

1. Classificação <i>INPE.COM:3/NTE</i> <i>CDU: 533.9:550.383</i>		2. Período <i>Fevereiro 1978</i>	4. Critério de Distribuição:  interna <input type="checkbox"/>  externa <input checked="" type="checkbox"/>
3. Palavras Chaves (selecionadas pelo autor) <i>Magnetosfera Terrestre;</i> <i>Junção de Campos Magnéticos;</i> <i>Resistividade Anomala.</i>			
5. Relatório nº <i>INPE-1197-NTE/113</i>	6. Data <i>Fevereiro 1978</i>	7. Revisado por <i>Yukitaka Nakamura</i>	
8. Título e Sub-Título  <i>A FÍSICA DO PLASMA E A MAGNETOSFERA TERRESTRE</i>		9. Autorizado por  <i>Nelson de Jesua Parada</i> Diretor	
10. Setor <i>DCE/DAS</i>	Código <i>30.360</i>	11. Nº de cópias <i>20</i>	
12. Autoria <i>W.D. Gonzalez-A.</i>		14. Nº de páginas <i>42</i>	
13. Assinatura Responsável <i>W.D. Gonzalez-A.</i>		15. Preço	
16. Sumário/Notas  <i>Apresenta-se uma introdução ao estudo da Magnetosfera Terrestre com exemplos de processos de plasma que ocorrem nela e observações típicas.</i>			
17. Observações <i>Curso a ser ministrado na Escola de Verão de Física do Plasma da Universidade Federal Fluminense, Niterói, em fevereiro de 1978.</i>			

## ÍNDICE

I - INTRODUÇÃO .....	01
II - MORFOLOGIA DA MAGNETOSFERA TERRESTRES .....	02
III - EXEMPLOS DE PROCESSOS DE PLASMA NA MAGNETOSFERA TERRESTRE.	05
IV - EXEMPLOS DE OBSERVAÇÕES NA MAGNETOSFERA TERRESTRE .....	15
REFERÊNCIAS .....	18

## LISTA DE FIGURAS

Fig. 1 - Campo geomagnético dipolar (linha pontilhada) e perturbado devido a interação com o vento solar (linha cheia). Este último foi calculado no plano meridional meio dia-meia noite fazendo uso do modelo de Beard-Mead (1964). ....	23
Fig. 2a - Regiões na Magnetosfera (Roederer, 1970). ....	24
Fig. 2b - Regiões na Magnetosfera (Wolf e Hill, 1976). ....	25
Fig. 2c - Regiões na Magnetosfera (Heikkila, 1973). ....	24
Fig. 2d - Regiões na Magnetosfera (Schulz e Lanzerotti, 1974). .	26
Fig. 2e - Regiões na Magnetosfera (Wolf, 1975). ....	26
Fig. 2f - Regiões na Magnetosfera (Haerendel et al., 1977). ....	27
Fig. 3 - Convecção na Magnetosfera (Vasyliunas, 1976). ....	28
Fig. 4 - Convecção na Magnetosfera e Topologia da Junção Magnética (Vasyliunas, 1976). ....	28
Fig. 5 - Regiões de ocorrência de ondas de plasma num corte meridional meio dia-meia noite da magnetosfera terrestre (Shawhan, 1977). ....	29
Fig. 6 - Exemplo de observação de corrente alinhada com o campo magnético e turbulência eletrostática associada (Scarf et al., 1973). ....	30
Fig. 7a - Configuração magnética em torno de uma folha infinita de corrente. ....	31
Fig. 7b - Configuração de instabilidade "tearing". ....	32
Fig. 7c - Variação do campo magnético $B_0(x)$ . ....	32
Fig. 8 - Exemplo de observação de campo geomagnético na magnetopausa. ....	33
Fig. 9 - Exemplo de observação do campo geomagnético na vizinhança de magnetopausa do "bow shock". ....	33

Fig. 10 - Exemplo de observação do campo geomagnético na cauda.....	34
Fig. 11 - Espectro de energia e distribuição angular do vento solar no meio interplanetário e no "magnetosheath" .....	35
Fig. 12 - Exemplos de observação da densidade eletrônica para identificar o "plasmopause" .....	36
Fig. 13 - Exemplo de observação de corrente alinhada com o campo geomagnético no "polar cusp" e turbulência associada. ....	37
Fig. 14 - Exemplo de observação de campo elétrico DC na Ionosfera polar e comparação com a predição de um modelo aberto da magnetosfera. As componentes do campo magnético interplanetário mostrando, observadas com satélites, foram usadas no modelo. ....	38

A FÍSICA DO PLASMA E A MAGNETOSFERA TERRESTRE

por

W.D. Gonzalez - Alarcon

Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE

Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq

12200 - São José dos Campos, SP, Brasil

## RESUMO

Apresenta-se uma introdução ao estudo da Magnetosfera Terrestre com exemplos de processos de plasma que ocorrem nela e observações típicas.

## A FÍSICA DE PLASMA E A MAGNETOSFERA TERRESTRE

### I - INTRODUÇÃO

A magnetosfera terrestre é um laboratório natural para o estudo da física dos plasmas em diferentes configurações, quase tantas como se possa imaginar, dentro do domínio termodinâmico e electromagnético próprio desta região.

Com o avanço da tecnologia espacial tem-se conseguido provar até as mais remotas regiões da magnetosfera terrestre e tem-se obtido uma quantidade imensa de dados a respeito das ondas e partículas que a populam. Em alguns itens (tais como ondas de choque) a informação obtida com satélites ultrapassa aquela obtida nos laboratórios terrestres e, portanto, contribue pioneiramente para o avanço e a melhor compreensão da física do plasma.

Aguarda-se, ainda, um maior avanço do estudo da magnetosfera terrestre, com as observações "in situ" que estão sendo planeadas para a próxima era do "Space Shuttle".

Apresentamos a seguir uma curta revisão sobre a morfologia da magnetosfera terrestre e as características dos "diferentes plasmas" que existem nela. Nos capítulos seguintes, a modo de ilustração, apresentamos exemplos de processos em plasma, de frequente estudo na magnetosfera terrestre, assim como exemplos de observações típicas de alguns parâmetros de interesse.

## II - MORFOLOGIA DA MAGNETOSFERA TERRESTRE

O campo magnético terrestre de estrutura dipolar, em primeira aproximação (linhas apontilhadas na Figura 1), sofre uma considerável distorção (linhas cheias na Figura 1), devido à interação com o vento solar (Parker, 1958), e forma basicamente uma "cavidade magnética" no meio interplanetário, chamada "magnetosfera" terrestre. Em princípio esta cavidade tem uma superfície chamada magnetopausa a qual dista da Terra, em média, de 10 a 15 raios terrestres, no lado solar. No lado anti-solar a magnetosfera estende-se formando uma cauda até uns 500 ou mais raios terrestres. Estas distâncias das fronteiras da magnetosfera, dependem muito da atividade magnética que comumente se distingue entre quieta e perturbada. Como o vento solar é supersônico (número de Mach da ordem de 8) forma-se, em frente da magnetopausa, uma onda de choque forte conhecida com "bow shock".

As diferentes regiões da magnetosfera terrestre, que tem sido determinadas até hoje, estão representadas aproximadamente nas Figuras, 2a, 2b, 2c, 2d, 2e, e 2f. Algumas destas regiões tem as seguintes características:

"Bow shock" - Refere-se a um plasma sem colisões (vento solar) e tem uma estrutura microscópica de muito interesse para a pesquisa desta área da física do plasma, ainda pouco conhecida.

"Magnetosheath" - Tem como característica principal o regime turbulento, principalmente em latitudes baixas e perto do meridiano meio dia-meia noite. Esta região é de muito interesse para o estudo de processos estocásticos associados à aceleração de partículas. Em latitudes altas, o plasma do "magnetosheath" encontra os "CUSPS", por onde pode penetrar, seguindo aproximadamente a geometria do campo magnético, até alturas que já correspondem à ionosfera auroral (na parte do dia). Também pode penetrar na cauda da magnetosfera mais indiretamente, por processos de difusão, contribuindo para a população do "plasma sheet".

"Cusps" - Está-se aceitando, recentemente, que estas regiões sejam as de principal acesso do plasma do "magnetosheath" ao interior da magnetosfera e incluem o chamado "entry layer", observado pelo satélite HEOS II (Haerendel and Paschmann, 1975).

"Boundary Layer e Mantle" - O plasma que existe do lado interno da magnetopausa é conhecido como "boundary layer", na parte do dia e em latitudes baixas dos flancos, e como "mantle" nas latitudes altas em geral. As partículas que povoam estas regiões se difundem da "magnetosheath" (boundary layer) e dos "cusps" (mantle). A importância do "mantle" é a de servir como fonte para colaborar no povoamento do "plasma sheet" da cauda da magnetosfera, pelo processo de deriva, na presença dos campos magnético e elétrico da cauda ( $\underline{E} \times \underline{B}$ ).

"Plasma Sheet" - É o reservatório de plasma na cauda da magnetosfera, a qual contribui na injeção de plasma quente para o interior da magnetosfera, principalmente durante os períodos perturbados, dando lugar à precipitação auroral, intensificação da corrente de anel e outros processos de perda associados ao chamado "substorm".

"Neutral Sheet" - É a região da cauda da magnetosfera que está caracterizada pela reversão do campo magnético. Esta geometria é instável causando a formação do "tearing", que modifica a geometria magnética da cauda, talvez dando início ao "substorm" e, em geral, à transformação de energia magnética em energia das partículas.

"Plasmapause" - É a região que limita o plasma que corroteja com a terra (basicamente de origem ionosférica), do plasma que, por processos de difusão e convecção, consegue povoar o resto da magnetosfera. A distância típica ao "plasmapause" é de aproximadamente 5 raios terrestres, a qual varia também com a atividade geomagnética.

"Ring Current" - É formada por electrons e íons que conseguem penetrar até aproximadamente o "plasmapause" e sofrer derivas de curvatura e gradiente de campo geomagnético. Esta corrente intensifica-se também em períodos perturbados da magnetosfera. É interessante notar que parte das partículas que formam esta corrente, se precipitam na ionosfera auroral, via o campo geomagnético, dando lugar ao eletrojato auroral que fecha o sistema. É, talvez, o exemplo mais interessante do acoplamento magnetosfera-ionosfera, que permite estudar muitos processos de interesse, principalmente associados à existência de feixes em plasmas.

Cintos de Van Allen - As partículas mais energéticas conseguem penetrar no interior da magnetosfera, até alturas da ordem de um raio terrestre (acima da superfície) formando regiões onde as partículas (com energias desde algumas dezenas de KeV até centenas de MeV) ficam aprisiona

das por tempos indeterminados, limitados apenas por processos de difusão, aceleração e perdas. É uma região muito interessante como exemplo de plasma confinado toroidalmente e, ao mesmo tempo, numa geometria do tipo garrafa magnética. Nos últimos anos tem servido como laboratório de pesquisa para estudar diversos tipos de interação onda-partícula.

Regiões Aurorais - Finalmente, estas regiões talvez sejam as que deram início à pesquisa da magnetosfera terrestre devido aos processos "facilmente" observáveis: as chamadas auroras. Porém, até o momento ainda não se sabe bem quais são os processos que dão lugar as emissões aurorais dentro do espectro visível, de rádio e de raios X. Eles talvez sejam comuns em magnetosferas planetárias, em sistemas binários cerrados galácticos, pulsares, etc., representando assim processos de importância bem ampla. Recentemente (ver a revisão de Gurnett, 1974) tem-se estudado muito a emissão kilométrica auroral que caracteriza a Terra como uma fonte intensa de rádio no sistema solar, resultado de processos coerentes do plasma auroral, talvez do tipo de turbulência forte de Langmuir (Galeev e Krasnosel'skikh, 1967).

### III - EXEMPLOS DE PROCESSOS DE PLASMA NA MAGNETOSFERA TERRESTRE

A dinâmica da magnetosfera terrestre, que fundamentalmente parece estar governada pelos parâmetros do vento solar, encerra uma tal variedade de processos que se torna impossível até enumerá-los. Porém, no regime macroscópico talvez o processo de CONVECÇÃO seja o dominante (ver as setas da Figura 3). Acha-se que o mecanismo que governa a convecção de plasma na magnetosfera seja a junção do campo geomagnético com o campo interplanetário, na parte frontal da magnetospausa, e a disjunção dos mesmos na cauda geomagnética. A Figura 4a mostra a convecção no plano meridional meio dia-meia noite. A Figura 4b é um corte equatorial e a Figura 4c é a imagem, na ionosfera polar e auroral, do processo de convecção. O mecanismo de junção magnética tem tido sucesso em explicar uma série de observações, feitas na magnetosfera durante a última década (ver a revisão de Burch, 1974). Porém, as observações recentes do Satélite HEOS II (Haerendel, 1977) tem questionado as implicações mais fundamentais deste mecanismo. Existem mecanismos, alternativos ao de junção magnética, para manter o esquema geral de convecção na magnetosfera (Eviatar e Wolf, 1968), porém com menor eficiência.

É tal a variedade de processos de plasma que ocorrem na magnetosfera terrestre, na presença de diversas configurações de campos electromagnéticos, e em regimes tão diferentes, relacionados à atividade de geomagnética, que nenhuma revisão, por mais extensa que seja, poderá apresentá-los em forma completa.

Como ilustração, apresentamos na Figura 5 um sumário (Shawhan, 1977) de algumas ondas, que tem sido observadas na magnetosfera terrestre com diversos sensores a bordo de foguetes e satélites.

