frac{1}{\rho u} \frac{\partial C_r}{\partial r} . \end{aligned} \quad (2.10)$$

Nestas equações,  $u$  e  $v$  são as componentes paralela e perpendicular ao eixo  $\bar{z}$ , respectivamente, da velocidade  $\underline{u}$ ;  $M^2 = \left( \frac{\rho u^2}{\gamma p} \right)$ , é o número de Mach e  $R(z)$  é o raio de curvatura da superfície isobárica que corta o eixo  $z$ . Todas as outras grandezas são as mesmas definidas anteriormente.

A equação da continuidade para as partículas neutras do cometa é integrada separadamente.

As condições de contorno para o sistema de equações diferenciais ordinárias (2.6)-(2.10), onde as funções incógnitas são  $n$ ,  $\rho$ ,  $u$ ,  $p$  e  $\frac{\partial v}{\partial r}$ , respectivamente, são obtidas a partir das condições de Rankine-Hugoniot na frente da onda de choque. Assim,

$$(B1) \quad u(z_\infty) = u_\infty$$

$$(B2) \quad \rho(z_\infty) = \rho_\infty$$

$$(B3) \quad p(z_\infty) = p_\infty$$

$$(B4) \quad n(z_\infty) = n_\infty$$

$$(B5) \quad \left. \frac{\partial v}{\partial r} \right|_{z_\infty} = 0,$$



onde o ponto  $z$  é o ponto pouco antes da onda de choque (condições do vento solar).

Todavia, para se ter a formação da descontinuidade tangencial, é necessário que no ponto de esta equação  $z_0$  (intersecção da superfície de descontinuidade com o eixo  $\hat{z}$ ), sejam satisfeitas as condições (adicionais):  $u(z_0) = 0$  e  $p(z_0) = P_{Ci}(z_0)$ , onde  $P_{Ci}$  é a pressão devida aos gases ionizados do cometa e é dado por

$$P_{Ci}(z_0) = \frac{(\gamma-1)\chi^*}{w_j \cdot w} \frac{G R_C}{4\pi |z_0|}, \quad (2.11)$$

onde  $\chi^*$  é a energia adicional dos ions após a fotoionização,  $w$  e  $w_j$  a velocidade das partículas neutras e ions.  $G$  é o total de gás neutro saindo do núcleo, e  $R_C$  a probabilidade de ionização do gás neutro.

Devido à introdução das duas condições adicionais, o sistema fica completamente determinado, somente fazendo com que a posição do ponto de estagnação  $z_0$ , e a da onda de choque  $z_1$ , sejam parâmetros livres (i.e. duas novas incógnitas).

Os resultados obtidos por Biermann et al. (1967) são mostrados nas Figuras 2 e 3.

### 3. SOLUÇÕES PARA $\gamma = 5/3$

Na tentativa de fazer um estudo mais realista, com a inclusão do campo magnético interplanetário, do modelo BBS, Medrano-B. (1979) desenvolveu um método de perturbações, visando utilizar as soluções de BBS como as não perturbadas. Para isto, precisou-se das soluções com  $\gamma = 5/3$ , restintuindo-se, desta maneira, os três graus de liberdade do plasma.

