

**CURSO DE TREINAMENTO
PARA OPERADORES DE ESTAÇÕES APT**

organizado por

Roberto Vicente Calheiros*

Antonio Divino Moura

Rosalvo Pinheiro dos Santos

Vol. I

Relatório LAFE-167

Junho, 1971

**PR - Conselho Nacional de Pesquisas
Instituto de Pesquisas Espaciais
São José dos Campos - SP - Brasil**

*** Fundação Educacional de Bauru**



PRESIDÊNCIA DA REPÚBLICA
CONSELHO NACIONAL DE PESQUISAS
INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS
São José dos Campos - Estado de S. Paulo - Brasil

*CURSO DE TREINAMENTO
PARA OPERADORES DE ESTAÇÕES APT*

organizado por

Roberto Vicente Calheiros

Antonio Divino Moura

Rosalvo Pinheiro dos Santos

*Este relatório contém elementos do programa de aperfeiçoamento de pessoal do INPE e sua publicação foi aprovada pelo
abaixo assinado,*

Fde Mendonça
Fernando de Mendonça
Diretor Geral

SUMÁRIO

No Capítulo I são apresentados os conceitos básicos en volvidos no processo de colocação de um satélite em órbita, as caracte-rísticas das órbitas e alguns processos de estabilização e determinação da posição do satélite na órbita.

Nos Capítulos II e III dão-se os processos usados para lo calizar as fotos, o gradeamento das mesmas e os resultados de eventuais desvios do satélite e de sua posição em órbita.

No Capítulo IV estão enunciados alguns aspectos básicos da análise simplificada das fotos, reconhecimento de tipos de cobertura e sistemas meteorológicos importantes presentes nas mesmas.

Muitos itens contidos nestas notas são adaptações de tex tos básicos em cada assunto. As referências são enunciadas no final dos capítulos.

INDICE

CAPÍTULO I - TRAJETÓRIA DE SUBIDA E ÓRBITAS DE SATÉLITES

I.1 - Introdução.....	1
I.2 - Leis de Movimento.....	2
I.3 - Tipos de trajetórias.....	19
I.4 - Movimento orbital.....	40
I.5 - Perturbações de Órbita.....	51
I.6 - Cobertura da Superfície.....	63
I.7 - Estabilização da posição (atitude) do veículo na órbita.....	69
I.8 - Dispositivos sensores de posição (atitude).....	89

CAPÍTULO II - GRADEAMENTO DE FOTOGRAFIAS

II.1 - Introdução.....	93
II.2 - Elementos necessários para o cálculo de uma grade.....	97
II.3 - Cálculo de grades para os satélites que utilizam o processo de fotografias instantâneas.....	99
II.4 - Biblioteca de Gradeados.....	113
II.5 - Ajuste de grades.....	114
II.6 - Cálculo das coordenadas do ponto sub-satélite.....	114
II.7 - Prática de gradeamento.....	115

CAPÍTULO III - RASTREAMENTO DE SATÉLITES

III.1 - Introdução.....	116
III.2 - Linhas de elevação e azimute constantes.....	119
III.3 - "Órbitas Padrão".....	125
III.4 - Cruzamento com o Equador.....	129
III.5 - Órbitas que <u>passam por cima da estação e</u> <u>Órbitas de aparente dificuldade em rastreamento....</u>	130
III.6 - Tempo da fotografia.....	134
III.7 - Cálculo do Ponto Sub-satélite (PSS).....	135

CAPÍTULO IV - ANÁLISE SIMPLIFICADA DAS FOTOS

IV.1 - Noções Gerais de classificação das nuvens.....	137
IV.2 - Sistemas extratropicais de nuvens.....	161
IV.3 - Efeitos do terreno e sistema de nuvens em escala média.....	182

APÊNDICE A - LISTAGEM DO PROGRAMA MESA11, EM FORTRAN IV.....	197
APÊNDICE B - MANUSEIO DAS GRADES.....	201
APÊNDICE C - LISTAGEM DO PROGRAMA APTR CÁLCULO DE ELEVAÇÃO E AZIMUTE CONSTANTES.....	206
APÊNDICE D - LISTAGEM DO PROGRAMA ORBPAD TRAÇADO DE "ÓRBITAS PADRÕES".....	211
APÊNDICE E - TABELA PARA CÁLCULO DO PSS PARA TEMPOS VARIANDO DE 1 EM 1 SEGUNDO DO TEMPO DE CRUZAMENTO COM O EQUADOR.....	214

INTRODUÇÃO GERAL

Este trabalho constitui parte importante de apoio ao curso de formação de operadores APT, ministrado pelo INPE a elementos destinados a trabalharem com as Estações APT constantes do programa INPE-BNDE para instalação de 20 delas no território nacional.

CAPÍTULO I

TRAJETÓRIA DE SUBIDA E ÓRBITAS DE SATÉLITES

I.1 - INTRODUÇÃO

A palavra satélite, num de seus significados básicos, é definida como um pequeno corpo girando em torno de um corpo maior. Desde 1957, quando o 1º satélite artificial foi colocado em órbita da Terra, o termo se tornou diretamente associado com os satélites feitos pelo homem. Mísseis balísticos, satélites da Terra e provas espaciais todos seguem trajetórias semelhantes durante a fase propelida de seus vôos. Essas trajetórias são baseadas nas leis do movimento desenvolvido por Newton e dependem de fatores tais como empuxo do motor, sustentação e arrasto aerodinâmicos, e a força gravitacional variável. Uma vez em órbita em torno da Terra ou do Sol, o veículo obedecerá às leis do movimento planetário estabelecidas por Galileo e Kepller. Para estabelecer a capacidade de performance de um veículo é necessário fazer um estudo completo do caminho de vôo. Cálculos precisos de trajetória são feitos programando-se dados detalhados em computadores. Variações de subidas propulsionadas são usadas para se conseguir missões específicas de satélites ou sondas espaciais, o conceito de um motor religável é um exemplo dessas variações, permitindo um aumento da capacidade de performance.

Os elementos orbitais, tanto dimensionais como de orientação, servem para definir a órbita e a posição do satélite nela.

Esta relação de posição no tempo é necessária para muitos objetivos. O efeito do ponto de lançamento na inclinação orbital é relacionado com o azimute de lançamento e a latitude do ponto de injeção em órbita. O movimento primário da Terra (rotação) e seu efeito na posição relativa do satélite pode ser demonstrado projetando-se o traço da órbita na superfície da Terra usando uma projeção Mercator. A órbita de um satélite terrestre será mudada ou perturbada tanto pelo arrasto atmosférico como pela forma da Terra. A porção de atmosfera residual fará com que satélites em baixas altitudes diminuam sua altura orbital e, eventualmente, re-entrem na atmosfera terrestre. O fato da Terra ser um esferoide achatado faz com que os elementos orbitais mudem com o tempo. Controle orbital para corrigir essas perturbações, assim como erros iniciais de navegação, pode ser obtido por meio de um sistema de propulsão levado a bordo. O acoplamento de satélites terrestres é necessário para estabelecer estações espaciais tripuladas e transportar pessoal da Terra para a estação e vice-versa. As leis matemáticas que governam as trajetórias de subida, órbitas, perturbações e manobras serão descritas a seguir.

I.2 - LEIS DE MOVIMENTO

A trajetória de um veículo espacial é determinada pelas forças agindo nele através de seu voo no sistema planetário. Essas forças são numerosas e variam em magnitude, desde o empuxo inicial de lançamento dos motores do foguete até a atração dos planetas e do sol. Este item descreve as leis englobando as forças que agem num corpo, as propriedades do corpo e a mudança no movimento do corpo à medida que ele prossegue em sua trajetória. Para se ter um melhor entendimento das leis

de movimento, as definições básicas para os termos usados para descrever as leis devem ser estabelecidas.

As definições a seguir se aplicam a fôrça, massa, aceleração e movimento:

A - FÔRÇA - É a ação sôbre um corpo que muda ou tende a mudar o estado de movimento do mesmo. Podemos dizer, também, que fôrça é a ação que deforma um corpo ou muda sua velocidade. Denominamos por F.

B - MASSA - É definida como a resistência que um corpo oferece para ser acelerado a uma dada razão. A massa do corpo se revela como inércia. A inércia é portanto a tendência da matéria a resistir a qualquer mudança no seu estado de movimento. Tudo que tem massa tem inércia. A massa é uma propriedade do corpo que não varia, desde que a velocidade do corpo seja desprezível em relação à velocidade da luz. Denominamos por M.

C - ACELERAÇÃO - A razão no tempo, na qual um corpo ganha ou perde velocidade é chamada aceleração (a).

A mudança progressiva de posição de um ponto ou um corpo durante um intervalo de tempo descreve o conceito físico de movimento.

Isaac Newton estabeleceu leis exprimindo as relações existentes entre o sistema de forças atuando sobre um corpo, as propriedades do corpo e a mudança no movimento do corpo. As leis de Newton podem ser enunciadas conforme se segue.

I.2.1 - PRIMEIRA LEI DE NEWTON

É um fato conhecido que o movimento de um corpo está intimamente relacionado com as forças que agem sobre ele. No entanto, por muitos séculos a maneira exata segundo a qual a força e o movimento estão relacionados iludiu os filósofos que especularam sobre essa relação. Aristóteles expressou a idéia de que um corpo em movimento acaba por parar a menos que haja uma força agindo sobre ele continuamente.

Durante séculos o homem procurou saber o que mantinha os planetas em seu movimento e o que fazia a Lua girar em torno da Terra. Embora cérebros brilhantes tivessem trabalhado no problema, nenhuma relação coerente e aceitável entre força e movimento foi estabelecida até o século XVII. Galileu (1564-1642) estudou o movimento acelerado, tanto largando corpos de certa altura, como rolando bolas em planos inclinados. Ele observou que, quando o atrito era muito pequeno, uma bola rolava por uma distância maior em um plano horizontal, sem parar. Eventualmente, ele se convenceu de que uma bola num plano horizontal sem qualquer atrito persistiria para sempre no seu movimento a uma velocidade constante.

Essa idéia revolucionária provou ser das mais úteis no desenvolvimento de um conhecimento do movimento.

Galileu descobriu que os corpos não caem com velocidade constante mas sofrem uma aceleração constante. Isso sugeria que a atração da Terra não produzia o movimento pr^opriamente dito, mas sim uma mudança no estado de movimento.

Newton (1642-1727) aceitou as conclusões de Galileu e formulou essa id^eia como a sua primeira lei do movimento:

"TODO CORPO CONTINUA EM SEU ESTADO DE REPOUSO OU DE VELOCIDADE UNIFORME NUMA LINHA RETA A MENOS QUE SEJA COMPELIDO A MUDAR AQUELE ESTADO PELA APLICAÇÃO DE ALGUMA F^oRÇA RESULTANTE EXTERNA".

Nenhum corpo real fica completamente livre de f^orças externas, mas existem casos em que é possⁱvel fazer a f^orça resultante a proximadamente igual a zero. N^esses casos vemos que o corpo se comporta de ac^ordo com a 1a. lei de Newton. Uma vez que nunca podemos eliminar completamente o atrito, e desde que os esforços para compens^a-lo s^ão imperfeitos, devemos reconhecer que a 1a. lei de Newton é uma idealização. No entanto, é uma idealização que deu a chave para a elaboração de uma teoria coerente e inteligⁱvel do movimento. Existem, naturalmente, muitas maneiras de enunciar êsse princⁱpio.

Uma outra maneira de exprimi^l-lo é:

"UM CORPO EM REPOUSO PERMANECE EM REPOUSO, E UM CORPO EM MOVIMENTO PERMANECE EM MOVIMENTO COM VELOCIDADE CONSTANTE AO LONGO DA MESMA RETA A MENOS QUE SEJA ATUADO POR ALGUMA F^oRÇA RESULTANTE".

Quando uma força muito pequena age sobre um corpo de massa razoavelmente grande, por um período de tempo muito curto, a mudança que resulta na velocidade do corpo é muito pequena, e o requisito de força nula na 1a. lei de Newton é quase satisfeito. Sob estas condições podemos tirar uma carta debaixo de uma moeda (Fig. I.1) com um golpe rápido, ou sacudir uma toalha de mesa debaixo de um copo sem alterar suas posições.

A 1a. lei de Newton pode também ser usada para explicar como se coloca um martelo no cabo, batendo sobre uma mesa (Fig. I.2).

INÉRCIA - Na 1a. lei de Newton aparece uma propriedade importante da matéria. É conhecida como INÉRCIA a propriedade pela qual a matéria mantém uma velocidade constante na ausência de uma força externa não balanceada. Quando um automóvel é freiado súbitamente os passageiros obedecem à 1a. lei de Newton e continuam em movimento com velocidade constante até que alguma força externa mude seu estado de movimento. Os cintos de segurança num automóvel podem fornecer tal força externa - bastante preferível àquela exercida pelo parabrisa ou painel. Um homem correndo num caminho coberto de gelo acha difícil parar bruscamente porque o atrito não é adequado para fornecer força externa necessária à deceleração. Quando uma bola de baseball sai da mão do "pitcher", ela continua a mover-se com velocidade essencialmente constante até atingir a luva do "catcher". Nenhuma força é necessária para mantê-la em movimento. Naturalmente, a bola é levemente freiada pela resistência do ar e puxada para a Terra, devido ao seu peso. Se uma bola pesada é suspensa por uma mola (Fig. I.3) e uma mola idêntica é presa embaixo, a mola de cima quebra sob uma tração contínua aumentada vagarosamente. Mas se é dada uma brusca sa

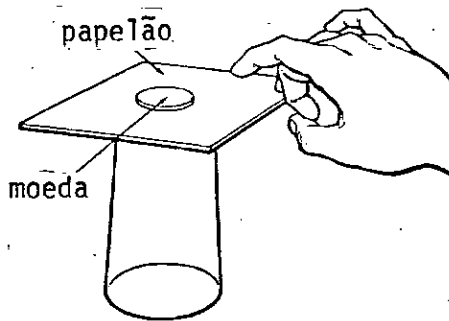


Fig. I.1 - A 1a. lei de Newton afirma que um corpo em repouso permanece em re pouso a menos que seja movido por alguma fôrça resultante externa.

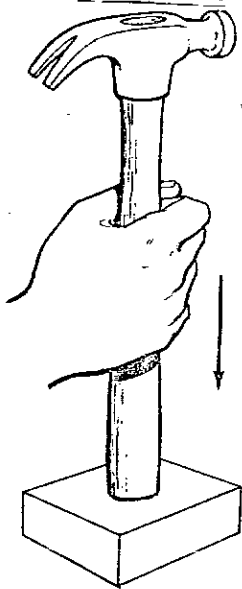


Fig. I.2 - A 1a. lei de Newton também afirma que um corpo em movimento permanece em movimento com uma velocida de constante a menos que seja a tuado por uma fôrça resultante ex terna.



Fig. I.3 - Uma bola pesada é suspensa por u ma mola. A mola de cima quebra sob uma tração contínua aumentada vagarosamente, mas uma brusca sa cudida quebra a corda embaixo.

cudida a mola inferior se quebra. A inércia da bola é tão grande que e la isola a mola superior da sacudida. Tõda matéria tem inércia. O con ceito de massa foi introduzido por Newton como uma medida da inércia. Em qualquer ponto da Terra o pêso de qualquer corpo é proporcional ã sua massa, mas se o corpo estivesse no espaço interplanetário onde êle não tivesse mais pêso reconhecível, ainda teria inércia. Ainda seria necessã rio a mesma fôrça do dedo do pê numa bola de futebol para conferir-lhe uma dada aceleração. Se a bola estivesse cheia de mercúrio, sua inércia seria bastante aumentada.

Quer se chute essa bola a bordo de uma nave espacial ou na Terra, a dor resultante seria a mesma, ainda que a bola cheia de mer cúrio pudesse pesar muito pouco ou nada no espaço interplanetário.

I.2.2 - SEGUNDA LEI DE NEWTON

Se nenhuma fôrça externa não balanceada atua sõbre um corpo, êle mantém uma velocidade constante (1a. lei). O que acontece se uma fôrça externa não balanceada agir sõbre êle? Para responder a es ta pergunta quantitativamente, vamos considerar um conjunto de experi mentos idealizados.

a - Suponhamos que dispomos de uma mesa perfeitamente nivela da e sem atrito na qual possamos acelerar uma massa de vãrios quilogra mas (poderíamos tornar o atrito muito pequeno usando pequenas rodas com rolamentos).

Se tomamos agora uma balança de mola calibrada com precisão e exercermos uma força F sobre aquela massa, uma certa aceleração é produzida. Medimos essa aceleração. A seguir exercemos uma força exatamente duas vezes a anterior e medimos novamente a aceleração (Fig. I.4). Encontramos uma aceleração exatamente igual ao dobro da anterior. Se dobrarmos novamente a força resultante, a aceleração dobra mais uma vez e é, assim, quatro vezes a primeira aceleração. Medindo-se a aceleração para um número grande de forças resultantes diferentes, encontramos que (dentro do erro experimental) a aceleração da massa que escolhemos é diretamente proporcional à força resultante F e sua direção é aquela da força resultante.

b - Suponhamos que escolhemos uma força resultante f e medimos a aceleração que ela produz numa massa de 1 Kg. Vamos manter então a força constante mas aumentar a massa acelerada para dois Kg (Fig. I.5). Encontraremos uma aceleração que é metade daquela inicial. Se aumentarmos a massa acelerada para 3 Kg e medirmos a aceleração, vamos achar 1/3 do seu valor inicial. Se fizermos essas experiências para uma quantidade de massas diferentes, encontramos que os dados são coerentes com a idéia de que a aceleração a é inversamente proporcional à massa acelerada. Se combinarmos os resultados dessas duas séries de experiências, concluímos que $\vec{a} = k \frac{\vec{F}}{m}$ (I.1). Essa equação é um enunciado (numa forma restrita) da segunda lei do movimento de Newton:

"A ACELERAÇÃO DE UM CORPO É DIRETAMENTE PROPORCIONAL À FORÇA RESULTANTE QUE AGE SOBRE ELE, E INVERSAMENTE PROPORCIONAL À MASSA DO CORPO".

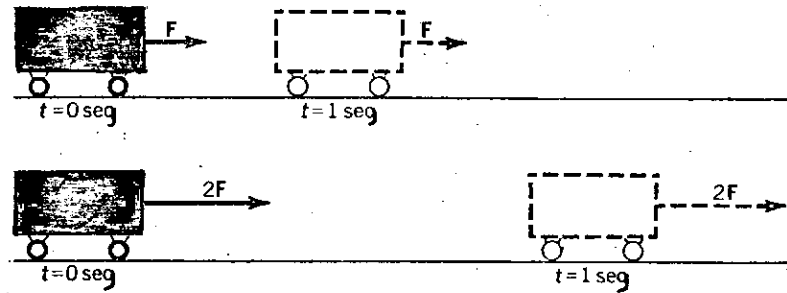


Fig. I.4 - A aceleração de um corpo é diretamente proporcional à força resultante que age sobre ele.

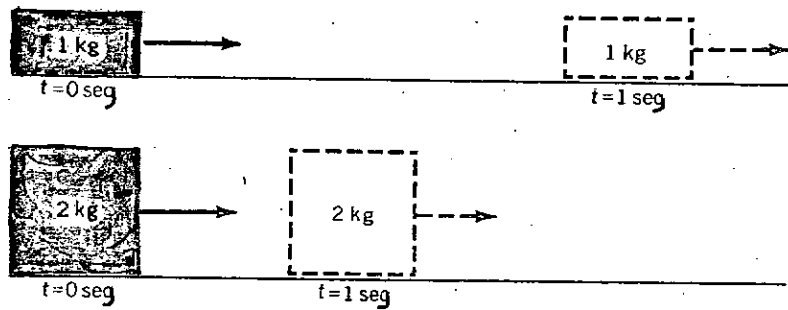


Fig. I.5 - A aceleração de uma dada força resultante é inversamente proporcional à massa acelerada.

A constante de proporcionalidade k na fórmula citada depende das unidades nas quais a força, a massa, e a aceleração são medidas. Por uma escolha apropriada dessas unidades pode-se fazer a constante k igual à unidade. Tal escolha resulta na conveniência em manipular a grande estrutura da mecânica que é construída em torno da 2a. lei do movimento de Newton. Infelizmente foram estabelecidos muito esquemas diferentes para fazer $k = 1$. Cada um deles tem vantagens e desvantagens.

I.2.3 - TERCEIRA LEI DE NEWTON

Esta lei estabelece que:

"QUANDO UM CORPO EXERCE UMA FORÇA SOBRE OUTRO, O SEGUNDO EXERCE UMA FORÇA IGUAL E OPOSTA NO PRIMEIRO".

Toda vez que uma força age sobre um corpo, existe sempre uma força igual e oposta exercida pelo corpo (Figs. I.6 e I.7). Um trem puxa a locomotiva para trás com uma força que é exatamente igual à força que a locomotiva exerce no trem. Um helicóptero empurra o ar para baixo com a mesma força com que o ar o empurra para cima. O sol puxa a Terra e a Terra o Sol com forças iguais e opostas.

Newton enunciou sua 3a. lei na forma:

"A CADA AÇÃO EXISTE UMA REAÇÃO IGUAL E CONTRÁRIA" - Aqui o termo ação é usado no sentido de força.

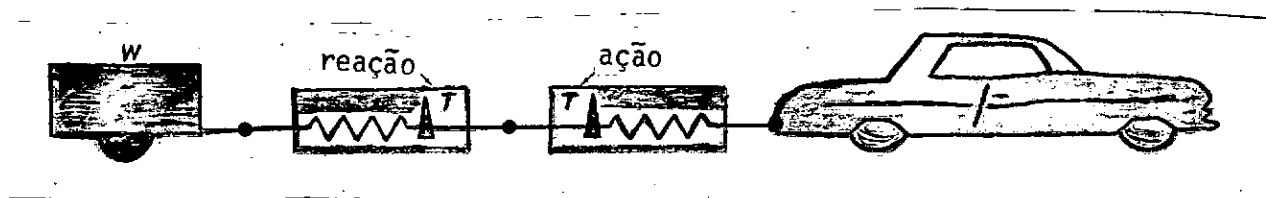


Fig. I.6 - A ação - (fôrça exercida pelo carro sôbre o trailer) - é igual à reação - (fôrça exercida pelo trailer sôbre o carro).

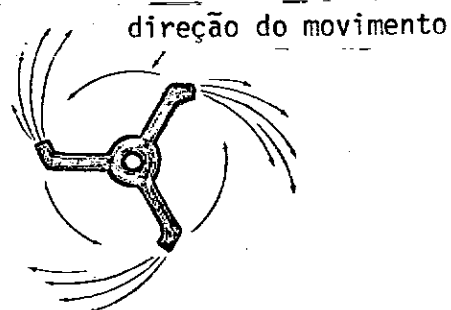


Fig. I.7 - A fôrça da água empurrada para fora do bocal é exatamente igual e oposta à fôrça que o bocal exerce sôbre a água.

As leis de Newton aplicam-se diretamente apenas ao movimento de uma partícula sob a ação de uma força, enquanto em mecânica de ve-se considerar o movimento de um corpo sob a ação de um sistema de forças. As leis tornam-se aplicáveis tratando-se o corpo como uma massa pontual e reduzindo-se o sistema de forças a um sistema equivalente mais simples.

As análises de trajetórias de subida e órbitas de satélites são feitas através da aplicação das leis de Newton. A 1ª lei de Newton implica em que o satélite tem inércia, ou seja, ele resiste a uma mudança no seu estado de movimento (ou repouso). Deste modo é necessário aplicar uma força ou propulsão ao veículo para se conseguir movimento. Uma vez que se estabeleça um movimento que satisfaça as condições de orbitação, o satélite permanecerá em órbita até que alguma força atue sobre ele. A segunda lei dá a relação entre as forças e a mudança no estado de movimento do veículo. A equação (I.1) e expressões dela derivadas são usadas na análise de trajetórias propulsionadas. A terceira lei fornece o princípio fundamental pelo qual os sistemas de propulsão de foguetes operam. Uma massa (propelente) é ejetada com uma certa velocidade de dentro do veículo, sendo o produto da massa pela velocidade denominado momento. A reação (igual e oposta) é aplicada na estrutura do veículo, resultando em um certo momento dado ao veículo, o veículo exerce uma força sobre os gases, expelindo-os, e estes exercem uma reação igual e oposta ao mesmo tempo. Se \vec{u} é a velocidade dos gases ejetados, em relação ao foguete, e Δm a massa de gás ejetado, numa razão constante, no tempo Δt então: $\vec{u} \frac{\Delta m}{\Delta t}$ (I.1)

\vec{F}_E é a razão de variação, no tempo, do momento dos gases de exaustão. Pela 2a. lei de Newton essa \vec{F}_E é a força exercida nos gases pelo foguete. Pela 3a. lei a força propulsora de reação \vec{F}_R é, então:

$$\vec{F}_E = -\vec{u} \frac{\Delta m}{\Delta t} \quad (I.2)$$

o sinal menos aparece porque os gases são lançados no sentido oposto ao deslocamento do foguete (\vec{F}_E e \vec{u} têm sentidos opostos).

Uma outra componente se adiciona à força propulsora, ou seja, aquela resultante da diferença de pressão existente entre os gases de exaustão e a pressão ambiente, no plano de exaustão do expensor da câmara de combustão. A força propulsora resultante pode ser escrita como

$$\vec{F}_{ER} = \left[u \frac{\Delta m}{\Delta t} + (-p_{\text{ambiente}} + p_{\text{gases exaustão}}) A_e \right] \vec{u}_x \quad (I.3)$$

onde

A_e = área do bocal no plano de exaustão

\vec{u}_x = vetor unitário na direção do eixo longitudinal do veículo. Verifica-se, levando em conta a conversão de energia dentro da câmara de combustão, que a força propulsora atinge seu valor ótimo para

$$p_{\text{gases exaustão}} \approx p_{\text{ambiente}}$$

$$\therefore \vec{F}_{ER_{\text{ótimo}}} = \left(u \frac{\Delta m}{\Delta t} \right) \vec{u}_x \quad (I.4)$$

I.2.4 - LEI DA GRAVITAÇÃO UNIVERSAL

O astrônomo dinamarquês Tycho-Brache (1546-1609) dedicou a maior parte de sua vida profissional a execução de medidas precisas das posições de estrelas e planetas. O físico-matemático Johan Kepler (1571-1630), utilizando em parte os dados obtidos pelo primeiro, mostrou que os movimentos dos planetas podiam ser preditos através de leis conhecidas como as leis de Kepler, descritas a seguir:

- a - A órbita de cada planeta é uma elipse com o sol em um dos focos.
- b - A velocidade do planeta varia de tal forma que a linha que une o planeta ao sol varre áreas iguais em tempos iguais.
- c - Os cubos dos semi-eixos maiores das órbitas elípticas são proporcionais aos quadrados dos tempos que os planetas levam para fazer uma revolução completa em torno do sol.

Embora os movimentos gerais dos planetas em torno do sol ocorram em órbitas elípticas, os movimentos da Terra e de diversos outros planetas em torno do sol podem ser razoavelmente bem descritos por órbitas circulares, assim como o movimento da lua em torno da Terra. Vamos supor que o sol esteja rigidamente fixo no espaço. Supondo a órbita da Terra circular concluímos que há alguma força não balanceada (pela 2ª. lei de Newton) que a obriga a fazer a curva modificando a direção da sua velocidade.

Essa força, que conhecemos por força centrípeta, é dada por

$$\vec{F}_c = m \frac{v^2}{r} \vec{e}_r \quad (I.5)$$

$$(\vec{F}_c = m\vec{a}_c), \text{ onde a aceleração centrípeta } \vec{a}_c = \frac{v^2}{r} \vec{e}_r \quad (I.6)$$

é deduzida através de uma simples consideração de variação de velocidade, m é a massa da Terra no caso, r o raio do círculo orbital, e \vec{e}_r o vetor unitário na direção radial. A expressão (I.5) nada mais é do que a aplicação da 2a. lei de Newton ao corpo de massa m em órbita circular sob a ação de uma aceleração radial \vec{a}_c .

Se o tempo que a Terra leva para perfazer uma órbita é T a velocidade dela será:

$$v = \frac{2\pi r \text{ (espaço)}}{T \text{ (tempo)}} \vec{e}_t \quad (I.7)$$

(\vec{e}_t = vetor unitário na direção tangencial à órbita)

Raciocinando apenas com os módulos de vez que as direções estão bem definidas escrevemos:

$$F_c = m \frac{4\pi^2 r^2}{T^2} \frac{1}{r} = \frac{4\pi^2 m r}{T^2} \quad (I.8)$$

O raio r coincide com o semi-eixo maior da elipse degenerada em um círculo, no caso de órbita circular. Pela 3a. lei de Kepler, T^2 é proporcional a r^3 , o que pode ser representado pela expressão:

$$T^2 = k r^3 \quad (I.9)$$

A força centrípeta pode ser escrita como

$$F_c = \frac{4\pi^2 m}{k} \frac{1}{r^2} \quad (I.10)$$

sendo deste modo inversamente proporcional a r^2 .

Se a constante de proporcionalidade k da 3a. lei de Kepler deve ser a mesma para todos os planetas a força F_c deve ser proporcional à massa do corpo em órbita para que m se cancele na relação estabelecida. Caso contrário, a relação entre o período e o semi-eixo maior teria que envolver a massa do corpo celeste em órbita. Mas, se a massa de um dos corpos está envolvida na força de atração entre eles parece razoável que a massa do outro (no caso, o corpo central) deva estar envolvida de modo similar.

Após um longo raciocínio bastante relacionado com os argumentos acima descritos, Newton propôs a sua famosa lei da gravitação universal:

"ENTRE DUAS PARTÍCULAS QUAISQUER NO UNIVERSO EXISTE UMA FORÇA DE ATRAÇÃO GRAVITACIONAL QUE É PROPORCIONAL AO PRODUTO DAS MASSAS DAS DUAS PARTÍCULAS E INVERSAMENTE PROPORCIONAL AO QUADRADO DA DISTÂNCIA ENTRE ELAS"

Essa força que age ao longo da linha que liga as duas partículas é dada por:

$$F_G = \frac{Gm_1 m_2}{r^2} \quad (I.11)$$

com $G =$ constante universal de gravitação cuja valor medido é
 $6,67 \times 10^{-11}$ Newton $\times m^2/kg^2$.

Se tratamos da atração gravitacional entre corpos grandes cuja separação é muito grande em relação às suas dimensões não há necessidade de computar as forças entre cada partícula de um corpo e do outro, e a expressão da lei se aplica diretamente com $r =$ distância entre os centros de massa.

Na realidade, os dois corpos se movimentam em torno do centro de massas do sistema, sob a ação da força de atração entre eles. Porém, o problema do movimento orbital relativo entre 2 corpos pode ser reduzido ao problema de um corpo cuja massa é a chamada massa reduzida do sistema denominada:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

descrevendo uma trajetória em torno de um centro de atração situado na posição de um dos corpos. Como estamos considerando o caso de uma órbita que pode ser tomada como circular, escrevemos, por (I.5) e (I.11)

$$F_c = \mu \frac{v^2}{r} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \frac{v^2}{r} = \frac{G m_1 m_2}{r^2}$$

e

$$G = \frac{v^2}{m_1 + m_2} r, \text{ mas } v = \frac{2\pi r}{T}$$

$$\therefore G(m_1+m_2) = \frac{4\pi^2}{T^2} r^3 \Rightarrow T^2 = \frac{4\pi^2}{G(m_1+m_2)} r^3$$

onde

$$K = \frac{4\pi^2}{G(m_1+m_2)} \text{ é a constante da 3a. lei de Kepler. Vemos}$$

que k depende efetivamente da massa dos dois corpos envolvidos mas, se um deles tiver massa muito pequena em relação ao outro a soma das mas sas no denominador da expressão de k se reduz praticamente à massa do corpo mais pesado. Isso ocorre no caso do sol e dos planêtas (bem como no caso dos satêlites artificiais da Terra) o que faz com que a constan te k seja aproximadamente a mesma para todos os planêtas. Devemos lem brar, ainda, que estamos desprezando o efeito dos campos gravitacionais dos outros corpos celestes nas expressões deduzidas. A rigor deveríamos considerar o problema de vários corpos interagindo. Porém, na análise que estamos efetuando tal refinamento não é necessário. Os efeitos de outros campos gravitacionais para ôrbitas específicas serão descritos, quando fôr o caso.

Aplicaremos, a seguir os conceitos enunciados até aqui para a análise das trajetórias seguidas pelos veículos portadores de sa têlites até a entrada deles em ôrbita e a orbitação prôpriamente dita.

I.3 - TIPOS DE TRAJETÓRIAS

O tipo de trajetória selecionada para qualquer veículo depende da missão para a qual êle serã usado, e cada veículo deve ser projetado sempre levando em conta a missão em vista.

As trajetórias são usualmente selecionadas para uma máximo alcance, altitude, ou velocidade, ou, em alguns casos, uma combinação de 2 ou mais dêsses, parâmetros. Dêste modo, o míssil balístico intercontinental requer uma trajetória que assegure um alcance adequado, enquanto o foguete de sondagem requer máxima altitude, sendo o alcance pouco importante. Por outro lado os veículos orbitais são projetados, em geral, na base de requisitos tanto de alta velocidade como de grande altitude. Os tipos de trajetórias que seriam adequados aos veículos espaciais podem ser divididos nas seguintes categorias:

- a - Subida vertical
- b - Trajetória inclinada
- c - Trajetória de giro gravitacional

Deve-se considerar que a trajetória de um determinado veículo pode consistir de uma combinação de dois ou mais dêsses tipos. A performance do veículo dentro da atmosfera é limitada, em grande parte, por considerações de caráter aerodinâmico. Por exemplo o aquecimento cinético impõe limitações tais que é necessário, mesmo para veículos destinados a colocar satélites em órbita a subir verticalmente (ou quase verticalmente) através das camadas mais densas da atmosfera da Terra, antes de efetuar qualquer manobra. Apôs cessada a propulsão de um veículo ou de um estágio de um veículo de múltiplos estágios, é gasto algum tempo em uma fase (ou fases) costeira (s), onde a energia cinética é sacrificada em benefício de energia potencial, antes do veículo atingir seu objetivo final. Essas fases costeiras ocorrem fora da porção significativa da atmosfera (aqui considerada existir até aproximadamente 80 Km), e quando a separação de estágios

ocorre dentro da atmosfera é comum ligar o motor do estágio seguinte imediatamente, para preservar a estabilidade do veículo. Num veículo tal como um portador de satélite, a fase costeira entre a queima do penúltimo estágio e a ignição do estágio final, ou de apogeu, pode durar vários minutos. Durante o movimento através da atmosfera, um veículo pode encontrar gradientes de vento devido às chamadas correntes de jato. Embora de apreciável magnitude essas velocidades de vento afetam primariamente a incidência do veículo e são de importância secundária para a performance do mesmo.

I.3.a - Subida Vertical

A subida vertical é um método conveniente de livrar-se das camadas mais densas da atmosfera no menor tempo possível, minimizando assim os efeitos do aquecimento cinético. Permite também que, para um dado valor do empuxo, seja usado um peso máximo para o veículo.

Para um veículo em subida vertical a 2a. lei de Newton pode ser expressa como a seguir, ignorando forças laterais:

$$m\ddot{y} = E - mg - A \quad (I.12)$$

onde

m = massa do veículo

E = empuxo do motor

A = arrasto aerodinâmico

\ddot{y} = aceleração do veículo

porém

$$m = \frac{P}{g_0} \quad \text{onde } P = \text{pêso do veículo (referido à superfície)}$$

g_0 = aceleração da gravidade na superfície da Terra.