Em seguida, discutiremos dois exemplos de processos de plasma que são de muito interesse no estudo da magnetosfera terrestre.

### Resistividade Anômala e Correntes Alinhadas ao Campo Geomagnético

Quando os elétrons do plasma tem deriva em relação aos ions, com uma velocidade média maior que um dado limiar, sabe-se que ondas eletrostáticas e eletromagnéticas surgem e crescem no plasma à custa da energia dos elétrons. A energia destas ondas cresce exponencialmente e, por tanto, a perda de energia cinética dos elétrons é, também, exponencial e a corrente produzida por eles decai rapidamente. Este fenômeno tem sido observado no laboratório, em experiências de descargas em plasmas (Hamberger e Jancarik, 1970), e ainda é um assunto de bastante discussão na pesquisa de plasmas de altas temperaturas.

A existência de correntes fortes alinhadas ao campo geomagnético durante atividades aurorais, em periodos de "SUBSTORMS" (Cloutier et al., 1970, Zmuda et al., 1966), tem levado a especular que estas correntes poderiam gerar instabilidades, as quais dariam lugar a resistividades anômalas elevadas, criando fortes campos elétricos, paralelos ao campo geomagnético. Assim, a aceitação geral de que as linhas geomagnéticas sejam equipotenciais não seria mais válida, acabando com a simplificação magnetohidrodinâmica chamada "FROZEN IN" no estudo do movimento do campo magnético.

Observações de ruídos ELF (ie, de frequências extremamente baixas), na região auroral (Gurnett e Frank, 1972, E.L. Scarf et al. 1973), parecem indicar a existência da "instabilidade de dois feixes". Em particular, a observação simultânea de emissão eletrostática e de corrente alinhada ao campo geomagnético, realizada por Scarf et al. (ver Figura 6), é uma boa evidência de tal instabilidade.

Vejamos, a seguir, como é gerada a resistividade anômala. Sabemos que a resistividade elétrica  $\eta$ , em termos da frequência de colisões,  $\nu_{ei}$ , é

$$\eta = \nu_{ei} / \epsilon_0 \omega^2 p_e, \text{ em } \Omega m \quad (1)$$

Onde  $\epsilon_0$  é a constante dielétrica do vácuo e  $\omega_{pe}$  é a frequência de plasma dos elétrons. A frequência de colisões,  $\nu_{ei}$ , é dada aproximadamente por (Hasegawa, 1975)

$$\nu_{ei} = \omega_{pe} \frac{1}{n_0 \lambda_{De}^3} = \omega_{pe} \frac{W_T}{n_0 T_e} \quad (2)$$

Onde  $n_0$  é a densidade do plasma em equilíbrio,  $\lambda_{De}$  é o comprimento de Debye,  $T_e$  é a temperatura dos elétrons, e  $W_T$  é a densidade de energia do campo elétrico flutuante, no equilíbrio térmico. A resistividade coulombiana, dada pela Equação 1, é praticamente zero na magnetosfera terrestre, devido à "ausência" de colisões. Porém, quando a velocidade de deriva dos elétrons é maior que a velocidade térmica dos mesmos, ocorre a instabilidade de dois feixes para o sistema eletrôn-ion. Buneman (1958) considera que, neste caso, a frequência de colisões eletrôn-ion,  $\nu_{ei}^B$ , aumenta efetivamente até a faixa de crescimento da instabilidade,  $\omega_{pe} (m_e/m_i)^{1/3}$ , e esta é dada, então, por

$$\nu_{ei}^B = \omega_{pe} (m_e/m_i)^{1/3} \quad (3)$$

Como ordinariamente  $(n_0 \lambda_{De}^3)^{-1} \sim 10^{-3} - 10^{-4}$  enquanto que  $(m_e/m_i)^{1/3} \sim 10^{-1}$ , pode-se ver o aumento na resistividade efetiva. Porém, como a taxa de perda de quantidade de movimento é grande, o feixe perde sua energia cinética em poucos períodos de oscilação eletrônica do plasma. Simultaneamente, a função de distribuição eletrônica fica alargada e a velocidade de deriva,  $v_0$ , passa a ser menor do que a velocidade térmica dos elétrons,  $v_{Te}$ . Quando  $v_0 < v_{Te}$ , porém ainda maior do que a velocidade ion-acústica,  $v_{Te}(m_e/m_i)^{1/2}$ , podem-se gerar a instabilidade ion-acústica e a ion-ciclotrônica. Estas instabilidades têm taxas de crescimento muito menores do que aquela da instabilidade de Buneman e podem existir por um período de tempo maior. Desde que estas instabilidades são geradas por um número pequeno de elétrons ressonantes (ver Hasegawa, 1975), não se podem usar as taxas de crescimento como a taxa efetiva de perda de quantidade de movimento, nem como a frequência efetiva de colisões. Nestes casos pode-se obter a taxa de perda de momento para os elétrons a partir da resultante das quantidades de movimento

dos elétrons e da ondas.

Quando a taxa de crescimento das ondas  $\bar{\omega}$  é muito menor do que a frequência das mesmas, pode-se introduzir o conceito de densidade de quantidade de movimento das ondas, definido por

$$P_w = \sum_k \hbar K N_k \quad (4)$$

Onde  $\hbar$  é a constante de Planck,  $K$  é o número de onda da onda,  $\hbar K$  é a quantidade de movimento de um quantum de onda e  $N_k$  é o número que representa a densidade de quasi-partículas (plasmas, fonos, etc.) associado às ondas e definido por

$$N_k = W_k / \hbar \omega = (1/\hbar \omega)^{1/2} \epsilon_0 |E_k|^2 \omega \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \quad (5)$$

Onde,  $W_k$  é a densidade de energia da onda,  $\hbar \omega$  é a energia de um quantum da onda e  $\epsilon$  é constante dielétrica do plasma. Quando ocorre uma instabilidade, a energia da onda cresce com uma taxa de  $2\gamma_k$  (onde  $\gamma_k$  é a taxa de crescimento correspondente ao número de onda  $K$ ) e a onda ganha uma quantidade de movimento de  $2\gamma_k P_w$  por segundo. Esta taxa de crescimento da densidade da quantidade de movimento da onda é fornecida, pelas partículas. Assim, a taxa efetiva de perda de quantidade de movimento das partículas,  $v_{ef}$ , que é a frequência efetiva de colisões, pode ser obtida de

$$v_{ef} m_e n_0 v_0 = 2 \sum_k \gamma_k \hbar K N_k$$

ou

$$v_{ef} = \sum_k \frac{2\gamma_k}{m_e n_0 v_0} \left( \frac{K}{\omega} \right) \frac{\epsilon_0 |E_k|^2}{2} \omega \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \quad (6)$$

Consideramos, por simplicidade, que a onda gerada tem um espectro,  $K$ , concentrado principalmente na direção de  $v_0$ . Porém, o resultado ainda é válido para um espectro,  $K$ , espalhado num ângulo grande se projetarmos a quantidade de movimento da onda na direção de  $v_0$ .

É sabido que a taxa de crescimento da onda ion-acústica pode ser aproximada por

$$\gamma_k \sim \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \omega \quad (7)$$

Se substituirmos esta taxa de crescimento na Equação 6, teremos a frequência efetiva de colisões para este caso, ou seja

$$\nu_{ef}^{i-a} = \sum_k \frac{2W_k}{n_o T_e} \frac{k v_{Te}^2}{v_o} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \quad (8)$$

Para excitar a onda ion-acústica, é necessário que  $v_o > c_s$ , onde  $c_s = v_{Te} (m_e/m_i)^{1/2}$  é a velocidade ion-acústica. Assim, fazendo uso da velocidade crítica  $v_o = c_s$  e escolhendo  $K \sim \omega_{pe}/v_{Te}$ , podemos reduzir a expressão 8, por exemplo, a

$$\nu_{ef}^{i-a} \sim \omega_{pe} \sum_k \frac{W_k}{n_o T_e} \quad (9)$$

Se compararmos esta expressão da frequência efetiva de colisões, com a expressão clássica da frequência de colisões electron-ion da Equação 2, encontramos uma semelhança muito interessante. A frequência efetiva de colisões está dada pela mesma expressão clássica, quando a densidade de energia da onda em equilíbrio térmico,  $W_T$ , é substituída pela densidade de energia gerada pela instabilidade,  $\sum W_k$ . Como a energia da onda é mínima no equilíbrio térmico, a frequência efetiva de colisões dada, por exemplo, pela Equação 9, é sempre maior que a clássica. Simultaneamente, podemos dizer que a resistividade "anômala" associada também seria maior.

Mesmo que a Equação 9 tenha sido obtida para um caso particular, o da instabilidade ion-acústica, podemos demonstrar que ela é ainda válida para qualquer instabilidade fraca. A demonstração geral pode ser feita considerando uma situação de quasi-equilíbrio, na qual a taxa de perda de quantidade de movimento das partículas,  $\nu_{ef}$ , e a taxa de

difusão,  $D$ , das partículas no espaço de velocidades (difusão quasi-linear causada pelas ondas geradas) satisfazem a relação  $v_{ef} = D/v_{Te}^2$  (Tsytovich, 1970). Esta dituação indica que a resistividade anômala é um processos pelo qual ocorre uma transferência, coletiva e sistemática, de energia do feixe para o campo turbulento de alta frequência. Esta energia, por sua vez, produz difusão de partículas, no espaço de velocidades, no regime de quasi-equilíbrio. Notar que, eventualmente, a quantidade de movimento da onda deverá ser absorvida pelos ions, para que este processo possa ser condierado como de resistividade.

#### Instabilidade de uma Folha de Corrente com Resistividade Finita ou Instabilidade "Tearing" com Aplicação à Cauda da Magnetosfera

Consideremos uma folha infinita de corrente, no plano  $yz$  na Figura 7a. Nesta geometria ocorre instabilidade somente na presença de resistividade finita do plasma. Esta resistividade trabalha para dissipar a corrente coletivamente e, assim, também o campo magnético gerado pela corrente, produzindo uma configuração como a da Figura 7b. De onde vem o nome de "tearing".

A importância do estudo desta instabilidade, em relação à cauda da magnetosfera, é obvia desde que o reservatório de plasma se encontra em torno do "neutral sheet", com geometria similar à da Figura 7a. É comum pensar que o início do "SUBSTORM" seja, talvez, gerada por esta instabilidade. Existe uma ampla literatura a este respeito aproximadamente iniciada pelos trabalhos de Dungey (1958) e Furth et al. (1963) e revisada, por exemplo, por Galeev (1977).

Na Figura 7a, a corrente que flue na direção  $Y$  gera o campo magnético na direção  $Z$ , que acontorna. Existe um regime de equilíbrio no qual a pressão do campo magnético mantém uma largura finita (na diração  $X$ ) para a corrente. Pode-se demonstrar que perturbações na corrente,  $J$ , e no campo magnético,  $B$ , produzem ondas estáveis que se propagam, desde que o plasma seja um condutor perfeito (resistividade zero). Somente quando o plasma tem resistividade finita pode-se gerar instabilidade (Furth et al., 1963).

Para demonstrar como a resistividade finita do plasma dá lugar a instabilidade faremos uso da lei de Ohm linearizada na forma

$$\underline{E}_1 + \underline{v}_1 \times \underline{B}_0 - \eta \underline{J}_1 = 0 \quad (10)$$

onde, os sub-índices 1 e 0 indicam, respectivamente, parâmetros perturbados e de equilíbrio.  $\eta$  é a resistividade do plasma em Ohm-metros. Desta expressão pode-se ver que o efeito da resistividade finita passa a ser importante perto da região neutra,  $X = 0$ , onde o campo magnético  $B_0 \sim 0$ . Por outro lado, para regiões suficiente longe de  $X = 0$  (camada neutra), o termo  $\underline{v}_1 \times \underline{B}_0$  pode dominar e pode-se considerar que o plasma não tem perdas.

Para entender o processo físico da instabilidade, escolhemos a seguir um modelo simples (Hasegawa, 1975), no qual a camada de corrente, de largura  $2a$ , fica dividida em duas regiões: uma resistiva para  $|X| < \delta$  e a outra não resistiva para  $|X| > \delta$ . Onde  $\delta$  é um parâmetro de distância arbitrário.

Na região resistiva,  $|X| < \delta$ ,  $\underline{E}_1 = \eta \underline{J}_1$  da Equação 10 e fazendo uso das equações de Maxwell temos que

$$\frac{\partial \underline{B}_1}{\partial t} = \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \underline{B}_1 \quad (11)$$

Onde,  $\mu_0$  é a permeabilidade do vácuo. A Equação 11 representa, simplesmente, o efeito pelicular ("Skin effect") do plasma. Para uma autofunção da forma  $\exp(ikx)$ , a Equação 11 dá uma solução, com  $\omega$  tendo uma parte imaginária negativa, indicando dissipação de energia da onda e não instabilidade. Porém, se a solução de  $\underline{B}_1$  para  $|X| > \delta$  permitir uma solução tal que  $\underline{B}_1 \sim \exp(\pm KX)$  em  $|X| < \delta$ , devido às condições de contorno, então poderá existir uma solução com  $\omega$  tendo a parte imaginária positiva (ou seja, instabilidade). Antecipando um tal caso, podemos colocar, por exemplo, para a componente  $B_{1x}$ ,

$$B_{1x} \sim B_{1x}(x) \exp(ikz + \gamma t)$$

e a Equação 11 passa a ter a forma

$$\frac{d^2 B_{1x}}{dx^2} - \left( k^2 + \frac{\gamma \mu_0}{\eta} \right) B_{1x} = 0 \quad (12)$$

a que pode ser resolvida como

$$B_{1x} \sim A \cosh \left( k^2 + \frac{\gamma \mu_0}{\eta} \right)^{1/2} x, \quad |x| < \delta \quad (13)$$

Notar que existe uma solução alternativa com  $\sinh$  em lugar de  $\cosh$ , porém pode-se demonstrar que esta solução não satisfaz o ajuste nas condições de contorno para  $x = \pm \delta$ .