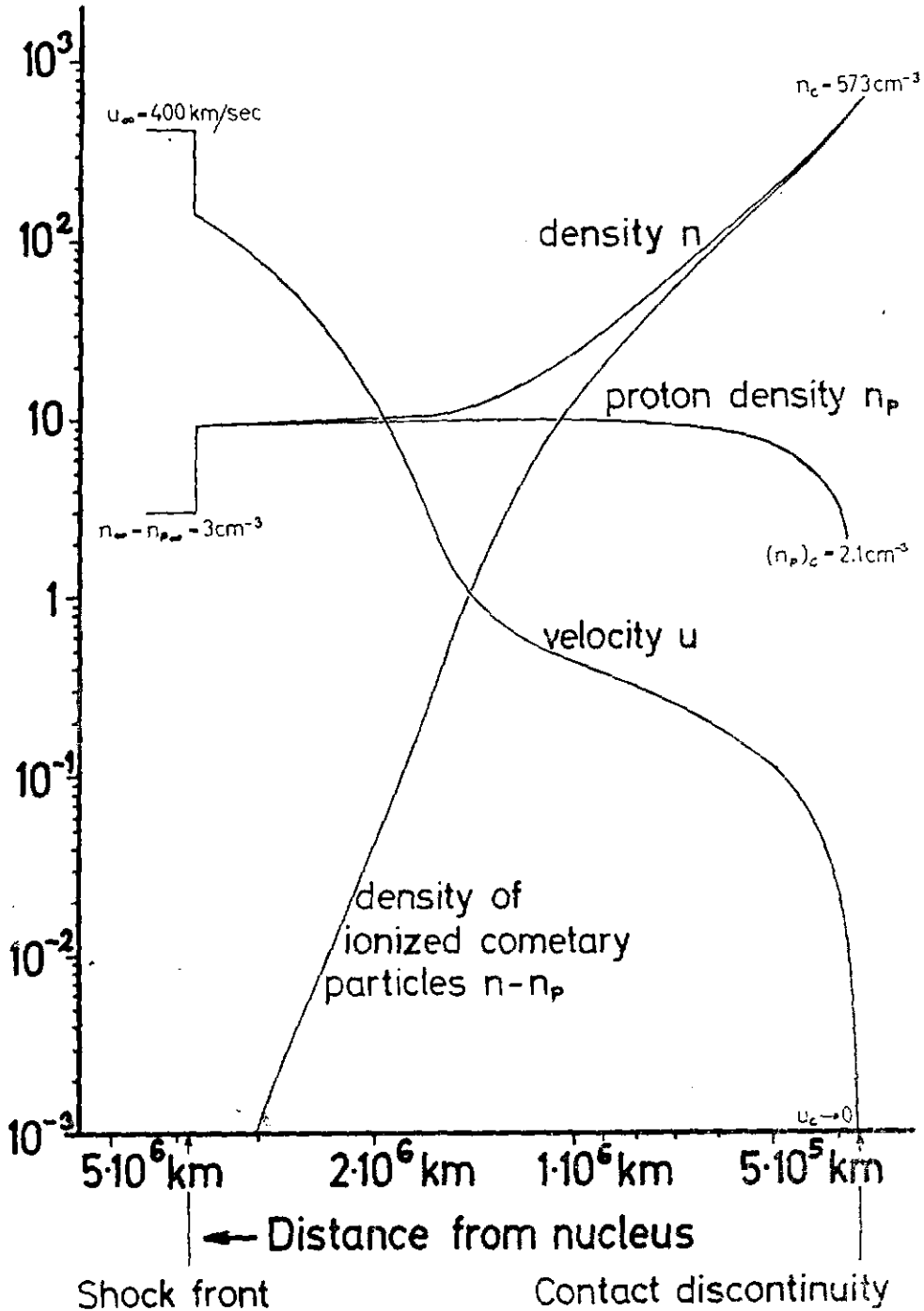


Fig. 2 - Resultados do modelo BBS para a velocidade, densidade numérica total e dos íons do cometa.

Estas soluções correspondem a  $G = 10^{30}$  molec/sec. As distâncias do núcleo à frente da onda de choque e à descontinuidade tangencial, respectivamente, são  $3.9 \times 10^6$  km e  $3.8 \times 10^5$  km.