A expressão anterior pode ser escrita como:

$$\frac{P}{g_0} \ddot{y} = E - \frac{P}{g_0} g - A \quad \text{ou}$$

$$\ddot{y} = \frac{g_0}{P} E - g - \frac{g_0}{P} A \quad \text{(I.13)}$$

O empuxo já foi descrito anteriormente, o arrasto aerodinâmico pode ser expresso como:

$$A = \frac{1}{2} \rho v^2 C_D S \quad \text{(I.14)}$$

onde

ρ = densidade atmosférica

$v = \dot{y}$ = velocidade

C_D = coeficiente de arrasto

S = área de referência (secção transversal efetiva)

O arrasto é consequência do movimento do veículo dentro da atmosfera. A área de referência S é a área frontal ou a secção transversal apresentada à trajetória. O coeficiente de arrasto depende da forma do veículo, da velocidade, da inclinação do veículo em relação à tra

jetória (ângulo) e da altitude. Seu valor é obtido através de medidas em túneis de vento com o uso de modelos ou veículos em escala real. A inclinação do veículo em relação à trajetória também chamado ângulo de incidência, é o ângulo formado pelo vetor velocidade e o eixo longitudinal do veículo.

O valor de C_A varia aproximadamente de 0,20 a 0,80 desde baixas velocidades subsônicas até velocidades supersônicas. A Fig. I.8a dá uma variação típica do coeficiente de arrasto com a altitude e a I.8b com o ângulo de inclinação, em função do número de Mach (nº de Mach = relação entre a velocidade do veículo e a velocidade local do som). As variações das propriedades atmosféricas como pressão, densidade e velocidade do som são bastante não lineares de modo que a solução da equação (I.13) só pode ser obtida por um cálculo etapa-por-etapa, de preferência executado num computador digital. No entanto, pode-se formular uma equação que é uma aproximação da expressão (I.13) e que pode ser resolvida analiticamente de modo simples. Considera-se para isso, o arrasto desprezível e o empuxo constante. Essas condições são satisfeitas apenas no vácuo. Desde que a maior parte do empuxo é dada pelo termo $\frac{\Delta m}{\Delta t} u$ (ver equação I.4) que é aproximadamente independente da altitude, o empuxo pode ser considerado constante. A inclusão do arrasto no cálculo da trajetória ocasiona um decréscimo de 5 a 10% na performance, de modo que ao desprezã-lo fazemos uma superestimativa similar da performance do veículo. Se desprezarmos o arrasto e mantivermos o empuxo constante, a equação (I.13) se transforma para:

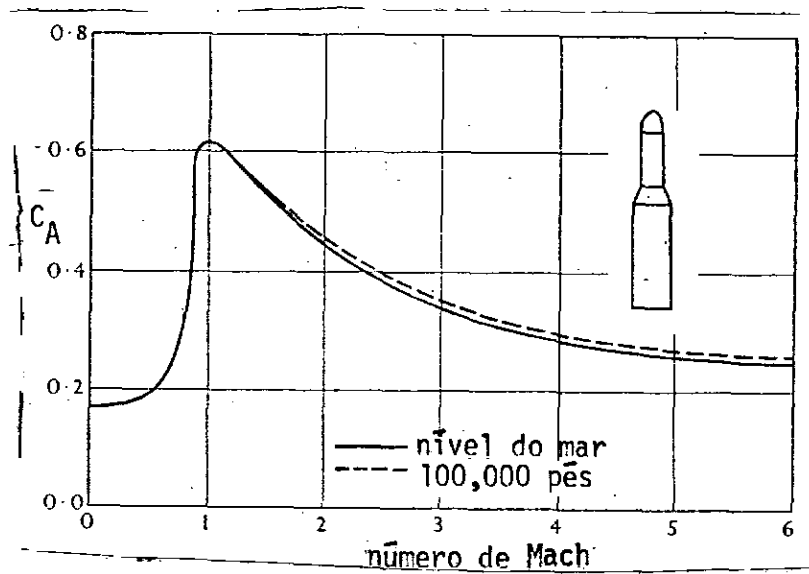


Fig. I.8a - Variação típica do coeficiente de arrasto com o número de Mach e a altitude.

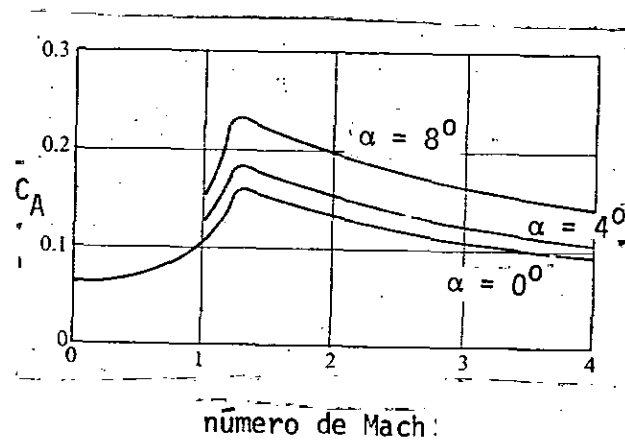


Fig. I.8b - Variação típica do coeficiente de arrasto com a inclinação do veículo (α) em relação a direção do voo.

$$\ddot{y} = \frac{g_0}{P} E - g \quad (I.15)$$

Podemos substituir P por $P_0 - vt$ onde $P_0 =$ p̄so do veĩculo no momento da igniãõ do motor, v ẽ a razãõ na qual o propelente ẽ consumido e t ẽ o tempo. A equaçãõ (I.15) se transforma para

$$\ddot{y} = \frac{g_0}{(P_0 - vt)} E - g \quad (I.16)$$

que pode ser integrada em relaãõ ao tempo, fornecendo o incremento de velocidade $\Delta\dot{y}$, como:

$$\Delta\dot{y} = g_0 \frac{E}{v} \ln \left(\frac{P_0}{P_0 - vt} \right) - gt \quad (I.17)$$

o t̄rmo $\frac{E}{v}$ ẽ uma medida da performance do propelente e do motor e ẽ de nominado impulso especĩfico I , com dimensãõ de segundos (Kg/(Kg/seg)) os valõres do impulso especĩfico sãõ normalmente maiores do que 200 seg, e podem atingir um valor da ordem de 400 seg para alguns propelentes espe ciais.

Se a velocidade inicial ẽ zero entãõ $\Delta\dot{y} = \dot{y} - \dot{y}_0$ fica \dot{y} de modo que (I.17) pode ser escrita como

$$\dot{y} = I g_0 \ln \left(\frac{P_0}{P_0 - vt} \right) - gt \quad (I.18)$$

A integraãõ de (I.18) com relaãõ ao tempo dã a altitu de y , na forma:

$$y = I g_0 \left[\left(t - \frac{P_0}{v} \right) \ln \left(\frac{P_0}{P_0 - vt} \right) + t \right] - \frac{1}{2} g t^2 \quad (I.19)$$

Devido às simplificaãões introduzidas ao se escrever a expressãõ (I.16) as equações (I.18) e (I.19) representam resultados que excedem os valõres reais de 15 a 20%. A anãlise anterior dã a veloci da e a altitude em t̄rmos do p̄so do veĩculo e do tempo de queima do

motor, que não são sempre os melhores parâmetros para projetos de veículos espaciais. Como uma primeira aproximação os pesos da estrutura e do propelente de um determinado estágio de um veículo podem ser relacionados pela expressão:

$$P_E = P_{E0} + KP_P \quad (I.20)$$

onde

P_E = peso da estrutura do estágio em questão;

P_{E0} = peso combinado do motor, sistema de direção e equipamento de telemetria, adicionado do peso de quaisquer aletas, que possam ser incorporadas no desenho do veículo;

K = fator de peso do tanque de propelente. Seu valor é conhecido experimentalmente e normalmente varia entre 0.01 e 0.02;

P_P = peso do propelente.

Então

$$P_O = P_E + P_P + P_C \quad (I.21)$$

onde

P_C = peso da carga útil. Esse peso engloba todos os estágios acima do considerado. As necessidades de empuxo requeridas para um veículo em subida vertical são ditadas primariamente pela necessidade de assegurar um empuxo adequado para superar o peso do veículo na partida e fornecer a aceleração adequada.

A equação do movimento na partida é:

$$E - P_o = \frac{P_o}{g} \ddot{y}_o \quad (I.22)$$

com \ddot{y}_o = aceleração na partida

Então

$$E - P_o = \frac{\ddot{y}_o}{g_o} \left\{ P_{Eo} + P_p(1 + K) + P_c \right\} \quad (I.23)$$

mas por definição, o tempo de queima é $t_q = \frac{P_p}{v}$ e o impulso específico $I = \frac{E}{v}$,

isto é:

$$P_p = \frac{1}{(1+K)} \left[\frac{g_o}{\ddot{y}_o} (Iv - P_o) - P_{Eo} - P_c \right] \quad (I.24)$$

então:

$$t_q = \frac{1}{v(1+K)} \left[\frac{g_o}{\ddot{y}_o} (Iv - P_o) - P_{Eo} - P_c \right] \quad (I.25)$$

e a velocidade \dot{y}_q , no fim da queima do estágio será, pela equação (I.18).

$$\dot{y}_q = I g_o \ln \left[\frac{(K+1) (Iv - P_o)}{K(Iv - P_o) + (P_{Eo} + P_c) \frac{y_o}{g_o}} \right] - \frac{g}{v(1+K)} \left[\frac{g_o}{\ddot{y}_o} (Iv - P_o) - P_{Eo} - P_c \right] \quad (I.26)$$

A altitude y_q será dada por:

$$y_q = I g_o \left\{ \frac{P_{Eo} + P_c - \left(\frac{(Iv - P_o)}{y_o} \cdot g \right)}{v(1+K)} \right\} \left\{ \left[\frac{(Iv - P_o) (1+K)}{(P_{Eo} + P_c) \frac{y_o}{g_o} + K(Iv - P_o)} \right] - 1 \right\} - \frac{1}{2} g \left[\frac{\left(\frac{(Iv - P_o)}{y_o} - P_{Eo} - P_c \right)}{v(1+K)} \right]^2 \quad (I.27)$$

I.3.b - Trajetoária inclinada

Durante a subida vertical o veículo não adquire praticamente nenhuma velocidade horizontal. No entanto o veículo portador de um satélite precisa atingir uma alta componente horizontal de velocidade de valor pré-estabelecido. Isso pode ser conseguido fazendo com que o veículo gire no plano vertical durante a subida, ou então seja lançado com uma dada inclinação na rampa. Cada um dos métodos é discutido a seguir.

I.3.b.1 - Razão de giro constante

Devido a considerações de caráter aerodinâmico é usualmente impraticável iniciar uma manobra de giro sem que o veículo tenha ultrapassado as camadas mais densas da atmosfera. Se tal manobra fosse iniciada próxima ao solo o veículo adquiriria uma velocidade tão alta nas camadas baixas da atmosfera que o aquecimento cinético resultante seria intolerável.

Além disso, a força aerodinâmica lateral, agindo sobre o veículo e sendo proporcional à densidade, atingiria um nível que poderia afetar de maneira crítica a estrutura.

O veículo, então, é usualmente lançado tanto na vertical, como quase na vertical e é mantido assim até que uma altitude suficiente seja atingida, permitindo desse modo que o giro seja efetuado de maneira segura.

Consideremos um veículo executando uma manobra de razão de giro constante, que denominamos por $\dot{\theta}$, e que esteja formando um ângulo $(\alpha + \psi)$ com a horizontal local sendo: $\psi =$ ângulo entre o caminho de vôo e a horizontal local e $\alpha =$ ângulo entre o eixo do veículo e o caminho de vôo. As forças que atuam no veículo estão ilustradas na Fig.9 onde o empuxo \vec{E} foi orientado segundo um ângulo σ com o eixo do veículo para manter a razão de giro desejada. As equações resultantes do movimento nas direções horizontal e vertical são, respectivamente,

$$\frac{P}{g_0} \ddot{y} = E \sin(\psi + \sigma + \alpha) + S \cos(\alpha + \psi) - A \sin(\alpha + \psi) - \frac{P}{g_0} g \quad (I.28)$$

e:

$$\frac{P}{g_0} \ddot{x} = E \cos(\psi + \sigma + \alpha) + S \sin(\alpha + \psi) - A \cos(\alpha + \psi) \quad (I.29)$$

onde:

$$S = \frac{dC_S}{d\alpha} \alpha q A_R \quad (I.30)$$

e:

$$A = q C_A A_R$$

onde:

$$q = \frac{1}{2} \rho (\dot{x}^2 + \dot{y}^2) = \frac{\rho v^2}{2} \quad (I.31)$$

O torque em torno do centro de gravidade (C.G.) do veículo é $I_p \ddot{\theta}$, onde I_p é o momento de inércia do veículo em relação ao eixo de pitch (ver página 59 para definição do eixo de pitch), passando pelo centro de gravidade. Mas, se $\dot{\theta}$ é constante o torque resultante é zero ($\ddot{\theta} = 0$), de modo que:

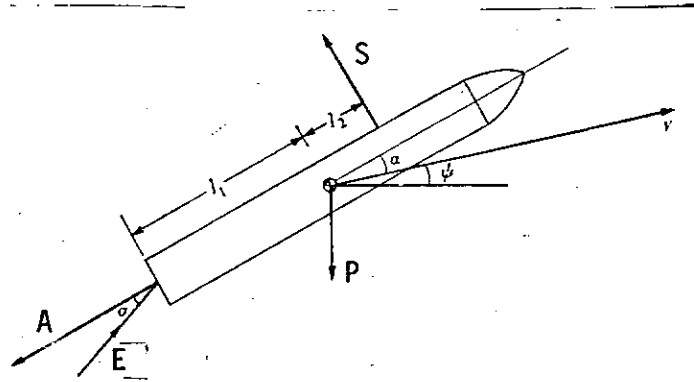


Fig. I.9 - Forças atuando no veículo
que sobe através da atmosfera.

$$E \ell_1 \operatorname{sen} \sigma - S \ell_2 = I_p \ddot{\theta} = 0 \quad (\text{I.32})$$

A inclinação da curva da força normal, $\frac{dC_s}{d\alpha}$, é uma função da geometria do veículo e do número de Mach, e pode ser determinada, junto com a distância ℓ_2 , entre o centro de pressão e o centro de gravidade conforme descrito, por exemplo em: J.E. Phythian and R.L.Dommet; "Semi-empirical methods of estimating forces on bodies at supersonic speeds", Journal of the Royal Aeronautical Society, 62, 520/24 (1958) e: Royal Aeronautical Society Data Sheets (1941 e sequência). Devido à curvatura da Terra, a horizontal local ao longo do caminho de voo não vai coincidir com a horizontal no ponto de lançamento, exceto no caso trivial do momento da partida. O ângulo entre o caminho de voo e a horizontal local pode ser obtido, no entanto, da equação:

$$\psi = \dot{\theta}t + \int_0^x \frac{dx}{R + y} \quad (\text{I.33})$$

Finalmente, a incidência do veículo, α , pode ser determinada da relação:

$$\operatorname{sen} \alpha = \frac{\dot{x} \operatorname{sen}(\alpha + \psi) - \dot{y} \operatorname{cos}(\alpha + \psi)}{\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}} \quad (\text{I.34})$$

Não existe solução analítica para o conjunto de equações (I.28) a (I.34), que podem ser resolvidas, no entanto, por um processo passo-a-passo.

Para o i -ésimo passo, obtêm-se primeiras aproximações para \dot{x} e \dot{y} substituindo o valor de α obtido no passo $(i - 1)$ nas equações (I.28), (I.29) e (I.30). Esses valores são então inseridos no lado direito da equação (I.34), para dar uma melhor aproximação para α . É necessário repetir o procedimento até que a precisão necessária seja atingida, embora a convergência seja normalmente rápida se o intervalo considerado no passo não for excessivo.

I.3.2. TRAJETÓRIA DE INCLINAÇÃO CONSTANTE

Um caso mais susceptível ao tratamento analítico é aquele em que o veículo mantém um ângulo constante com a horizontal (Teraplan). Esse tipo de trajetória é importante uma vez que é usado durante a fase de separação de dois estágios de um veículo de vários estágios. Além disso, a trajetória de inclinação constante em relação à horizontal frequentemente constitui parte do caminho inicial de voo de veículos que não são lançados verticalmente, tais como, por exemplo, mísseis balísticos terra-ar.

As equações de movimento desse tipo de trajetória são semelhantes às dadas por (I.28) e (I.29) exceto que $\sigma = 0$ aplicando-se também, (I.30), (I.31), (I.33) e (I.34).

Admitindo-se que a terra seja plana e desprezando as forças aerodinâmicas, as equações se reduzem a:

$$\frac{P}{g_0} \ddot{y} = E \operatorname{sen} (\alpha + \psi) - \frac{P}{g_0} g \quad (\text{I.35})$$

e

$$\frac{P}{g_0} \ddot{x} = E \operatorname{cos} (\alpha + \psi) \quad (\text{I.36})$$

Admitindo-se que α e E sejam constantes, as componentes de velocidade são dadas por:

$$\dot{y} = I g_0 \operatorname{sen} (\psi + \alpha) \ln \left(\frac{P_0}{P_0 - vt} \right) - gt \quad (\text{I.37})$$

$$\dot{x} = I g_0 \operatorname{cos} (\psi + \alpha) \ln \left(\frac{P_0}{P_0 - vt} \right) \quad (\text{I.38})$$

e os deslocamentos, por:

$$y = I g_0 \operatorname{sen} (\psi + \alpha) \left\{ \left(t - \frac{P_0}{v} \right) \ln \left(\frac{P_0}{P_0 - vt} \right) + t \right\} - \frac{gt^2}{2} \quad (\text{I.39})$$

e

$$x = I g_0 \operatorname{cos} (\psi + \alpha) \left\{ \left(t - \frac{P_0}{v} \right) \ln \left(\frac{P_0}{P_0 - vt} \right) + t \right\} \quad (\text{I.40})$$

O ângulo de incidência α , neste tipo de trajetória é normalmente pequeno comparado com ψ , e assim α pode ser desprezado em estudos iniciais de projeto. Como no caso do veículo subindo verticalmente, as equações (37) e (40) tendem a dar resultados otimistas que são da ordem de 10 a 20% maiores do que os valores reais.

3.3 - TRAJETÓRIAS DE GIRO GRAVITACIONAL

Para atingir o máximo alcance com um dado míssil balístico, é necessário controlar a direção do empuxo de modo que ele fique em um dado ângulo com o caminho de voo do veículo. Embora esse tipo de trajetória seja satisfatório para um veículo se deslocando no vácuo, não é adequado para a subida pela atmosfera por causa dos grandes ângulos de incidência que ocorrem durante o voo. Em tais circunstâncias a trajetória de giro gravitacional é empregada, e tem a vantagem de ser possível obter um alcance próximo do máximo sem incorrer nos altos ângulos de incidência da trajetória discutida no início deste item. A trajetória de giro gravitacional é, de fato, substancialmente uma trajetória de incidência nula, uma vez que o vetor empuxo é mantido paralelo ao vetor velocidade ao longo de todo o caminho de voo. Assume-se que o veículo adquiriu alguma velocidade não-vertical v . As equações do movimento que governam a trajetória do veículo num campo gravitacional constante são:

$$\frac{1}{g_0} \frac{dv}{dt} = \frac{E - A}{P} - \cos \phi \quad (I.41)$$

tangencial à trajetória, e

$$\frac{v}{g_0} \frac{d\phi}{dt} = \sin \phi \quad (I.42)$$

normal à trajetória, onde ϕ é o ângulo entre o eixo do empuxo e a vertical. Essas equações diferenciais são não lineares e, para o caso geral em que $\frac{E - A}{P}$ varia com o tempo, não há solução analítica possível.

Pode-se obter uma solução para o caso restrito em que $\frac{E - A}{p}$ é mantido constante. Se o intervalo de tempo é mantido convencionalmente curto, uma integração passo a passo é possível usando a solução analítica sobre cada intervalo.

Fazemos $\frac{E - A}{p} = n$ (I.43) num pequeno incremento do caminho de voo, e

$$S = \tan \left(\frac{\phi}{2} \right) \quad (I.44)$$

(veja: W.T.Thomson, Introduction to Space Dynamics, Wiley, New York (1961)). Teremos, então:

$$\cos \phi = \frac{1 - S^2}{1 + S^2}$$

que, diferenciada com relação ao tempo dá:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{2 \cos^2 \left(\frac{\phi}{2} \right)} \frac{d\phi}{dt}$$

Substituindo esses resultados nas equações (I.41) e (I.42) obtemos:

$$\frac{1}{g_0} \frac{dv}{dt} = n - \frac{1 - S^2}{1 + S^2} \quad (I.45)$$

e

$$\frac{v}{g_0} \frac{dS}{dt} = S \quad (I.46)$$

Eliminando t entre (I.45) e (I.46) e integrando, obtemos:

$$v = c S^{n-1} (1 + S^2) \quad (I.47)$$

onde C é uma constante de integração e que é obtida a partir das condições iniciais, ou seja:

$$C = \frac{v_0}{S_0^{n-1} (1 + S_0^2)} \quad (I.48)$$

onde o índice zero refere-se às condições iniciais.

Em geral os valores de v , ϕ e S , sem índice referem-se a condições no fim do intervalo de tempo considerado.

Substituindo (I.47) em (I.46) e integrando dá:

$$\Delta t = \frac{C}{g_0} \int_{S_0}^S S^{n-2} (1 + S^2) dS$$

ou seja

$$\Delta t = \frac{C}{g_0} \left\{ S^{n-1} \left(\frac{1}{n-1} + \frac{S^2}{n+1} \right) - S_0^{n-1} \left(\frac{1}{n-1} + \frac{S_0^2}{n+1} \right) \right\} \quad (I.49)$$

Para trajetórias que não a de giro gravitacional, o tempo é usualmente tomado como a variável independente, para as trajetórias de giro gravitacional, é necessário que ϕ se torne a variável independente. A diferença entre os valores escolhidos como condições finais para passos consecutivos, depende da precisão requerida. Os valores de S_0 e a primeira aproximação para n são obtidas substituindo as condições iniciais nas equações (I.43) e (I.44). C é encontrado pela substituição dos valores S_0 e n obtidos acima em (I.48). A velocidade, v , no fim do passo é encontrado de (I.47), e o incremento de tempo, Δt , é obtido de (I.49). Admitindo-se que a terra seja plana, as mudanças em altitude e alcance, obtidas durante cada passo, isto é, durante o período Δt , são:

$$\Delta y = \frac{1}{2} (v_0 \cos \phi_0 + v \cos \phi) \Delta t \quad (I.50)$$

$$\Delta x = \frac{1}{2} (v_0 \text{sen} \phi_0 + v \text{sen} \phi) \Delta t \quad (I.51)$$

respectivamente. Após uma primeira aproximação para o incremento em tempo para o passo, quando então as condições finais de E, A, e P foram obtidas é possível, usando um valor médio de $\frac{E - A}{p}$ para o passo, obter uma segunda aproximação para n. Uma segunda aproximação para Δt pode ser obtida seguindo-se um procedimento similar ao descrito acima.

Exemplo: Para ilustrar os vários tipos de trajetórias discutidos nos itens anteriores, o exemplo seguinte foi calculado usando as equações estabelecidas.

Um veículo de um só estágio é considerado como possuindo um peso, no momento da partida, de 20.000 lb e um empuxo de 25.000 lb ao nível do mar. O impulso específico é 245 seg no vácuo e o peso total do propelente é 16.000 lb. Requer-se que o veículo suba verticalmente durante os primeiros 40 seg, a seguir execute um giro de razão constante e igual a 0,7 graus/segundo durante os 25 minutos seguintes, e finalmente execute um giro gravitacional até o fim da queima do propelente.

Admitindo-se um valor constante de $\frac{A}{q}$ de 18 pés² para simplificar os cálculos, a velocidade no final da queima atinge o valor de 6710 pés/seg, 157 seg após a partida. Verifica-se que a altitude no final da queima é 153.000 pés. As variações da velocidade, altitude, aceleração, alcance, arrasto e pressão dinâmica, são ilustradas nas Figs. I.11, I.12 e I.13.

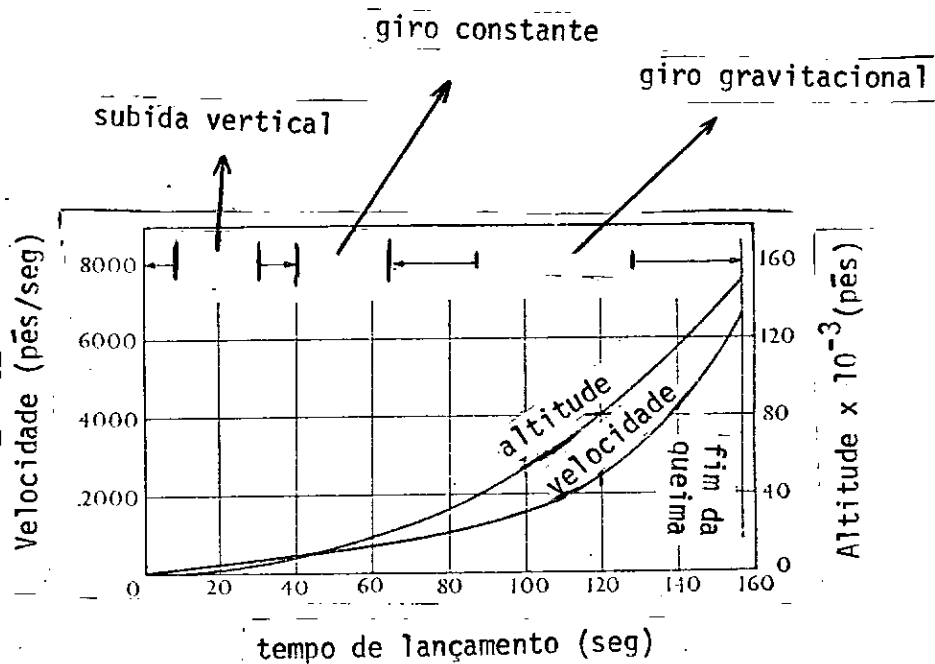


Fig. I.10 - Variação da velocidade e altitude em relação ao tempo

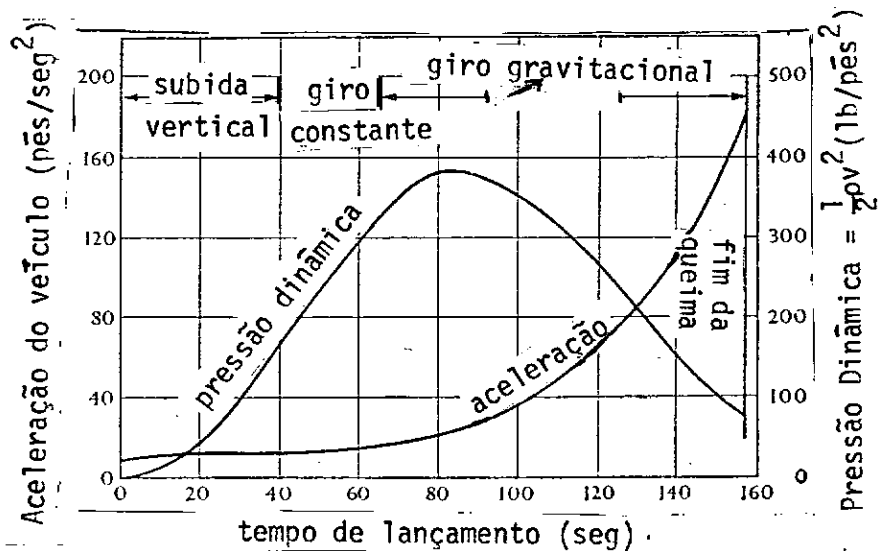


Fig. I.11 - Variação da aceleração do veículo e pressão dinâmica em relação ao tempo.

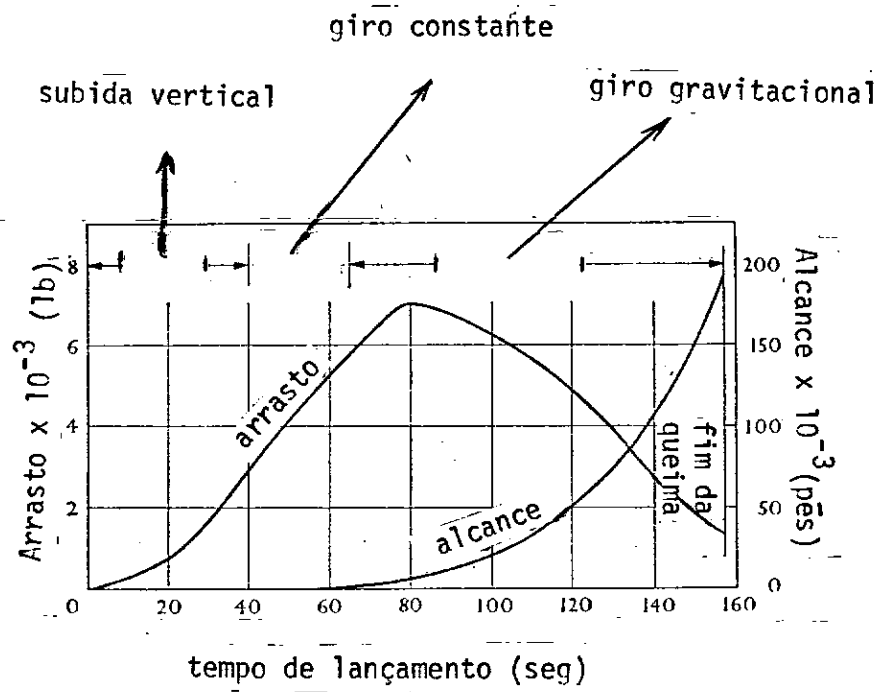


Fig. I.12 - Variação do arrasto e do alcance em relação ao tempo

1.4 - MOVIMENTO ORBITAL

A aplicação das leis de Kepler ao movimento planetário se rã discutida mais detalhadamente aqui. Em relação à primeira lei de Kepler é necessário entender, em primeiro lugar, as propriedades geométricas da elipse.

Uma elipse é o lugar geométrico dos pontos tais que a so ma das distâncias a dois pontos fixos chamados focos seja uma constante. A forma polar (r e θ) da equação da elipse com a origem em um dos focos é:

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos\theta} \quad (I.52)$$

com

- r = distância radial
- a = semi-eixo maior
- e = excentricidade
- θ = ângulo de posição

A excentricidade descreve o quanto a elipse se diferencia de um círculo e é definida como

$$e = \frac{c}{a} \quad \text{com } c \text{ = semi-distância focal} \quad (I.53)$$

A fig. I.13 mostra uma elipse e a notação própria que des creve as suas propriedades geométricas.

Um círculo é uma elipse com $e=0$, enquanto um retã é uma elipse com $e=1,0$.

A elipse na fig. I.14 representa a ór bita de um sat é lite, com a 2a. lei de Kepler ilustrada pelas 2 áreas hachuradas mostradas. Es as áreas são iguais, baseadas no mesmo tempo necessário para percorrer os arcos.

Nota-se que o arco AB é maior que o arco CD.

Desde que os tempos para percorrê-los são iguais, a velo cidade linear do satélite será a maior possível quando ê le estiver no

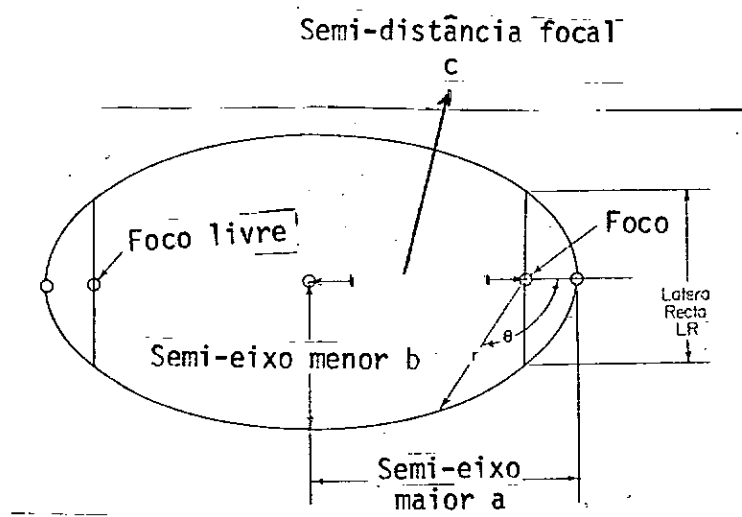


Fig. I.13 - Elipse planetária típica com as seguintes propriedades geométricas:

Semi-eixo maior a como se nota no diagrama.

Semi-eixo menor $b = a \sqrt{1 - e^2}$.

Semi-distância focal $c = \sqrt{a^2 - b^2}$.

Distância radial $r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta}$.

Semi-latus rectum $l = a(1 - e^2)$.

Excentricidade $e = c/a$.

Afélio ou apogeu $r_a = a + c = a(1 + e)$.

Periélio ou perigeu $r_p = a - c = a(1 - e)$.

Ângulo de posição θ , como se nota no diagrama.

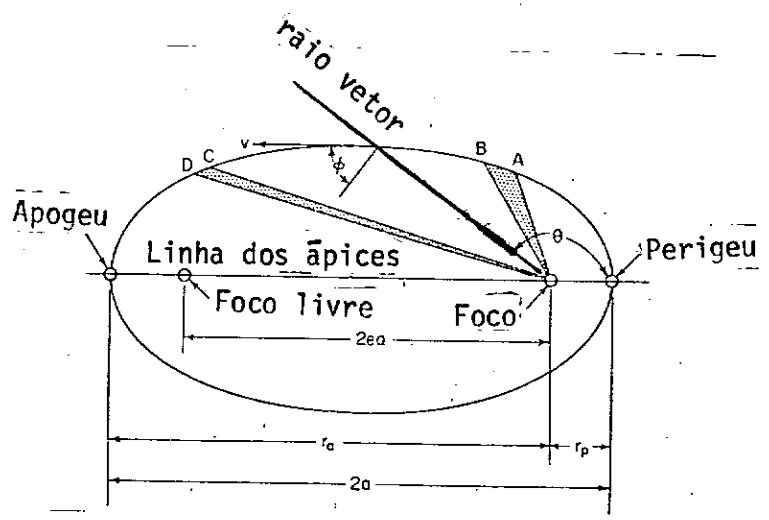


Fig. I.14 - Coordenadas elípticas e elementos dimensionais.

As duas áreas sombreadas demonstram que a velocidade linear do satélite está variando constantemente ao longo do curso elíptico. Esta variação da velocidade e mudança contínua na direção do ângulo θ são as diferenças mais importantes entre órbita circular e a elíptica.

ponto da sua trajetória mais próximo da Terra. Introduzindo-se um 3º corpo no sistema aparecerá uma atração que afetará o movimento orbital e requererá uma modificação das leis de Kepler. Tais efeitos são descritos como perturbações e devem ser levados em conta em cálculos precisos de órbitas. A lei das áreas iguais é especialmente útil na determinação de um histórico do tempo e posição correspondente de satélites.

I.4.1 - Características de órbita circular

Admitindo-se que o satélite esteja, inicialmente, restrito a uma órbita quase circular no campo gravitacional terrestre (o que é o caso dos satélites meteorológicos), pode ser demonstrado que as características gerais do movimento orbital do satélite são função da aceleração da gravidade na superfície da Terra, do raio da Terra e da altitude da órbita.

Para uma órbita circular, a velocidade do satélite é determinada igualando-se a força centrífuga F_c do veículo à força gravitacional F_g exercida pela massa da Terra na massa do veículo.