#### Região não resistiva

Da Equação 10 e das equações de Maxwell, podemos expressar a componente  $x$ , da perturbação na velocidade, como

$$ikv_{1x} B_0 = \gamma B_{1x} \quad (14)$$

Onde  $B_0 = B_0(x)$  é o campo magnético DC produzido pela folha de corrente. Uma outra relação entre  $v_{1x}$  e  $B_{1x}$  pode ser obtida também da equação MHD do movimento, combinada com a equação, de Maxwell,  $\nabla \times \underline{B} = \mu_0 \underline{J}$ . O termo do gradiente de pressão da equação do movimento pode ser eliminada tomando-se o rotacional. Assumindo incompressibilidade,  $\nabla \cdot \underline{v}_1 = 0$ , pode-se obter a seguinte relação.

$$\frac{d^2 B_{1x}}{dx^2} - \left( k^2 + \frac{B_0''}{B_0} \right) B_{1x} = 0 \quad (15)$$

onde  $B_0''$  é a segunda derivada de  $B_0$  com relação a  $x$ . Para  $B_0$  uniforme, tal que  $B_0'' = 0$ , a Equação 15 apenas mostra a existência do modo

electromagnético de corte ("CUTOFF") no espaço. Porém, para a folha de corrente não uniforme, confinada dentro de  $|X| \leq a$  (Ver Figura 7c), pode-se ver que  $B_0''/B_0$  pode ter um valor negativo, admitindo assim uma solução sinusoidal para  $K$  pequeno. Por exemplo, escrevendo  $B_0''/B_0 \sim -\lambda^{-2}$ , temos para a Equação 15

$$\frac{d^2 B_{1x}}{dx^2} + \left( \frac{1}{\lambda^2} - K^2 \right) B_{1x} = 0 \quad (16)$$

e a solução

$$B_{1x} = C \sin \left( \frac{1}{\lambda^2} - K^2 \right)^{1/2} x, \quad |X| > \delta \quad (17)$$

Se, agora, ajustamos esta solução com aquela da expressão 13, para  $x=\delta$ , podemos derivar a taxa de crescimento  $\gamma$  como sendo dada por

$$\gamma = \frac{\eta}{\mu_0 \delta^2} \quad (18)$$

Mesmo sem conseguir um valor exato para a taxa de crescimento, desde que  $\delta$  é uma quantidade arbitraria, podemos ainda entender o mecanismo da instabilidade a partir da relação 18. A instabilidade existe devido a não uniformidade do campo magnético com  $B_0''/B_0 < 0$ . A instabilidade ocorre para um comprimento de onda na direção  $Z$  maior que a largura,  $a$ , ou seja:  $K < 1/\lambda \sim 1/a$  e para um plasma com resistividade finita  $\eta$ . Como consequência da instabilidade, aparecem pontos neutros, em forma de  $X$ , e quebram a folha de corrente em segmentos menores (ver Figura 7b).

A cauda da magnetosfera dificilmente pode ser considerada como classicamente resistiva (desde que a frequência de colisões coulombiana é praticamente zero). Assim poderíamos concluir que a instabilidade "tearing" não é aplicável. Porém, se tomarmos em consideração as interações entre ondas e partículas, dando lugar a uma resistividade "anômala" maior que a clássica, a instabilidade "tearing" poderá ocorrer (Coppi et al., 1966; Hoh, 1966). Hoh tem mostrado que o amorteci-

mento eletrônico de Landau pode contribuir para a resistividade e Coppi et al. tem calculado explicitamente o tempo de crescimento da instabilidade, fazendo uso de parâmetros observados na cauda da magnetosfera. O tempo por eles encontrado é da ordem de 10 segundos, suficientemente pequeno para poder ser considerado importante no estágio inicial do SUBSTORM. Porém, tem-se encontrado algumas dificuldades no modelo de Coppi et al. e Hoh, principalmente no fato que, segundo Laval e Pellat (1968), a instabilidade se estabiliza quando

$$1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} > \frac{r_e}{a} \quad (19)$$

Onde  $r_e$  é o raio ciclotrônico do elétron e  $T_{\perp}/T_{\parallel}$  é a relação de anisotropia em temperatura dos elétrons. Como  $r_e/a \ll 1$ , a Equação 19 implica que a instabilidade não existe mais, essencialmente quando  $T_{\perp} < T_{\parallel}$ . De fato, posteriormente Biskamp et al. (1970) mostraram que, quando a instabilidade "tearing" é gerada num plasma sem colisões, a turbulência excitada aumenta  $T_{\parallel}$  por difusão quasi linear e o plasma é estabilizado pela condição exposta na relação 19.

Em vista destes argumentos, não é fácil aceitar que a instabilidade "tearing" não colisional produza, na estrutura da cauda da magnetosfera, uma mudança grande, ou que possa gerar "substorms". Porém, esta possibilidade ainda pode ser considerada quando a intensidade de corrente do "neutral sheet" for suficientemente grande, a ponto de dar lugar a uma microinstabilidade do tipo do "two-stream". Assim poder-se-ia gerar uma resistividade anômala suficientemente alta para manter o crescimento da instabilidade "tearing".

Trabalhos recentes (ver Galeev, 1977 e Coroniti, 1977) mostram que a instabilidade "tearing" pode atingir regimes não lineares suficientemente avançados para poder destruir a estrutura quieta da cauda e dar início a "substorms".

#### IV - EXEMPLOS DE OBSERVAÇÕES NA MAGNETOSFERA TERRESTRE

Desde os primeiros satélites (Expolrer XII, IMP I e outros, do início da década dos sessenta) tem-se observado até hoje, seja "in situ" ou remotamente, uma gama bem ampla de parâmetros que caracterizam as partículas e campos das variadas regiões da magnetosfera terrestre. Em seguida apresentamos, apenas para ilustração, alguns exemplos destas observações, deixando para o leitor o trabalho de procurar, na vasta literatura (principalmente na edição "Space Physics" do "Journal of Geophysical Research"), exemplos de interesse mais específico, assim como a descrição dos sensores usados para as observações.

A Figura 8 mostra, numa passagem do satélite Explorer XII em setembro 13, 1961 (Cahill e Amazeen, 1963), uma mudança brusca do campo magnético, a uma distância de aproximadamente 8 raios terrestres, que é interpretada como sendo o encontro da magnetopausa terrestre. Observe-se a diferença do valor observado (pontos) com o valor esperado (curva cheia) numa extrapolação do campo geomagnético dipolar. A Figura 9 mostra medições do campo geomagnético numa órbita do satélite IMP I de janeiro 5, 1964 (Ness et al., 1964). A magnetopausa é observada numa distância de 13.6 raios terrestres e a onda de choque ("Bow Shock") numa distância de 19.7 raios terrestres. Note-se o caracter turbulento do "magnetosheath", comparado com o caracter mais quieto do vento solar.

A Figura 10 mostra medições do campo geomagnético, na cauda da magnetosfera, pelo satélite IMP I em maio 2, 1964 (Ness et al., 1964). Note-se que a direção do campo se mantém aproximadamente paralela à linha sol-terra e que muda, rapidamente, de sentido a uma distância de, aproximadamente, 16 raios terrestres, mostrando um cruzamento do "neutral sheet".

A Figura 11 mostra o espectro energético e a distribuição angular dos protons no meio interplanetário e no "magnetosheath", observado pelos satélites VELA. O plasma no meio interplanetário é,

aproximadamente, monoenergético e fortemente direcional. No "magnetosheath" o plasma é notavelmente termalizado, tendo uma dispersão grande em energia, e é aproximadamente isotrópico.

A Figura 12a mostra a localização do "plasmopause" pela observação do cotovelo na densidade eletrônica, deduzida a partir da dispersão de "whistlers" (assobios) eletrônicos para três dias de julho 1963 (Shawhan, 1969). A Figura 12b mostra valores de densidade eletrônica na vizinhança do "plasmopause", obtidos a partir dos "cut offs" (cortes) espectrais de ruídos electrostáticos na ressonância do híbrido superior e da frequência do plasma, observados pelo satélite IMP 6 (Al'pert, 1974).

A Figura 13 mostra um exemplo de observação de corrente alinhada ao campo geomagnético no "polar cusp" do satéliteOGO-5 (Fredricks et al. 1973). Este exemplo mostra a presença de turbulência eletrostática associada a corrente. Fazendo uso dum modelo de folha duplas de corrente Fredricks et al. mostraram que a corrente alinhada com o campo é da ordem de  $1.7 \times 10^{-5}$  amp/m<sup>2</sup> e que esta corrente seria capaz de gerar a instabilidade ion-acústica ou até de Buneman.

A Figura 14 mostra um exemplo de observação de campo elétrico DC na ionosfera polar, realizada com balões estratosféricos (Gonzalez, 1973). Este campo elétrico, associado à convecção do plasma na região polar da magnetosfera, é coerente com um modelo "aberto" da Magnetosfera no qual se admite que o mecanismo fundamental que governa a convecção é a junção do campo geomagnético ao campo interplanetário, na parte frontal da magnetopausa.

As Figuras 15 e 16 mostram, respectivamente, exemplos de órbita do satélite HEOS 2 e de observação de parâmetros, que caracterizam o "boundary layer" (a camada limite) da magnetopausa em latitudes baixas.

Observações recentes mostram a existência de campos elétricos fortes, paralelos ao campo geomagnético, na região auroral e em alturas da ordem de 1000 Km. Estes campos elétricos produziriam suficiente aceleração local das partículas em precipitação e dariam lugar a processos fundamentais no estudo da física auroral. Espera-se que esta região seja também a fonte de emissão da radiação kilométrica da terra.

Finalmente, aguarda-se um rápido avanço no estudo da física da magnetosfera terrestre, com o programa IMS (International Magnetospheric Study) em andamento, e com o projeto "Space Shuttle", em preparação para a década dos oitenta. Estes programas permitirão, respectivamente, a realização de observações conjuntas por um grande número de pesquisadores e de medições "in situ" na magnetosfera terrestre.

REFERÊNCIAS

- Al'pert Ya. L., Waves and Satellites in the Near-Earth Plasma, Consultants Bureau, N.Y., 1974.
- Bame, S.J., Asbridge, J.H., Felthausen, H.E., Hones, E.W., Strong, I.B., Characteristics of the Plasma Sheet in the Earth's Magnetotail, Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-DC-8098, 1966.
- Biskamp, D., Sagdeev, K., Non Linear Evolution of the Tearing Instability in the Geomagnetic Tail, Cosmic Electrodynamics 1, 297, 1970.
- Buneman, O., Phys.Rev. Letters 1, 8, 1958.
- Burch, J.L., Rev.Geophys. Space Phys., 12, 363, 1974.
- Cahill, L.J., Amazeen, P.G., The Boundary of the Geomagnetic Field, J.Geophys.Res., 68, 2121, 1963.
- Cloutier, P.A., Anderson, H.R., Park, R.J., Vondrak, R.R., Spiger, R.J., Sandel, B.R., J.Geophys.Res., 75, 2595, 1970.
- Coroniti, F.V., Non Linear Evolution of the Collisionless Tearing Mode, Phys.Rev. Letters, 38, 1355, 1977.
- Dungey, J.W., Cosmic Electrodynamics, p. 98, N.Y., Cambridge University Press, 1958.
- Eviatar, A., Wolf, R.A., J.Geophys.Res., 73, 5561, 1968.
- Friedricks, R.W., Scarf, F.L., Russel, C.T., Field-Aligned Currents, Plasma Waves and Anomalous Resistivity in the Disturbed Polar Cusp, J.Geophys.Res., 78, 2133, 1973.
- Furth, A.P., Killeen, J., Rosenbluth, M.N., Finite Resistivity Instabilities of a Sheet Pinch, Phys. Fluids, 6, 459, 1963.
- Galeev, A.A., Krasnosel'skikh, Strong Langmuir Turbulence in the Earth's Magnetosphere as a Source of Kilometer Radio Emission, JRTP Letters, 24, 515, 1976.
- Galeev, A.A., Zelenyi, L.M., Non Linear Instability Theory for a Diffusive Neutral Layer, Sov.Phys., JETP, 42, 450, 1976.