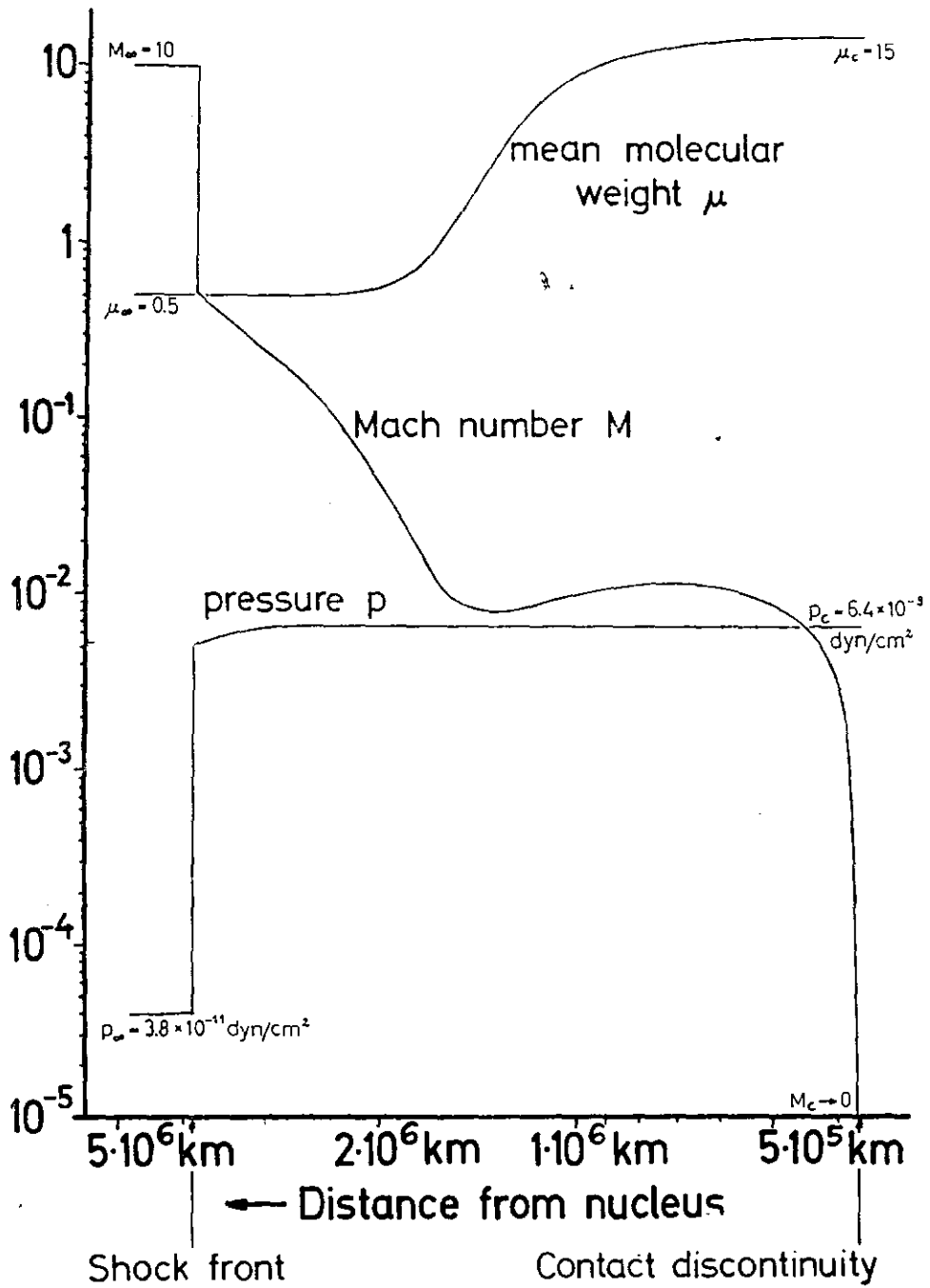


Fig. 3 - Resultados do modelo BBS para a pressão, número de Mach e peso molecular médio.

Antes de mostrar os resultados da integração das equações do modelo BBS para  $\gamma = 5/3$ , é necessário fazer algumas observações no que diz respeito às soluções numéricas obtidas por Biermann et al. (1967).

Ao se introduzir as condições de contorno adicionais

$$(B6) \quad u(z_0) = 0$$

$$(B7) \quad p(z_0) = P_{Ci}(z_0),$$

criou-se as incógnitas  $z_1$  e  $z_0$ . Assim, para a integração numérica do sistema, deve-se observar que o ponto  $z_1$ , inicialmente deverá ser escolhido de maneira quase arbitrária, uma vez que nem sempre (pelo menos na primeira tentativa) as condições (B6) e (B7) são satisfeitas simultaneamente. Assim, deve-se proceder novamente escolhendo-se um novo  $z_1$ , e assim sucessivamente, até que (B6) e (B7) sejam satisfeitas simultaneamente dentro de um "range" de precisão preestabelecido.