A força fictícia de oposição F_c , de um veículo, dirigida ao longo do raio vetor no sentido oposto ao da Terra é expressa como:

$$F_c = ma_r \quad \text{onde } a_r = \text{aceleração radial} \quad (\text{I.54})$$

Essa aceleração é relacionada com a velocidade angular e o raio por:

(I.55) $a_r = \omega^2 r = \omega^2 (R_0 + h)$, onde ω = velocidade angular (radianos/seg.). A equação inicial da força pode ser reescrita como:

$$F_c = m\omega^2 (R_0 + h)$$

De $F_c = F_g$ vem:

$$\omega^2 m(R_0+h) = mg = mg_0 \frac{R_0^2}{(R_0+h)^2}$$

que se reduz a

$$\omega^2 = \frac{G_0 R_0^2}{(R_0+h)^3} = \frac{GM}{(R_0+h)^3}$$

(De fato, se um corpo de massa m está na superfície da Terra, portanto a distância R_0 do seu centro, podemos escrever, pela lei da gravitação universal:

$$F_{\text{exercida pela Terra sobre o corpo na superfície: } (R_0)} = \frac{GMm}{R_0^2} = mg_0$$

$$\therefore g_0 = \frac{GM}{R_0^2} \quad (1)$$

Se o corpo é colocado a uma altura h sobre a superfície da Terra, portanto a uma distância R_0+h do seu centro podemos escrever

$$F_{\text{exercida pela Terra sobre o corpo na altura } h: (R_0+h)} = \frac{GMm}{(R_0+h)^2} = mg$$

$$\therefore g = \frac{GM}{(R_0+h)^2} \quad (2)$$

De (1) e (2) vem: $g = g_0 \frac{R_0^2}{(R_0+h)^2}$

A relação entre a velocidade angular e a velocidade linear de um ponto é:

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{v}{R_0+h} \quad \text{onde } v = \text{velocidade linear} \quad (I.56)$$

Então para a velocidade em órbita circular obtemos:

$$v_{\text{circular}} = R_0 \sqrt{\frac{g_0}{R_0+h}} = \sqrt{\frac{GM}{R_0+h}} \quad (I.57)$$

Utilizando esta equação vemos que a velocidade do satélite (órbita circular) decresce de aproximadamente 8 km/seg na superfície da Terra para zero no infinito. (na superfície $h=0$, e no infinito $h \rightarrow \infty$)

A velocidade e acelerações que existem no satélite em qualquer instante devido ao campo gravitacional e ao movimento centrífugo fictício são mostrados na Fig. I.15.0 período orbital pode também ser descrito em termos da velocidade circular.

$$T_c = \frac{2\pi(R_0+h)}{v_c} = 2\pi \sqrt{\frac{(R_0+h)^3}{GM}} \quad (3a. \text{ lei de Kepler}) \quad (I.58)$$

De fato, o período é igual à circunferência dividida pela velocidade. A Fig. I.16 mostra as curvas de velocidade e período para órbita circular ao redor da Terra, para altitudes de até 36000 Km (contadas a partir do centro da Terra ou seja: R_0+h).

I.4.2 - Relações Terra-Satélite

Um conhecimento da relação de posição entre a Terra e o satélite, no tempo, é necessário para rastreamento e previsão de passagem, funções de comando, cobertura da superfície e muitas outras necessidades para determinadas missões.

Para um melhor entendimento desse problema, é necessário determinar os elementos orbitais que servirão para definir a órbita e a posição do satélite nela.

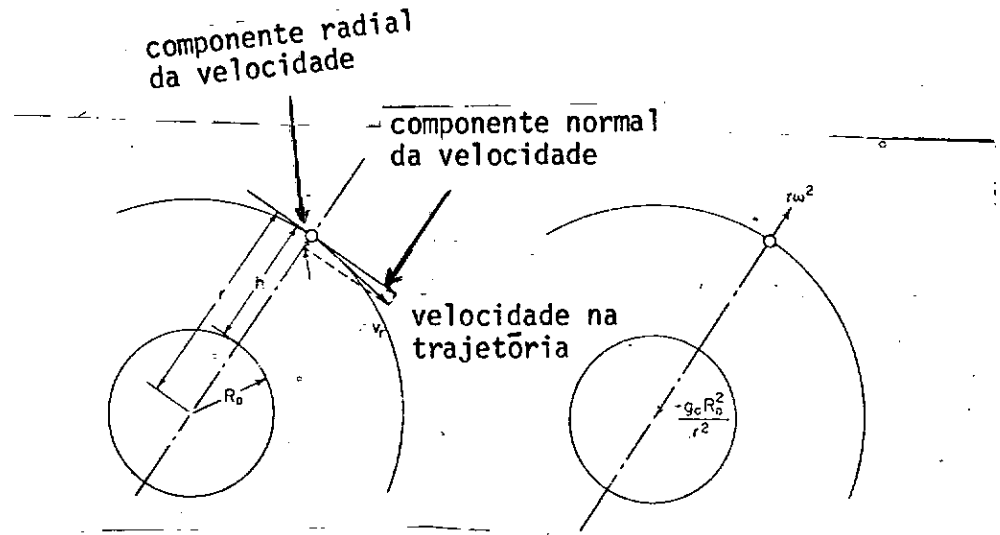


Fig. I.15 - Velocidade do satélite e aceleração radial, Por unidade de massa. A aceleração radial da gravidade é diretamente igual e oposta à aceleração radial do movimento centrífugo

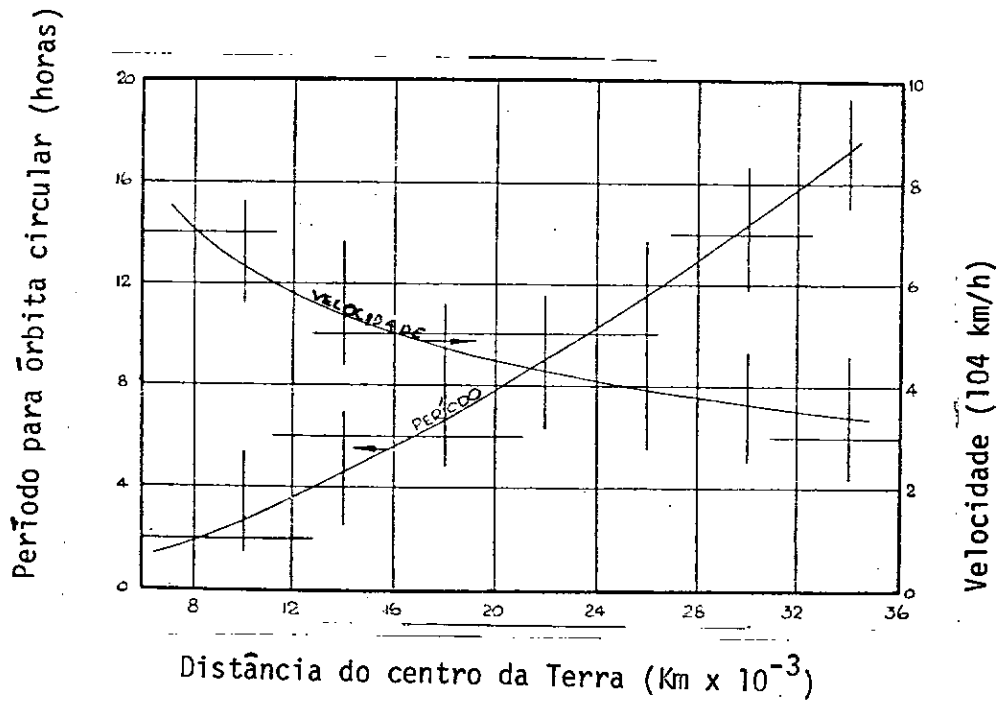


Fig. I.16 - Período e velocidade numa órbita circular em torno da Terra.

Os elementos da órbita de um satélite são um conjunto de seis constantes independentes que especificam a orientação da órbita no espaço e suas características dimensionais. As características dimensionais são: semieixo maior (a), excentricidade (e) e o ângulo de direção (θ). Para órbitas geocêntricas, a Fig. I.17 ilustra os 3 elementos de orientação: i e $\Omega = \text{n}^{\circ}\text{s}$ descendente e ascendente respectivamente. A linha nodal, conforme é mostrada, é a linha de intersecção do plano da órbita do satélite com o plano do Equador. A longitude do n^o é medida no plano do equador a partir de uma direção fixa de referência (equinócio vernal) até o n^o ascendente.

2) i = inclinação do plano orbital com respeito ao plano de referência (plano do Equador)

3) ω = argumento do perigeu (ângulo de posição do perigeu medido a partir do raio vetor do n^o ascendente)

I.4.3 - Efeito do Ponto de Lançamento na Inclinação Orbital

O elemento de orientação orbital i (inclinação orbital) pode ser determinado das condições de lançamento, admitindo-se que, esteja a Terra parada, por

$$\cos i = \cos y \text{ sen } A \quad (\text{I.59})$$

onde Y = latitude do ponto de injeção em órbita

A = azimute de injeção em órbita

A posição orbital do satélite com respeito a pontos de referência na Terra é estabelecido por vários meios tais como: observação ótica, rastreamento por rádio, etc. As máximas latitudes atingidas pelo satélite são iguais à inclinação orbital. A Fig. I.16.B, mostra o traço

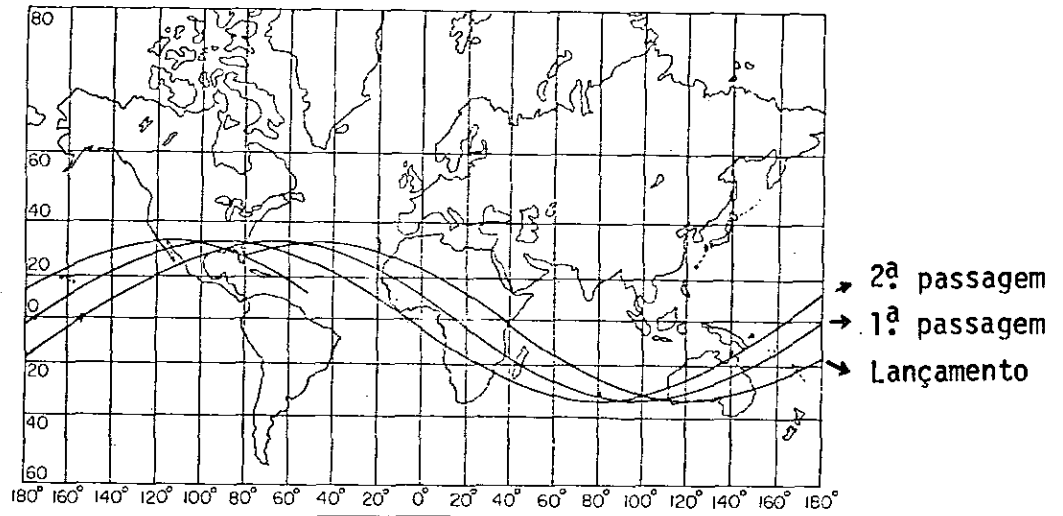


Fig. I.16.B - Traço do satélite na Terra numa projeção Mercator, com uma inclinação orbital de 34° . A diferença de longitude atribuída ao movimento da Terra dentro da órbita é mostrada em passagens sucessivas.

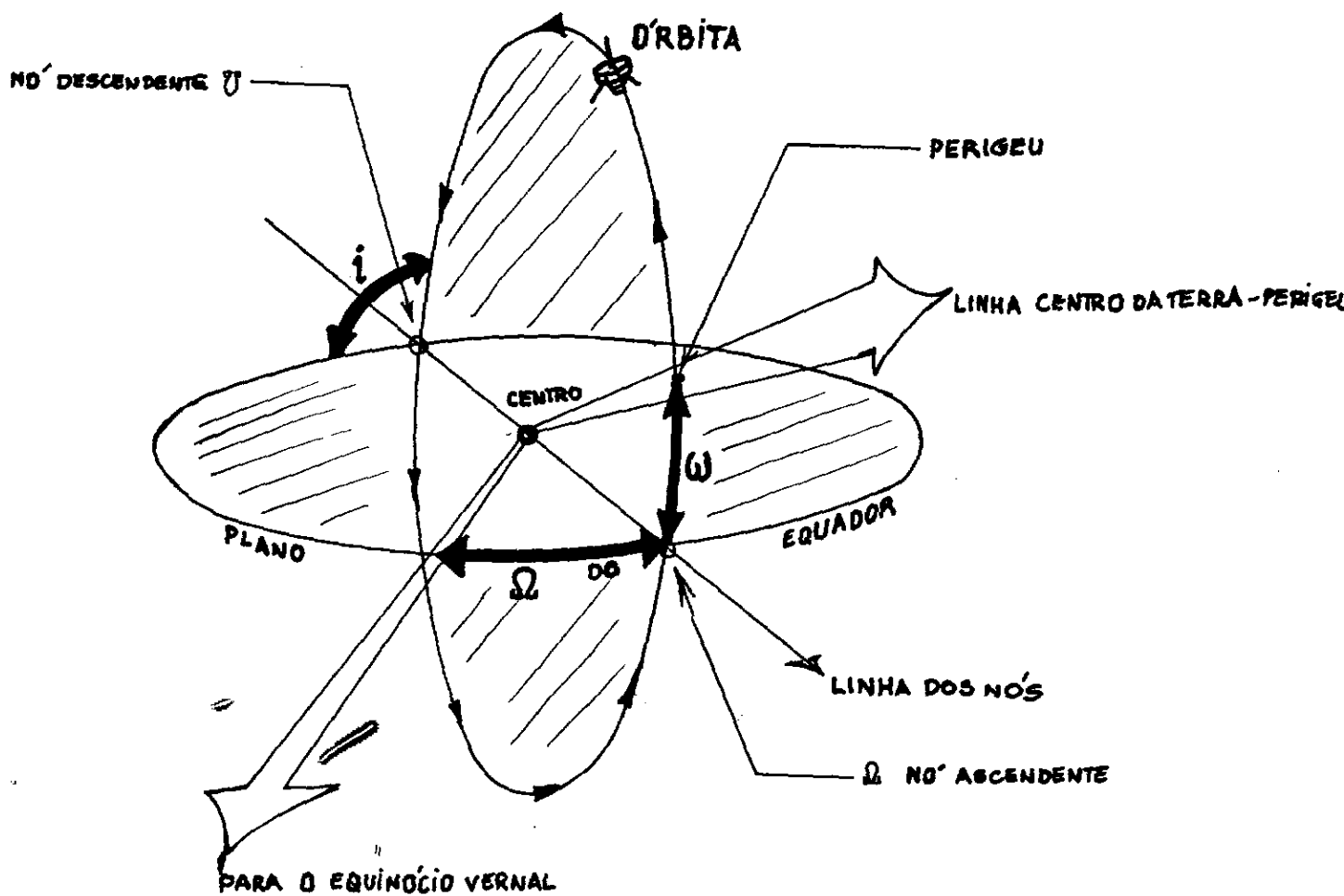


Fig. I.17 - Elementos de orientação orbital para órbita geocêntrica.

da órbita do satélite na Terra, usando uma Projeção Mercator.

Para traçar esse caminho, os movimentos que afetam a posição devem ser considerados. A diferença de longitude entre cruzamentos sucessivos num dado paralelo de latitude é facilmente determinada pelo período do satélite e pelo fato de que a Terra dá uma volta completa (360°) em 24 hrs., ou seja $15^{\circ}/hr.$

I.5 - Perturbações da Órbita

Um conhecimento das forças perturbadoras que tendem a causar um distúrbio na órbita elíptica (ou circular!) simples é necessário pois essas forças afetarão a órbita do satélite, com o passar do tempo. Essas perturbações podem ser decorrentes de forças aerodinâmicas, pressão de radiação, forças de propulsão, forças eletromagnéticas e o excesso de massa da Terra na região equatorial.

As perturbações podem ser relacionadas àquelas partes das acelerações de um objeto que não derivam de um campo de forças centrais simples variando inversamente com o quadrado da distância.

I.5.1 - Regressão dos nós

Um dos efeitos bem conhecidos produzidos na órbita de um satélite pelas perturbações do excesso de massa da Terra na região do Equador é chamado regressão dos nós. A Fig. I.18 mostra um satélite se movendo na direção oeste-este. Nas sucessivas passagens pelo Equador ele o cruzará um pouco mais para oeste, em relação ao cruzamento anterior. Esta regressão é adicional a qualquer movimento aparente para oeste devido à rotação para este da Terra, dentro da órbita. Este fenômeno pode ser explicado conforme é mostrado na Fig. I.19.

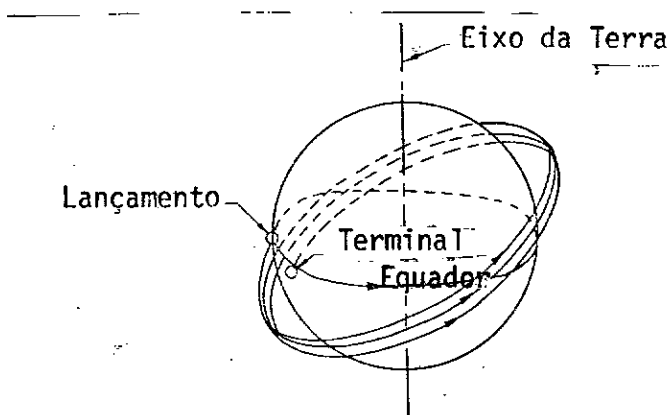


Fig. I.18 - Passagens sucessivas mostram o satélite atravessando o equador, ligeiramente mais afastado para oeste do que a travessia anterior.

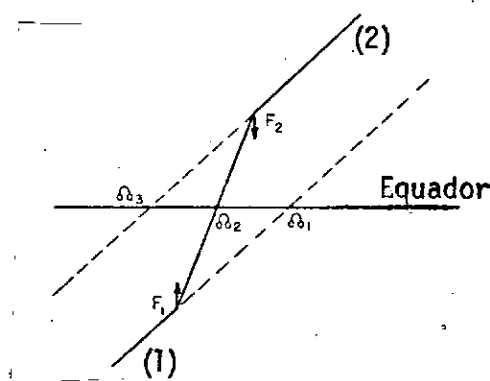


Fig. I.19 - Admite-se uma aceleração instantânea quando o satélite atravessa o equador com a aceleração compensadora do excesso de massa da Terra na região equatorial, desviando-se o satélite para o curso mais à esquerda.

Se não houvesse perturbação o satélite prosseguiria ao longo do caminho inicial (1). Com a perturbação, representada por uma aceleração instantânea agindo no satélite conforme ele se aproxima do Equador, ele cruza o Equador em Ω_2 e prossegue para um ponto F_2 após o Equador.

Há uma aceleração compensadora (aqui simplificada) provocada pelo excesso de massa que desvia o satélite para o caminho (2) que corta o Equador em Ω_3 . O efeito das perturbações é fazer o não regredir de Ω_1 para Ω_3 .

Fórmulas para estimar a quantidade de regressão que ocorre na unidade de tempo foram estabelecidas baseadas na forma achatada da Terra.

Para órbitas elípticas:

$$\Delta \Omega = - \frac{k \cos i}{a^{7/2} (1-e^2)^2} \quad (I.60)$$

onde

$\Delta \Omega$ = razão de regressão, radianos/sec

K = cte baseada na forma achatada da Terra

$$(k = J R_0^3 g_0 \text{ e } J=0,001636)$$

Para órbita circular esta equação se reduz a:

$$\Delta \Omega = \frac{k \cos i}{(R_0+h)^{7/2}}$$

Outra forma útil desta equação é dada em unidades de

graus por dia

$$\Delta \Omega = -10 \left(\frac{R_0}{a}\right)^{7/2} \frac{\cos i}{(1-e^2)^2} \text{ que, para órbita circular se re}$$

duz a:

$$\Delta \Omega = -10 \left(\frac{R_0}{R_0+h} \right)^{7/2} \cos i \text{ (graus/dia)}$$

A Fig. I.20 mostra, para vários períodos orbitais, (órbitas aproximadamente circulares) o valor da regressão, em função da inclinação orbital i .

5.2 - Rotação da linha do eixo maior:

Outra perturbação da órbita ideal é a rotação do eixo maior (perigeu e apogeu) que se adiciona à complexidade em predizer a posição futura de um satélite. Este efeito é devido também ao excesso de massa na região equatorial da Terra, que acelera o satélite à medida que ele se aproxima do Equador na direção do perigeu e faz com que ele dê um "salto", chegando no perigeu um pequeno intervalo depois.

A Fig. I.21 ilustra essa perturbação. A fórmula para estimar a rotação no intervalo de tempo \bar{t} :

$$\Delta \omega = \frac{k(2-5/2 \sin^2 i)}{a^{7/2}(1-e^2)^2} \text{ rad/sec} \quad (I.61)$$

A Fig. I.22 dá o tempo necessário (em dias!) para que o eixo maior dê uma volta, em função da inclinação orbital i , para um valor do perigeu de 250 milhas náuticas e órbitas de 2 excentricidades diferentes. Vê-se que, para a inclinação de $63^{\circ}26'$ a rotação é nula (o tempo para uma rotação é infinito!).

Existem outras perturbações da órbita, devido ao sol e à lua. Estudos têm mostrado que mudanças na excentricidade de uma órbita circular inicial são pequenas, porém significativas. Por exemplo, um satélite tendo um período de 2 Hr., em órbita circular, sob a influência

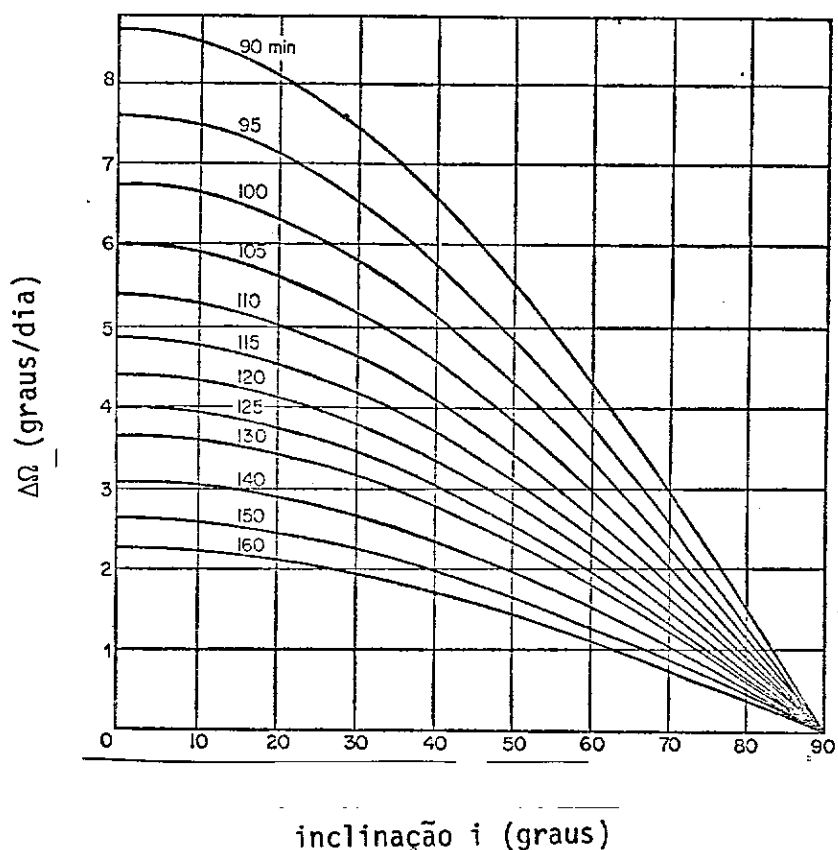


Fig.I.20 - A razão $\Delta\Omega$ na qual o plano orbital do satélite precessiona para oeste. Os números nas curvas dão o período orbital em minutos. (As curvas são para órbitas quase circulares. Se a excentricidade e diferir muito de zero, $\Delta\Omega$ deve ser multiplicado por $(1 - e^2)^{-2}$: assim, se $e = 0,1$, $\Delta\Omega$ deve ser multiplicado por 1,02). Quando a inclinação i é maior do que 90° , isto é, o satêl*i*te vai de este para oeste, $\Delta\Omega$ tem o valor numérico apropriado para uma inclinação de $180^\circ - i$.

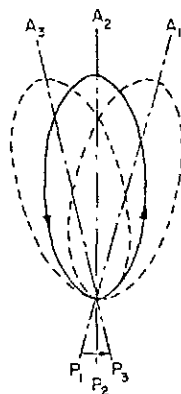


Fig. I.21 - Rotação das linhas dos ápices.
Este efeito de perturbação mostra a rotação do eixo maior conforme indicado, ocupando sucessivamente as posições A_1P_1 , A_2P_2 e A_3P_3 .

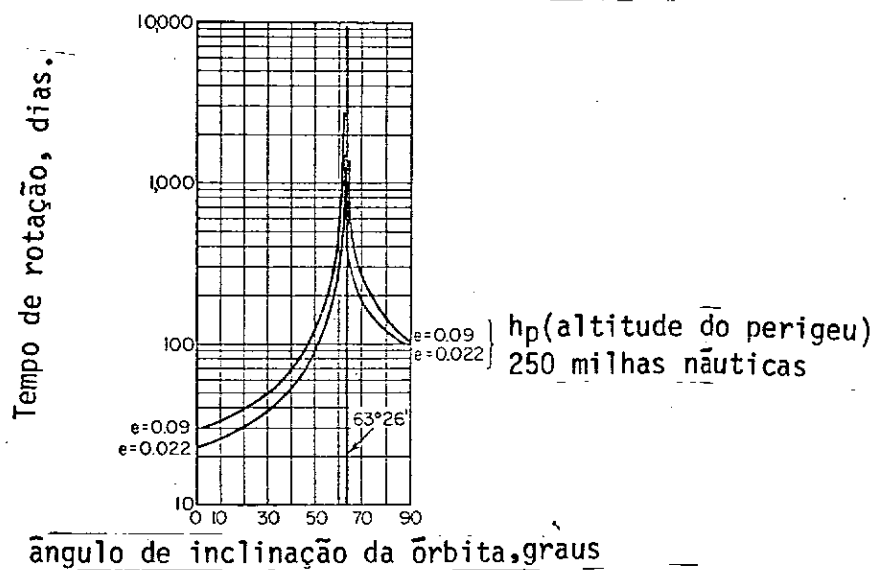


Fig. I.22 - Tempo requerido para o eixo maior girar de 360° .
Notar que a $63^{\circ}26'$ a rotação fica nula.

da lua, terá sua órbita mudada para uma elipse de excentricidade $e=0,004$ num período de 4,435 anos.

O efeito do sol é muito menor.

I.5.3 - Limitação do tempo de vida do satélite devido ao arrasto

Até aqui o efeito do arrasto aerodinâmico foi considerado apenas em relação com a trajetória de subida. As forças aerodinâmicas em altitudes elevadas (sobre a troposfera-do nível do mar até uns 18 km) não eram bem conhecidas antes do uso de foguetes de sondagem e satélites. A sua intensidade e seu efeito eram, então, subestimados. Verificou-se que a pressão aerodinâmica decresce com a altitude mas nunca fica nula, teoricamente. Tem havido estudos extensos da composição da alta atmosfera. O uso de satélites artificiais da Terra permite uma medida direta das características atmosféricas assim bem como das características aerodinâmicas do fluxo de moléculas livres. Curvas que dão a densidade como função de altitude, baseadas no rastreamento de satélites em órbitas terrestres, têm sido determinadas.

Essas observações levaram a uma revisão das estimativas de que se dispunha da densidade da atmosfera superior e indicaram que as últimas densidades observadas são maiores do que as fornecidas pelos dados atmosféricos de 1956 do Comando de Pesquisa e Desenvolvimento Aéreo (ARDC), por um fator de aproximadamente 40 a uma altitude de 248 milhas terrestres ($1,609\text{Km} = 1$ milha terrestre).

Um método proposto para prever o tempo de vida de satélites estabelece tempo de vida para órbitas elípticas para altitudes do perigeu variando de 80 a 360 milhas terrestres e para excentricidade varian

do de $e=0$ a $0,15$. Essas curvas são mostradas na Fig. I.23 para um satélite com uma função de arrasto B de $1.0 \text{ p\~e}^2/\text{slug}$ (o slug é a unidade de massa quando a força é dada em libras e a aceleração em p\~es/sec²). A função de arrasto é definida por $B = \frac{C_A S}{2m}$

com $C_A = 2,0$ (coeficiente de arrasto difuso para a esfera)

$S =$ área de referência projetada do satélite (em p\~es²)

$m =$ massa (em slugs)

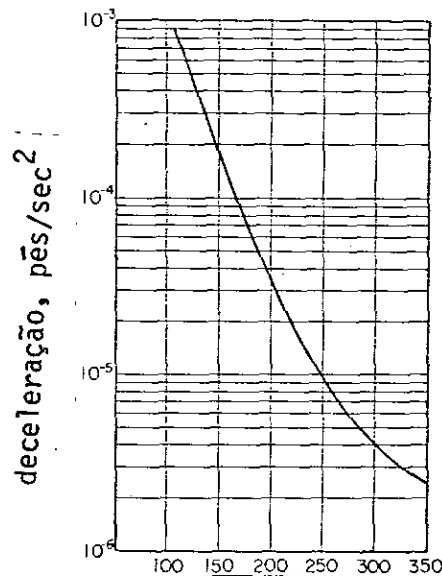
Para obter o tempo de vida de arrasto para um satélite cuja função de arrasto difere de $1 \text{ p\~e}^2/\text{slug}$ basta dividir o tempo de vida encontrado através da Fig. I.23 pela função de arrasto obtida pela equação dada.

Por exemplo, um satélite de forma esférica com diâmetro de 4 p\~es e um peso de 1000 lb teria uma função de arrasto de $0,405$, se tomássemos $C_A = 2,0$ para uma esfera.

Com um perigeu de 150 milhas terrestres e uma excentricidade de $0,20$ ele teria um tempo de vida de 2.960 dias (ou seja 8,1 anos).

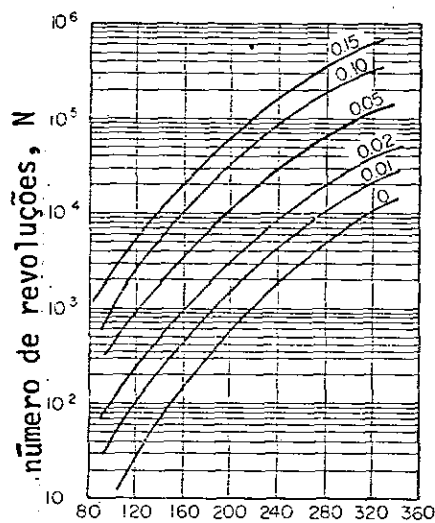
Para satélites em órbitas muito próximas da superfície, o efeito perturbador do arrasto aerodinâmico pode limitar o tempo de vida orbital para períodos muito curtos.

Alguns dos primeiros satélites tiveram tempos de vida bem curtos, da ordem de poucas semanas. Para aumentar o tempo de vida dos satélites sem aumentar a altitude orbital, um incremento de velocidade deve ser-lhe fornecido para contrabalançar a deceleração devida ao arrasto. A deceleração que o veículo sofre decrece com a altitude, conforme



altura operacional, milhas terrestres (h)

Fig. I.23 - Arrasto e efeito resultante de deceleração, baseado em um coeficiente de arrasto do veículo de 2.0, órbitas circulares, e uma relação de área para massa (S/M) de 1,0 pē²/slug. Para obter valores para outras relações S/M, multiplicar os valores dados nas curvas pela nova relação.



altitude do perigeu (milhas terrestres)

Fig. I.24 - Curvas de tempo de vida de arrasto baseadas num satélite cuja função de arrasto B é 1,0 pē²/slug. A densidade é baseada nas medidas feitas por satélites.

mostra a Fig. I.22 e é proporcional à função de arrasto B . A velocidade que deve ser adicionada à do satélite para manter o seu tempo de vida é igual à essa deceleração vezes o tempo de vida requerido (lembrar que $V = a \times t$).

Um dos aspectos interessantes deste problema é que os incrementos de velocidade deveriam ser adicionados exatamente à medida em que ocorresse a desaceleração devido ao arrasto. Em caso contrário a órbita sairia da altitude operacional desejada. Estes são alguns dos problemas associados com a aerodinâmica da atmosfera superior. Com melhorias no rastreamento de satélites e previsão de órbitas e com um melhor conhecimento obtido das experiências científicas reais o modelo da alta atmosfera deverá se aproximar da mesma precisão dos modelos correntes de baixa altitude.

Perturbações em órbitas de 24 horas (geosíncronas)

As perturbações num satélite geosíncrono ($T=24$ hr) são de particular interesse, desde que é necessário manter este satélite numa posição fixa sobre um ponto no Equador. A órbita de 24 hr é livre do arrasto atmosférico associado aos satélites de órbitas de baixa altitude.

Devido à sua órbita equatorial e altitude elevada, no entanto, esse satélite é muito mais susceptível ao efeito da ação de outros corpos do que os satélites de baixa altitude.

A pressão de radiação do sol tem um efeito desprezível em relação às forças de atração gravitacional solar e lunar. O efeito do campo gravitacional lunar num satélite de 24 hr é muitas vezes maior do que a do campo solar.

Os efeitos combinados desses campos podem resultar numa

mudança máxima na inclinação do plano orbital de um pouco mais de 1° /ano (dependendo, portanto, no total, do período específico de tempo que interessa)

Essa variação é periódica durante vários anos. De maior influência é a chamada tri-axialidade da Terra. Esta perturbação é causada pelo fato de que a secção transversal da Terra, no plano equatorial é elipsoidal ao invés de circular, sendo a diferença entre o eixo maior e o menor aproximadamente de 600 pés. Existem duas posições estáveis para uma órbita de 24 hr, sobre o eixo menor da elipse equatorial, situados a aproximadamente $110^{\circ}W$ e a $70^{\circ}E$ de longitude.

Qualquer outra posição produz uma pequena aceleração tangencial que faz com que o satélite tenha uma oscilação (desvio da sua posição longitudinal desejada) de grande amplitude e período muito longo. A correção de velocidade requerida depende da posição longitudinal do satélite e do desvio permitido, em relação à estação de referência. Para um satélite estacionado a $34^{\circ}W$ sobre o Atlântico com um desvio permitido de $\pm 1^{\circ}$, uma correção de 2 pés/sec deve ser feita, cêrca de 2 vezes por mês.