- Gonzalez-A., W.D., Ph.D. Thesis Dissertation, University of California, Berkeley, 1973.
- Gurnett, D.A., Frank, L.A., J.Geophys.Res., 77, 3411, 1972.
- Gurnett, D.A., Journal of Geophys.Rev., 79, 4227, 1974.
- Haerendel, G., Paschmann, G., Physics of the Hot Plasma in the Magnetosphere, Plenum Press, N.Y., p. 23, 1975.
- Haerendel, G., Paschmann, G., Sckopke, N., Rosembauer, H., Hedgecock, P.C., The Front Side Boundary Layer of the Magnetosphere and the Problem of Reconnection, preprint Max Planck Institut fur Extraterrestrische Physik, 1977.
- Hamberger, S.M., Jancarik, J., Phys.Rev. Letters, 25, 999, 1970.
- Hasegawa, A., Plasma Instabilities and Non Linear Effects, Springer-Verlag, N.Y., 1975.
- Heikkila, W.J., J.Geophys.Res., 77, 4877, 1972.
- Hoh, F.C., Stability of Sheet Pinch, Phys. of Fluids, 9, 277, 1966.
- Laval, G., Pellat, R., Proc. ESRIN Study Group, Frascati (Rome), Italy, December 1967.
- Mead, G.D., Beard, D.B., Shape of the Geomagnetic Field Solar Wind Boundary J.Geophys.Res., 69, 1169, 1964.
- Ness, N.F., Searce, C.S., Seek, J.B., Initial Results of the IMP I Magnetic Field Experiment, J.Geophys.Res., 69, 3531, 1964.
- Parker, E.N., Interaction of the Solar Wind with the Geomagnetic Field, Phys. Fluids, 1, 171, 1958.
- Roederer, J.G., Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation, Springer-Verlag, N.Y., 1970.
- Scarf, F.L., Fredricks, R.W., Russel, C.T., Kivelson, M., Neugebauer, M., Chappell, C.R., Observation of a Current Driven Plasma Instability at the Outer-Zone Plasma Sheet Boundary, J.Geophys.Res., 78, 2150, 1973.
- Schulz, M., Lanzerotti, L.J., Particle Diffusion in the Radiation Belts, Springer-Verlag, p. 7, N.Y., 1974.

Shawhan, S.D., Magnetospheric Plasma Waves, preprint, Department of Plasma Physics, Royal Institute of Technology, 1977.

Tsytovich, V.N., Non Linear Effects in Plasmas (Trans. by Hamberger), p. 170, Plenum, N.Y., 1970.

Vasyliunas, V.M., An Overview of Magnetospheric Dynamics, Magnetospheric Particles and Fields, Ed. Mc.Cormac, p. 127, 1976.

Wolf, R.A., Ionospheric-Magnetospheric Coupling, Space Science Reviews, 17, 537, 1975.

Wolf, R.A., Hill, T.W., Solar Wind Interactions, preprint, Rice University, 1976.

Zmuda, A., Martin, J.H., Heuring, F.T., J.Geophys.Res., 71, 5033, 1966.

LISTA DE FIGURAS

- Fig. 1 - Campo geomagnético dipolar (linha pontilhada) e perturbado devido a interação com o vento solar (linha cheia). Este último foi calculado no plano meridional meio dia - meia noite fazendo uso do modelo de Beard-Mead (1964).
- Fig. 2 - a) Regiões na Magnetosfera (Roederer, 1970).
- Fig. 2 - b) Regiões na Magnetosfera (Wolf e Hill, 1976).
- Fig. 2 - c) Regiões na Magnetosfera (Heikkila, 1973).
- Fig. 2 - d) Regiões na Magnetosfera (Schulz e Lanzerotti, 1974).
- Fig. 2 - e) Regiões na Magnetosfera (Wolf, 1975).
- Fig. 2 - f) Regiões na Magnetosfera (Haerendel et al., 1977).
- Fig. 3 - Convecção na Magnetosfera (Vasyliunas, 1976).
- Fig. 4 - Convecção na Magnetosfera e Topologia da Junção Magnética (Vasyliunas, 1976).
- Fig. 5 - Regiões de ocorrência de ondas de plasma num corte meridional meio dia - meia noite da magnetosfera terrestre (Shawhan, 1977).
- Fig. 6 - Exemplo de observação de corrente alinhada com o campo magnético e turbulência eletrostática associada (Scarf et al., 1973).
- Fig. 7 - a) Configuração magnética em torno dum a folha infinita de corrente.
- Fig. 7 - b) Configuração de instabilidade "tearing".
- Fig. 7 - c) Variação do campo magnético  $B_0(x)$ .
- Fig. 8 - Exemplo de observação de campo geomagnético na magnetopausa.
- Fig. 9 - Exemplo de observação do campo geomagnético na vizinhança de magnetopausa do "bow shock".
- Fig.10 - Exemplo de observação do campo geomagnético na cauda.
- Fig.11 - Espectro de energia e distribuição angular do vento solar no meio interplanetário e no "magnetosheath".
- Fig.12 - Exemplos de observação da densidade eletrônica para identificar o "plasmopause".
- Fig.13 - Exemplo de observação de corrente alinhada com o campo geomagnético no "polar cusp" e turbulência associada.
- Fig.14 - Exemplo de observação de campo elétrico DC na ionosfera polar e comparação com a predição dum modelo aberto da magnetosfera. As componentes do campo magnético interplanetário mostrado, observadas com satélites, foram usadas no modelo.

Fig. 15 - Exemplo de órbita do satélite HEOS 2.

Fig. 16 - Exemplo de observação do "boundary layer" com o satélite HEOS 2.  $N_p$  é a densidade de prótons (em  $\text{cm}^{-3}$ ),  $T_p$  é a temperatura dos prótons (em  $^{\circ}\text{K}$ ),  $V_p$  é a velocidade do escoamento (em  $\text{Km/s}$ ) medida num plano de interesse,  $\phi_V$  é a direção do escoamento ( $\phi_V = 0$  refere-se ao escoamento na direção antisolar).  $\phi_B$ ,  $\Lambda_B$  e  $B$  são o azimuth, elevação e intensidade (em gamas) do campo magnético nas coordenadas do satélite.  $P_p$  e  $P_B$  são as pressões dos prótons e do campo magnético, respectivamente, em unidades de  $10^{-8}$  dinas  $\text{cm}^{-2}$ .