Observando os valores finais de  $z_0$  e  $p(z_0)$  obtidos por BBS tem-se que:

$$\frac{p(z_0) - P_{Ci}(z_0)}{p(z_0)} = 24\%,$$

isto é, a condição (B7) é satisfeita com um erro de 24%.

Ao reproduzir os resultados de BBS (para  $\gamma = 2$ ), a precisão prefixada para satisfazer (B6) e (B7) foi de 0.00025% e 0.14%, respectivamente. Como consequência desta precisão, convencionalmente adotada, as soluções ficaram levemente alteradas (apenas quantitativamente). As soluções assim obtidas são mostradas nas Figuras 4 e 5 em linhas contínuas. As distâncias obtidas do núcleo à frente da onda de choque e à descontinuidade tangencial foram  $|z_1| = 4.9 \times 10^6$  km e

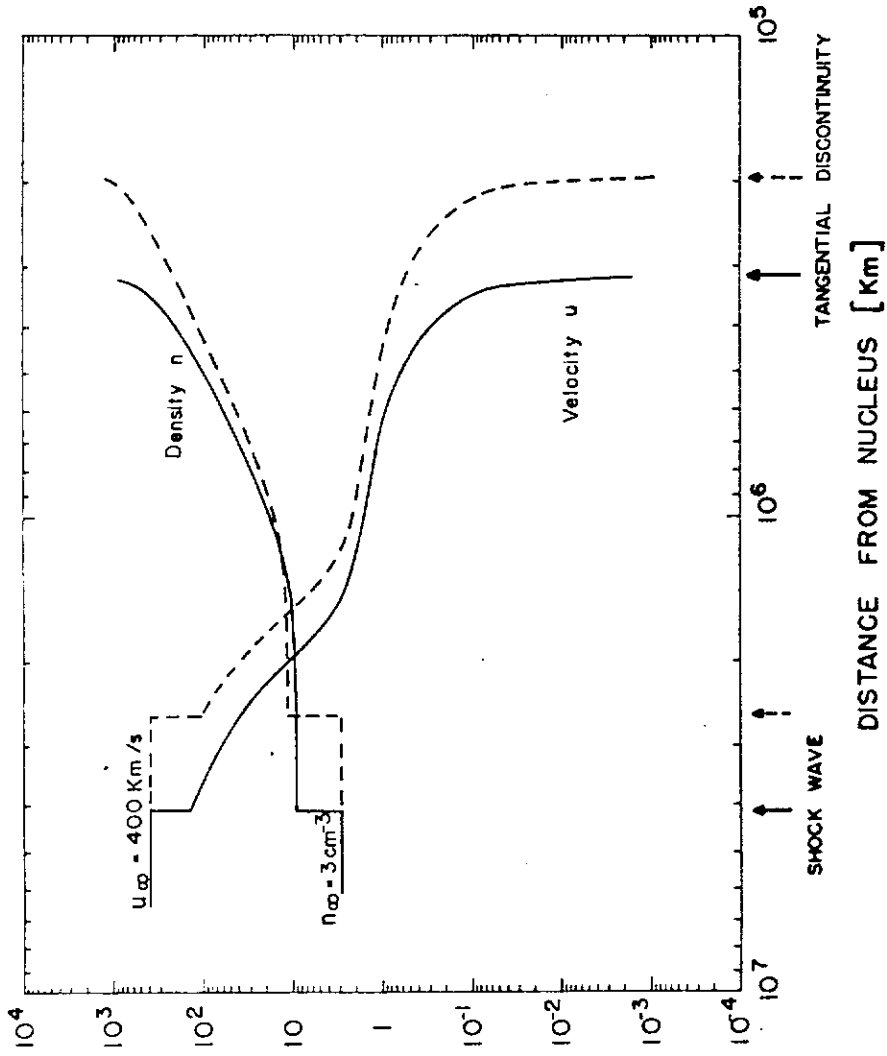


Fig. 4 - Soluções obtidas, com a precisão especificada no texto, do modelo BBS para a velocidade e densidade numérica do plasma para as mesmas condições das Figuras 2 e 3.