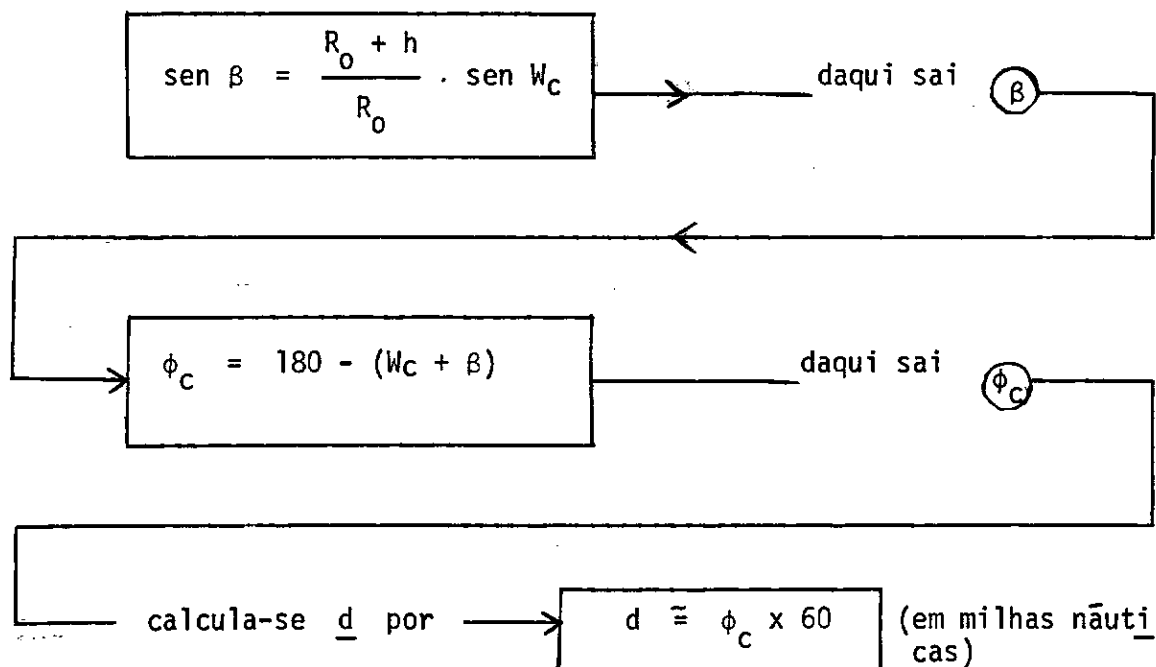
I.6 - COBERTURA DE SUPERFÍCIE A PARTIR DO SATÉLITE

A quantidade de superfície a ser coberta é uma característica importante no projeto de satélites que se destinam a observação da Terra. A superfície vista do satélite depende, num dado instante, da altitude orbital, do ângulo de inclinação e do ângulo de observação do equipamento de bordo. A Fig. 1.25 dá um esquema utilizado para estudo da cobertura de superfície.

A distância d , desde a vertical do satélite na Terra até o ponto extremo da superfície coberta pelo equipamento de bordo (e, portanto, subentendida pelo ângulo W_c) poderá ser medida, no caso de observação por equipamento cujo eixo se encontre na vertical do satélite em relação à Terra e com visão de simetria axial, tanto ao longo do traço da órbita na Terra como na perpendicular a ele, ou outra direção qualquer. De fato, nêsse caso, a superfície coberta é uma calota esférica cujo eixo coincide com a vertical do satélite à Terra e, portanto, com o eixo do equipamento de observação. Está implícito que a observação se faz de modo "instantâneo" ou seja, o satélite permanece praticamente parado durante a mesma. Poderá, alternativamente, ocorrer um modo de operação que pode ser reduzido a êsse caso (ver ref. 7 e 8). Dêste modo a observação se faz dentro de um cone, conforme mostra a Fig. 1.26.

Qualquer outro formato que tenha a superfície observada, estará compreendido dentro da calota referida e suas dimensões poderão ser relacionadas facilmente com d (desde que seja uma figura geométrica simples, como ocorre em geral).

Para a Fig.25 valem as relações:



A 1a. relação é a lei dos senos, a 2a. sai do fato da soma dos ângulos internos de um triângulo ser 180° . Para a 3a., observamos que, se o ângulo $\phi_C = 360^\circ$ isso corresponderia a $d = 2\pi R_0$, então para qualquer ϕ_C vem: $d = \frac{2\pi R_0 \times \phi_C}{360} = \underline{\approx \phi_C \times 60}$

Uma fórmula que dá $2d$ aproximadamente é:

$$2d \approx 120 \left[180 - W_C - \text{arc sen} \left(1 - \frac{h}{3.437,35} \text{sen } W_C \right) \right] \quad (62)$$

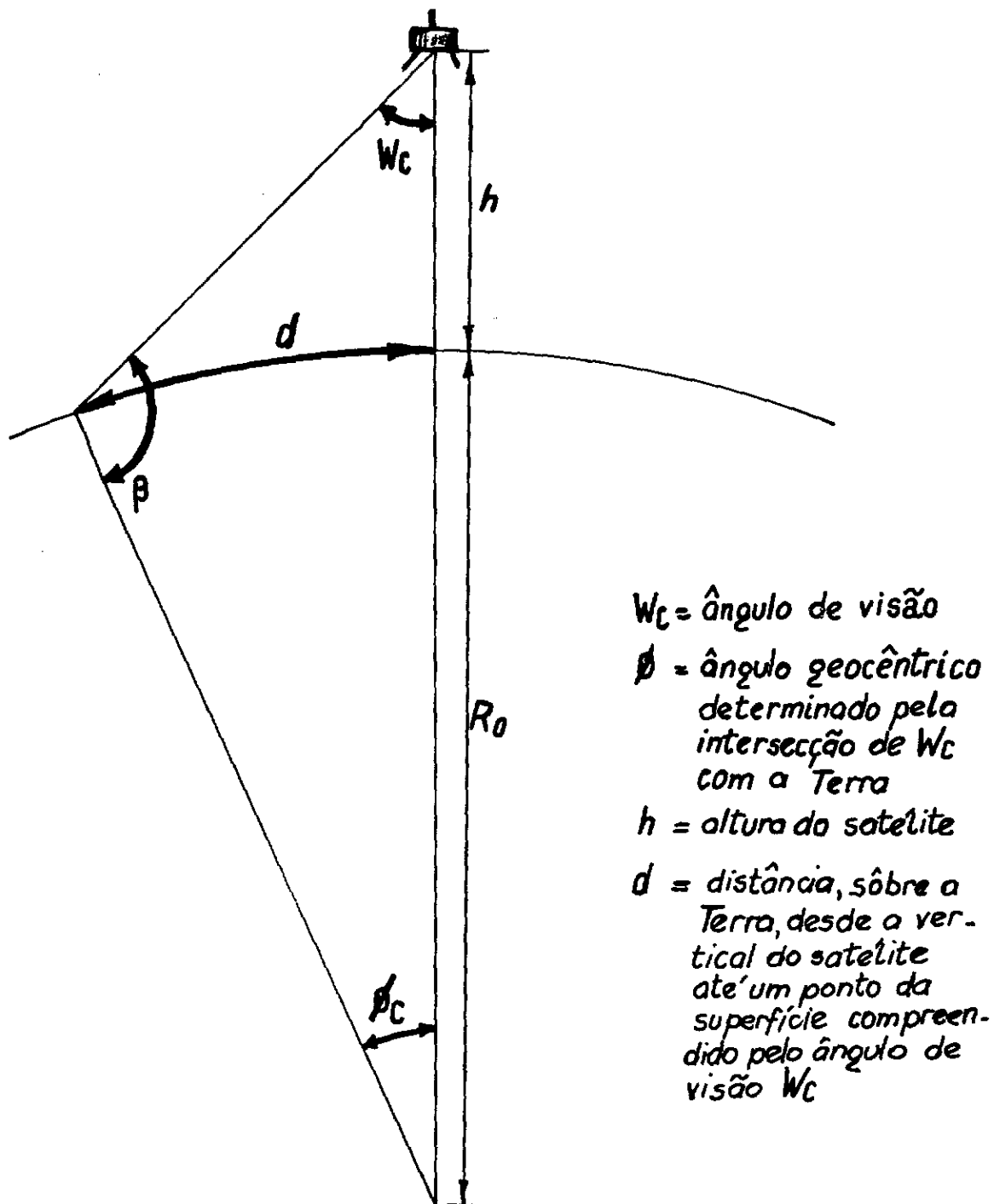


Fig. I.25 - Geometria para determinação da cobertura de superfície.

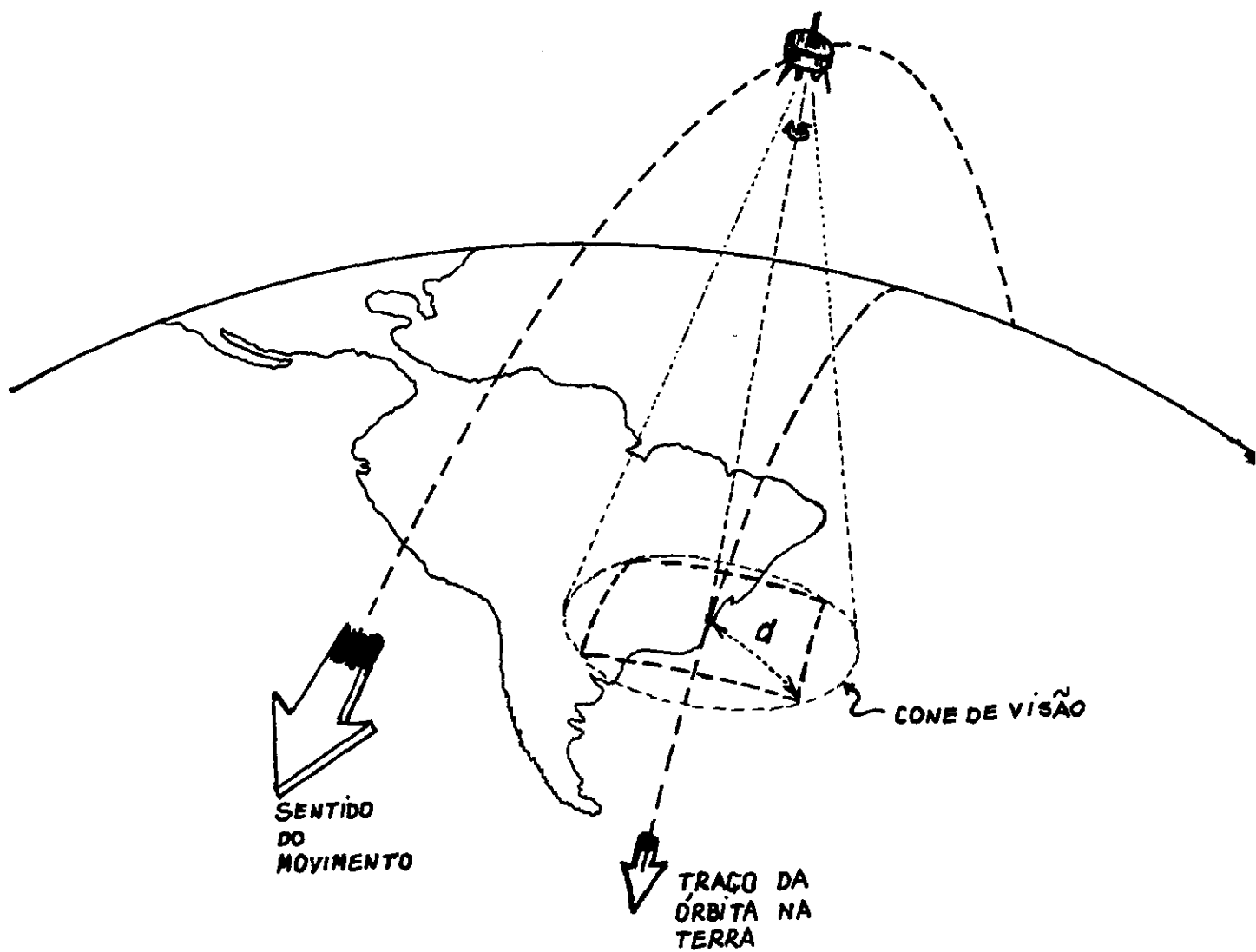


Fig. I.26 - Área instantânea observada pelo satélite.

aqui temos $2d$ diretamente em função da altura do satélite (h) e do ângulo de visão (W_C), de modo aproximado. A Fig. 27 nos dá graficamente a solução dessa equação para diversas alturas e vários ângulos de visão.

Note-se que há um limite dado pelo horizonte visto do satélite. De fato, acima de um certo ângulo em que o cone de visão tangencia a Terra o adicional observado é espaço. Usando a distância $2d$ (ou o seu equivalente no caso de outra superfície de observação contida na calota) é possível determinar a cobertura no Equador, ou qualquer outra latitude, no período de um dia. Quando uma órbita polar é usada a porcentagem de cobertura no Equador durante uma dia de operação é aproximadamente dada pela relação entre $2d$ e a distância total entre passagens sucessivas. Para latitudes diferentes da do Equador, a porcentagem de cobertura é dada pela cobertura equatorial dividida pelo cosseno da latitude. A distância total entre passagens sucessivas é uma função do período do satélite ou pode ser relacionada com o nº de revoluções por dia. A equação, para o caso geral, é:

$$(I.63) \quad C = \frac{(n)2d}{216 \cos L} \quad \text{onde } C = \text{porcentagem diária de cobertura}$$

$$n = \text{número diário de revoluções}$$

$$L = \text{Latitude (graus)}$$

Esta equação está plotada na Fig. 28. Para usar o gráfico:

1. Marcar a altitude na escala correspondente
2. Traçar uma vertical até o $2d$ de interesse
3. Traçar uma horizontal, até a latitude de interesse.

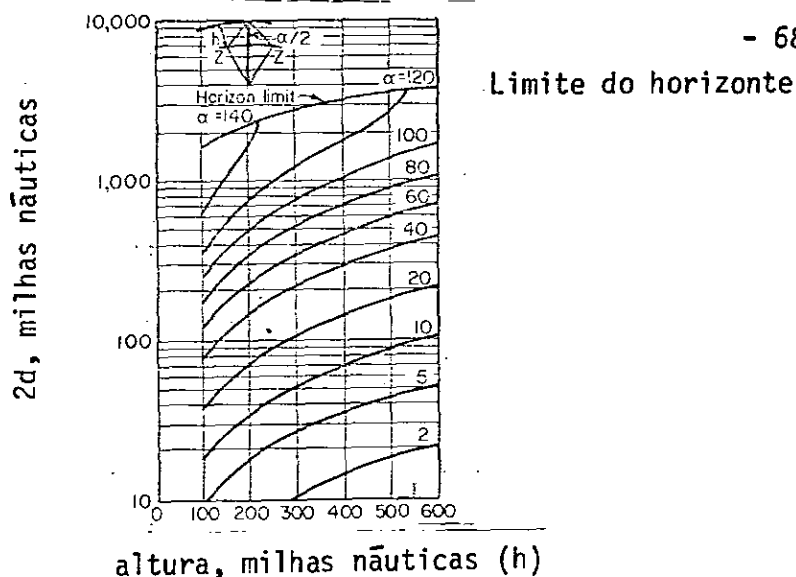


Fig. I.27 - Capacidade de cobertura para observação da Terra, por um satélite. O valor $2d$ depende, como se observa, da altura da órbita e ângulo de visão $2W_c$ (na figura $\alpha=2W_c$)

Porcentagem de cobertura em um dia de operações

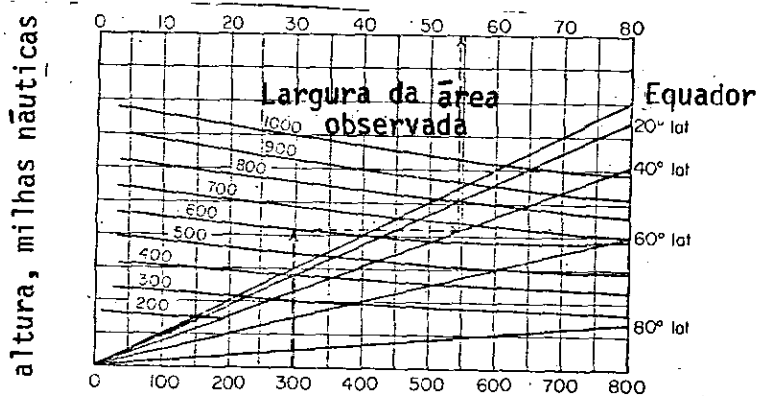


Fig. I.28 - Cobertura feita por um satélite em órbita polar em um dia de operações. É mostrada a relação entre a porcentagem de cobertura (c), altitude (h), distância de referência ($2d$) e latitude de interesse. O exemplo ilustrado mostra que a uma altura de 300 milhas náuticas, com uma distância de referência ($2d$) de 600 milhas náuticas, obtêm-se uma porcentagem de cobertura de 54% a 40° de latitude durante um dia de operações.

4. Traçar uma vertical até a porcentagem diária de cobertura.

A determinação da cobertura para mais de um dia torna-se mais trabalhosa, pois há um recobrimento em dias sucessivos de operação, dependendo do período e efeitos perturbadores.

Na prática, cada missão é examinada para que se obtenha uma cobertura ótima.

I.7 - ESTABILIZAÇÃO DA POSIÇÃO (ATITUDE) DO VEÍCULO NA ÓRBITA

A posição do satélite (atitude), na órbita, é determinada por 3 eixos tri-ortogonais, chamados:

- a. YAW (guinada)
- b. PITCH (declive)
- c. ROLL (giro)

A Fig. 29 ilustra a posição dos 3 eixos.

O eixo de PITCH é perpendicular ao plano orbital

O eixo de YAW é coincidente com a vertical à Terra.

O eixo de ROLL é coincidente com a tangente à órbita no ponto considerado.

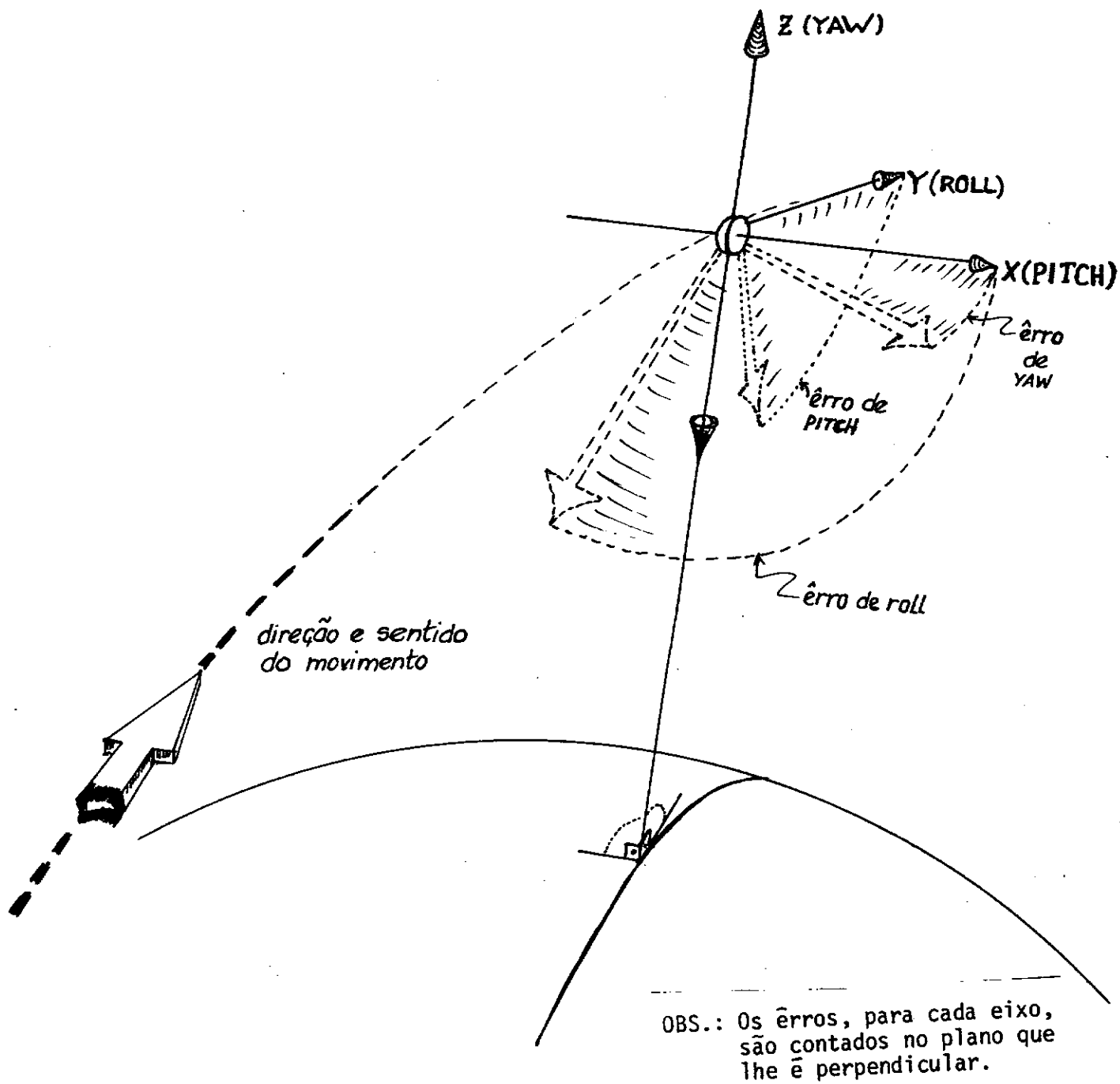


Fig. I.29

Notamos que o ângulo (erro) de YAW é medido no plano XY (determinado pelos eixos de roll e pitch) que lhe é perpendicular. O de roll é medido no plano XZ (dado pelos eixos de pitch e yaw) e o de pitch é medido no plano YZ (dado pelos eixos de roll e yaw).

A manutenção do satélite na posição (atitude) nominal (requerida para a operação) em órbita é importante, pois dela depende uma constância no tamanho da área observada (ver item I.6 cobertura de superfície a partir do satélite: ... "A superfície vista do satélite depende, num dado instante, ... do ângulo de inclinação, ...").

Uma vez o satélite (ou outro veículo espacial) tenha atingido sua órbita será estabilizado em posição, em relação a alguma referência - a Terra, o Sol ou as estrelas. Um satélite meteorológico é, em geral, estabilizado ao longo da vertical do satélite em relação à Terra de modo que ele sempre aponte para a superfície dela. Um satélite astronômico seria dirigido na direção de uma estrela.

Os satélites, que usam energia solar para fornecer energia elétrica, poderão ser estabilizados na direção do Sol. As sondas interplanetárias seriam estabilizadas em relação ao Sol e às estrelas.

Existem forças presentes no espaço que atuarão no sentido de perturbar essa posição fixa.

I.7.1 - FORÇAS PERTURBADORAS

Existe uma variedade de fatores no espaço que provocarão forças perturbadoras agindo sobre o veículo espacial. São:

Moléculas de gás e micrometeoróides;

Gradientes gravitacionais;

Campos magnéticos e eletrostáticos;

Pressão de radiação;

Movimento não compensado da maquinaria interna do satélite.

Para satélites operando em altitudes até cerca de 400 milhas o arrasto atmosférico pode ter efeito considerável sobre a posição.

A força dinâmica atuará num ponto chamado centro de pressão, que é o centro geométrico da área da seção transversal apresentada ao caminho de voo. Se o centro de pressão não coincidir com o centro de massa, aparecerá um torque que tenderá a girar o veículo. Não parece que os micrometeoróides causem torques apreciáveis.

Os gradientes gravitacionais devem-se ao fato de que a aceleração gravitacional decresce com o quadrado da distância do centro da Terra. (lembrar que: $g = \frac{R_0^2 g_0}{(R_0 + h)^2}$ do item 7.1: Características de órbita circular). Isto tende a fazer com que um corpo longo, delgado se alinhe com a vertical local, uma vez que a ponta dele, mais próxima da Terra, seria atraída mais fortemente pela gravidade do que a ponta mais distante. Campos magnéticos afetariam o satélite por interação com os campos magnéticos estabelecidos pelos circuitos elétricos de bordo.

Esse efeito é pequeno e pode ser compensado por um desenho adequado da fixação no satélite.

Campos eletrostáticos no espaço parecem ter efeitos desprezíveis na posição do satélite.

A radiação solar exercerá uma pressão na área da seção transversal do veículo vista pelo sol, produzindo uma força que age no centro de pressão. A luz é composta por ondas discretas de energia chamadas fotons, que têm massa. Quando a luz é absorvida por uma superfície fornece momento a ela e, se é refletida, o momento será o dobro. Essa pressão é muito pequena, apenas 9×10^{-8} lb/pé² na órbita da Terra.

O efeito do gradiente é muito maior para satélites da Terra. Todas essas forças são muito pequenas se comparadas com os torques que podem ser gerados a bordo do próprio satélite. No entanto aquelas forças são contínuas enquanto que os torques internos são usualmente de pequena duração. Os torques internos são causados por maquinária em movimento tais como: motores, conjunto de engrenagens e braços de alavanca. Se um motor num satélite começa a girar, o satélite tem que girar na direção oposta. Isso é resultado da lei de conservação do momento angular, pela qual o momento angular total do sistema permanece sempre constante, e neste caso zero (na ausência de torque externo!). Esse efeito pode ser compensado pela utilização de uma massa girando no sentido contrário ao do motor, igualando os momentos de inércia (e mesmas velocidades!)

I.7.2 - TIPOS DE ESTABILIZAÇÃO EM ÓRBITA

I.a - Estabilização Passiva

I.a.1 - Estabilização por Spin

É uma forma mais elementar de estabilização e consiste em fazer o satélite girar em torno de um eixo de spin. O satélite age como a roda de um giroscópio com um alto momento angular. Este método tem sido usado com sucesso em vários satélites americanos inclusive os meteorológicos da série TIROS. Para que o eixo de spin desejado seja mantido é necessário que o momento polar de inércia (em torno do eixo de spin) exceda o momento do eixo diametral de cerca de 1,1 a 1,2.

A configuração usual é na forma de um volante com os componentes mais pesados montados na extremidade. As velocidades de spin variam, de acordo com a carga, de 10 RPM (TIROS) a 100 RPM (satélites de comunicação). Um problema é a diminuição da velocidade de spin causada por correntes do tipo eddy devido à interação com o campo magnético terrestre.

Estima-se para o Vanguard I uma constante de tempo de decaimento (tempo necessário para a rotação cair a $(1/e)$ do seu valor inicial, $e \approx 2,7$) de 230 dias. Pequenos foguetes podem ser acionados periodicamente para aumentar a velocidade de spin, conforme foi feito com o TIROS. O satélite deve também ser balanceado dinamicamente de modo a não oscilar lateralmente em órbita. Amortecedores de atrito são algumas vezes usados para anular qualquer oscilação devida à falta de alinhamento consequente da propulsão inicial de torques ex

ternos. Desde que o satélite é estabilizado em relação ao espaço e não à Terra este método de estabilização é de utilidade limitada.

É possível precessionar o eixo de spin por meio de um jato de gás ou pelo uso de bobinas magnéticas, como ocorreu com o TIROS. Este método de estabilização é agora usado principalmente em satélites de comunicação com antenas de feixe largo.

a.2 - Estabilização Dinâmica

Para satélites que operam em altitudes baixas (aproximadamente 100 milhas) é possível o uso de forças aerodinâmicas para estabilização de posição (atitude). A Fig. I.30 dá a curva da força dinâmica em função da altitude. Essa força atua na área da seção transversal do satélite normal ao vetor velocidade, no centro de pressão.

A posição do satélite será tal que o centro de pressão fica atrás do centro de massa ao longo do vetor velocidade. O torque ten dente a manter essa posição é dado pela relação

$$T = fl \tag{I.64}$$

onde

T = torque

f = força aerodinâmica

l = distância perpendicular do centro de massa ao eixo da força dinâmica.

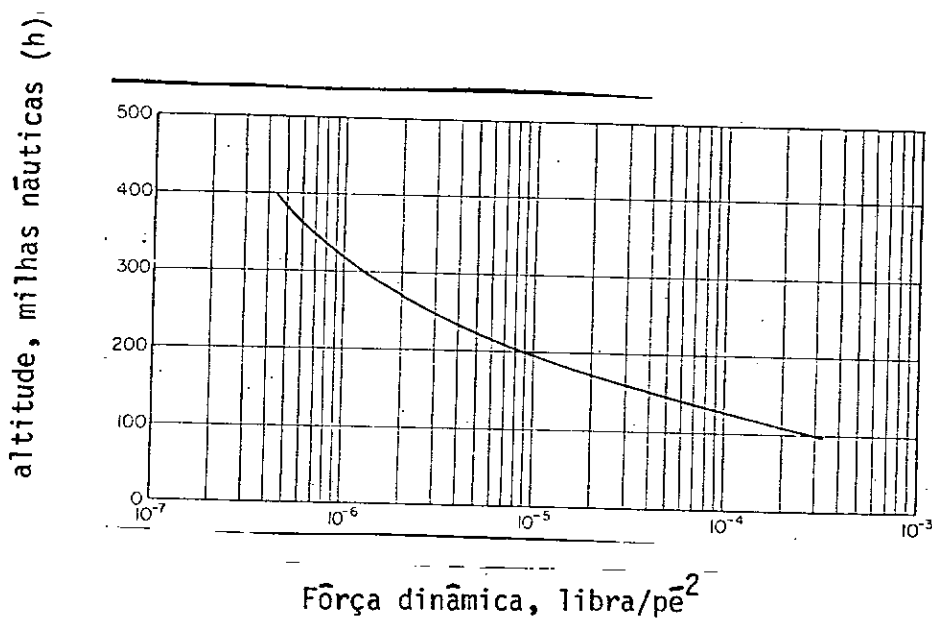


Fig. I.30 - Fôrça dinãmica num veĩculo espacial em função da altitude (h).

Este método estabiliza o veículo em relação aos eixos de pitch e yaw. Devido ao fato de que o veículo se encontra girando uma vez por órbita, a estabilização do eixo de ROLL pode ser obtida por uma escolha apropriada dos momentos de inércia do veículo.

I.a.3 - Estabilização por gradiente de gravidade

Na estabilização por gradiente de gravidade o veículo deve ter um único eixo, em relação ao qual, o momento de inércia seja um mínimo. Este eixo se alinhará, então, com a vertical. Como exemplo deste método temos um cilindro comprido e a configuração na forma de haltêres. Este método utiliza a pequena diferença na força de gravidade que existe entre os dois extremos na configuração com forma de haltêres, como mostra a Fig. I.31.

O torque restaurador, estático, ao redor do eixo de PITCH pode ser calculado por:

$$T = \frac{3GM}{R^3} (m\ell^2) \text{ sen } 2\theta \quad (\text{I.65})$$

onde

- T = torque, pē-libra
- GM = constante gravitacional.
- R = distância do centro da Terra, pēs.
- m = massa de uma esfera, slugs.
- 2ℓ = distância entre esferas, pēs.
- θ = ângulo contado a partir da vertical local.

O torque restaurador no eixo de ROLL será ligeiramente diferente devido ao efeito de acoplamento causado pela rotação da configuração, na forma de halteres, de uma revolução por órbita. Este efeito giroscópico ajuda a estabilização no eixo de ROLL a criar estabilização em torno do eixo de YAW quando se escolhe uma configuração com os momentos de inércia apropriados. Um veículo estabilizado por gradiente de gravidade não permanecerá alinhado com a vertical local mas oscilará com um período igual ao período orbital.

Essa estabilização é usualmente aumentada por algum tipo de sistema de amortecimento.

O satélite TRANSIT TRAAC usava uma bobina tensionada que foi desenvolvida para formar um tubo com comprimento de 60 pés e com um peso ligado a uma mola para dar um amortecimento. As magnitudes dos torques envolvidos pode ser avaliada a partir do fato de que um haltere tendo duas esferas com uma massa de 1 slug cada e separadas por uma distância de 10 pés teria um torque restaurador máximo a 45° , de 0,02 polegada-onça a uma altitude de 150 milhas terrestres.

I.a.4 - Estabilização por pressão de radiação

O uso de pressão de radiação para estabilização de posição é prática somente para sondas interplanetárias, onde os campos gravitacionais dos planetas podem ser desprezados. Na posição da órbita da Terra, no espaço, a pressão de radiação excede os efeitos do gradiente de gravidade solar. Uma sonda interplanetária poderia então, ser estabili

zada em relação a um ponto no sol por meio de um grande cone refletivo colocado atrás do centro de massa, conforme é mostrado na Fig. I.32. O torque que age no cone para manter seu eixo dirigido para o sol é:

$$T = \frac{K\ell^2}{2} \left[\left(\frac{2}{3}\right)\ell \cos^2\theta + d \right] \sin 2\theta \sin\phi \quad (I.66)$$

onde

K = constante solar = 9×10^{-8} lb/pé² na posição da órbita da Terra.

ℓ = comprimento do cone.

θ = semi-ângulo do cone.

d = distância do centro de massa ao cone.

ϕ = ângulo formado pelo eixo do cone e o eixo solar.

O cone dará estabilização em torno de 2 eixos.

O terceiro eixo deve ser estabilizado por um rastreador estelar ou outro dispositivo semelhante.

I.7.3 - Estabilização ativa de posição.

Os métodos anteriores são todos de natureza passiva, isto é, aproveitam-se de condições ambientes para obter estabilização de posição.

Alguns desses métodos dão um amortecimento desprezível e estão, assim, sujeitos a grandes oscilações.

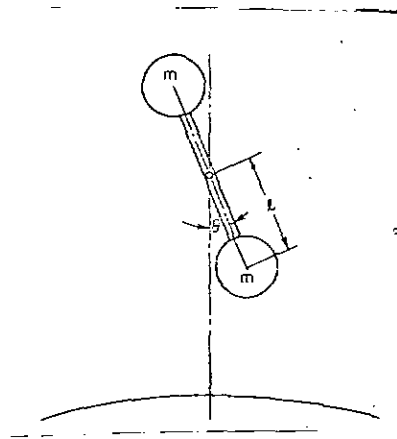


Fig. I.31 - Estabilização por gradiente de gravidade.

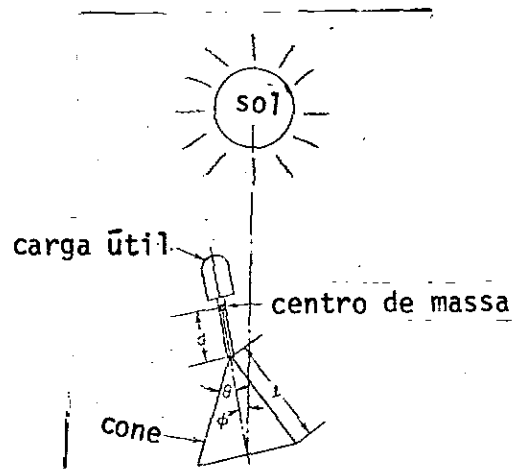


Fig. I.32 - Uso de um cone para estabilizar um veículo interplanetário por meio da pressão de radiação.

Essas oscilações são indesejáveis para os equipamentos mais refinados de sensoriamento, sendo que aos métodos passivos são frequentemente incorporados sistemas ativos. Estes sistemas desenvolvem torques internos ou usam ejeção de massa para fornecer controles de posição muito precisos.

I.7.3.a.1 - Roda de PITCH

Um satélite empregando estabilização por gradiente de gravidade pode ser levado a manter uma orientação fixa de YAW pelo uso de um volante de velocidade constante, com seu eixo de rotação normal ao plano orbital. O vetor momento angular da roda ficará alinhado com o vetor momento angular da rotação orbital do veículo uma vez que o gradiente de gravidade tende a manter o eixo do momento de inércia mínimo alinhado com a vertical local. Isto manterá o torque restaurador em ROLL e YAW e diminuirá o período natural de oscilação em torno desses eixos.

I.7.3.a.2 - Controle por jato de gás

Um modo de anular o efeito de uma força perturbadora é produzir uma força no sentido oposto. Isto pode ser feito pela expulsão de massa, usando jatos de gás. O sistema consiste em um tanque contendo gás sob alta pressão, um regulador, válvulas de controle e jatos de gás para cada eixo conforme mostrado na Fig. I.33 e na Fig. I.34. A propulsão de gás produz um torque em torno do centro de massa que contrabalança o

torque perturbador. O impulso específico de um sistema de gás frio é bastante baixo, da ordem de 50 seg. Impulsos mais elevados podem ser obtidos usando monopropelentes de gás quente tais como peróxido de hidrogênio ou bipropelentes. A eficiência de um sistema de gás é limitado pelo peso do gás que pode ser colocado em órbita e pelo vazamento das válvulas de gás.