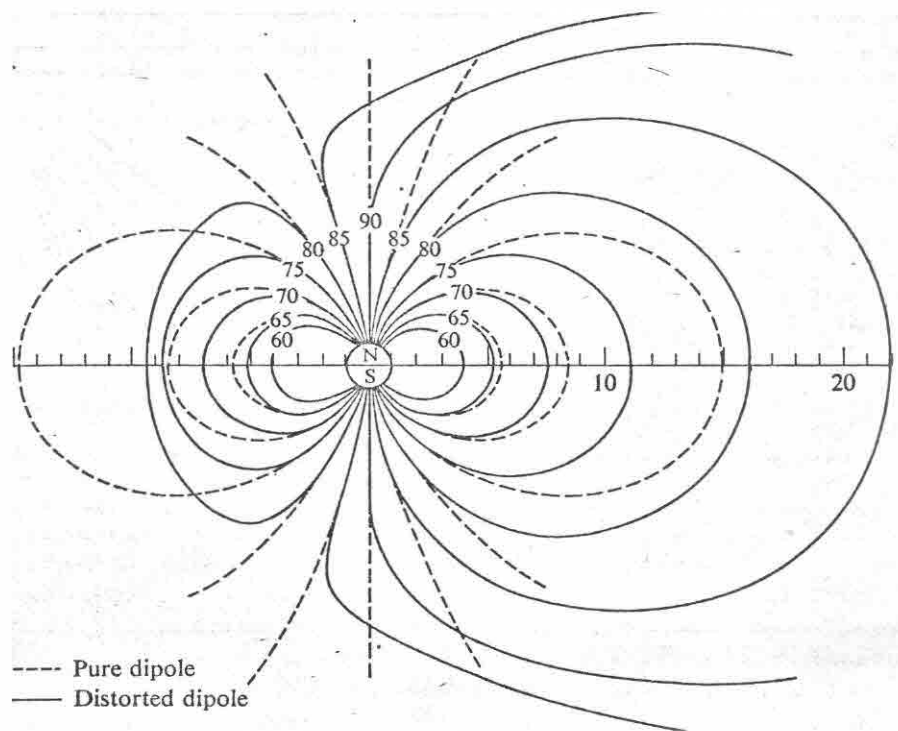


Fig. 1

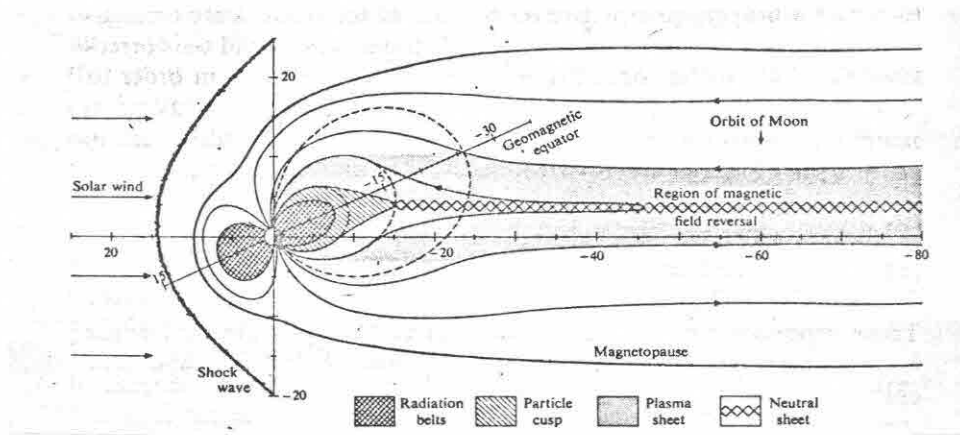


Fig. 2a

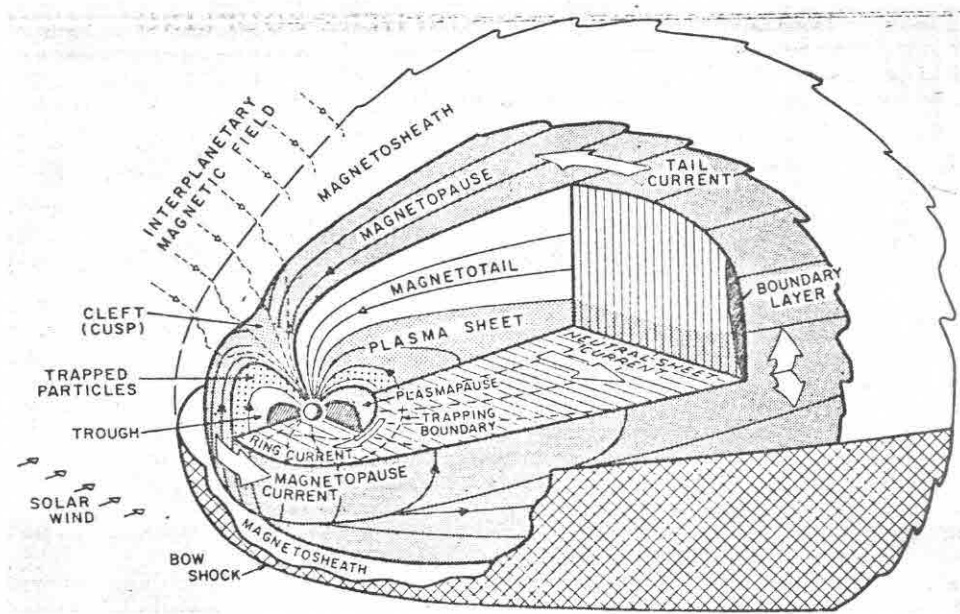


Fig. 2c

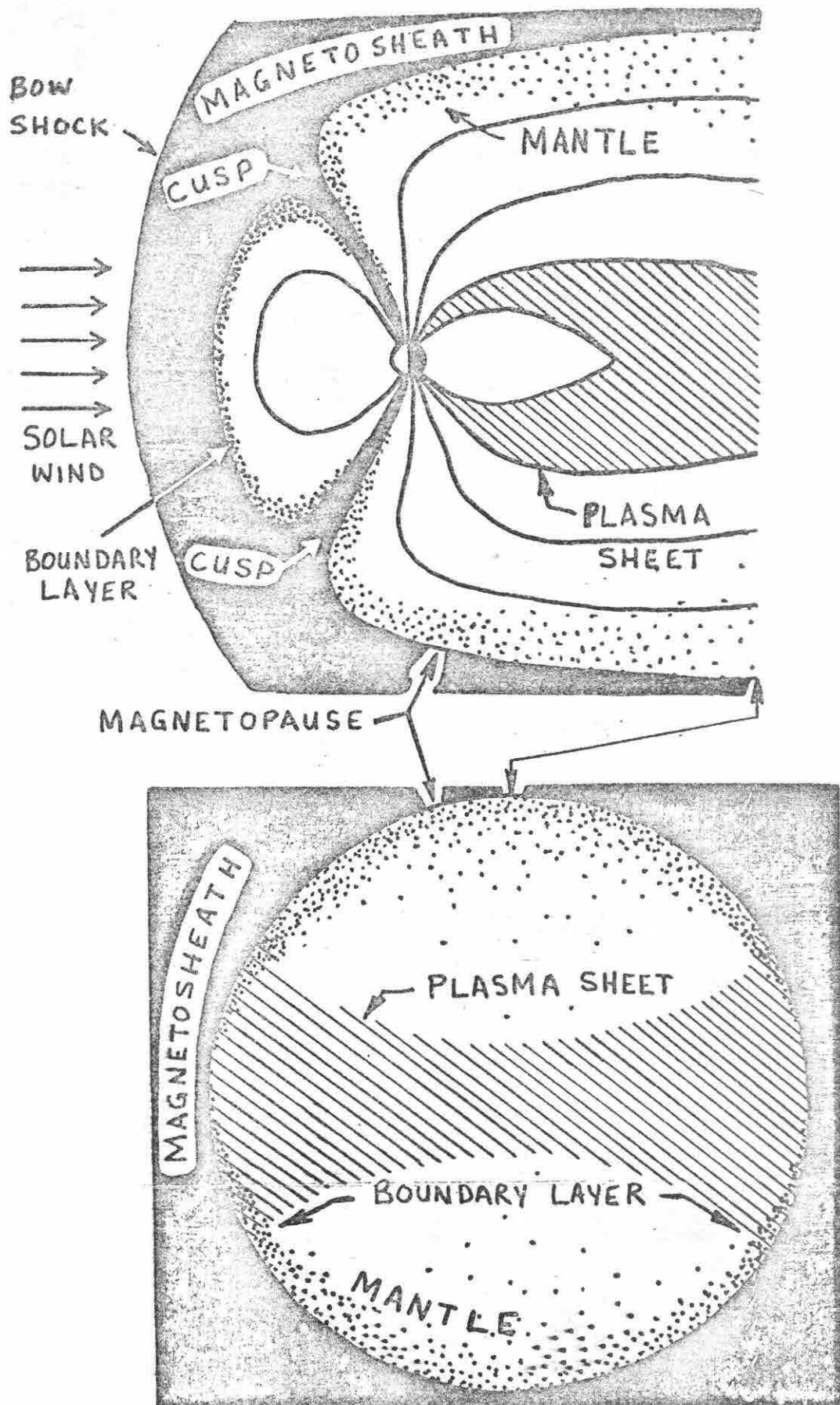


Fig. 2b

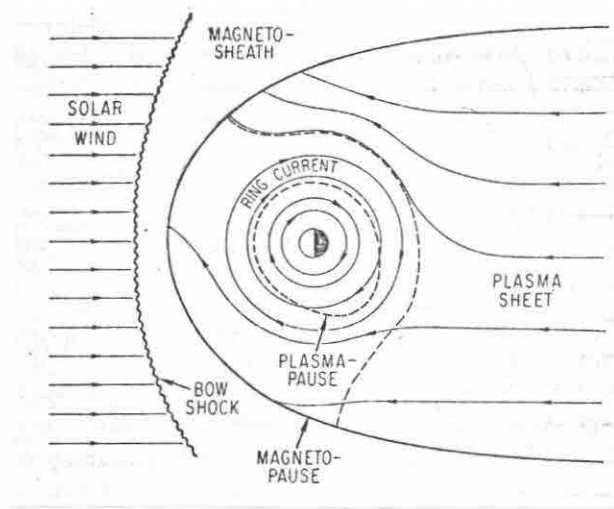


Fig. 2d

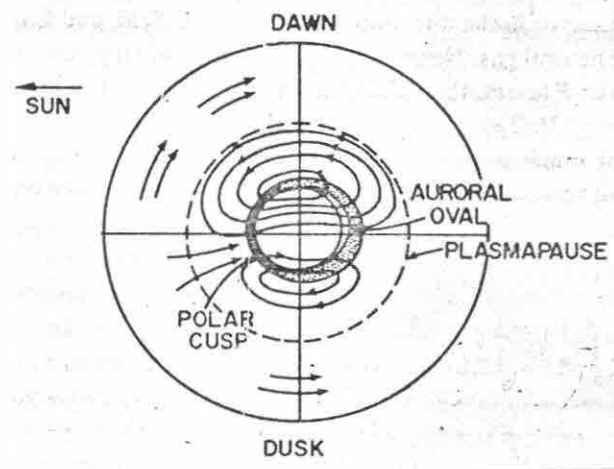


Fig. 2e

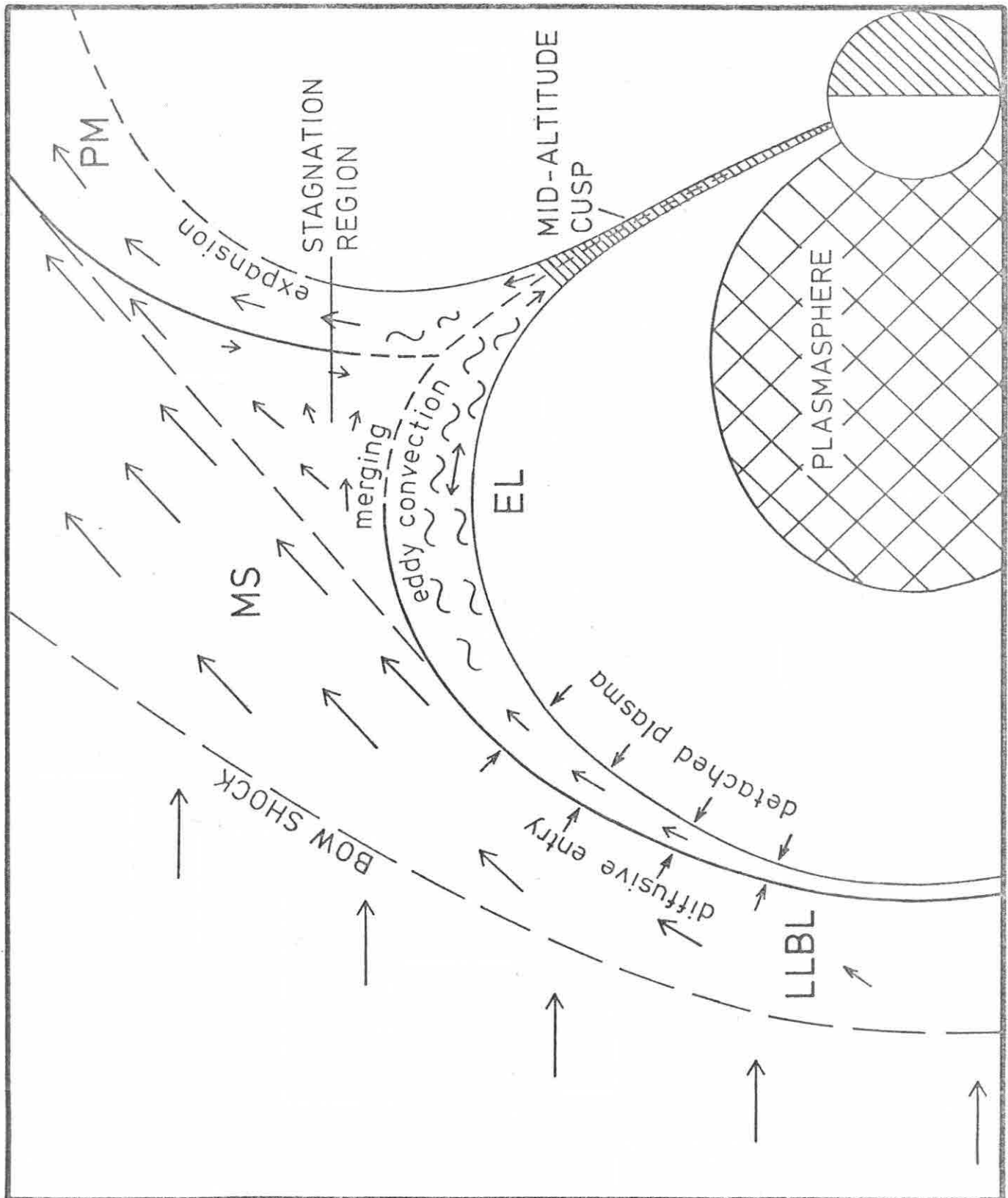