Linhas contínuas :  $\gamma = 2$ . Linhas tracejadas:  $\gamma = 5/3$

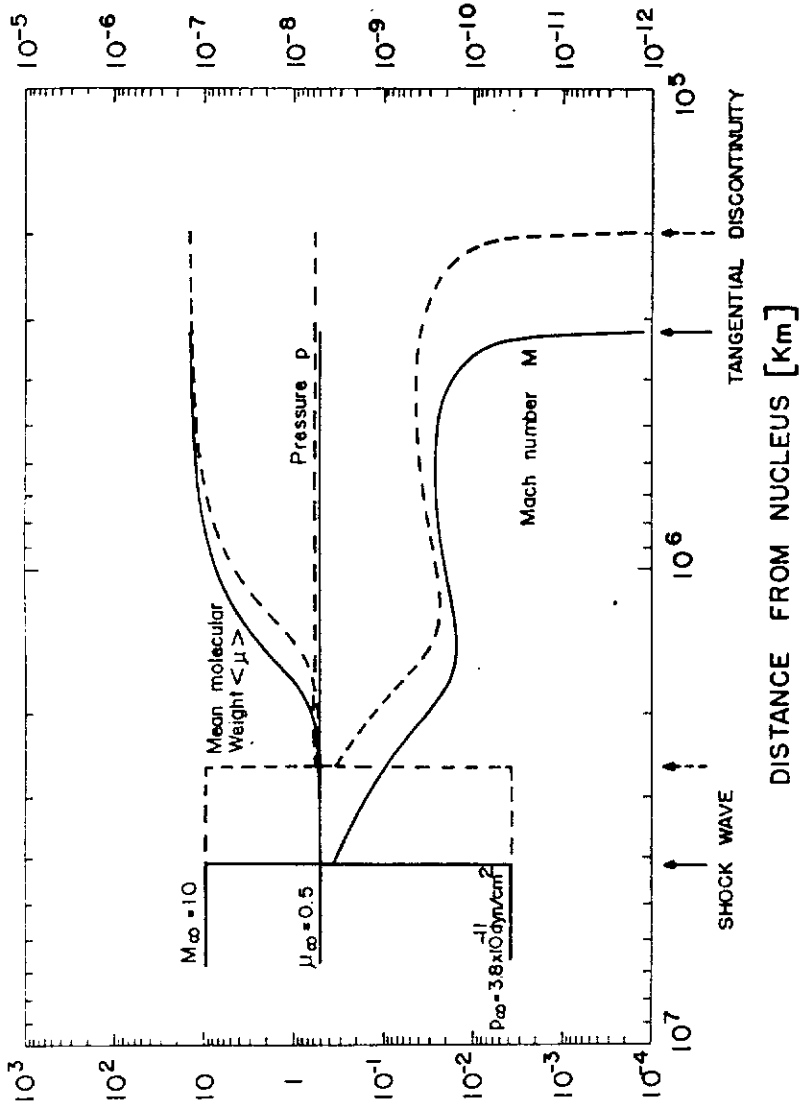


Fig. 5 - Soluções obtidas, com a precisão especificada no texto, do modelo BBS para a pressão, número de Mach e peso molecular médio.

Linhas contínuas:  $\gamma = 2$ . Linhas tracejadas:  $\gamma = 5/3$ .

$|z_0| = 3.19 \times 10^5$  km, respectivamente. Estas distâncias não são significativamente diferentes às obtidas por Biermann et al. (1967), porém, observa-se que o ponto de estagnação ficou mais próximo do núcleo.