I.7.3.a.3. - Rodas de torque

Fôrças perturbadoras causarão torques agindo ao redor do centro de massa do satélite. Esses torques podem ser compensados produzindo-se torques similares, internamente. Um volante que está acelerando ou decelerando produzirá um torque no satélite que causará uma rotação no mesmo, no sentido oposto ao de rotação do volante, de acordo com a lei de conservação do momento angular. O torque desenvolvido será:

$$T = I\alpha \quad (1.67)$$

onde

I = momento de inércia do volante

α = aceleração angular

As rodas de torque são usadas em vários satélites inclusive o Nimbus, o Observatório Astronômico Orbital, e o Observatório Geofísico Orbital. As rodas usam corrente alternada para evitar o emprego de comutadores e escovas. As rodas possuem um tacômetro (conta-giros) para medir a velocidade e determinar quando a saturação for atingida.

Neste ponto a roda é descarregada por duas ações simultâneas: a) levar sua velocidade de volta a zero; e b) aplicação de um ou outro torque fornecido, por exemplo, por um jato de gás ou um gerador de campo magnético. É sempre necessário ter um sistema de reserva disponível, com rodas de torque, de vez que um torque constante saturaria logo o sistema. O uso de rodas de torque, no entanto, reduz bastante a quantidade de gás usada por um sistema de estabilização.

As rodas de torque, usadas atualmente, possuem momentos variando de 0.4 a 8.84 pē-libra-sec a 1250 RPM, consomem de 5 a 43 watts nos torques de frenagem, e pesam de 5 a 18 libras cada uma.

Um sistema completo de rodas de torque consiste de três rodas, cada uma delas alinhada com um eixo do veículo, conforme mostra a Fig. I.35.

I.7.3.a.4 - Giroscópio

Os giroscópios podem ser usados, além de sensores de posição, para fornecer torque para um satélite. O giroscópio de eixo único, com um produtor de torque pode fornecer um torque em torno do seu eixo de entrada, fazendo com que o motor de torque precesione o rotor do giroscópio. O eixo de entrada do giroscópio torna-se o eixo de controle, e o momento angular da roda é aplicado ao veículo.

O máximo impulso que pode ser aplicado está limitado a uma rotação de 180° do rotor em torno do seu eixo, que é comparável à saturação de uma roda de torque.

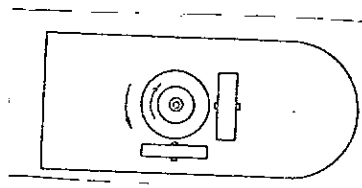


Fig. I.35 - Uso das rodas de torque para estabilizar a atitude do veículo espacial nos três eixos.

O giroscópio de 2 graus de liberdade com produtores de torque que pode também ser usado para contrôle em tórno de 2 eixos. Qualquer dos sistemas requer que o deslocamento angular total seja pequeno para prevenir o efeito de acoplamento interativo; êsse acoplamento pode, no entanto, ser anulado pelo uso de 2 rodas girando em sentido contrário, e o momento total armazenado pode ser utilizado.

1.7.1.3.5 - Dispositivos de momento magnético

A posição (atitude) do satélite pode ser controlada pela interação entre o campo magnético da Terra e o campo magnético produzido no satélite. O campo magnético terrestre se aproxima do de um dipolo localizado no centro da Terra, e a densidade de fluxo nos polos é duas vezes aquela no Equador. A magnitude do campo magnético terrestre no Equador é

$$B = \frac{1,43 \times 10^6}{(3440+h)^3} \text{ webers/m}^2 \quad (\text{I.68})$$

onde

h = altitude em milhas náuticas.

O torque numa bobina por onde circula uma corrente, colocada num campo magnético é:

$$T = NIA \times B \text{ newton - m} \quad (\text{I.69})$$

onde

N = nº de voltas

I = corrente, em ampères

A = área de bobina, m²

B = densidade de fluxo, webers/m²

Os dispositivos magnéticos têm sido usados para controlar um grande número de satélites americanos.

O Transit IIIb usava um par, em circuito fechado, de barras de alta permeabilidade para parar a rotação de spin por meio de correntes de eddy induzidas. Uma barra magnética permanente também foi colocada para induzir uma rotação em torno do eixo de pitch (à razão de 2 rotações por hora) a fim de fornecer uma orientação preferencial para as antenas.

Uma bobina de torque magnética foi também utilizada nos satélites TIROS, estabilizados por spin, a fim de precessionar o eixo de spin (e o eixo da câmera) de modo que ele continuasse orientado para a Terra durante uma parte de cada órbita. Este sistema ampliou bastante o tempo de vida útil do satélite. A posição (atitude) do eixo de spin do satélite em relação à vertical local foi determinada a partir das saídas de sensores infravermelhos montados no veículo em spin, e que detetavam a discontinuidade de temperatura entre a Terra e o espaço. Um programa para aplicação de torque foi então computado e comandos transmitidos para as chaves de contato que controlavam as bobinas montadas no satélite. Um satélite de 200 libras numa órbita de 300 milhas de altitude girando a 10 rpm requereria aproximadamente 10 órbitas para uma correção de 2 graus. A bobina consumiria menos do que 1 watt durante a operação. Seria também possível usar dois magnetos permanentes, um dos quais com um eixo. Isto reduziria muito o peso e potência requerida, mas tem a desvantagem de ter uma parte móvel. O uso de bobinas magnéticas para estabilizar em posição (atitude) um satélite também foi proposto.

O sistema requer três bobinas, três magnetômetros (um em cada eixo) e um computador.

Os magnetômetros são usados para medir a magnitude e direção do campo magnético terrestre. Sinais de erro de posição e velocidade de ocorrência do erro, gerados por um sensor tal como um esquadrihador de horizonte, são lançados no computador junto com a direção do campo magnético terrestre. O computador determina o vetor torque magnético necessário para corrigir o erro e programa as correntes requeridas para cada bobina. Desde que não é possível gerar uma componente de torque paralela ao campo magnético terrestre, aparecerá um atraso na aplicação de certos torques em órbitas quase polares. Para órbitas equatoriais de 24hs. o torque disponível em pitch é insuficiente; entretanto pode ser possível girar o satélite em torno da vertical local até que um torque suficiente possa ser desenvolvido. Para o satélite em órbita de 24hs, usando uma bobina de 10 libras e consumindo 10 watts, é possível desenvolver um torque de 0,01 polegada-onça.

Esse valor é aproximadamente uma ordem de grandeza maior do que os torques esperados nesta altitude. Altitudes menores requerem menos potência e peso e fornecem torques maiores. Para certas missões o sistema momento magnético pode ser utilizado sozinho para controle de posição (atitude). Para missões que requerem resposta rápida, o sistema pode ser usado para tirar da saturação as rodas de torque que fornecem a capacidade de alta precisão requerida.

a) Esfera de reação

Um método avançado de controle de posição utiliza-se de uma esfera giratória simples para controlar o satélite em torno dos três eixos. A esfera ôca é construída de alumínio e tem vários pés de diâmetro. Fica suspensa no espaço sem nenhum suporte, portanto livre para girar em torno de qualquer eixo. Desde que há uma condição de ausência de peso, basta um pequeno campo magnético alternado de alta frequência para obter-se uma ação de mola. As correntes de eddy induzidas na esfera criam campos magnéticos que se opõem ao campo original e mantêm a esfera em posição.

Três conjuntos de bobinas envolvem a esfera, um conjunto em cada eixo. Sinais de erro do sensor de posição (atitude) são usados para energizar as bobinas apropriadas. As correntes de eddy induzidas na esfera condutora interagem com o campo magnético aplicado e aceleram a esfera em torno do eixo de rotação do campo magnético. Por causa da conservação de momento, o satélite girará no sentido oposto.

O momento angular acumulado da esfera é amortecido no campo magnético terrestre através de interação com o arrasto produzido pela corrente de eddy.

Para se conseguir isso podem ser necessárias várias órbitas, dependendo da posição relativa do vetor campo magnético terrestre e o eixo de rotação da esfera. Inclinações orbitais abaixo de 30° podem requerer outros métodos de dissipar o momento angular acumulado pela esfera. Usando uma esfera de alumínio de 20 polegadas de diâmetro, pesando 23 libras e girando a 500 RPM, um torque médio mínimo de 0,0034 polegadas-onça pode ser obtido. O uso de uma única esfera para controle nos 3

eixos elimina a interação giroscópica e fornece controle de posição (atitude) preciso e duradouro.

I.8 - DISPOSITIVOS SENSORES DE POSIÇÃO (ATITUDE)

A operação apropriada de um sistema de controle ativo de posição requer que ele obtenha sinais de erro de algum dispositivo sensor. Esse sinal pode ser tão simples quanto um sinal de giroscópio de variação usado para manter variação nula de roll. Usualmente procura-se obter o sinal do corpo em relação ao qual o veículo é estabilizado.

I.8.a.1 - Esquadrinhador de horizonte

Um esquadrinhador de horizonte pode ser usado para detectar a vertical local em relação à Terra, Lua ou outros planetas. Um tipo usa um sensor infravermelho para detectar a discontinuidade entre a radiação da Terra a 300°K e a do espaço a 0°K . O dispositivo esquadrinha o horizonte conforme mostrado na fig. 36 e determina o ângulo entre um eixo de referência e o horizonte, à medida em que gira. Se o ângulo não ficar constante, são gerados sinais de erro que são enviados ao sistema de controle de posição (atitude) para mudar a posição do satélite até que o eixo de referência fique alinhado com a vertical local. O esquadrinhador é montado no exterior do veículo e contém um espelho tocado a motor, um sistema ótico, um detetor a termistor atuando no infravermelho distante e um dispositivo para medida de fase, conforme mostrado na fig. 37. O sensor responde à radiação emitida pela Terra ao invés da radiação solar refletida, para se obter o máximo de precisão. Este dispositivo não dá informação de yaw. Esquadrinhadores de horizonte rotativos são geralmente limi

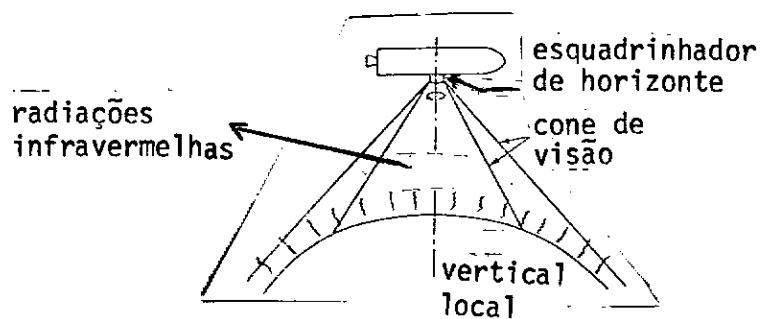


Fig. I.36 - Operação esquadrinhador de horizonte para estabelecer a vertical.

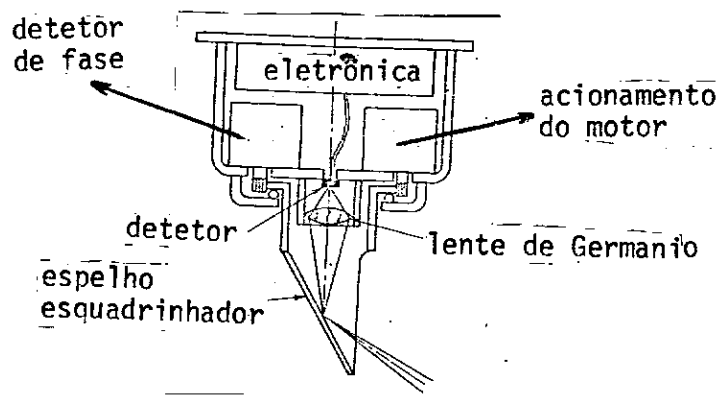


Fig. I.37 - Esquadrinhador de horizonte, infravermelho.

tados tanto em tempo de vida como em altitude operacional. Tipos mais a vançados, capazes de operar na altitude da órbita de 24 HR, empregam es pêlhos rastreadores num modo inicial de procura para localizar o horizon te e espêlhos vibratôrios para modular o sinal da radiação recebida no modo de rastreamento. O aparecimento de um sinal modulado no detetor in fravermelho inicia o modo de rastreamento e o espêlho vibrante "enquadra" o horizonte, enquanto a posição angular do espêlho de rastreio dá informa ções precisas de posição (atitude) e altitude. Três ou quatro dessas uni dades são necessárias no satélite para contrôle de posição (atitude). Um indicador de horizonte sem partes mōveis foi desenvolvido pela Minneapolis; Honeywell. Uma objetiva na forma de um cone é usada para focalizar a ima gem da Terra num arranjo simétrico de quatro lados de termistores de bô lōmetro que detetam erros de pitch e de roll pelo movimento da imagem. A altitude é determinada por três bolōmetros dentro do array, que medem o tamanho da imagem. Uma janela de germânio é colocada na frente do array no caminho ótico e modula a imagem, desde que é opaco ao infravermelho quando inversamente polarizado. As especificações do sensor dão indica ção dēle ser operacional até altitudes de 60.000 milhas náúticas com uma precisão de $0,1^0$ e de ter um tempo de vida de cêrca de 3 anos.

REFERÊNCIAS

1. RILEY & SAILOR - "Space System Engineering" - McGraw-Hill, 1962.
2. KING-HELE - "Observing Earth Satellites" - MacMillan, 1966.
3. HEACOCK - "Graphics in Space Flight" - McGraw-Hill, 1964.
4. VAN ALLEN - "Scientific Uses of Earth Satellites" - The University of Michigan Press, 1956.
5. CARTER - "Realities of Space Travel" - McGraw-Hill, 1957.
6. SEIPERT - "Space Technology" - John Wiley, 1959.
7. SINGER - "Progress in the Astronautical Sciences" - North-Holland, 1962.
8. GOLDSTEIN - "Classical Mechanics" - Addison Wesley, 1970.
9. ZAMLUTTI - "Previsão de Passagem para Satélites em Órbitas Elípticas ou Circulares sem Perturbações" - LAFE-89, CNAE, 1969.
10. CALHEIROS - "UM MÉTODO DE REPRODUÇÃO DE FOTOGRAFIAS DE SATÉLITES METEOROLÓGICOS" - LAFE-160, CNAE, 1971.
11. SIRY AND NATRELA - "Attitude Determination for TIROS Satellites".
12. BUECHE - "Principles of Physics".
13. SMITH - "Principles of Physics".
14. FEYNAMAN, et al - "Lectures on Physics".
15. Curso de Física de Berckley - Vol. 1 - Mecânica.

CAPÍTULO II

GRADEAMENTO DE FOTOGRAFIAS

II.1 - INTRODUÇÃO

II.1.1 - O QUE É GRADEAR

Quando temos em mãos uma fotografias, sempre nos vem à mente uma pergunta: onde, como e quando foi obtida tal fotografia?

A resposta a esta pergunta, nos casos em que a fotografia traga valiosas informações qualitativas e quantitativas a respeito de fenômenos atmosféricos, como é o caso de fotografias de cobertura de nuvens obtidas por satélites meteorológicos e recebidas por estações APT, é de importância capital.

Somente com a resposta real a esta pergunta é que estaremos capacitados a extrair de tal fotografia o máximo de informações que ela contiver.

O quando, para nós, significa tempo real (ano, mês, dia, hora, minutos e segundos) no qual a informação fotográfica foi obtida pelo satélite meteorológico.

O onde está vinculado ao quando, de vez que conhecemos a equação $f(\vec{r}, t) = 0$ de movimento do satélite.

Sabendo-se então o tempo real em que o satélite foi utilizado para a obtenção da fotografia, torna-se possível fazer "a correspondência entre cada ponto da fotografia e os pontos em terra da área coberta pela fotografia, isto é, será possível atribuir a cada ponto da fotografia um par de valores (latitude longitude) vinculando-se assim a região da Terra "vista" pelo satélite".

Gradear uma fotografia é estabelecer esta correspondência ponto a ponto.

Com isto podemos localizar e medir a extensão dos sistemas de nuvens, das frentes frias, dos ciclones, etc.

Gradear uma fotografia em síntese é dar-lhe um tratamento quantitativo adequado.

II.1.2 - COMO OBTER AS GRADES

Os cálculos desenvolvidos para a confecção de grades para as fotografias de cobertura recebidas pelas Estações APT envolvem geometria projetiva e trigonometria esférica como a ferramenta matemática mais adequada por ser simples e de fácil visualização do problema.

Quando uma fotografia é obtida por um processo instantâneo ("snapshot") as linhas de latitude e longitude constantes, por serem círculos, projetam-se segundo elipses no plano da fotografia.

A figura II.1 mostra uma tomada instantânea da Terra por um satélite.

II.1.3 - O QUE É PONTO SUB-SATÉLITE (PSS)

Definimos PSS (Ponto Sub-Satélite) como sendo o ponto sôbre a superfície da Terra onde a vertical local do satélite corta a superfície.

O conhecimento deste ponto, ou seja de suas coordenadas naturais (latitude e longitude) assume grande importância no gradeamento das fotografias. No caso do ESSA-8, por exemplo, este ponto corresponde na fotografia à marca de referência central (+).

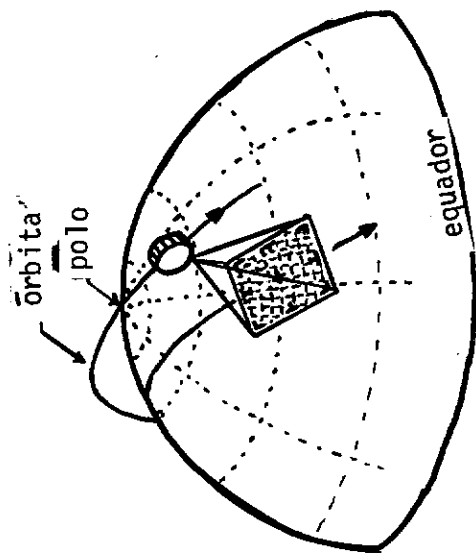


Fig. II.1 - Um satélite em sua órbita fotografando uma região da Terra.

II.2 - ELEMENTOS NECESSÁRIOS PARA O CÁLCULO DE UMA GRADE

Para gradear uma fotografia da Terra, vista de um satélite, é necessário conhecer os seguintes elementos:

1. Os parâmetros da órbita do satélite
2. O posicionamento do satélite em sua órbita
3. A hora em que a fotografia foi obtida
4. O processo utilizado na obtenção da fotografia
5. Os sistemas óptico e eletrônico de bordo e de recepção

II.2.1 - Os parâmetros da órbita do satélite são conhecidos numa certa época como se vê, por exemplo, na figura II.17.

II.2.2 - O posicionamento do satélite em sua órbita é dado pelos três eixos: YAW, ROLL e PITCH.

II.2.2.1 - YAW: é um eixo contido no plano da órbita, perpendicular a ela e apontando para dentro.

II.2.2.2 - ROLL: é um eixo contido no plano da órbita, tangente a ela, ao longo do vetor velocidade do satélite em sua órbita.

II.2.2.3 - PITCH: é um eixo perpendicular ao plano da órbita, de tal modo que PITCH, ROLL e YAW formem um triedro direto.

Se os eixos de posicionamento não coincidem com as direções e sentidos definidos para os eixos, se faz necessário conhecer os

ângulos de desvio ou então cometeremos "erros de posicionamento". A figura II.3 mostra estes eixos e estes ângulos.

II.2.3 - O tempo no qual a fotografia foi obtida pelo satélite consiste em data e horário (GMT). Dependendo do processo que o satélite obtém a foto não haverá um horário e sim um intervalo de tempo.

II.2.4 - Os processos utilizados pelos satélites meteorológicos atuais para obtenção das fotos são os seguintes:

II.2.4.1 - Fotos obtidas "instantaneamente" (Exemplos: ESSA-8, ITOS-1)

II.2.4.2 - Fotos obtidas num certo intervalo de tempo entre o início e o fim da fotografia (Exemplos: NIMBUS-IV DRID)

II.2.4.3 - Fotos obtidas por varredura contínua da radiação (infra-vermelho) que chega a um sensor de bordo (apontando para a Terra e varrendo no plano YAW-PITCH) (Ex.: NIMBUS IV DRID).

II.2.5 - Dos sistemas ótico e eletrônico depende a linearidade ou não entre o que foi "visto" realmente e a fotografia que nos chega às mãos. (Ex.: distorção de lentes, resposta do equipamento eletrônico, material foto-sensível).

II.3 - CÁLCULO DE GRADES PARA OS SATÉLITES QUE UTILIZAM O PROCESSO DE FOTOGRAFIAS INSTANTÂNEAS (II.2.4.1)

II.3.1 - O PROBLEMA

Admitiremos que o erro de posicionamento e distorção de lentes são desprezíveis e no final discutiremos como incluí-los no problema.

O problema consiste em transformar pontos sobre a Terra, suposta esférica, em pontos no plano da fotografia.

Serão necessárias três transformações para transferir um ponto sobre a Terra, dado pelas suas coordenadas naturais (latitude e longitude), para um ponto no plano da fotografia, dado por suas coordenadas cartesianas (x e y).

Para o desenvolvimento dos cálculos faremos uso da trigonometria esférica e da geometria com o intuito de simplificar a matemática empregada.

II.3.2 - PARÂMETROS QUE DETERMINAM O PROBLEMA

Para que o problema fique completamente determinado é necessário conhecer:

- II.3.2.1 - ψ_{PSS} - latitude do ponto sub-satélite
- II.3.2.2 - θ_{PSS} - longitude do ponto sub-satélite
- II.3.2.3 - H - altura do satélite sobre o PSS

- II.3.2.4 - i - inclinação da órbita
- II.3.2.5 - β - semi-ângulo de abertura da lente
- II.3.2.6 - d - tamanho da fotografia (semi-diagonal da foto)

Conhecendo-se o tempo no qual a fotografia foi obtida de termina-se as coordenadas (latitude ψ_{PSS} e longitude θ_{PSS}) do PSS (Ponto Sub-Satélite) e a altura H do satélite sobre o PSS.

Este tempo pode ser conhecido com precisão da ordem de 1 segundo, correspondendo em terra a uma indeterminação do PSS da ordem de 6 km ao longo da projeção da órbita sobre a Terra.

II.3.3 - DISTÂNCIA FOCAL EFETIVA DA CÂMERA DE BORDO

Conhecidos β e d podemos calcular a distância focal efetiva f como ilustra a figura II.2.

$$f = d * \cotan \beta \quad (II.1)$$

O valor f , medido na mesma unidade de comprimento que d , corresponde à distância do centro de projeção sobre a perpendicular ao centro da fotografia.

β , para os satélites ESSA 2,4,6,8 vale 54 graus.

II.3.4 - A TRIGONOMETRIA UTILIZADA

Utilizaremos as duas leis da trigonometria esférica:

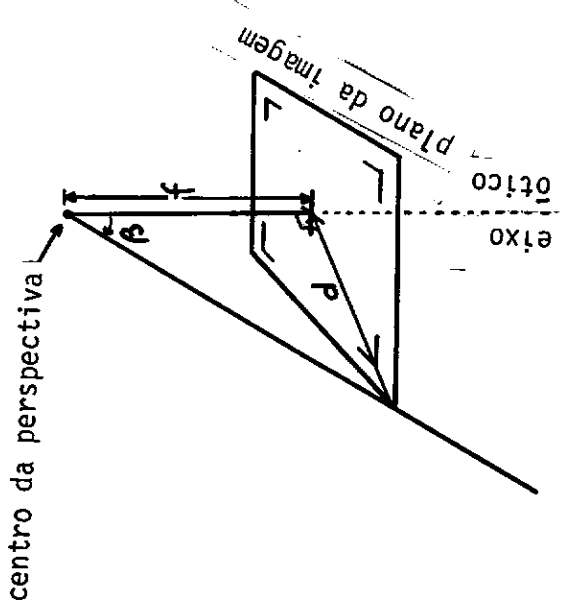


Fig. II.2 - Relação entre a distância focal efetiva (f), o tamanho da foto (d) e do campo de visão (β).

II.3.4.1 - A LEI DOS COSSENOS

$$\cos a = \cos b * \cos c + \sin b * \sin c * \cos A$$

II.3.4.2 - A LEI DOS SENOS

$$\frac{\sin a}{\sin A} = \frac{\sin b}{\sin B} = \frac{\sin c}{\sin C}$$

sendo a, b, e c os lados de um triângulo esférico e A, B, e C seus ângulos opostos.

Dados 3 pontos sôbre uma esfera, um triângulo esférico fica determinado tomando-se os pontos, dois a dois, e o centro da esfera; êste plano intercepta a esfera segundo um círculo máximo e os lados do triângulo esférico serão os arcos sôbre êstes círculos unindo os pontos dois a dois. Os ângulos opostos a êstes lados são os ângulos das tangentes aos arcos pelo vórtice oposto.

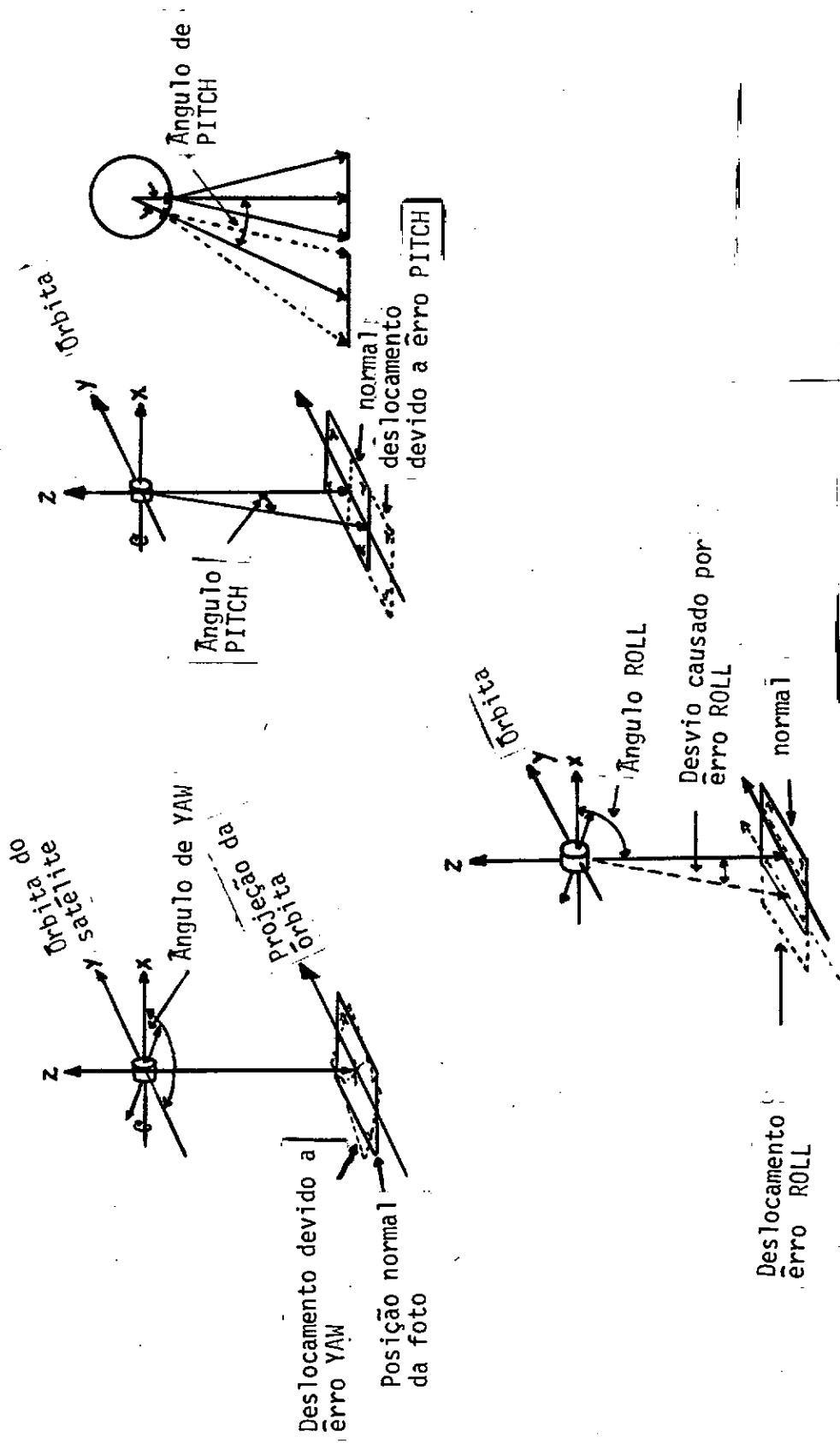


Fig. II.3 - Os três eixos YAW, PITCH e ROLL. Erros causados por desvios em posicionamento.

II.3.5 - AZIMUTE DA PROJEÇÃO DA ÓRBITA VISTA DO P.S.S.

A órbita do satélite é uma elipse contida num plano que passa pelo centro de massa da Terra, formando um ângulo i (inclinação) com o plano do equador.

A fotografia sendo um "instantâneo", a projeção da órbita sobre a Terra é um círculo máximo passando pelo P.S.S. e formando um ângulo i com o equador.

Calculemos o azimute χ' desta linha vista do P.S.S.

Na figura II.4 aplicando a lei dos senos ao triângulo N,PSS, CE, temos:

$$\frac{\text{sen } 90^{\circ}}{\text{sen}(180^{\circ}-\chi')} = \frac{\text{sen } (90^{\circ}-\psi_{\text{PSS}})}{\text{sen } (90^{\circ}-i)}$$

isto é:

$$\text{sen } \chi' = \frac{\cos i}{\cos \psi_{\text{PSS}}} \quad (\text{II.2})$$

II.3.6 - A TRANSFORMAÇÃO DE COORDENADAS $(\psi, \theta)_p \rightarrow (\delta, \chi)_p$

Um ponto P sobre a Terra é conhecido por suas coordenadas naturais ψ_p e θ_p . Estamos interessados em transformar este par de valores em dois outros δ_p e χ_p , sendo δ o comprimento do arco de grande círculo que une o PSS ($\psi_{\text{PSS}}, \theta_{\text{PSS}}$) ao ponto P(ψ_p, θ_p) e o azimute deste arco χ .

A figura 5 mostra de modo evidente os elementos definidos e necessários para que possamos aplicar ao triângulo N, PSS, P as leis do cosseno e seno.

Lei dos Cossenos

$$\cos \delta = \cos(90^{\circ} - \psi_{PSS}) * \cos(90^{\circ} - \psi_p) + \\ \sin(90^{\circ} - \psi_{PSS}) * \sin(90^{\circ} - \psi_p) * \cos \Delta\theta$$

$$\cos \delta = \sin \psi_{PSS} * \sin \psi_p + \cos \psi_{PSS} * \cos \psi_p * \cos \Delta\theta \quad (II.3)$$

Lei dos Senos

$$\frac{\sin \chi}{\sin(90^{\circ} - \psi_p)} = \frac{\sin \Delta\theta}{\sin \delta}$$

$$\sin \chi = \cos \psi_p * \frac{\sin \Delta\theta}{\sin \delta} \quad (II.4)$$

onde

$$\Delta\theta = \theta_p - \theta_{PSS}$$

Estas duas expressões permitem a transformação de coordenadas:

latitude ψ_p e longitude θ_p de um ponto para um arco δ e um ângulo χ que vinculam o ponto P ao ponto sub-satélite (PSS).

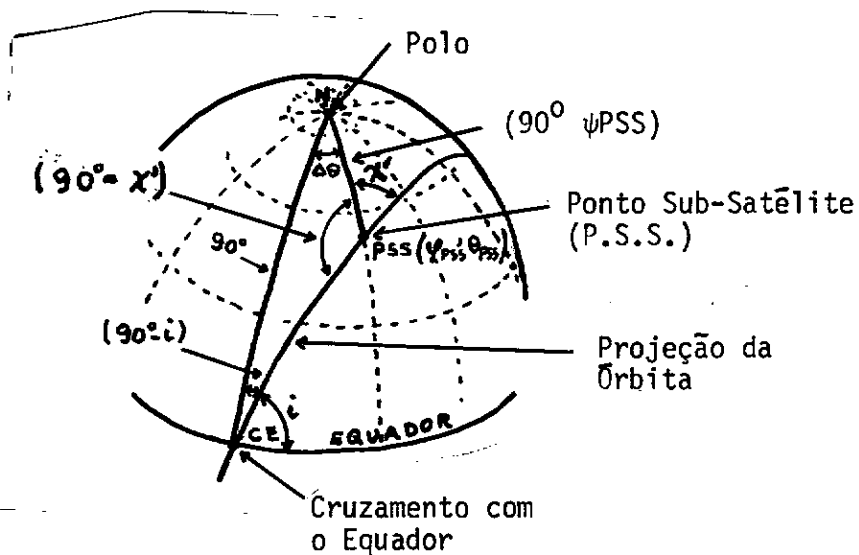


Fig. II.4 - Azimute da projeção da órbita do satélite (χ') para um dado PSS (ψ_{PSS} , θ_{PSS}) e uma dada inclinação (i)

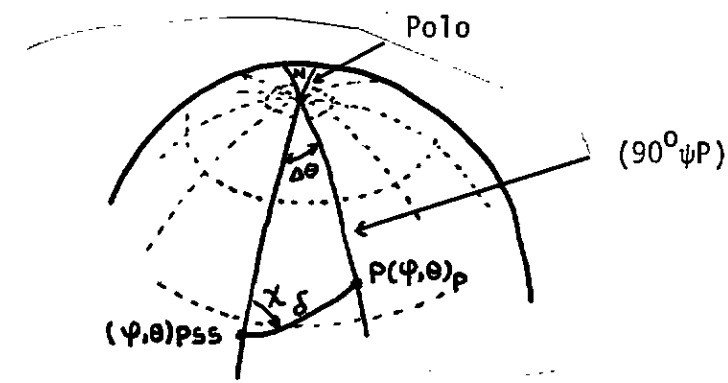


Fig. II.5 - A transformação de coordenadas

$$(\psi, \theta)_p \rightarrow (\delta, \chi)_p$$

II.3.7 - A TRANSFORMAÇÃO $(\delta, \chi) \rightarrow (\eta, \Psi)$

Feita a transformação $(\psi, \theta) \rightarrow (\delta, \chi)$ podemos agora obter o ângulo nadir η que é o ângulo que o centro de projeção "vê", o arco δ e o azimute Ψ do arco δ em relação a linha de projeção da órbita sobre a Terra.

As figuras II.6, II.7 e II.8 visualizam bem estes ângulos.

Do triângulo S, P, Q, (figura II.6), tiramos:

$$\tan \eta = \frac{R \operatorname{sen} \delta}{R|1 - \cos \delta| + H} \quad (\text{II.5})$$

Da figura 7 temos o azimute Ψ

$$\Psi = \chi - \chi' \quad (\text{II.6})$$

As fórmulas (II.5) e (II.6) permitem determinar η e Ψ conhecendo-se δ e χ que por sua vez originaram-se da transformação de ψ, θ .

II.3.8 - A TRANSFORMAÇÃO $(\eta, \Psi) \rightarrow (\chi, Y)$

Conhecendo-se η e Ψ faremos a transformação final que dará a imagem de um ponto $P(\psi, \theta)$ na superfície da Terra projetado no plano da fotografia, dado por suas coordenadas cartesianas $P(X, Y)$. Da figura 8 temos:

$$X = f * \tan \eta * \cos (90^\circ - \psi)$$

$$Y = f * \tan \eta * \sen (90^\circ - \psi)$$

ou

$$X = f * \tan \eta * \sen \psi \quad (II.7)$$

e

$$Y = f * \tan \eta * \cos \psi \quad (II.8)$$

II.3.9 - PROCEDIMENTOS PARA O CÁLCULO E DESENHO DE UMA GRADE

Dado o PSS (ψ, θ) é possível saber o intervalo de latitude e longitude que a fotografia cobre em Terra, uma vez que conhecemos β e H .