Fig. 2f

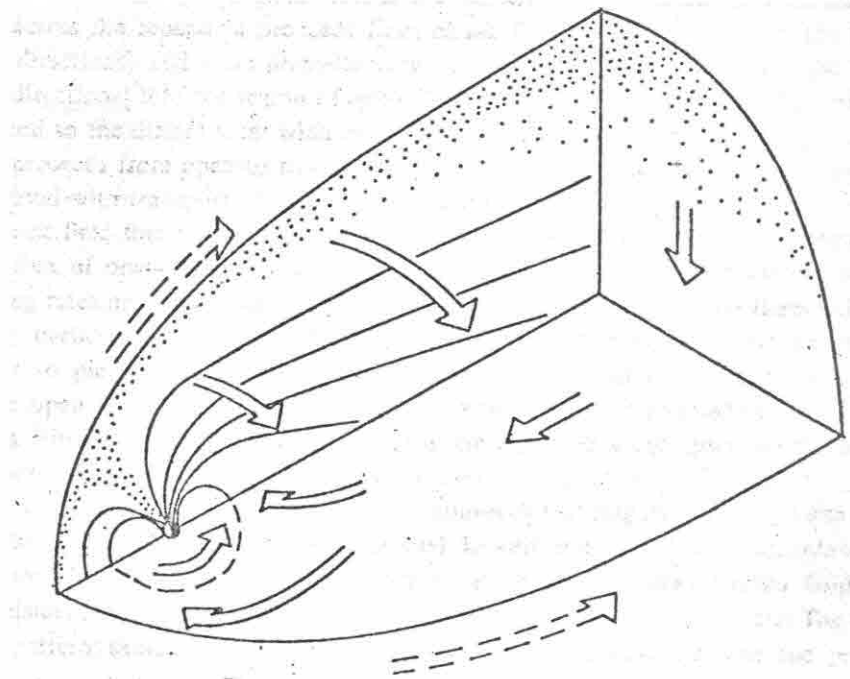


Fig. 3

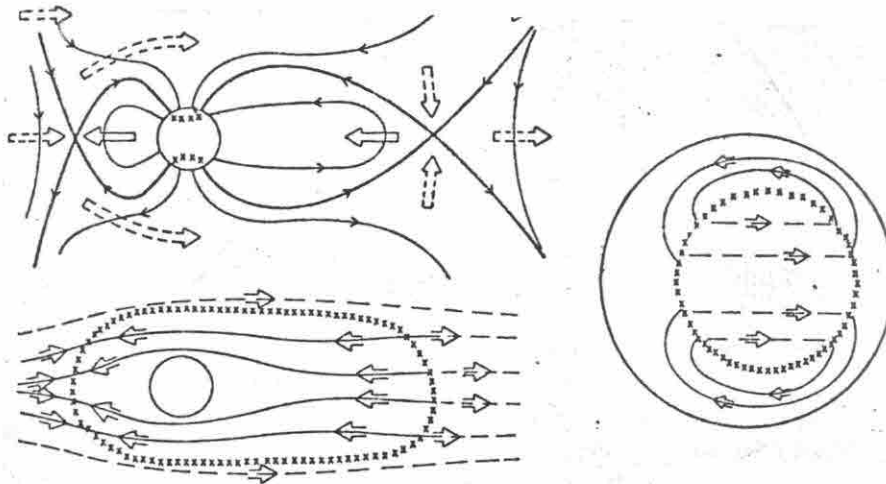


Fig. 4

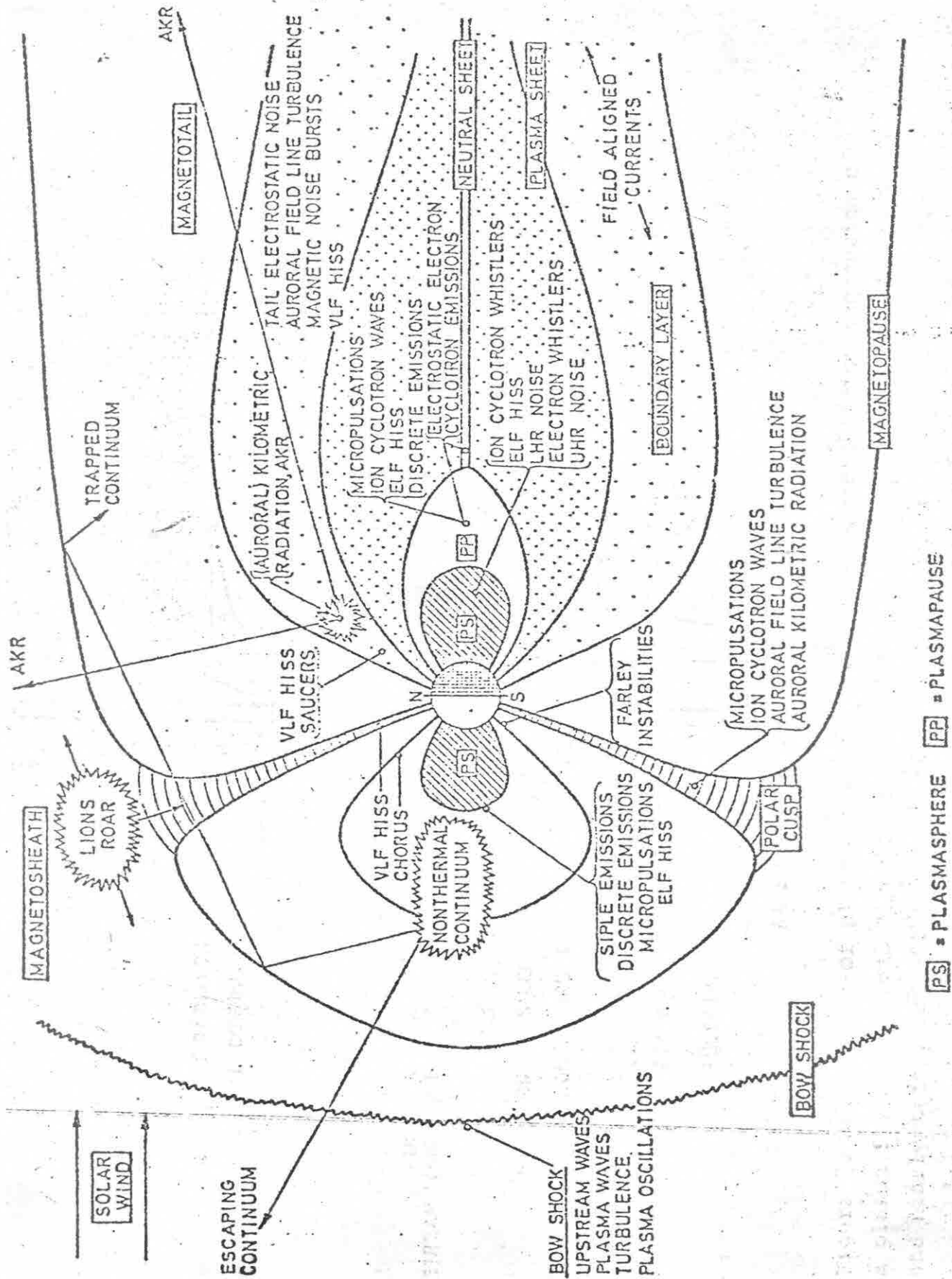


Fig. 5

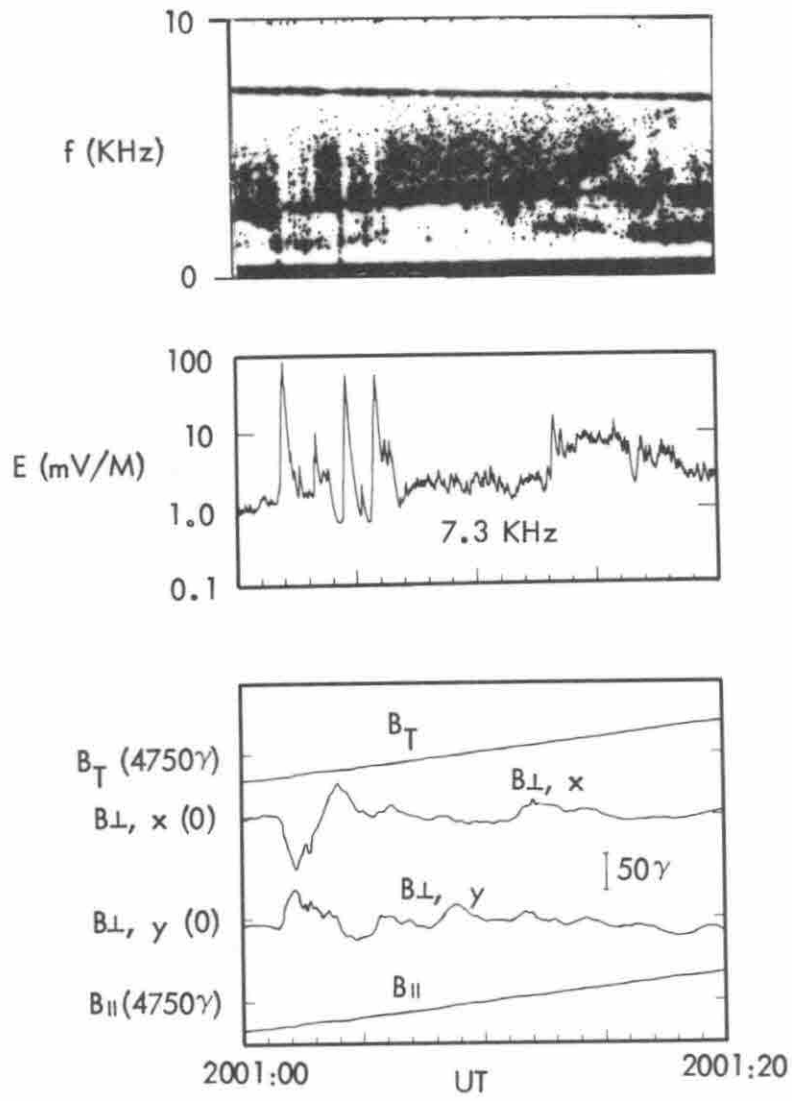


Fig. 6

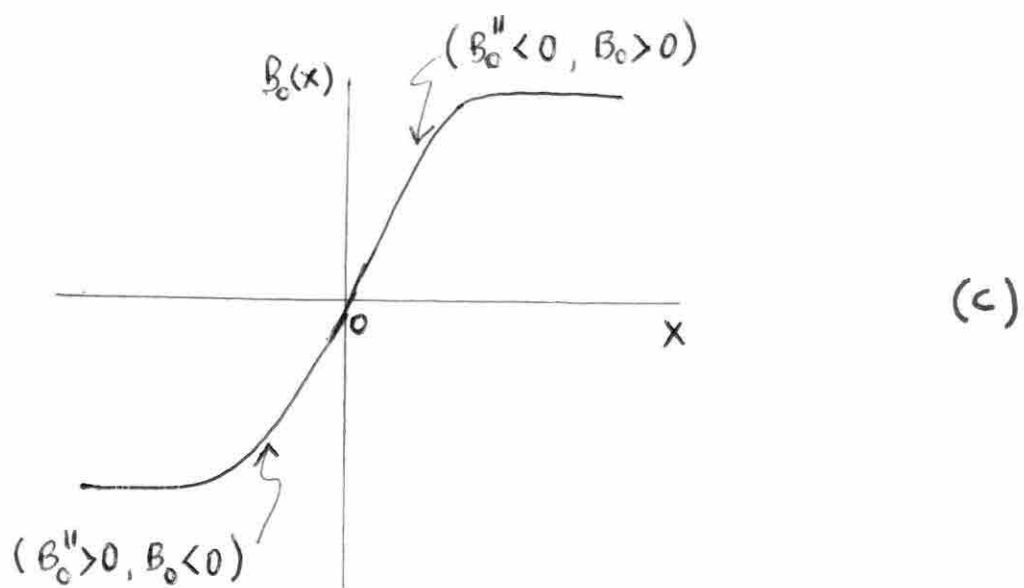
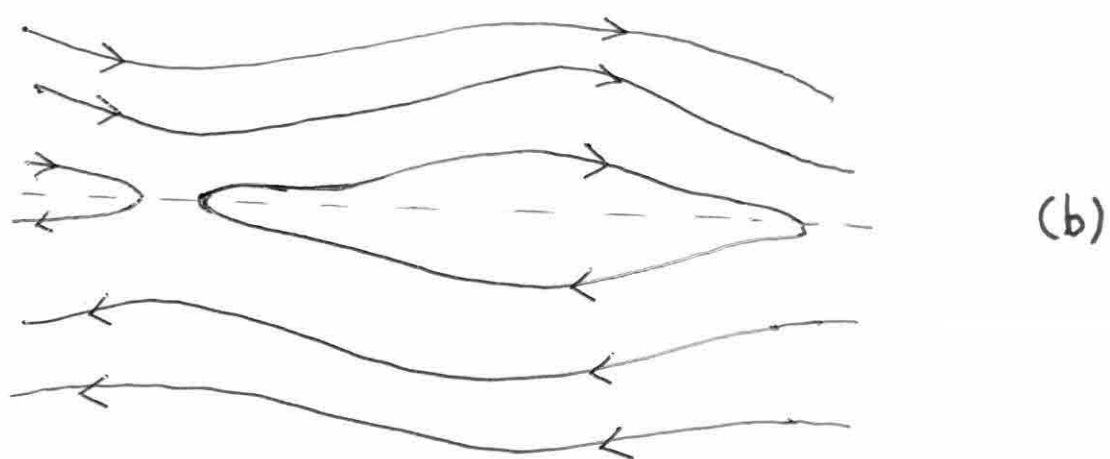
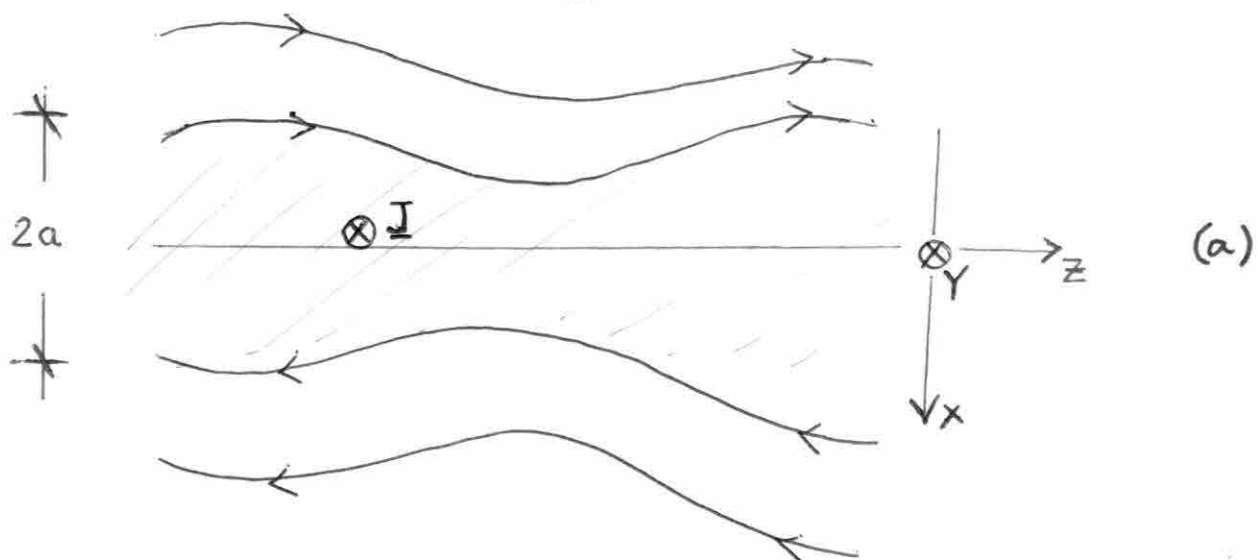