Seguindo o mesmo critério na integração numérica, obtiveram-se soluções para  $\gamma = 5/3$ . Os resultados da integração são mostrados, também, nas Figuras 4 e 5 com linhas tracejadas. Observa-se que as soluções são qualitativamente as mesmas que as obtidas para  $\gamma = 2$ , conforme era de se esperar. Entretanto, o que causa maior surpresa é a localização dos pontos da onda de choque e estagnação ( $|z_1| = 2.56 \times 10^6$  km e  $|z_0| = 1.96 \times 10^5$  km), uma vez que o efeito esperado era exatamente o oposto.

#### 4. CONCLUSÕES

Embora os resultados numéricos obtidos para  $\gamma = 5/3$ , não sejam muito significativamente diferentes aos obtidos para  $\gamma = 2$ , os resultados devem ser interpretados de maneira conceitual, pelo menos no que diz respeito à localização de  $z_1$  e  $z_0$ . Na presença do campo magnético interplanetário  $B_{IP}$ , e supondo uma condutividade elétrica alta na ionosfera do cometa (região entre o núcleo e a descontinuidade tangencial), à pressão dinâmica do vento solar, soma-se a do campo  $B_{IP}$ , esperando-se, portanto, uma redução tanto em  $|z_1|$  como em  $|z_0|$  (Medrano-B, 1979). Um efeito similar seria de se esperar para  $\gamma = 2$  no modelo BBS. Porém, os resultados são contrários ao que devem-se esperar.

Estes resultados, no entanto, podem ser interpretados como favoráveis ao modelo BBS, pois as distâncias  $z_1$  e  $z_0$  se aproximam um pouco mais dos valores considerados mais prováveis (Wallis, 1973; Biermann, 1974). Espera-se que com a inclusão do campo  $B_{IP}$ , estas distâncias sejam ainda mais reduzidas. Fica evidente, portanto, que para qualquer modelo cometário que pretenda descrever a interação entre o vento solar e ionosferas de cometas, o efeito de  $B_{IP}$  deve ser

incluído de forma direta, mesmo porque este campo é essencial para a aceleração dos ions cometários (via o campo elétrico interplanetário:  $-\underline{u} \times \underline{B}_{IP}$ ), que depois formarão a cauda ionica.

#### AGRADECIMENTOS

Ficamos gratos ao Sr. Samuel de Souza pela ajuda em fazer os gráficos dos resultados numéricos. Este trabalho foi parcialmente subvencionado pelo Fundo Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (FNDCT) através do contrato FINEP CT 537.



## BIBLIOGRAFIA

- ALFVÉN, H. On the theory of comet tails. *Tellus*, 9.
- BIERMANN, L. Interaction of a comet with the solar wind. In: SOLAR WIND, 3., Los Angeles, 1974. Proceedings. Los Angeles, University of California, 1974, p.396-414.
- BIERMANN, B.; BROSOWSKI, B.; SCHMIDT, H.U. The interaction of the solar wind with a comet. *Solar Physics*, 1 (2): 254-284, 1967.
- IP, W.-H.; MENDIS, D.A. The cometary magnetic field and its associated electric currents. *Icarus*, 26(4): 457-461, Dec. 1975.
- - The generation of magnetic field and electric current in cometary plasma tails. *Icarus*, 29(1): 147-151, Sept. 1976.
- MEDRANO, B. R.A. *Método de perturbações no estudo da interação do vento solar com cometas*. São José dos Campos, INPE, Jul. 1979 (INPE-1529-RPE/061).
- MENDIS, D.A.; IP, W.-H. The ionospheres and plasma tails of comets. *Space Science Reviews*, 20 (4): 145-190, 1977.
- MENDIS, D.A.; MORRISON, P.J. On The Size of the cometary tail magnetic field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 188(3): 727-73, 1979.
- NIEDNER, Jr., M.B.; BRANDT, J.C. Interplanetary gas. XXIII. Plasma tail disconnection events in comets: evidence for magnetic field line reconnection at interplanetary sector boundaries. *The Astrophysical Journal*, 223 (2) Part 1:655-670, July, 1978.

RAHAE, J.; DONN, B.; WURM, K. *Atlas of cometary forms*. Washington, 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 Space Science*, 21 (10): 1647-1660, 1973.

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