Com isto, se desejarmos fazer uma grade de 1 em 1 grau, escolheremos os pontos P dentro do intervalo e com valores inteiros de longitude e latitude.

Calculamos, utilizando-nos das fórmulas (II.1), (II.2), (II.3), (II.4), (II.5), (II.6), (II.7) e (II.8), nesta ordem, todas as transformações requeridas para obter os pares de coordenadas X e Y para os pontos escolhidos.

Estes pares são lançados em um gráfico e no final unimos por meio de curvas os pontos de mesmas latitudes e de mesmas longitudes. Este malhamento conseguido é a grade para ser usada para a fotografia em questão.

No apêndice A o programa MESA11 em linguagem FORTRAN IV que nos dá diretamente como saída em "Plotter" as grades desejadas. A figura II.9 mostra uma destas grades.

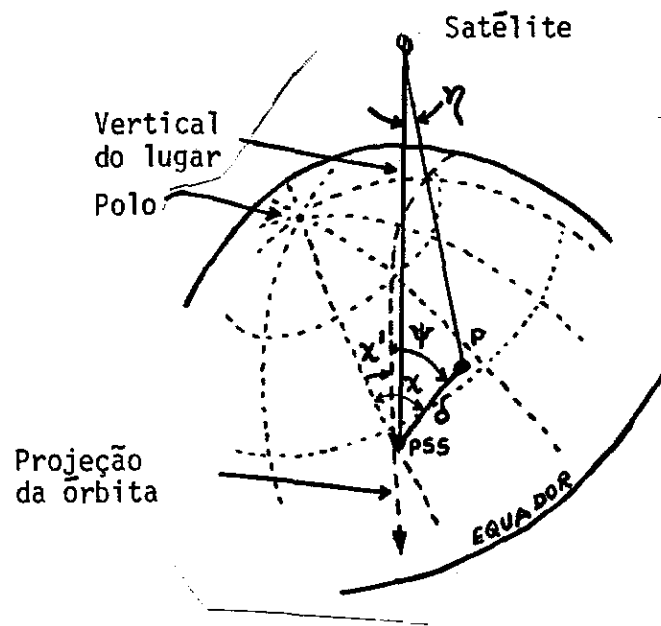


Fig. II.6 - A Transformação de coordenadas $(\delta, \chi) \rightarrow (\eta, \psi)$.

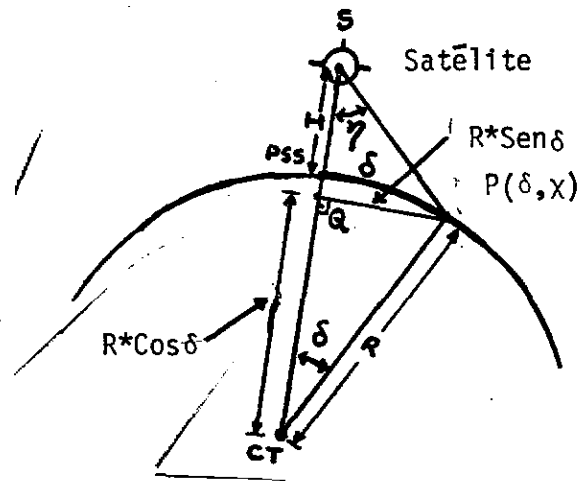


Fig. II.7 - Relação entre o arco δ e o ângulo nadiral n .

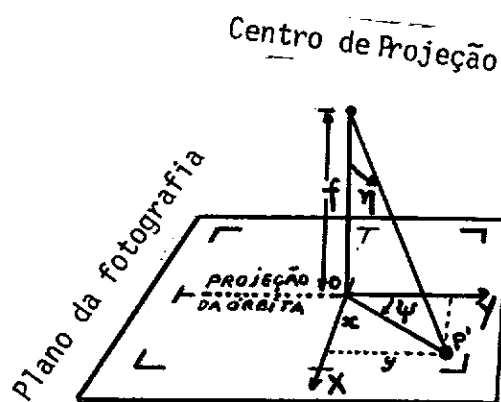


Fig. II.8 - A transformação de coordenada $(\eta, \psi) \rightarrow (X, Y)$

LAT. PSS = -22.0
LONG. PSS = 0.0

ESSA 8

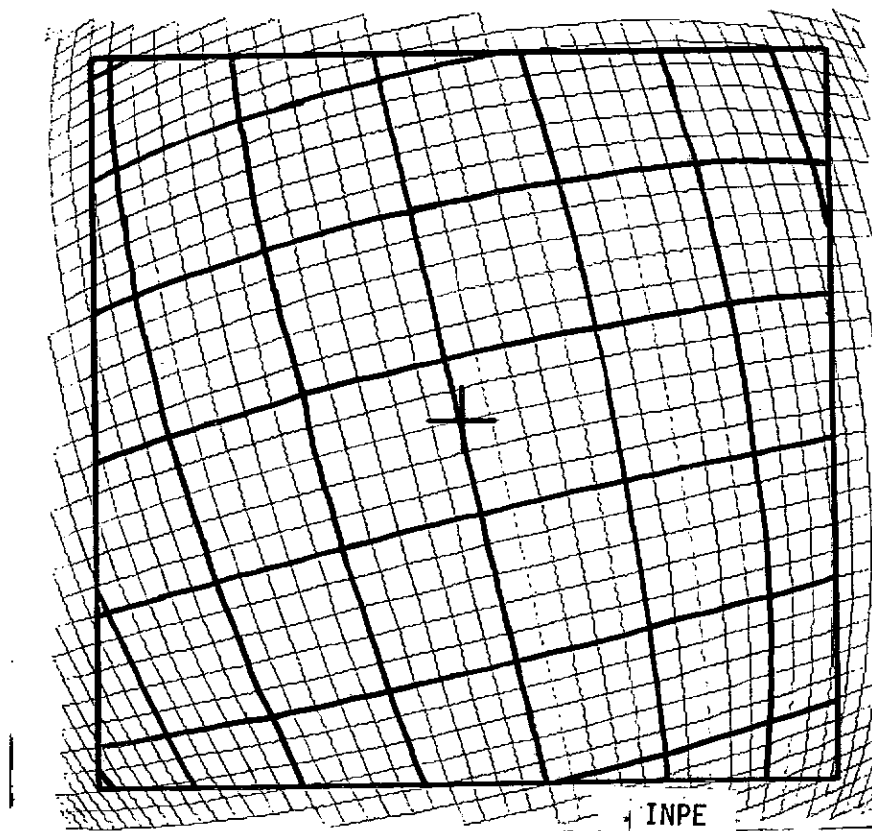


Fig. II.9 - Uma grade para fotos do Satélite Meteorológico ESSA-8.

II.3.10 - ERROS DE GRADEAMENTO

Podemos classificar alguns dos erros que afetam a precisão no gradeamento das fotografias.

II.3.10.1 - ERROS DE POSICIONAMENTO

São os erros devidos a desvios, em ângulos, dos 3 eixos (YAW, PITCH, ROLL) em relação às direções e aos sentidos definidos.

Erro em um dos eixos significa que este eixo é mantido corretamente e os desvios ocorrem nos outros dois.

Por exemplo: Erro YAW implica em torção na foto em relação ao eixo YAW e, portanto, desvios angulares em ROLL e PITCH.

A figura II.3 mostra estes erros.

Para o caso do ESSA-8 os erros de posicionamento são mantidos dentro de aproximadamente 1,0 grau. O conhecimento de marcas de Terra (contornos de continentes, etc) ajudam na redução de influência deste tipo de erro de gradeamento.

II.3.10.2 - ERROS NA MARCAÇÃO DO TEMPO DA FOTOGRAFIA

A precisão do tempo que o operador de uma estação APT consegue anotar para o tempo da fotografia é da ordem de 1 segundo. Isto acarreta um erro da ordem de 6 km ao longo da projeção da órbita, na determinação das coordenadas do PSS.

II.3.10.3 - DISTORÇÃO DE LENTE

Este é um erro que podemos eliminar se conhecermos quantitativamente a deformação que o sistema óptico de bordo imprime aos pontos $P(X,Y)$.

Podemos aplicar a correção desde que conheçamos a função Erro = $E(x,y)$ que daria os acréscimos a X e a Y para cada ponto $P(X,Y)$. Ver a fig. II.15 que exemplifica este tipo de erro. (Para aprofundar mais sobre erros ver as referências citadas).

II.3.11 - OUTROS TIPOS DE GRADES

Para os casos de fotografias obtidas num intervalo de tempo ou continuamente como é o caso do satélite meteorológico NIMBUS-IV com os sistemas DRID e DRIR, o cálculo de uma grade não é tão simples como foi o anterior.

Muito embora a matemática e a geometria projetiva empregadas sejam da mesma simplicidade, é necessário ter todas as informações a respeito de como a fotografia foi obtida e durante o tempo de obtenção levar em conta o movimento do satélite, bem como a rotação da Terra. Este último elemento dá a estes tipos de grades um aspecto de "grades torcidas" em linhas de longitude. Neste trabalho não iremos entrar em pormenores a respeito, limitando-nos a dar a idéia de como podem ser calculadas e explicar visualmente através da figura 16.

II.4 - BIBLIOTECA DE GRADEADOS

Entende-se por "biblioteca de gradeados" o conjunto de todas as grades necessárias à utilização rotineira de gradeamento das fotos de cobertura de nuvens recebidas por uma determinada estação APT.

A apresentação física destas grades pode variar desde o micro-filme até ser uma tela gradeada para a projeção de slides, incluindo-se filmes e transparências do tamanho das fotos positivas. A tela gradeada para a projeção de slides (que são obtidos diretamente no caso das estações mandadas fazer pelo INPE) é um sistema que permite um manuseio rápido e de ajuste fácil. Por isto a escolhemos.

A biblioteca de gradeados contém grades cujos pontos satélites (caso ESSA-8) variam de 1 em 1 grau em latitude.

A Terra apresenta uma simetria em longitudes devido ao eixo de simetria que contém os polos Norte e Sul geográficos. Devido a este fato não há necessidade de se ter uma biblioteca de gradeados com variações em longitude.

Sómente com relação à variação de latitude é que se faz necessário (a fig. II.5 e a Fórmula (II.3) mostram este fato de modo bastante explícito).

II.5 - AJUSTE DE GRADES

Como na maioria dos casos as coordenadas do ponto sub-satélite (lat.PSS e long PSS) não assumem valores inteiros e sendo a biblioteca de grades constituída de grades com latitudes e longitudes inteiras torna-se necessário um ajuste da grade à fotografia. Este ajuste é feito tomando-se a grade cujo valor de latitude esteja mais próximo do valor da latitude do PSS. A longitude da grade, uma vez escolhida, será também um valor inteiro o mais próximo do valor da longitude do PSS. Uma vez escolhida a grade um ajuste é feito projetando-se a marca central de referência num ponto da grade cujas coordenadas sejam iguais às coordenadas da grade.

No Apêndice II.B aparece um exemplo ilustrativo.

II.6 - CÁLCULO DAS COORDENADAS DO PONTO SUB-SATÉLITE

Conhecemos a órbita do satélite e todos os seus parâmetros, ou seja: conhecemos uma função $f(\vec{r}, t) = 0$ que liga espaço e tempo do movimento orbital do satélite. Com esta função periódica, conhecendo-se \vec{r}_0 num certo tempo t_0 o problema do cálculo das coordenadas do ponto sub-satélite consiste em resolver a equação acima com respeito a espaço num certo tempo (t_0) que o operador anota como sendo o tempo (GMT) da fotografia.

Em rotina diária, no entanto, é extremamente útil um processo gráfico para esta determinação.

Mais adiante discutiremos melhor este método. Por ora basta-nos dizer que a precisão em tempo (como já mencionamos) é da ordem de 1 segundo e o PSS já fica indeterminado em ≈ 6 km ao longo da projeção da órbita.

II.7 - PRÁTICA DE GRADEAMENTO

O exercício com o manuseio das grades e slides se faz importante para a nossa rotina de trabalho. Com um projetor de slides, os slides e a biblioteca de gradeados poderemos, evidentemente, treinar: escolha de grades, ajustes, leituras e transposições de contornos de sistemas de nuvens para um mapa. Isto nos garantirá firmeza e rapidez no trabalho diário.

CURSO DE TREINAMENTO
PARA OPERADORES DE ESTAÇÕES APT

organizado por

Roberto Vicente Calheiros*

Antonio Divino Moura

Rosalvo Pinheiro dos Santos

Vol. II

Relatório LAFE-167

Junho, 1971

PR - Conselho Nacional de Pesquisas
Instituto de Pesquisas Espaciais
São José dos Campos - SP - Brasil

* Fundação Educacional de Bauru

CAPÍTULO III

RASTREAMENTO DE SATÉLITES

III.1 - INTRODUÇÃO

III.1.1 - O QUE RASTREAR UM SATÉLITE?

Sabemos que um satélite artificial da Terra tem uma órbita elíptica em torno da Terra; conhecemos a sua equação de movimento $f(\vec{r}, t) = 0$, periódica e que num instante t_0 conhecemos \vec{r}_0 . Rastrear um satélite a partir de uma estação terrestre cujas coordenadas (latitude e longitude do local da estação) conhecemos \vec{e} , pois, acompanhá-lo dentro do nosso campo visual, durante todo o intervalo de tempo em que ele permanece dentro deste campo.

Equivale a dizer que podemos escalonar em tempo a sua trajetória (órbita), desde sua entrada até sua saída no horizonte.

Para conhecer, num certo tempo t' , o ponto no espaço no qual o satélite se encontra, resolvemos a equação $f(\vec{r}, t') = 0$ e achamos o espaço dado pelo vetor $\vec{r} = \vec{r}'$, ou seja: precisamos de três coordenadas para fixá-lo em sua trajetória.

III.1.2 - AZIMUTE E ELEVAÇÃO

Com um equipamento de Terra de uma estação APT, o rastreamento do satélite é feito com uma antena móvel que aponta, no instante t' , para a direção na qual o satélite se encontra.

Para fixar esta direção precisamos somente de 2 coordenadas.

Estas duas coordenadas angulares são definidas como sendo a elevação e o azimute daquela direção.

Para isto, é preciso definir um referencial. O referencial apropriado neste caso é o cartesiano triortogonal x, y e z , sendo a origem na estação, com o eixo x apontado para o leste, y apontado para a direção norte e z segundo a vertical do lugar e sentido para cima.

A figura 10 elucida graficamente estas duas coordenadas.

No plano xy projetamos a reta que une o satélite à origem. O ângulo formado pela projeção e a direção do satélite, é chamado de elevação e o ângulo formado pela projeção e o eixo y (direção Norte) é denominado azimute.

A resolução da equação $f(\vec{r}, t) = 0$ é bastante trabalhosa para cálculos de rotina em rastreamento de satélite.

Sendo os satélites meteorológicos de órbita quase circular (excentricidade pequena), será prático, então, que procuremos um método gráfico simples, de fácil manuseio e de rápida leitura, para os trabalhos diários de cálculo de folhas de rastreamento (folha adequada onde lançamos valores de tempo, elevação e azimute para rastreamento de determinado satélite).

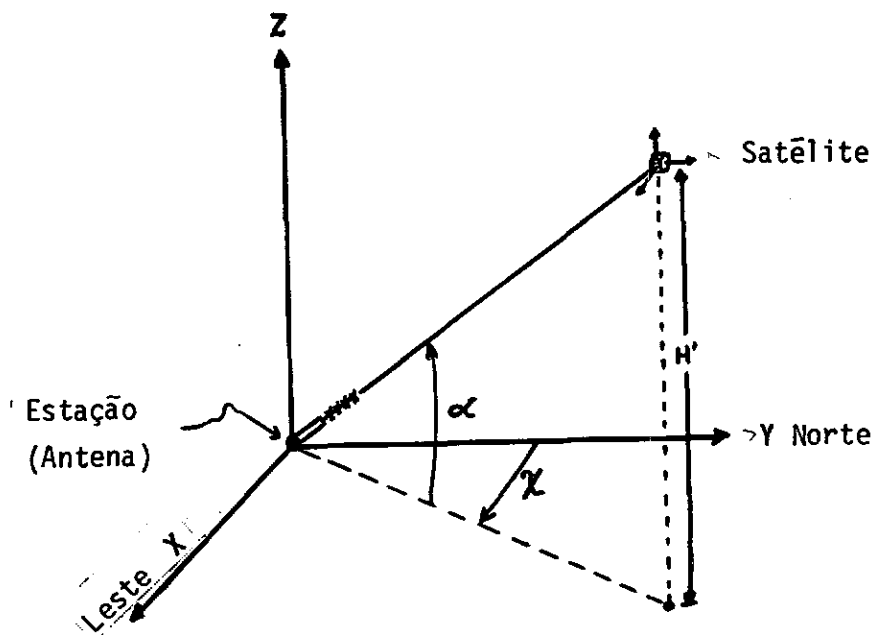
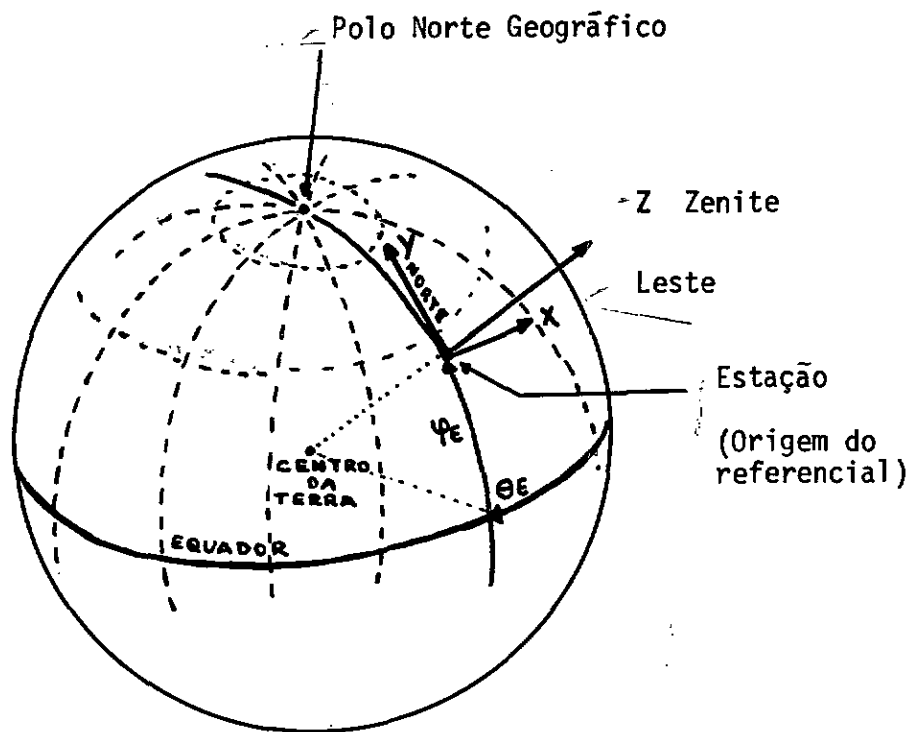


Fig. III.1 - Sistema de referência (x, y, z).

Azimuth (χ) e Elevação (α) medidas neste referencial.

III.2 - LINHAS DE ELEVAÇÃO E AZIMUTE CONSTANTES

III.2.1 - O PROBLEMA

Estamos agora interessados em mapear, num sistema de coordenadas conveniente, o lugar geométrico dos pontos sub-satélite (PSS), acima dos quais, a uma altura H , a antena da estação "vê" o satélite segundo uma elevação constante.

A Fig. III.2 mostra que, para um satélite de órbita circular, este lugar geométrico dos PSS são circular concêntricos à estação.

O mesmo interesse nos conduzirá aos lugares geométricos dos PSS, acima dos quais a antena de uma estação de rastreamento "vê" o satélite, segundo um azimute constante (Fig. III.3).

III.2.2 - CÁLCULO DAS LINHAS DE ELEVAÇÃO CONSTANTE E SEU MAPEAMENTO

A matemática será simplificada com o uso de trigonometria esférica. Da Fig. III.4 aplicando a lei dos cossenos ao triângulo esférico N, P, E , definido por:

N polo norte geográfico

P um ponto sobre a Terra dado por suas coordenadas (ψ_P latitude e θ_P longitude), que pertence ao lugar geométrico de elevação constante.

E a estação APT de rastreamento, dada pelas suas coordenadas (ψ_E latitude da estação e θ_E longitude da estação).

temos:

$$\cos \delta = \cos (90^{\circ} - \psi_P) * \cos (90^{\circ} - \psi_E) + \sin(90^{\circ} - \psi_P) * \\ * \sin (90^{\circ} - \psi_E) * \cos \Delta\theta$$

isto é,

$$\cos \delta = \sin \psi_P * \sin \psi_E + \cos \psi_P * \cos \psi_E * \cos \Delta\theta \quad \text{(III.1)}$$

sendo δ o arco de círculo máximo que liga o ponto $P(\psi_P, \theta_P)$ à estação $E(\psi_E, \theta_E)$.

Da Fig. III.5 aplicando a lei dos cossenos ao triângulo S, O, E, definido por:

S satélite

E estação

O centro da Terra

temos

$$D^2 = (R+H)^2 + R^2 - 2R * (R+H) * \cos \delta \quad \text{(III.2)}$$

sendo

R raio da Terra

H altura do satélite

Aplicando a lei dos senos ao mesmo triângulo, temos:

$$\frac{\sin \delta}{D} = \frac{\sin(90^{\circ} + \alpha)}{(R+H)} = \frac{\sin \beta}{R} \quad \text{(III.3)}$$

isto é,

$$\frac{\sin \delta}{D} = \frac{\cos \alpha}{(R+H)}$$

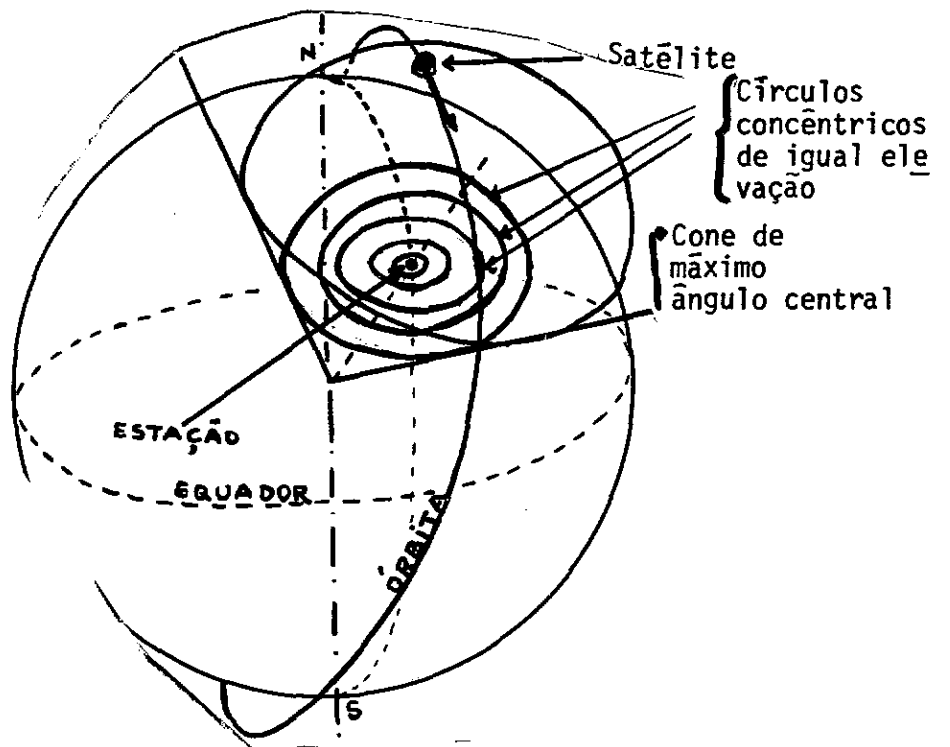


Fig. III.2 - Lugar geométrico dos P.S.S. acima dos quais a uma altura H o satélite é "visto" com igual elevação.

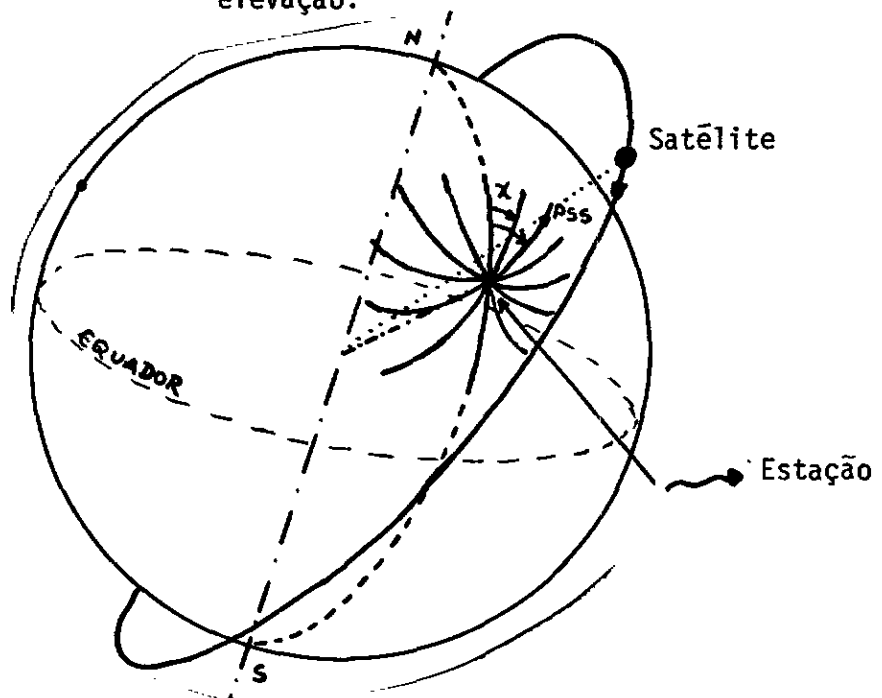


Fig. III.3 - Lugar geométrico dos P.S.S. acima dos quais o satélite é "visto" pela estação com um centro azimute χ .

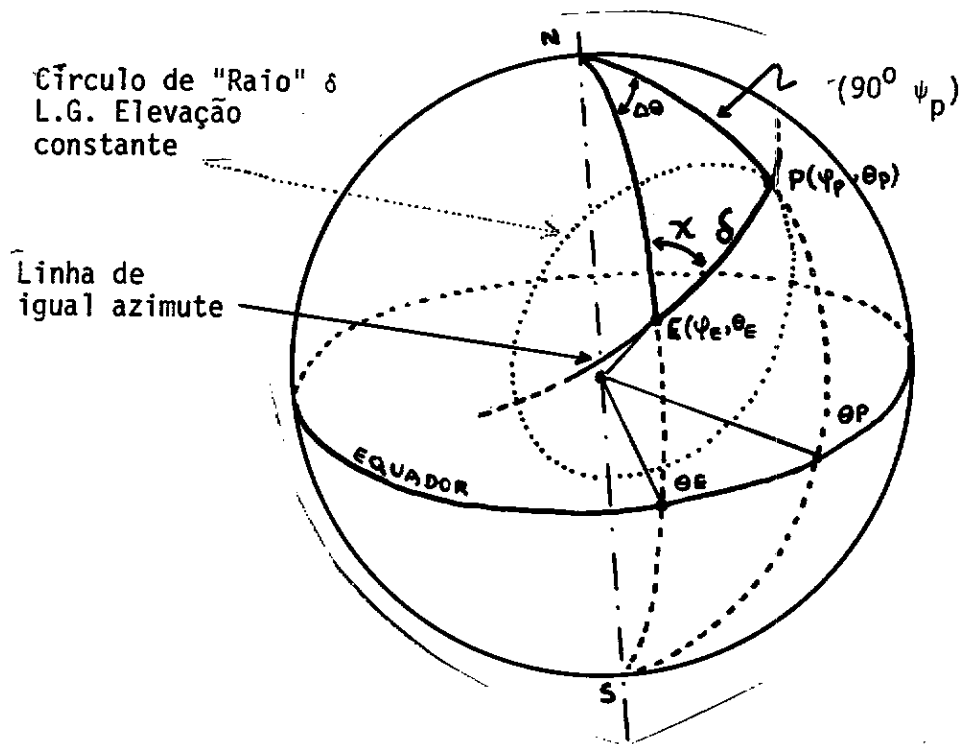


Fig. III.4 - Relação entre o azimute x , o arco δ e as coordenadas da estação (ψ_E, θ_E) e de um ponto $P(\psi_P, \theta_P)$ do L.G.

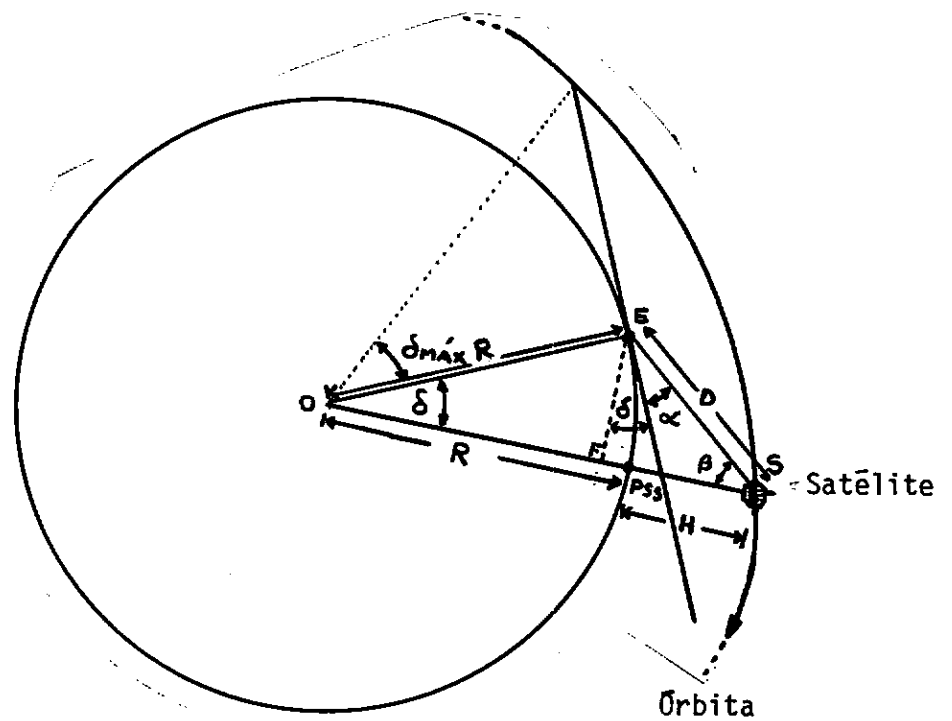


Fig. III.5 - Relação entre o ângulo central δ , a elevação α da antena e a altura H do satélite.

$$D = (R+H) \frac{\text{sen} \delta}{\text{cos} \alpha} \quad (\text{III.4})$$

α é a elevação do satélite sobre o PSS.

(III.4) ao quadrado e substituída em (III.2), virá:

$$(R+H)^2 \frac{\text{sen}^2 \delta}{\text{cos}^2 \alpha} = (R+H)^2 + R^2 - 2R * (R+H) * \text{cos} \delta$$

desenvolvendo chegamos a:

$$\text{cos}^2 \delta - 2 \left(\frac{R}{R+H} \right) \text{cos}^2 \alpha * \text{cos} \delta + 1 + \left\{ \left[\left(\frac{R}{R+H} \right)^2 * \text{cos}^2 \alpha - 1 \right] \right\} = 0$$

que é uma equação do 2º grau em $\text{cos} \delta$

então

$$\text{cos} \delta = \left(\frac{R}{R+H} \right) \text{cos}^2 \alpha \pm \sqrt{\left(\frac{R}{R+H} \right)^2 \text{cos}^4 \alpha - \left[\left(\frac{R}{R+H} \right)^2 + 1 \right] * \text{cos}^2 \alpha + 1}$$

Para

$$\alpha = 90^\circ \implies \delta = 0 \quad \text{ou} \quad \text{cos} \delta = +1$$

(Abandona-se a solução negativa)

Finalmente

$$\text{cos} \delta = \left(\frac{R}{R+H} \right) \text{cos}^2 \alpha + \text{sen} \alpha \sqrt{1 - \left(\frac{R}{R+H} \right)^2 \text{cos}^2 \alpha} \quad (\text{III.5})$$

Esta equação permite calcular o valor do arco δ_0 para uma dada elevação α_0 .

Este valor (δ_0) levado à equação (III.1) nos dá a equação do lugar geométrico ψ_p, θ_p para $\alpha = \alpha_0 = \text{constante}$.

O problema está resolvido e o levantamento de um gráfico para α variando de 0° até 90° , consiste em calcular pares de valores ψ_p e θ_p que serão graficados.

III.2.3 - CÁLCULO DAS LINHAS DE AZIMUTE CONSTANTE E SEU MAPEAMENTO

Seja $P(\psi_p, \theta_p)$ os pontos sub-satélite, sobre os quais um satélite é "visto" pela antena de uma estação, segundo um azimute constante.

Da Fig. III.4 aplicando-se a lei dos cossenos ao triângulo esférico N,P,E, vem:

$$\cos(90^{\circ} - \psi_p) = \cos(90^{\circ} - \psi_E) * \cos \delta + \sin(90^{\circ} - \psi_E) * \sin \delta * \cos \chi$$

isto é,

$$\sin \psi_p = \sin \psi_E * \cos \delta + \cos \psi_E * \sin \delta * \cos \chi \quad (\text{III.6})$$

Aplicando a lei dos senos ao mesmo triângulo esférico, temos:

$$\frac{\sin \chi}{\sin(90^{\circ} - \psi_p)} = \frac{\sin \Delta\theta}{\sin \delta} \quad \text{sendo } \Delta\theta = \theta_p - \theta_E$$

isto é:

$$\sin \Delta\theta = \sin \delta \frac{\sin \chi}{\cos \psi_p} \quad (\text{III.7})$$

Na equação (III.6) fixamos um certo $\chi = \chi_0$ e variamos o valor de δ desde 0° até o seu valor máximo ($\delta_{\max} = \arccos(\frac{R}{R+H})$)

Com isto calculamos os valores ψ_p que levados em (III.7) para os mesmos δ e χ nos dão $\Delta\theta$ e portanto θ_p .

Os pares de valores (θ_p, ψ_p) graficados para um certo χ , constituem uma linha de PSS, acima dos quais o satélite é "visto", pela estação com azimute $\chi = \chi_0 = \text{constante}$.

A multiplicidade de cálculos repetitivos envolvidos, nos conduziu a um programa FORTRAN IV que dá saída direta em "Plotter" destas linhas de azimutes e elevações constantes para uma dada estação APT (ψ_E, θ_E).

O apêndice D mostra o programa APTR e um mapeamento dos lugares geométricos das linhas de elevação constante, enquanto que as radiais correspondem a linhas de igual azimute.

III.3 - "ÓRBITA PADRÃO"

Anteriormente fizemos os gráficos de elevação e azimute constantes. Falta-nos agora, conhecer o lugar geométrico dos pontos sub-satélite durante um intervalo de tempo máximo que a estação APT possa rastrear o satélite de horizonte a horizonte.

Conjugando-se o movimento de rotação da Terra e a trajetória do satélite, obtém-se este lugar geométrico projetando ortogonalmente, em cada instante, o satélite sobre a superfície terrestre.