Fig. 7a

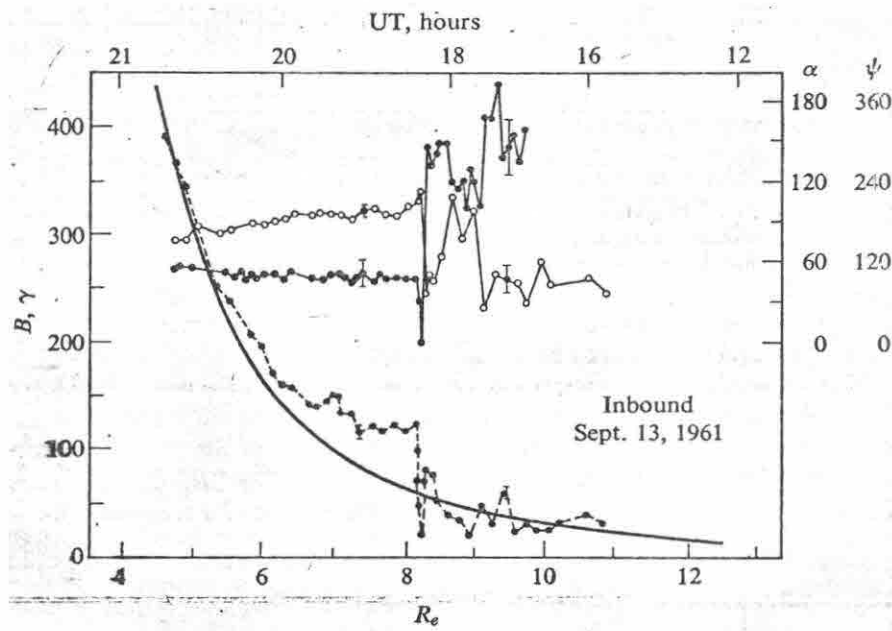


Fig. 7b

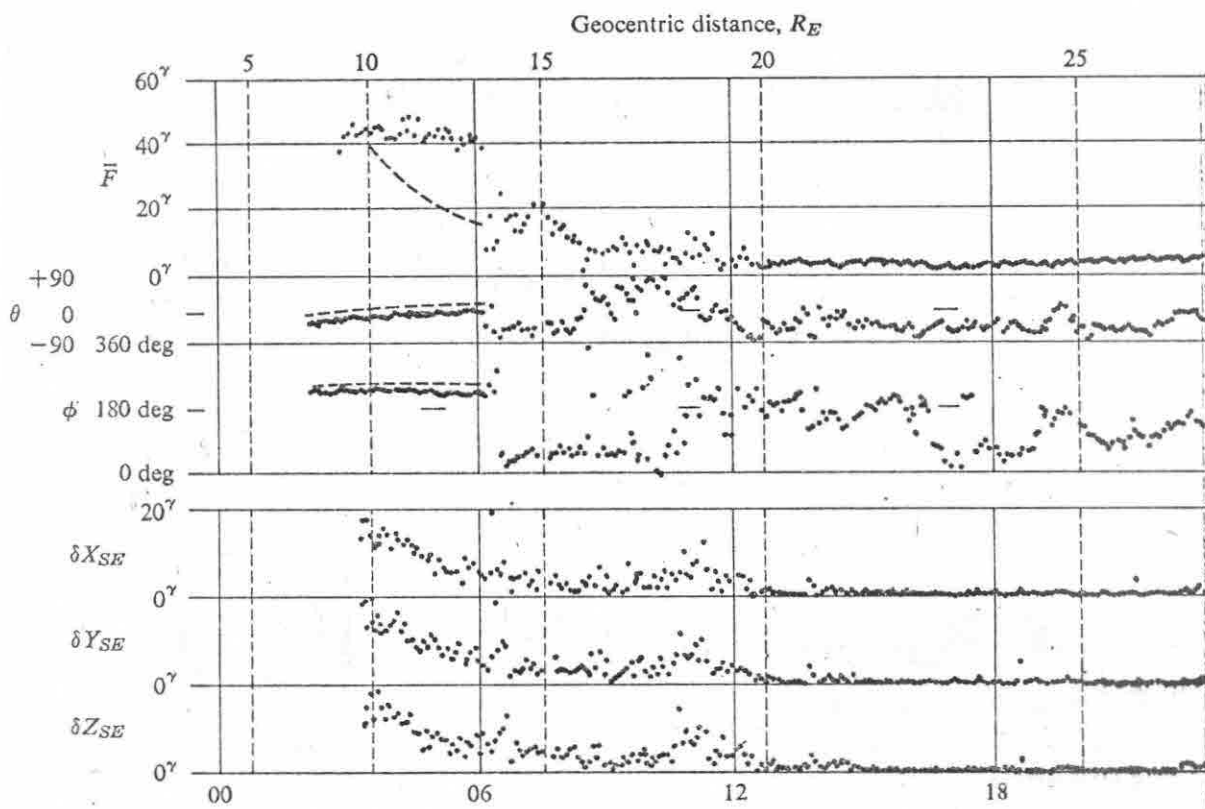


Fig. 7c

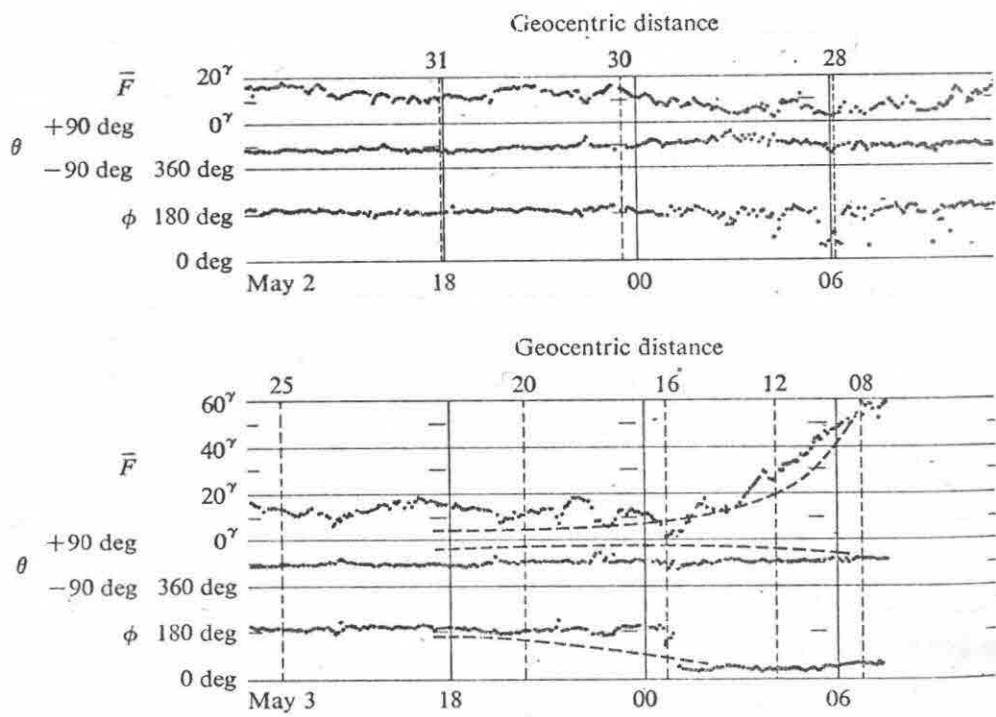


Fig. 8

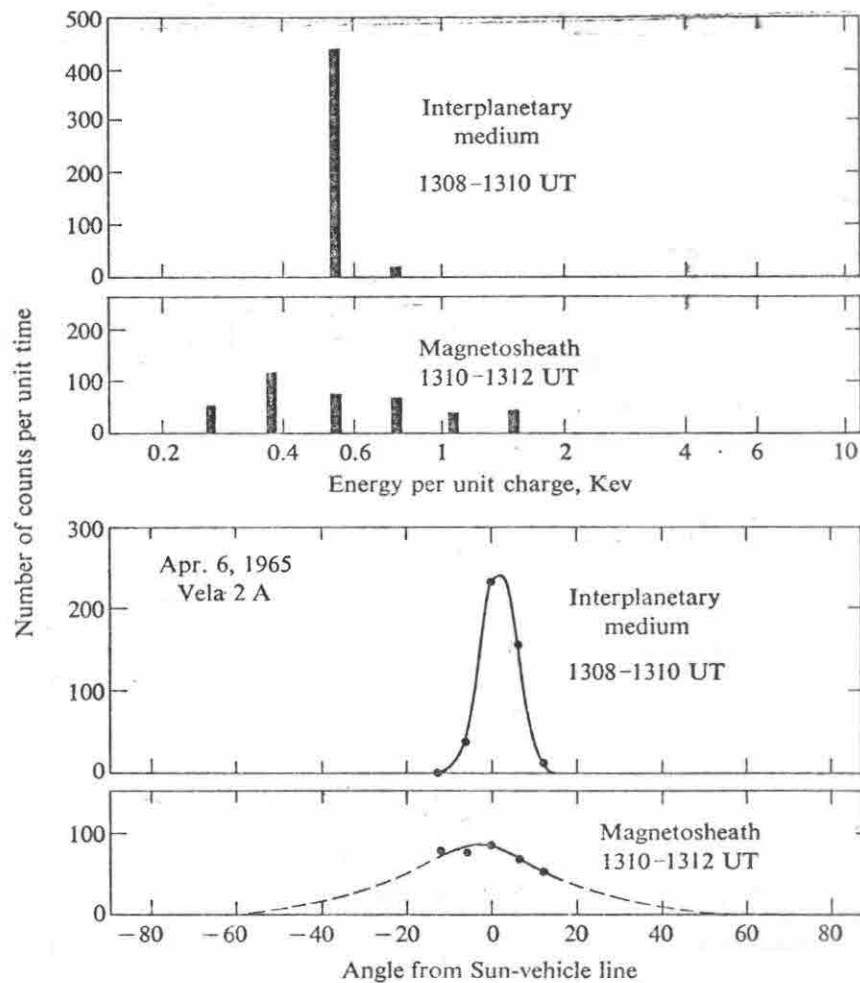
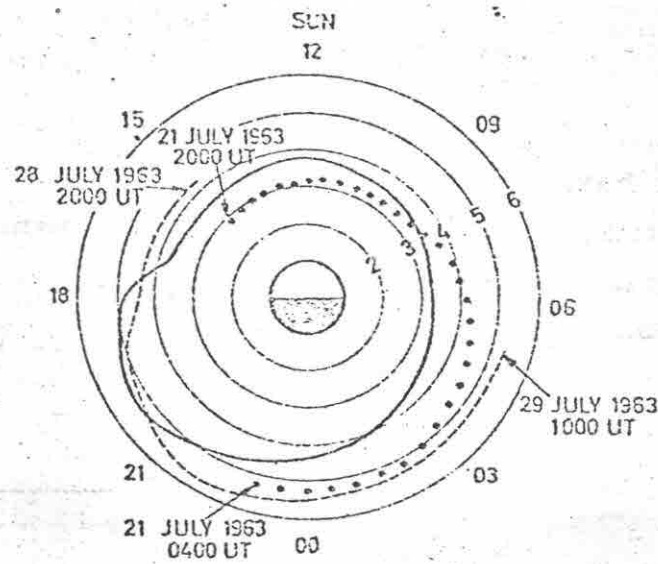
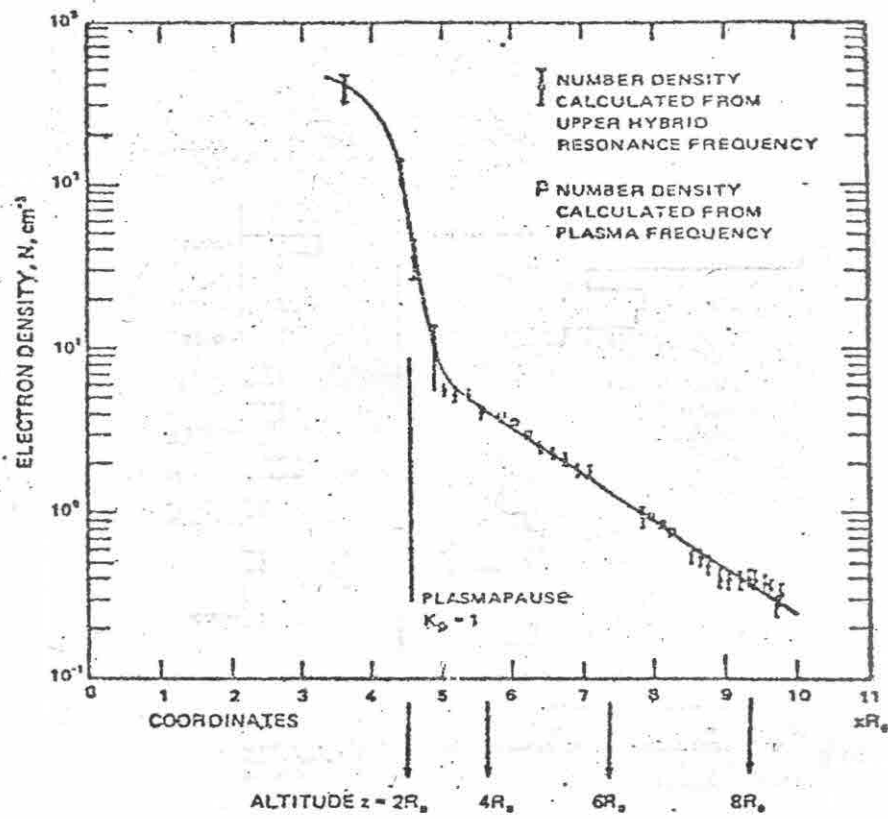


Fig. 9

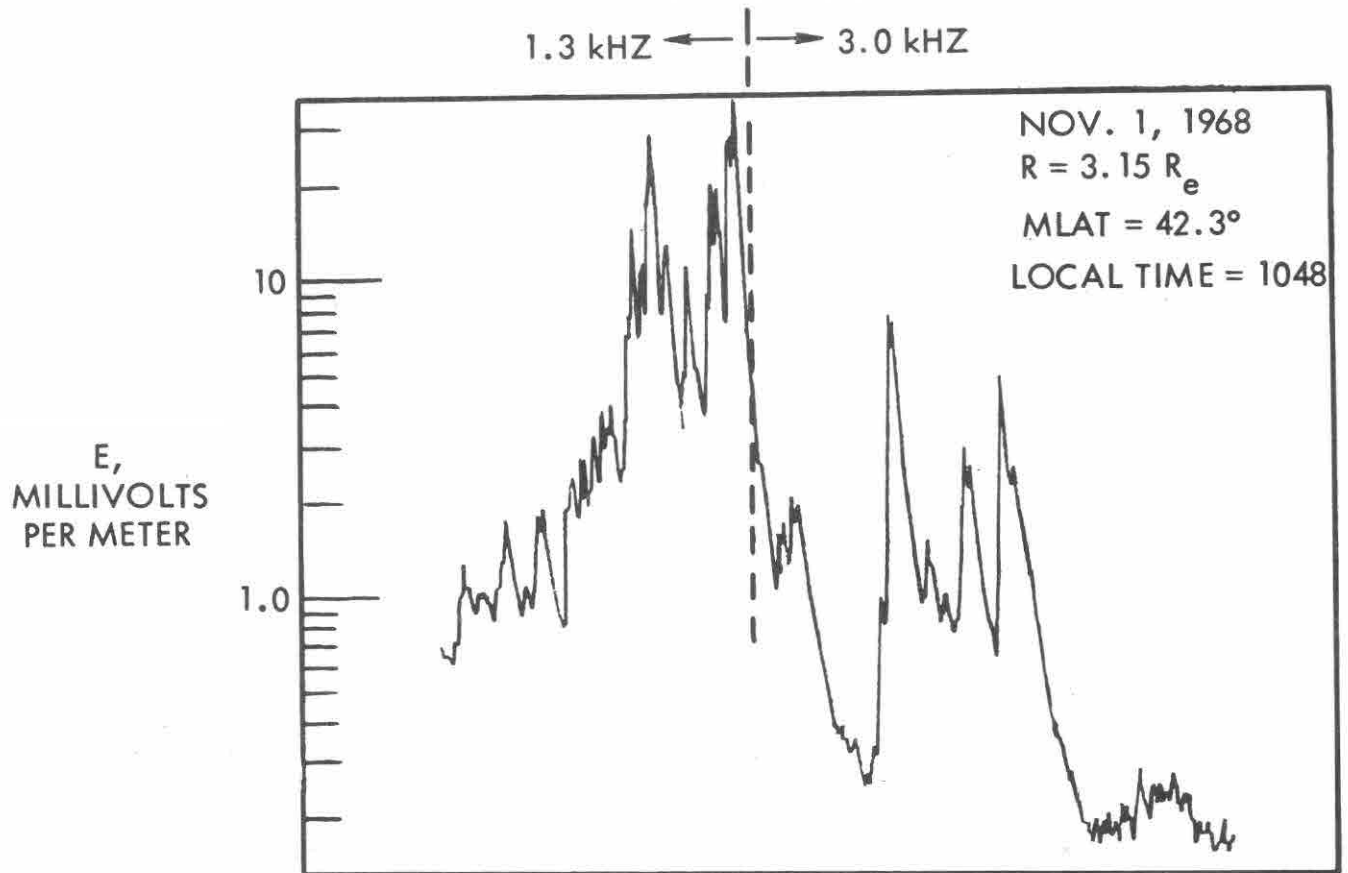


(a)