A este lugar geométrico, escalonado em tempo, denominamos "órbita padrão".

Como o satélite tem órbita elíptica, a órbita padrão será feita simulando-se um satélite com parâmetros orbitais idênticos àquê para o qual pretendemos calcular a órbita padrão, com exceção de que adotamos, para o semi-eixo maior, um valor igual ao raio da Terra (suposta esférica), mais uma altura média entre apogeu e perigeu da órbita. Ainda mais, a excentricidade deste satélite deve ser nula.

Com este parâmetro calculamos e traçamos a órbita padrão, confeccionada em material transparente e escalonada em intervalos de tempos regulares (minutos de cruzamento com o equador). Conhecendo-se um ponto desta órbita, bem como o correspondente tempo, pode-se fazer a fôlha de rastreio, para toda uma passagem do satélite sobre o campo "visual" da estação APT. No anexo D, apresentamos um programa que traça "órbitas padrões" a partir dos pontos sub-satélite calculados pelo programa MESA02.

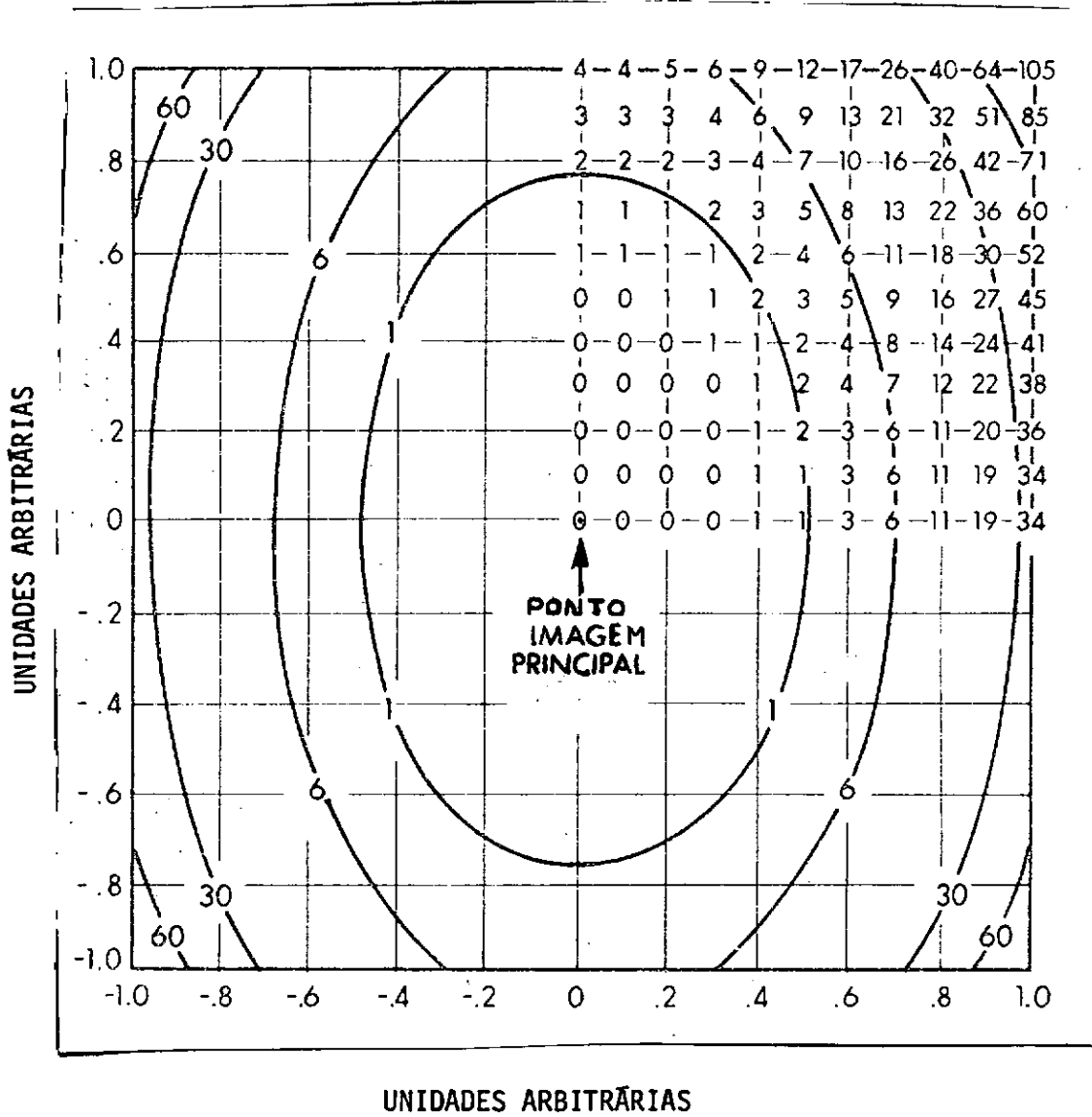


Fig. III.6 - Erro de localização (em milhas náuticas) devido a distorção de lente NIMBUS-III a 1.112 Km de altura.

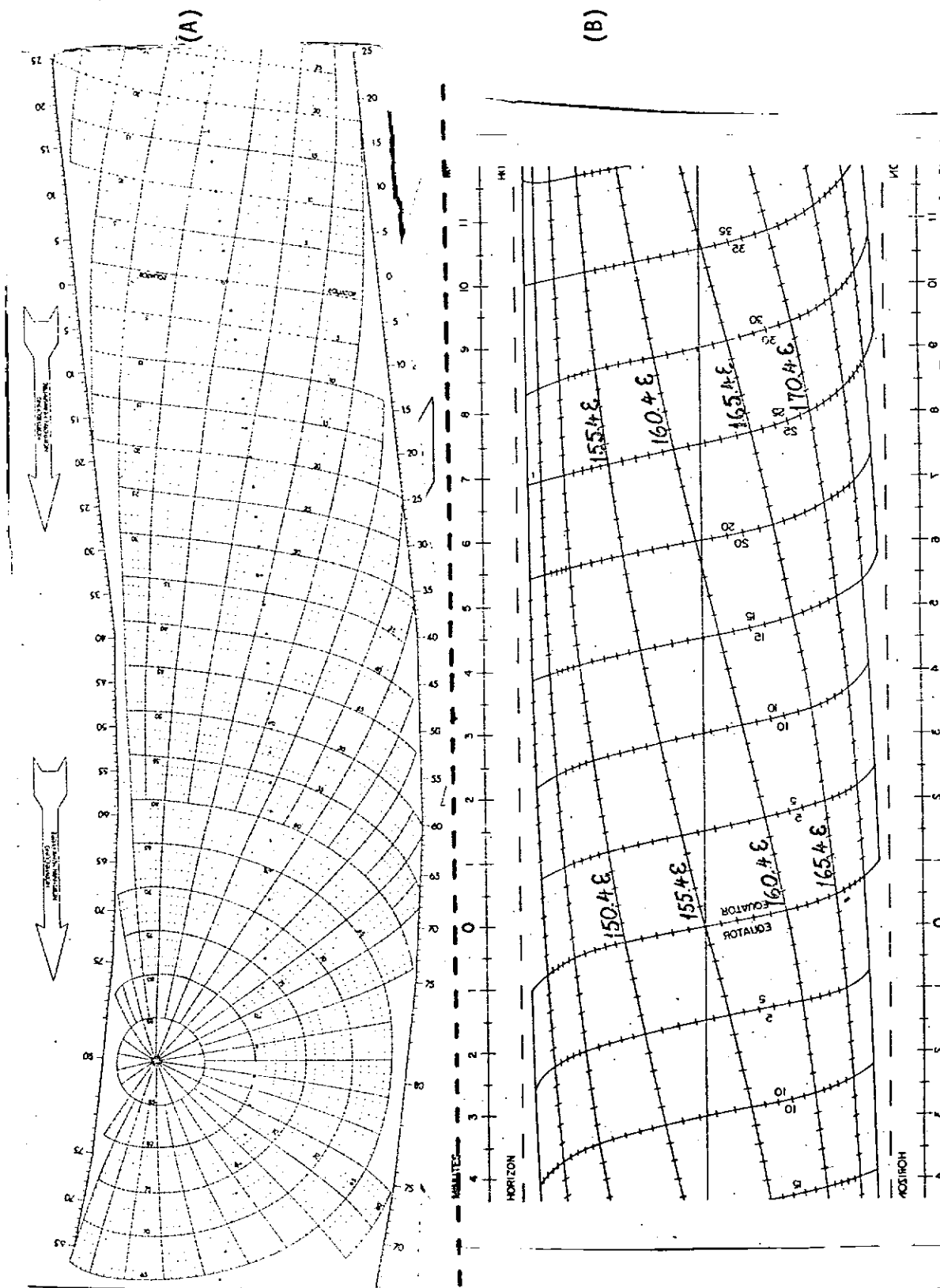


Fig. III.7 - Grades para Fotos obtidas pelo satélite NIMBUS-III (A) DRID e (B) DRIR.

III.4 - CRUZAMENTO COM O EQUADOR

A partir das efemérides de um satélite (conjunto dos parâmetros orbitais conhecidos numa certa época - ver Fig. III.8) fica determinada a trajetória do satélite pela sua equação de movimento. Admitindo-se que estes parâmetros não sofram variações aleatórias (choque com meteoritos, por exemplo), podemos fazer a previsão dos pontos em que o satélite estará em cada tempo; ou seja, pela equação de movimento $f(\vec{r}, t) = 0$ é possível calcular para cada tempo t o ponto do espaço dado por \vec{r} no qual o satélite se encontra. Ou, inversamente, para um dado ponto, quais são os tempos (o movimento é periódico) t_1, t_2, \dots nos quais o satélite voltará a passar pelo mesmo.

Através dos PSS (ψ, θ) e da altura localizamos o satélite. Fixando a coordenada latitude, calculamos quais os θ e os tempos em que os PSS se projetarão sobre esta latitude.

Esta latitude, devido à simetria, é escolhida como sendo o equador.

Os cruzamentos com o Equador são definidos pelos valores de tempo e longitude, segundo os quais os pontos sub-satélite estão contidos no equador. (interseção da órbita com o plano equatorial).

Cada Estação APT receberá do Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE) as folhas de previsão de cruzamento com o equador, impressas por computador através de um programa em FORTRAN IV elaborado pela

equipe do Projeto MESA, deste Instituto, contendo as seguintes informações:

- Nome do Satélite.
- Mês e ano das previsões
- Dia, hora, minutos e segundos de cruzamento com o equador
- Latitude (dentro de uma certa faixa da ordem de 1 grau)
- Longitude de cruzamento,
- Altura do satélite sobre o PSS

Com esta informação a fôlha de rastreio é feita ajustando-se convenientemente a transparência da órbita padrão sobre o gráfico de elevação e azimute constantes, anotando-se de minuto em minuto a partir do cruzamento os valores de elevação (de 0° até 0°) e os correspondentes azimutes. Um exemplo de fôlha de rastreio pode ser visto na figura III.9.

III.5 - ÓRBITAS QUE PASSAM POR CIAM DA ESTAÇÃO E ÓRBITAS DE APARENTE DIFICULDADE EM RASTREAMENTO

Para evitar que o cabo que liga a antena móvel à estação se rompa, existe um contato que é desligado quando se diminui o azimute até 0° , tentando levá-lo a valores da ordem de 360° .

Esta interrupção é um inconveniente quando rastreamos órbitas que "cortam" a linha de azimute 0° acima da estação.

ORBITAL ELEMENTS

NASA GODDARD SPACE FLIGHT CENTER GREENBELT MD

ISSUE DATE: JAN 25 1971

SECTION

THE FOLLOWING ARE THE BROUWER MEAN ORBITAL ELEMENTS
FOR SATELLITE 1968 114A ESSA-EIGHT
COMPUTED AND ISSUED BY THE GODDARD SPACE FLIGHT CENTER.

EPOCH 71 Y 01 M 15 D AT 00 HOURS 00.00 MIN. UT.

SEMI-MAJOR AXIS	7815.393	KILOMETERS
ECCENTRICITY	.003216	
INCLINATION	101.781	DEGREES
MEAN ANOMALY	131.123	DEGREES
ARGUMENT OF PERIGEE	243.289	DEGREES
MOTION MINUS	1.9362	DEG. PER DAY
R.A. OF ASCEND. NODE	78.426	DEGREES
MOTION PLUS	0.9988	DEG. PER DAY
ANOMALISTIC PERIOD	114.59977	MINUTES
PERIOD DOT PLUS	0.0	MIN. PER DAY
HEIGHT OF PERIGEE	1412.10	KILOMETERS
HEIGHT OF APOGEE	1462.36	KILOMETERS
VELOCITY AT PERIGEE	25793.	KM. PER HR.
VELOCITY AT APOGEE	25627.	KM. PER HR.
GEOC. LAT. OF PERIGEE MINUS	60.982	DEGREES

Fig. III.8 - Parâmetros orbitais para o Satélite ESSA-8

(Em anexo Cruzamentos com o Equador)

EQUATOR CROSSINGS

NASA GODDARD SPACE FLIGHT CENTER GREENBELT MD

ISSUE DATE: JAN 04 1971

THE FOLLOWING ARE EQUATOR
CROSSINGS FOR SATELLITE 681141

710111

11	231637-024.55	014508	09507	15	190222	039.04	014538	09555
12	011119-053.23	014509	09508	15	205704	010.37	014538	09556
12	030601-081.90	014509	09509	15	225146-018.30	014539	09557	
12	050043-110.58	014510	09510	16	004629-046.97	014539	09553	
12	055526-139.25	014511	09511	16	024111-075.65	014540	09559	
12	085008-167.93	014511	09512	16	043553-104.32	014540	09560	
12	104450 163.39	014512	09513	16	063035-133.00	014541	09561	
12	123932 134.72	014512	09514	16	082517-161.67	014542	09562	
12	143414 106.04	014513	09515	16	102000 169.65	014542	09563	
12	162857 077.37	014514	09516	16	121442 140.97	014543	09564	
12	182339 048.69	014514	09517	16	140924 112.30	014543	09565	
12	201821 020.02	014515	09518	16	160406 083.62	014544	09566	
12	221303-008.65	014516	09519	16	175848 054.95	014545	09567	
13	000745-037.32	014516	09520	16	195330 026.27	014545	09568	
13	020228-066.00	014517	09521	16	214813-002.39	014546	09569	
13	035710-094.67	014517	09522	16	234255-031.07	014546	09570	
13	055152-123.35	014518	09523	17	013737-059.74	014547	09571	
13	074634-152.02	014519	09524	17	033219-038.42	014547	09572	
13	094116 179.29	014519	09525	17	052701-117.10	014548	09573	
13	113558 150.62	014520	09526	17	072144-145.77	014549	09574	
13	133041 121.94	014520	09527	17	091626-174.45	014549	09575	
13	152523 093.27	014521	09528	17	111108 156.37	014550	09576	
13	172005 064.59	014522	09529	17	130550 128.20	014550	09577	
13	191447 035.92	014522	09530	17	150032 099.52	014551	09578	
13	210929 007.24	014523	09531	17	165515 070.85	014552	09579	
13	230412-021.42	014524	09532	17	184957 042.17	014552	09580	
14	005854-050.10	014524	09533	17	204439 013.50	014553	09581	
14	025336-078.77	014525	09534	17	223921-015.17	014553	09582	
14	044818-107.45	014525	09535	18	003403-043.84	014554	09583	
14	064300-136.12	014526	09536	18	022846-072.52	014554	09584	
14	083743-164.80	014527	09537	18	042328-101.19	014555	09585	
14	103225 166.52	014527	09538	18	061810-129.87	014556	09586	
14	122707 137.34	014528	09539	18	081252-158.55	014556	09587	
14	142149 109.17	014528	09540	18	100734 172.77	014557	09588	
14	161631 080.49	014529	09541	18	120217 144.10	014557	09589	
14	181114 051.82	014530	09542	18	135659 115.42	014558	09590	
14	200556 023.14	014530	09543	18	155141 086.75	014558	09591	
14	220038-005.52	014531	09544	18	174623 058.07	014559	09592	
14	235520-034.20	014532	09545	18	194105 029.40	014559	09593	
15	015002-062.87	014532	09546	18	213548 000.72	014560	09594	
15	034444-091.55	014533	09547	18	233030-027.94	014561	09595	
15	053927-120.22	014533	09548	19	012512-056.62	014561	09596	
15	073409-148.90	014534	09549	19	031954-085.29	014562	09597	
15	092851-177.57	014534	09550	19	051436-113.97	014562	09598	
15	112333 153.74	014535	09551	19	070918-142.64	014563	09599	
15	131815 125.07	014536	09552					
15	151258 096.39	014536	09553					
15	170740 067.72	014537	09554					

PROJETO MESA - INPE -
FÔLHA DE RASTREAMENTO APT.

ESTAÇÃO	S.J. CAMPOS
SATÉLITE	ESSA-8
ÓRBITA	
DATA	15/01/70

RECEPÇÃO DO SINAL

CRUZAMENTO EQUADOR -22.94° (w)		HORÁRIO (GMT) 10:56:02			MAXIMA ELEVAÇÃO	
TEMPO (Z)	MINUTOS DO CRUZAMENTO	ELEV.	AZI- MUTE	IN- FOTO	HORÁRIO FOTO	OBSERVAÇÃO DIF. TEMPO CRUZ. EQUADOR P.S.S.
10:53	-3	-	-			
10:54	-2	-	-			
10:55	-1	0	45			
10:56:02	0	2	46			
10:57	1	5	49			
10:58	2	8	51			
10:59	3	12	56	(1)	10:59:01	10:59:01 LAT. -6.0
11:00	4	15	60			10:56:02 (9) LONG. -30.0
11:01	5	19	66			02:59
11:02	6	23	74			
11:03	7	26	82			
11:04	8	29	92			
11:05	9	31	105	(2)	11:05:39	11:05:39 LAT. -24.0
11:06	10	32	118			10:56:02 (7) LONG. -34.0
11:07	11	31	130			09:37
11:08	12	29	141			
11:09	13	26	152			
11:10	14	23	160	(3)	11:09:28	11:09:28 LAT. -42.0
11:11	15	18	168			10:56:02 (-) LONG. -37.2
11:12	16	15	173			13:26
11:13	17	12	180			
11:14	18	8	182			
11:15	19	6	186			
11:16	20	3	190			
11:17	21	0	190			

Fig. III.9 - Fôlha para Rastreamento
do Satélite Meteorológico
co ESSA-8.

Para sanar tal inconveniente o tipo de antena permite valores de 0° a 180° de elevação.

Em exercícios práticos abordaremos tais órbitas com especial ênfase e quais procedimentos a serem tomados.

III.6 - TEMPO DA FOTOGRAFIA

Entendemos por tempo de fotografia o tempo em horas, minutos e segundos no qual a fotografia foi obtida.

É óbvio que isto se aplica somente a fotografias instantâneas, se bem que podemos estender a definição para o caso de fotografias tomadas durante um certo intervalo de tempo. No entanto, neste caso, o tempo será, na realidade, o tempo de um ponto de uma das linhas da fotografia, a linha central, por exemplo.

No caso dos satélites ESSA-8 e ITOS-1 este tempo corresponde ao tempo que observamos a transição entre o sinal de aviso de início da foto (300 Hz) e o sinal de fase acrescido de 25 segundos. (Porém basta adicionar - segundos de vez que o relógio da estação tem uma precisão de 1 segundo).

Este tempo deve ser anotado cuidadosamente pois dele dependerá a boa precisão na determinação do PSS.

III.7 - CÁLCULO DO PONTO SUB-SATÉLITE (PSS)

É sabido o tempo de cruzamento com o equador das folhas de precisão

Uma vez recebida uma fotografia conhecemos o tempo desta fotografia.

Com a diferença destes dois tempos procuramos numa tabela (Apêndice E) os valores latitude e Δ longitude em função do tempo.

A longitude do PSS será lida na referida somando-se a longitude de cruzamento com o equador com o Δ longitude.

A latitude é o valor extraído da Tabela.

Com a latitude e longitude do PSS fica bem determinada a grade que deveremos usar para as análises meteorológicas.

Pela "órbita padrão" e o gráfico de azimute e elevação podemos obter o PSS por interpolação gráfica e uma simples regra de três.

REFERÊNCIAS

1. SIDNEY et al., - "Electronics system for utilization of satellite cloud picture" - B.A.M.S., 1970.
2. BONNER, - "Gridding scheme for APT satellite pictures" - J.G.R., 1969.
3. MACH and GARDNER, - "Retification of satellite photography by digital techniques" - IBM Journal, 1962.
4. "An analysis of errors in geographic referencing of NIMBUS cloud picture, NASA TN D-2137.
5. SRINIVASAN, - "Errors in the Operational Gridding of APT pictures" - India Meteorological Dept, SR-122.
6. "APT User's Guide" - U.S. Department of Commerce, ESSA, NESG, 1965, 1969.
7. "The NIMBUS IV User's Guide" - GSFC - NASA.
8. "The Nimbus Real Time Transmission Systems (DRID and DRIR) GSFC - NASA, March 1968.
9. MOURA - "Relatório sôbre Estações APT (fluxograma de operação êrros, arquivamento, programas FORTRAN IV), INPE, 1970.

CAPÍTULO IV

ANÁLISE SIMPLIFICADA DAS FOTOS

IV.1.1 - NOÇÕES GERAIS DE CLASSIFICAÇÃO DE NUVENS

Para o pessoal operativo dos serviços meteorológicos, parece mais fácil uma classificação de nuvens pelo modo como são vistas pelo satélite, a partir de modelos com os quais já estejam habituados, da sinótica e observações clássicas.

Partindo deste ponto de vista, os sistemas de nuvens podem ser classificados em:

1. Cirros e Cirros-estratos;
2. Pequenos cumulos de bom tempo (nuvens individuais, de 1/2 milha ou menos de diâmetro);
3. Nuvens cumulos e estratos-cumulos organizados em ruas;
4. Cumulos congestos (nuvens individuais de 1/2 a 2 milhas de diâmetro);
5. Cumulos-nimbos e tempestades (Thunderstorms);
6. Estratos, Estratos-cumulos, Alto-estratos, e Alto-cumulos.

IV.1.1.1 - CIRROS E CIRRO-ESTRATOS

Cirros finos ou cirro-estratos quase nunca são visíveis (Fig. IV.1). Os cirros esparsos são visíveis, exceto contra um fundo de massa de nuvens baixas (Fig. IV.2), os cirros são obviamente visíveis na abertura, a esquerda do ponto sub-satélite, entre as massas de nuvens baixas.

Uma inspeção cuidadosa mostra que elas também se estendem sobre as nuvens baixas na base da foto. Apresenta, frequentemente a forma de faixas (Fig. IV.3), estriações (Fig. IV.4) ou aparência fibrosa orientada aproximadamente paralela ao vento do nível da nuvem, e semelhante em aparência a que é vista da Terra.

IV.1.1.1.1 - CARACTERÍSTICAS IDENTIFICADORAS

Aparência fibrosa; brilho relativamente baixo; relativamente insensível aos efeitos geográficos, (i.e., cirros que se estendem através das linhas costeiras sem variação (Fig. IV.5), ao passo que os cumulos são, comumente extensos sobre a Terra do que sobre a água, ou vice-versa, dependendo da estação).

Quando os cirros provêm de cumulos-nimbos de temperatura ou de massas de nuvens convectivas maiores, encontradas nas tempestades tropicais, o brilho decrescerá na direção de onde provêm (Fig. IV.6). O vento no nível dos cirros pode ser admitido soprar da porção mais brilhante para a mais escura.

IV.1.1.2 - PEQUENOS CUMULOS DE BOM TEMPO (NUVENS INDIVIDUAIS DE 1/2 MI LHA OU MENOS DE DIÂMETRO)

De um modo geral, esse tipo de nuvem, pelas suas dimensões não são resolvidas pela câmera e, quando aparecem, se assemelham a lençol nebuloso de baixo brilho. (Veja Fig. IV.7 do TIROS, fotografado por avião em 373 N). Muitas vezes, a área pode parecer limpa, os cumulos são distinguíveis dos cirros por sua falta total de aparência fibrosa e sua sensibilidade às áreas terra-água (Fig. IV.8). Áreas de cumulos de bom tempo podem apresentar uma textura ligeiramente granular quando vistas em baixos ângulos nadir, acreditando-se que seja devido a um grupamento não aleatório de elementos de nuvens, as quais, individualmente, são demasiadamente pequenas para serem resolvidas.

IV.1.1.3 - NUVENS CUMULOS E ESTRATOS-CUMULOS ORGANIZADOS EM RUAS

A estrutura cumuliforme é visível somente nas áreas das fotos com alta resolução (i.e., próximo do centro das fotografias obtidas com ângulo nadir baixo).

A estrutura em linhas paralelas é vista mais facilmente (Fig. IV.9), mas também desaparecem sob condições desfavoráveis. Como já discutimos, não é possível distinguir filas de cumulos de bom tempo, em células individuais. O aspecto geral é o de pequenos cumulos aleatoriamente espalhados - uma área uniforme de brilho relativamente baixo.



Fig. IV.1 - Nenhuma nuvem visível;
céu aparentemente limpo sobre a área
no centro da foto. Cirros finos fo
ram reportados sobre o Michigan su
perior.



Fig. IV.2 - Aparência estratiforme
não grupada nem fibrosa. Poeira.

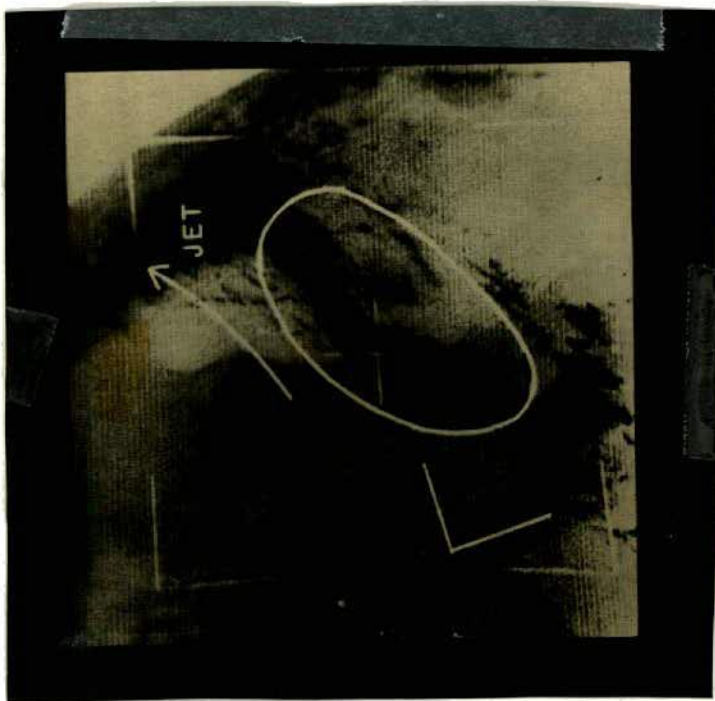


Fig. IV.3 - Aparência cumuliforme, em grupos alongados ou ligeiramente curvados. Cirros no lado quente do jato.



Fig. IV.4 - Aparência estratiforme grupada. Cirros em corrente de jato.



Fig. IV.6 - Aparência cumuli-forme,
em células compactas. Cumulos-nim-
bos com bigorna de cirros.



Fig. IV.5 - Exemplo de insensibilida-
de dos cirros aos efeitos orográficos.



Fig. IV.7 - Comparação entre vistas de nuvens tomadas por avião e por satélite.

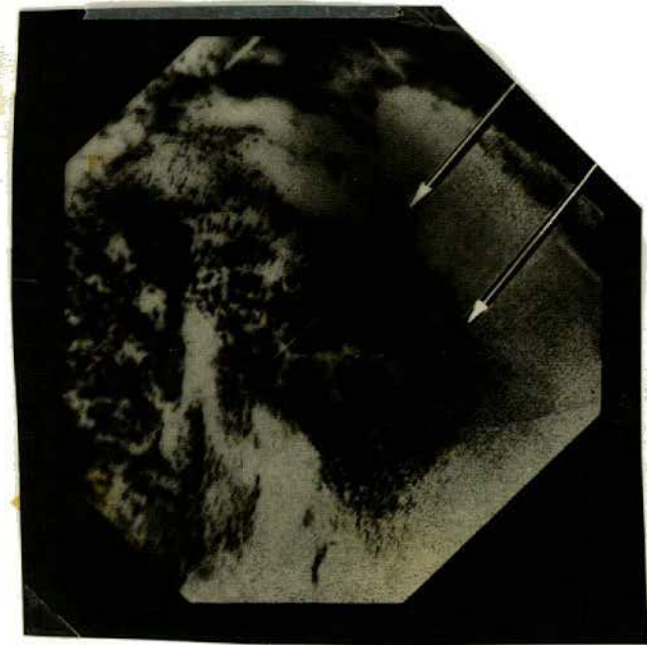


Fig. IV.8a - Fluxo do mar para terra,
na linha da costa.



Fig. IV.8b - Fluxo da terra para o
mar, na linha da costa.

Fig. IV.8 - Distribuição de nuvens relativamente à linha costeira durante o
verão.

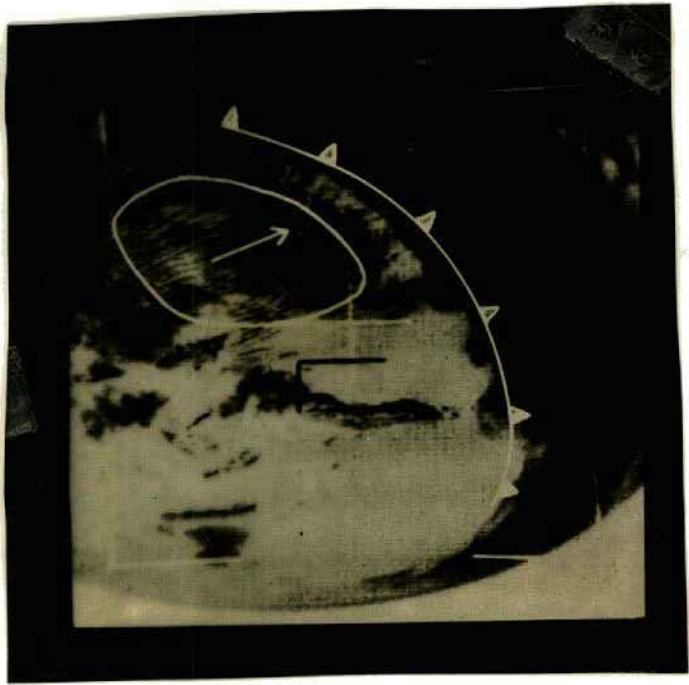


Fig. IV.9 - Estratos cumulos em forma de ruas.

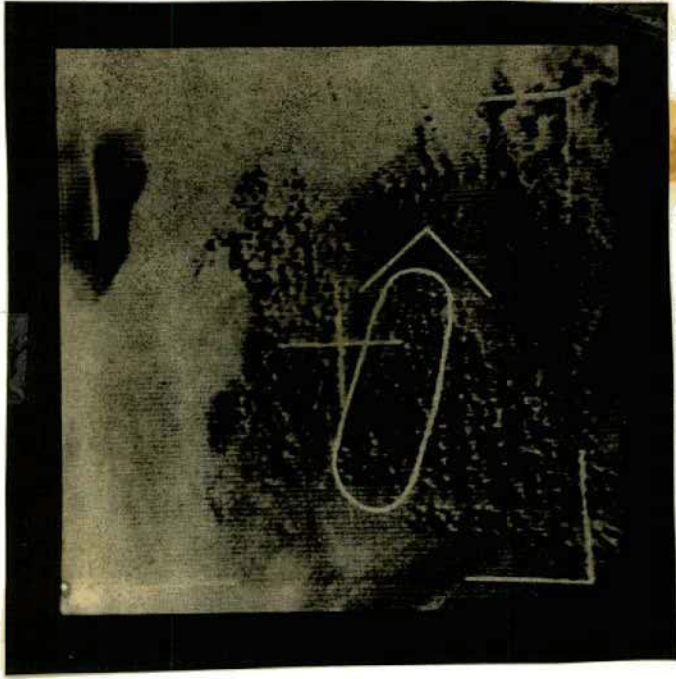


Fig. IV.10 - Cumulos em forma de torres.

IV.1.1.4 - CUMULOS CONGESTOS (CÉLULAS INDIVIDUAIS DE 1/2 A 2 MILHAS, DE DIÂMETRO)

Com ângulos nadir baixos e para cobertura de nuvens interrompidas, a aparência é definitivamente cumuliforme (Fig. IV.10). A distância aparente entre cada elemento habitualmente é de 5 a 15 milhas e mais frequentemente vemos mais os grupamentos de que as nuvens individuais. Para ângulos nadir mais elevados, as nuvens espalhadas em extensão, e a coexistência de muitos cirros ou pequenos cumulos, decresce a aparência cumuliforme e pode até eliminá-la.

A combinação de cumulos congestos espalhados em campo de pequenos cumulos ou com muitos cirros, aparece um aspecto de lençol moqueado, com pontos espaçados de 5 a 10 milhas em média. Evidentemente, este é um aspecto de pequena escala, não visto com frequência.

IV.1.1.5 - CUMULOS-NIMBOS E CÉLULAS DE TEMPESTADES

Estas nuvens são de dimensões visíveis e se não estão profundamente embebidas em outros tipos de nuvens aparecem como bôlhas brilhantes de 5 a 20 milhas de diâmetro, ou em pequenos grupos de 50 ou mais milhas (Fig. IV.6). As maiores dimensões são grupos de cumulos-nimbos, com dimensões aparentes realçadas pela degradação e a formação de bigornas de cirros densos (Fig. IV.11).



Fig. IV.10 - Cumulo-nimbos (A) -
 em estágio inicial de desenvolvimento.
 A massa de nuvens superior
 apresenta uma forma de
 nuvens superiores.
 (observação feita no dia 10/04/61).



Fig. IV.11 - Cumulo-nimbos
 fragmentada.

Camadas pré-existentes de nuvens fragmentadas oriundas de tempestades podem obscurecer completamente a estrutura cumuliforme. A existência de tempestade e/ou fragmentos de cumulos congestos, próximos do estágio de cumulos-nimbos, podem ser inferidos da aparência de manchas nas massas de nuvens e a relativamente brusca gradação no brilho. (Vide Fig. IV.11).

Modelos mais destacáveis de nuvens produzindo tempo severo, apresentam características comuns. Eles são distinguíveis de outros modelos de nuvens de cumulos pelas dimensões em média escala e a continuidade, além da aparência uniforme (Fig. IV.11). Podem se apresentar separadas ou completamente isoladas de outras coberturas de nuvens e, na faixa de grandes dimensões do espectro da mesoscala, medindo entre 100 a 200 milhas de comprimento; o brilho, a nuvem "quadrada" no lado superior esquerdo da Fig. IV.12 é um exemplo. Sendo comumente de dimensões transversas semelhantes, elas aparecem como bolhas de nuvens maciças; e esta é uma das suas mais distintas características.

Embora cada modelo seja uma grande unidade com pequenos detalhes internos, os bordos, claramente definidos, a aparência recortada ao longo e sobretudo o brilho intenso são indicações de sua natureza convectiva.

Com poucas exceções, longas linhas de cumulos desenvolvidos, os quais deveriam ser esperados em casos de linhas de instabilidade são raramente vistos.