(b)

Fig. 10



OGO-5  
MAGNETOGRAM  
SHOWING FIELD-  
ALIGNED CURRENTS  
IN THE POLAR CUSP

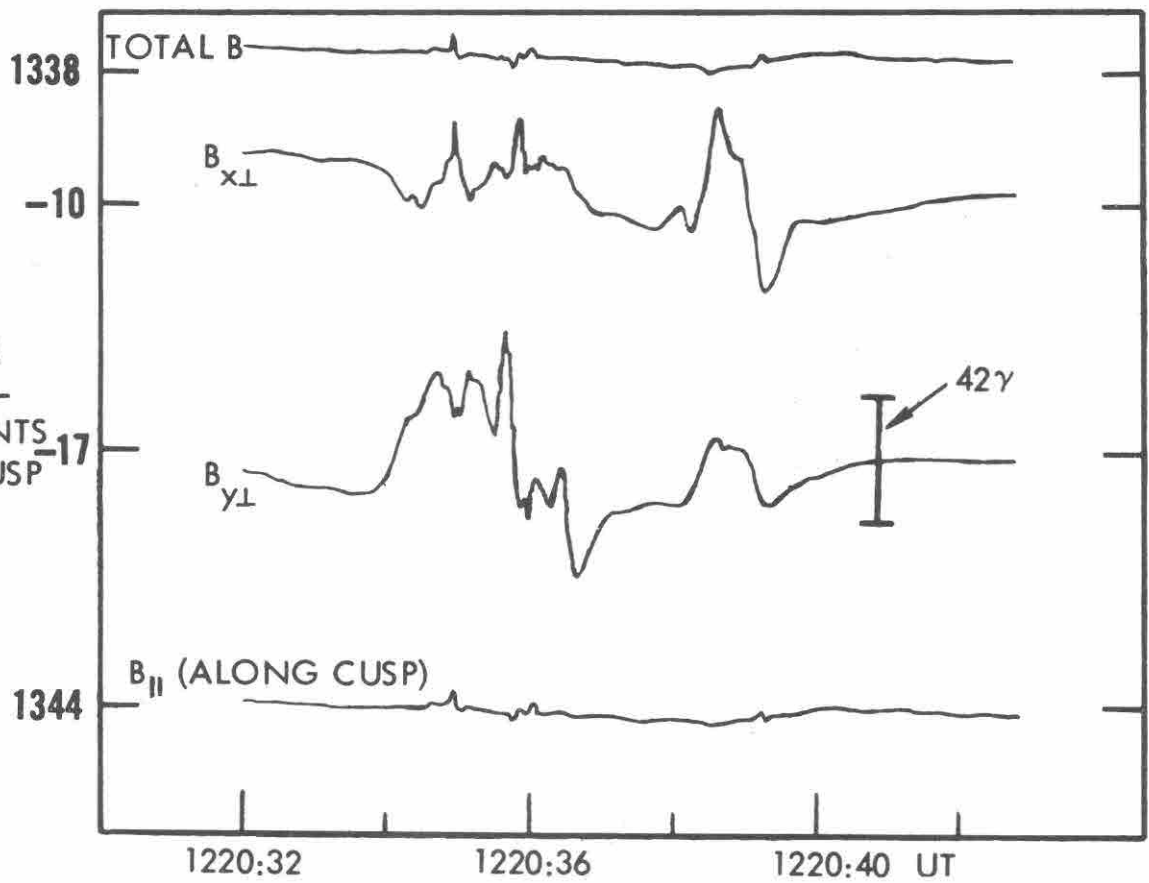


Fig. 11

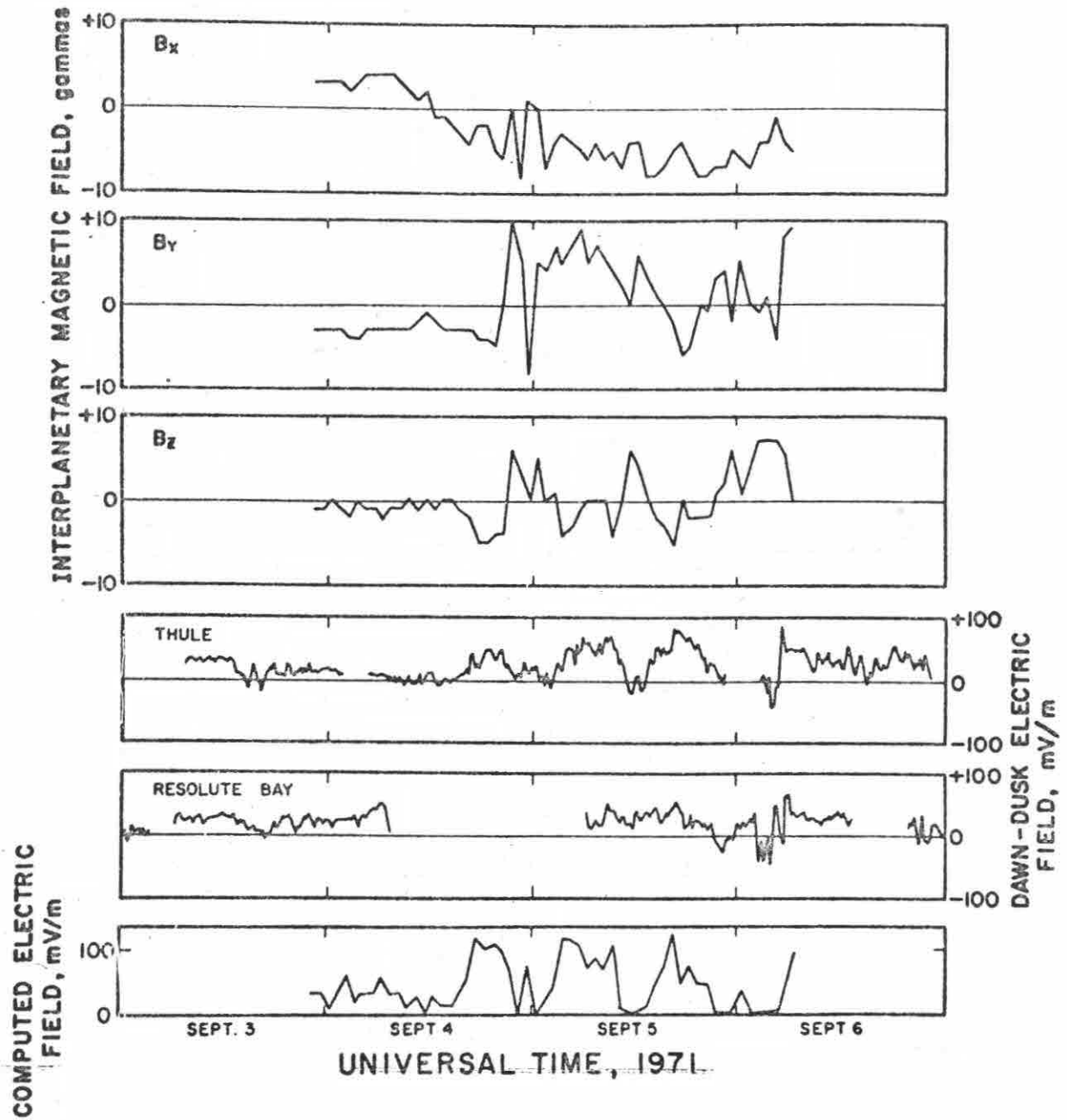
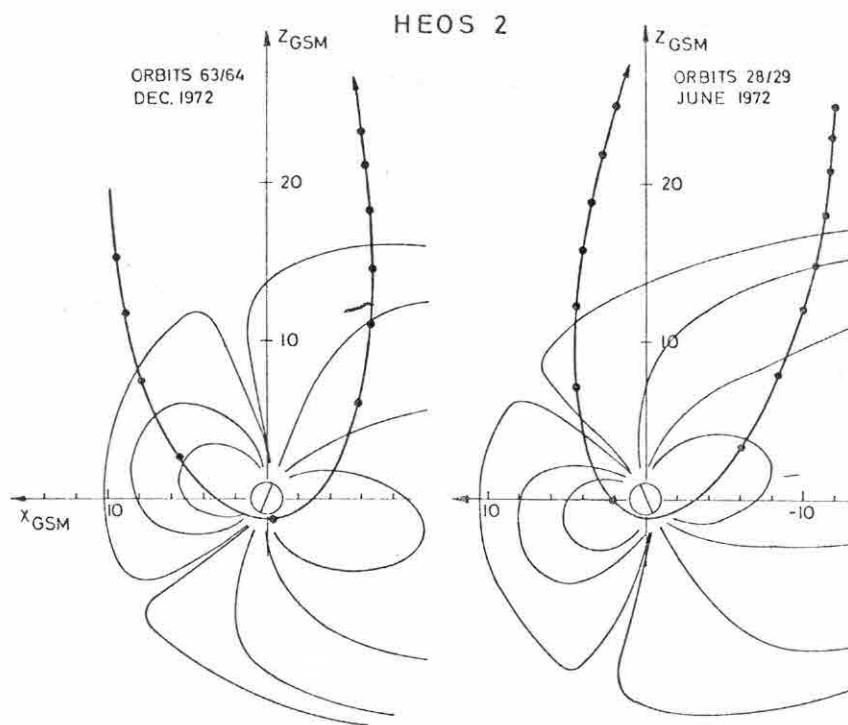


Fig. 12



Examples of Heos 2 orbits in the noon-midnight meridional plane of the GSM coordinate system. The solid circles are separated by 3 hours.

Fig. 13

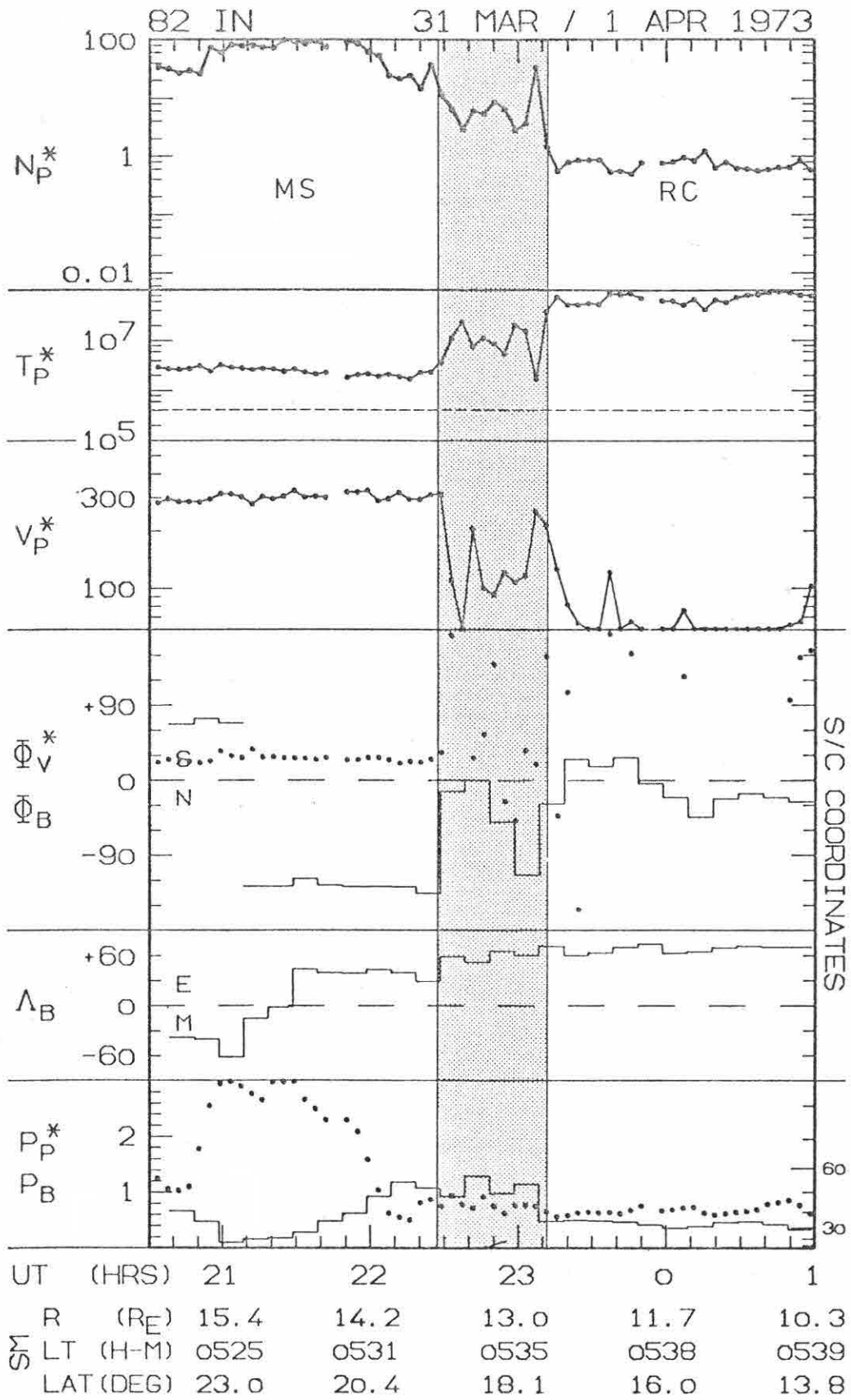


Fig. 14