IV.1.1.6 - ESTRATOS, ESTRATO-CUMULOS, ALTO-ESTRATOS E ALTO-CUMULOS

Combinações desses tipos em duas ou mais camadas ocorrem com frequência e se apresentam com um aspecto de folhas amorfas de brilho relativo (Fig. IV.13). É impossível distinguir camadas separadas ou o elemento individual estrato-cumulos ou alto-estratos, a não ser que uma ligeira estrutura cumuliforme tenha sido vista nos bordos de extensas coberturas (Figs. IV.14 e IV.13). Os alto-estratos e alto-cumulos tem brilho baixo. Coberturas de nuvens estrato-cumulos aparecem perfeitamente brilhante (Fig. IV.15).

IV.1.2 - APARÊNCIA DAS NUVENS CONFORME VISTAS DO SATÉLITE

A maioria das nuvens individuais não podem ser vistas na fotografia, devido a sua pequena escala e, conseqüentemente não podem ser identificadas como o são quando vistas da Terra.

Em lugar disso, são vistas em grupos ou blocos de nuvens individuais. Embora a resolução não permita detecção visual dos aspectos de pequena escala, a sua natureza pode ser inferida de aspectos grosseiros.

As camadas de estratos e estrato-cumulos, que geralmente tem albedo elevado, aparecem como uma camada cinza claro, com vestígios do fundo, acompanhados ou não de pequenas escamas, de densidade pouco diferenciável no conjunto.

Os alto-cumulos, cumulos congestos, cumulos-nimbos são vistos como um maciço muito branco, quando estão formando sistemas maiores, geralmente apresentam um contôrno bem delineado, quase sempre com peque



Fig. IV.13 - Aparência estratiforme não grupada nem fibrosa. Limbos-estratos de cobertura total. Alto estrato. Alto cumulos. Ligeira precipitação.

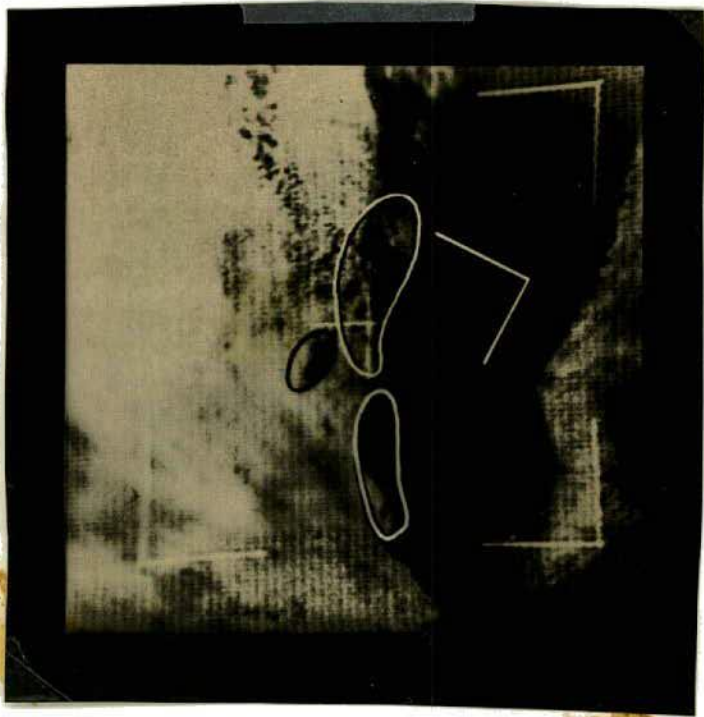


Fig. IV.14 - Aparência cumuliforme em células compactas. Estratos ou Alto-cumulos.

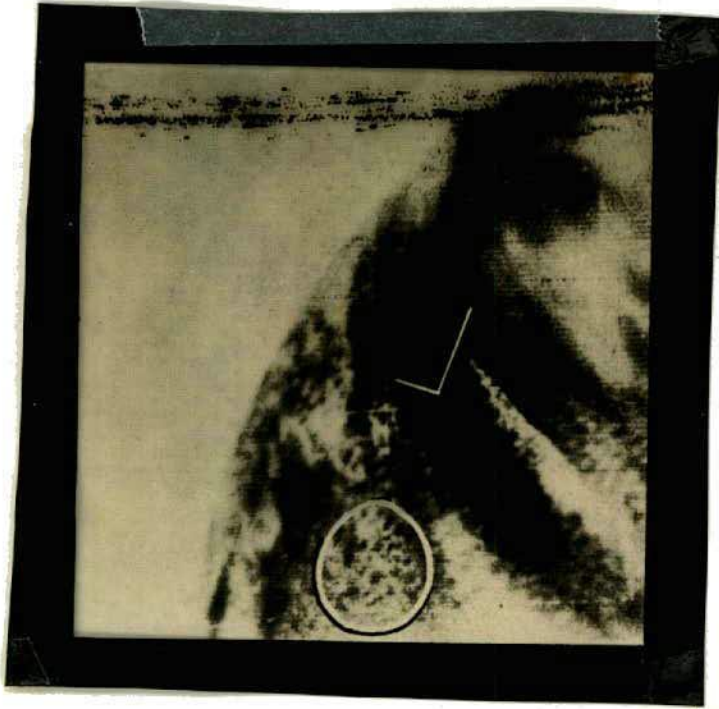


Fig. IV.16 - Aparência cumuliforme, em células compactas. Estratos-cumulos.



Fig. IV.15 - Estratos-cumulos de cobertura total, brilhantes.

nas áreas sombreadas. Se estão em pequenos grupos podem ser observadas as irregularidades maiores de contorno, como sombras mais ou menos observáveis, na dependência do ângulo do sol e posição do satélite.

As formações cirriformes raramente são identificáveis com segurança. Depende muito do aspecto geral da área em que surgem. Quando detetáveis, apresentam uma leve nuança de cinza mui-discreto, quase se confundindo com o fundo.

As nuvens líquidas sempre aparecem mais brilhantes do que as nuvens de gelo (cirros) de mesma espessura.

A maioria dos cirros e cirro-estratos são translúcidos e quando reportados de Terra como espalhados, são invisíveis para o satélite, a menos que haja condições excepcionais de iluminação e fundo escuro. Nunca excedem o brilho do cinza.

IV.1.2.1 - NENHUMA NUVEM É VISÍVEL

A situação pode ser exatamente como parece, mas é igualmente provável, dependendo da qualidade da foto, que tais áreas podem estar parcialmente ou completamente cheia de cirrus ou cirru-stratus finos e espalhados, ou então pequenos cumulus-humilis de dimensões não resolvidas pela câmera.

IV.1.2.2 - APARÊNCIA CUMULIFORME FAIXAS RETAS OU LIGEIRAMENTE CURVADAS

Esses conjuntos podem ser aproximadamente paralelos, perpendiculares ou (menos frequentemente) em outros ângulos em relação ao vento.

Hã razões teóricas para acreditar que as nuvens cumuliformes sejam paralelas ao shear vertical do vento, mas o shear através das camadas convectivas é aproximadamente paralela à direção do vento onde a incerteza na direção do vento é $\pm 180^0$, a direção correta pode, muitas vezes, ser inferida de condições existentes nas proximidades.

Os conjuntos de cirros, encontrados no lado quente das correntes de jato, habitualmente apresentam características tanto cumuliformes como não cumuliformes. (Fig. IV.3).

IV.1.2.3 - APARÊNCIA CUMULIFORME - NÃO EM FAIXAS - CÉLULAS MACIÇAS

Isto inclui tanto os cumulos, estrato-cumulos, alto-cumulos ou cumulos-nimbos igualmente espaçados ou em arranjos aleatórios. Cumulos de bom tempo (cumulus humilis), estratos-cumulos e alto-cumulos devem estar presentes, fragmentados em quantidade para ser visível. (Fig. IV.16 e IV.14).

As nuvens cumulos-nimbos completamente desenvolvidas são muito brancas e são frequentemente caracterizadas por um dos lados que sombreia rapidamente do muito branco para ausência de nuvem. Esta situação corresponde à redução gradual da espessura da bigorna do cumulos-nimbos na direção do vento. (Fig. IV.6).

Quando a atividade convectiva aumenta nesta categoria, muitas células de mau tempo fragmentadas podem ser vistas entre as nuvens mais brilhantes e eventualmente pode obscurecer a estrutura cumuliforme. (Fig. IV.11).

IV.1.2.4 - APARÊNCIA CUMULIFORME - NÃO EM FAIXAS - CÉLULAS POLIGONAIS
CÔNCAVAS OU CRESCENTES

(Fig. IV.17)

As células em formas de poligonais côncavas ou em crescentes, constituem um modelo de cumulos e cumulos congestos arranjados em aneis ou crescentes. As crescentes são geralmente orientadas na mesma direção, com o vento soprando nos lados abertos das crescentes em ângulos acima de 45° .

IV.1.2.5 - APARÊNCIA CUMULIFORME - EM FORMA VERNICULADA

(Fig. IV.18)

Este modelo é encontrado especialmente sobre os oceanos, nos "Trades" e no fluxo de ar frio por trás dos ciclones maiores. O modelo representa cumulos e estrato-cumulos, frequentemente por baixo de uma inversão. Os ventos na camada convectiva tendem a ser frescos para fortes e paralelo à orientação geral das faixas ou transversal a ela num pequeno ângulo em direção ao centro de baixas pressões. Quando o shear enfraquece, o padrão tende a forma de crescente e, quando o shear se aproxima de zero, a forma de células poligonais. O enfraquecimento ou aumento de qualquer inversão acima do topo da nuvem pode também conduzir à transição para crescente e subsequentemente à célula poligonal.

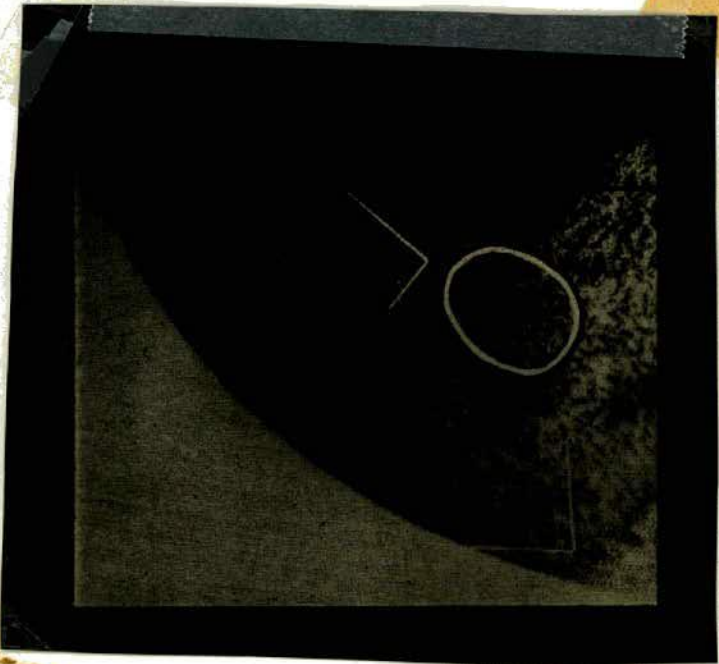


Fig. IV.17 - Aparência cumuliforme em crescentes. Cumulos de bom tempo, cumulos congestos.

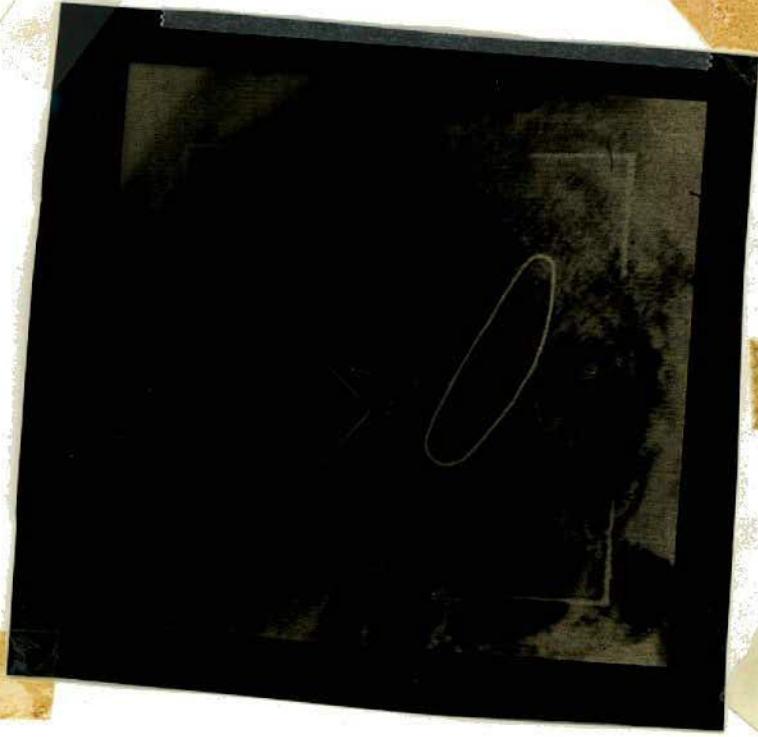


Fig. IV.18 - Aparência cumuliforme verniculada. Cumulos congestos.



Fig. IV.19 - Aparência estratiforme
grupada. Nuvens em forma de onda. Es
tratos-cumulos.



Fig. IV.20 - Aparência estratiforme
em fibras. Cirros.

IV.1.2.5.1 - APARÊNCIA ESTRATIFORME - FAIXAS

(Figs. IV.19 e IV.4).

Esta categoria inclui ondas (Fig. IV.19) e nuvens na corrente de jato (Fig. IV.4) que não mostram aparência cumuliforme.

As nuvens tipo podem ser estratiformes, alto-cumulos e cirros.

IV.1.2.6 - APARÊNCIA ESTRATIFORME - NÃO EM FAIXAS - FIBROSA

Tais nuvens são cirros, alto-estratos ou estratos. Quando cirros, devido a grande diferença de escala eles frequentemente parecem semelhantes aos cirros vistos do solo, (Fig. IV.20) os cirros são a faixa de nuvens cinza à esquerda do ponto subsatélite.

Às vezes os cirros são observados na forma de uma faixa simples adjacente ao jato, no lado quente.

A Fig. IV.21 mostra estratos fibrosos numa área estável do oeste da Califórnia.

IV.1.2.7 - APARÊNCIA ESTRATIFORME - NÃO FIBROSO, NEM FAIXA

Este modelo inclui nuvens em lençol ou sujeira. Campos de pequenas nuvens cumuliformes espalhados, tais como cumulos ou estratos-

cumulos também têm sido encontrados com essa aparência, porque a baixa resolução disponível é inadequada para defini-los. Nuvens cinza ou cinza escuro consistem de cirro-estratos sombreados por fratura, e fracto-estratos (Fig. IV.22)

Sujeira na atmosfera tem, também, aparência semelhante (Fig. IV.2).

Nuvens de branco uniforme indicam estratos ou estrato-cumulos esparsas (Fig. IV.23) ou um sombreado combinado de nimbos-estratos alto-estratos, e alto-cumulos os quais podem produzir ligeira precipitação (Fig. IV.13).

Nuvens muito brancas, uniformes (Fig. IV.24) são indicativas de uma cobertura de nimbos-estratos, possivelmente em diversas camadas, com uma boa probabilidade de produzir precipitação.

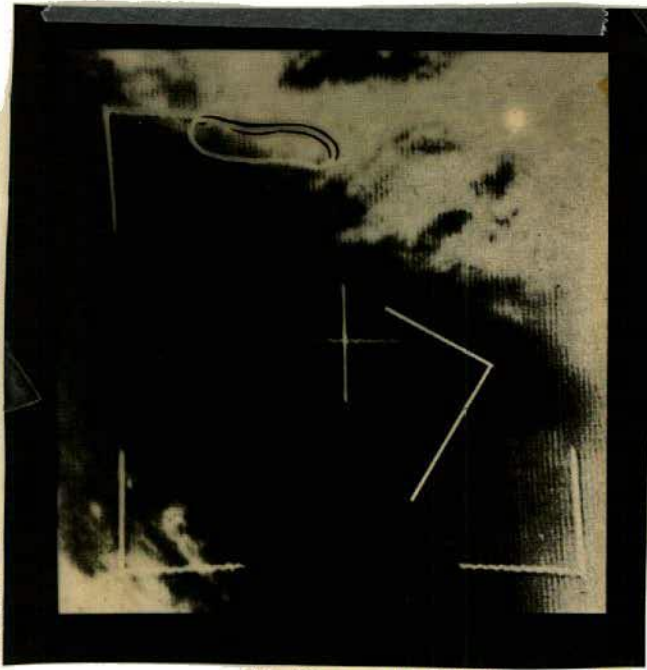


Fig. IV.22 - Aparência estratiforme,
não grupada nem fibrosa. Alto est^{ra}
tos.

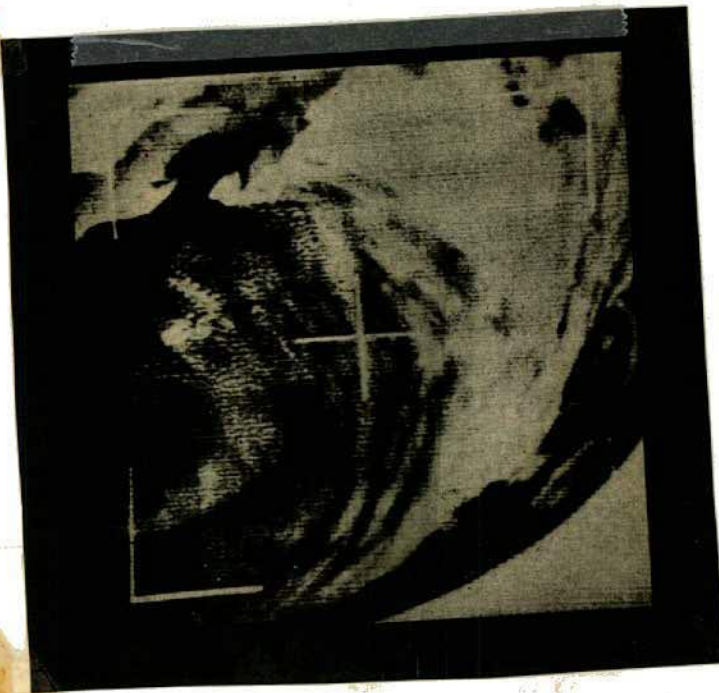


Fig. IV.21 - Aparência estratiforme
em fibras. Estratos.

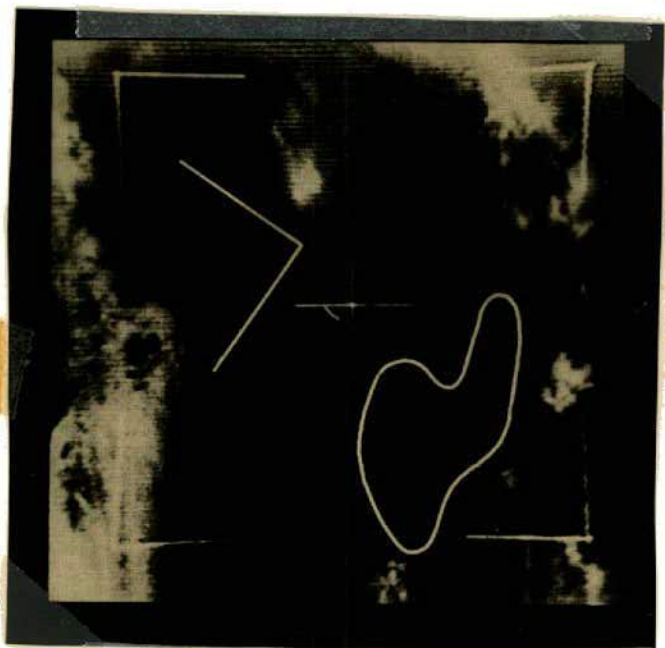


Fig. IV. 24 - Aparência estratiforme
não grupada nem fibrosa. Nimbos estratiformes ativos. Chuvas e trovoadas.



Fig. IV.23 - Aparência estratiforme
não grupada nem fibrosa. Estratos de
cobertura total.



Fig. IV.26 - Massa de nuvens em forma de vórgula (,).



Fig. IV.25 - Configuração de nuvens em espiral ou vórtice.

IV.2.1 - SISTEMAS EXTRATROPICAIS DE NUVENS

Os sistemas extratropicais de nuvens são os padrões mais facilmente reconhecidos pela extensa e bem definida formação geral, em que os sistemas frontais, vórtices e linhas de instabilidade associados aos sistemas frontais são os mais notáveis.

Os sistemas frontais apresentam-se como extensas massas de nuvens cumuliformes em sua maioria, arranjadas de modo contínuo, em faixas mais ou menos largas e extensas, embebidas nas massas frias das latitudes acima de 25° .

Nesses sistemas são reconhecíveis diversos padrões de nuvens abaixo classificados:

1. Modêlos de nuvens em especial, comumente referidos como nuvens de vórtice, numa extensa faixa de dimensões (Fig. IV.25).
2. Vírgula (,) (Massas de nuvens em forma de ,), Fig. IV.26 de tamanho apropriado à escala sinótica, tendo muitas vezes a forma de vórtice.
3. Faixas maiores de nuvens (Figs. IV.27 e 28) com ou sem distorções, arqueamento ou saliências.
4. Massas maiores de nuvens convectivas (Figs. IV.29, IV.6 e IV.11).
5. Áreas stratiformes em larga escala (Figs. IV.30 e IV.20), com maior ou menor grau de configurações em listas.

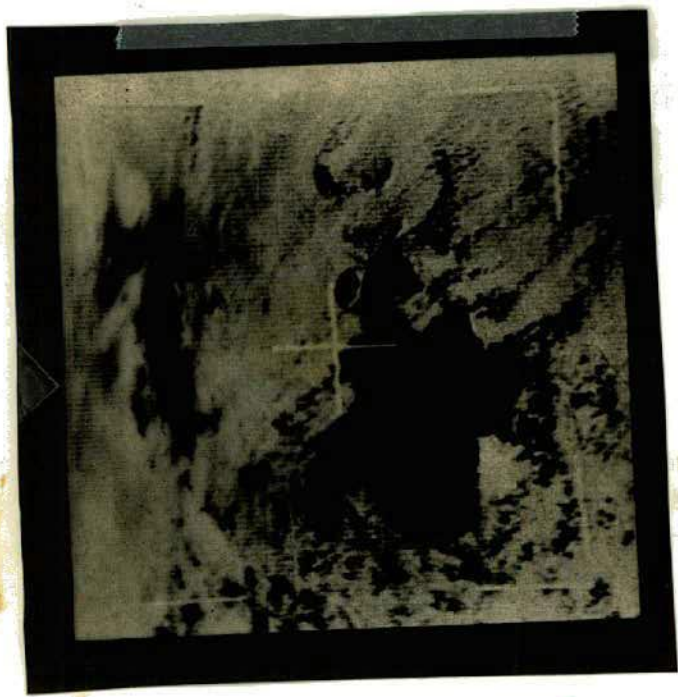


Fig. IV.28 - Massa de nuvens convectivas maiores.



Fig. IV.27 - Nuvens em grupos maiores.

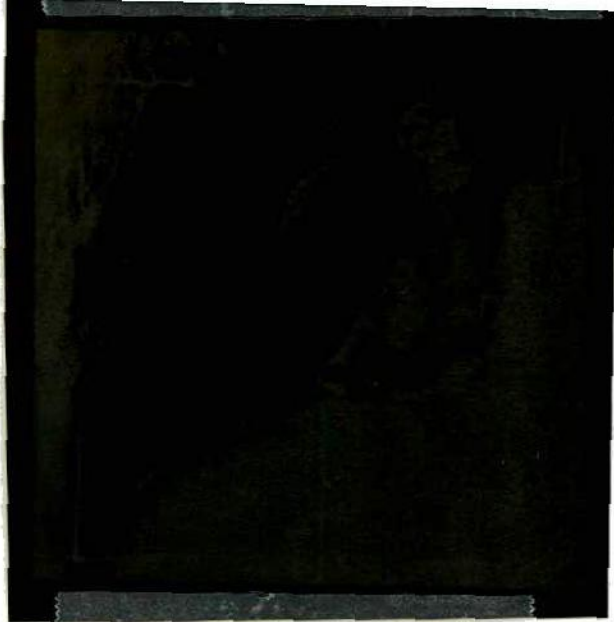


Fig. IV.29 - Área estratiforme em lar
ga escala.



Fig. IV.30 - Família de vórtices ciclônicos de latitudes médias.



Fig. IV.31 - Sistema de grandes
restadas próximo da dissipação.
tem



Fig. IV.32 - Massa de nuvens em for
ma de crescente.

6. Áreas de escala sinótica mais ou menos uniforme cheias com modelos de nuvens em menor escala. Esses modelos em escala menor podem incluir:
- a) células convectivas de vários tamanhos e formas,
 - b) faixas e ruas de nuvens.

IV.2.1.1 - MODELOS DE NUVENS EM GRANDE ESCALA

Nas maiores, ou quase hemisféricas, escala de análise, grandes massas de nuvens, tanto estratiformes quanto cumuliformes, mostram estrutura interna alongada em faixas nas fotografias de satélites.

Composições de fotos ou análises cobrindo uma significativa fração de um hemisfério revelam as famílias de vórtices ciclônicos das latitudes médias, como na (Fig. IV.28).

IV.2.1.2 - VÓRTICES

O padrão de nuvem em espiral ocorre numa larga variedade de formas e escalas, tanto nas regiões tropicais quanto nas regiões extratropicais. Nas latitudes temperadas, os mais comuns são relacionados com os maiores ciclones de tempestades (Fig. IV.25) que iniciaram a oclusão ou estão num estágio subsequente de desenvolvimento ou dissipação.

IV.2.1.3 - VÓRTICES MENORES

Nas regiões extratropicais, os modelos mais comuns se in

cluem numa das tres categorias:

1. Pequeno, mas geralmente bem distinto vórtice de nuvens encontrados no ar polar no extremo da porção oeste dos vórtices maiores e circulações ciclônicas.
2. Vírgula ou crescente, com características parciais de vórtices, os quais são fornecidos pelas nuvens na porção leste do cavado de onda curta e vorticidade máxima, comumente localizado na direção do equador e /ou para leste do cavado superior maior e ciclones fechados de nível superior.
3. Sistemas de tempestades quase dissipados (Fig. IV.31) uma vez que, os modelos de nuvens em vórtices no estágio final podem sugerir uma circulação mais intensa.

IV.2.1.3 - VÍRGULA EM ESCALA SINÓTICA

Modelos de nuvens cerradas, brilhantes, em forma de crescente, tais como na (Fig. IV.32), às vezes semelhantes na forma geométrica e tamanho, associados com os primeiros estágios de oclusão de ciclones, têm sido encontrados com cavados da média troposfera.

IV.2.1.4 - FAIXAS DE NUVENS MAIORES

Conquanto esse tipo de nuvem seja de considerável significado sinótico, sua correta interpretação frequentemente requer considerações tanto das nuvens vizinhas quanto da análise sinótica de escala



IV.33 - Linha de instabilidade à

Fig. IV.33 - Linha de instabilidade à
vanguarda de frente fria.

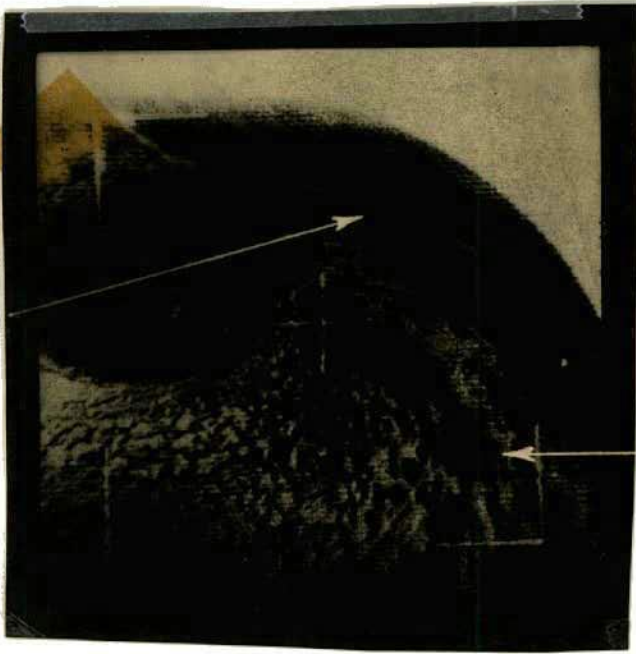


Fig. IV.34 - Linha de Instabilidade
de Pós Frontal.

maior, dentro das quais estarão ajustadas. São encontradas associadas com:

- a. Frentes frias e oclusas, correntemente ou prêviamente associadas com tormentas ciclônicas maiores.
A faixa de nuvens frontais podem persistir nas latitudes mais baixas, bem após ter sido perdida a deteção numa base convencional.

- b. Instabilidade convectiva ou linha de instabilidade, particularmente, mas não necessariamente, no setor quente ã vanguarda da frente fria. Tais linhas de instabilidade prê-frontais, podem às vezes ser diferenciadas de uma faixa de nuvem frontal, pela sua aparência mais convectiva e interrompida e a fronteira recortada das nuvens que formam a faixa. (Fig. IV.33)

- c. Linhas de instabilidade post-frontais, incluindo bandas em espiral, nos vórtices, a oeste da banda frontal principal (Fig. IV.34). Estas podem, com frequência, parecer com uma frente fria secundária numa análise baseada principalmente em dados convencionais.

- d. Alargamento para fora e inversão de nuvens produzidas pela atividade convectiva relativamente forte mas em baixo nível no ar frio exatamente atrás e por baixo de uma frente fria (Fig. IV.35). Nêstes casos o crescimento vertical é inibido e o alargamento horizontal e a imersão são promovidas.



Fig. IV.36 - Massa de nuvem tropi-
ca¹ grande, em forma de ânfora.



Fig. IV.35 - Grupos de nuvens associa-
das com expansão produzido por con-
vecção em baixo nível.

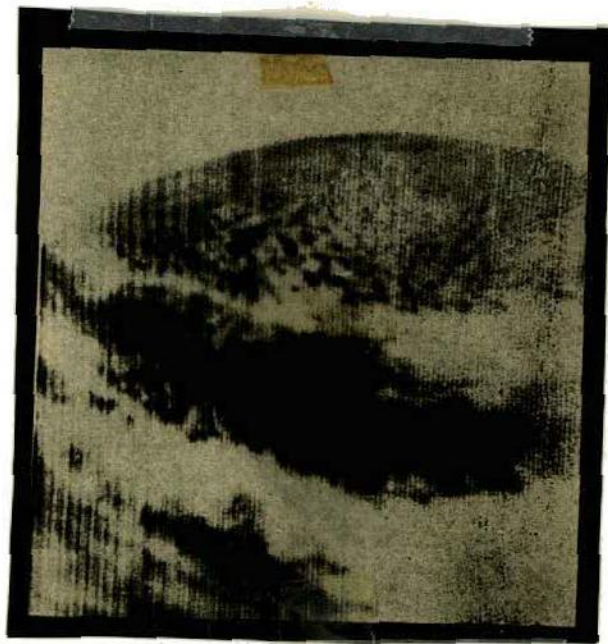


Fig. IV.37 - Nuvens em grupo associadas com movimento de frente fria das latitudes médias, nos trópicos.

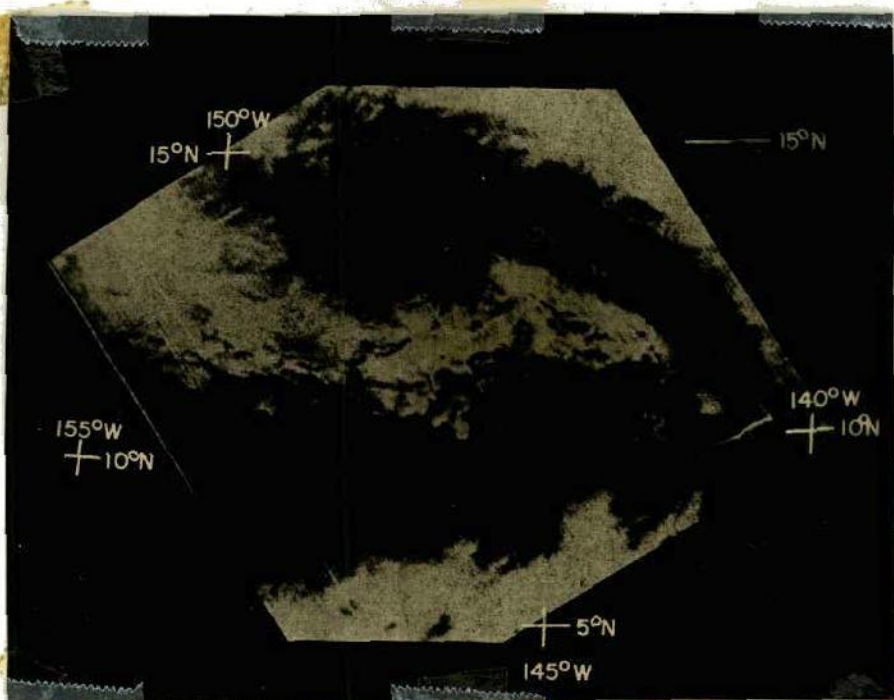


Fig. IV.38 - Linhas de convergência associadas com o cavado monsonal no leste do Pacífico Norte.

IV.2.1.5 - MASSAS DE NUVENS CONVECTIVAS MAIORES

As massas de nuvens convectivas maiores (especialmente se brilhantes, com bordos bem definidos e separados ou isolados de outras coberturas de nuvens) devem ser suspeitas como produtoras de tempo local severo. Menos severo mas com tempo significativo é provavelmente onde tais massas estão aparentemente embebidas em cobertura de nuvens mais extensas (Fig. IV.12 (superior esquerdo), Figs. IV.6 e IV.11).

IV.2.1.6 - ÁREAS ESTRATIFORMES DE LARGA ESCALA

Tais coberturas são observáveis naquelas áreas onde, é, si nótica e climatologicamente, de se esperar. Exemplos incluem a porção leste estável dos anticiclones sub-tropicais (Fig. IV.21) e estratos norte do golfo do México com condições estáveis e ventos do sul durante o inverno.

IV.2.1.7 - CORRENTES DE JATO

Uma vez que os estágios de desenvolvimento dos vórtices se encontram razoavelmente bem delineados nas fotos de nuvens, a localização da corrente de jato na área dos vórtices que envolvem frontais, se encontra pronta e razoavelmente estabelecida tendo por base os modelos de corrente de jato frontal. Entretanto, existe, áreas afastadas dos vórtices onde a corrente de jato se encontra consideravelmente deslocada da superfície frontal e suas nuvens associadas podendo encontrar-se sobre um campo de nuvens totalmente diferentes do da frente. Neste caso, os campos de nuvens frontais produzem indicações pouco exatas para se locali

zar a corrente de jato no alto. Não há nenhuma duplicação direta da corrente de jato por uma configuração de nuvem única como vista pelo satélite. A distribuição total de nuvem sobre uma larga área deve ser considerada na análise de corrente de jato.

Certas afinidades observadas ajudarão na localização das correntes de jato como vistas pelo satélite:

1. A localização dos jatos podem frequentemente ser determinada a partir das faixas de nuvens, tanto nas próximas quanto nas mais afastadas das frentes. Faixas isoladas de cirros associados com o jato frequentemente serão encontrados no lado quente do jato, na vanguarda de um cavado. Faixas paralelas, longas, estreitas, simples ou múltiplas de tais nuvens podem ser vistas com frequência nas fotografias de satélites (Fig. IV.4) e relacionadas às correntes de jato no lado polar dessas faixas. Estas faixas tem sido notadas tanto afastadas das frentes como também onde a corrente de jato e as faixas de nuvens relacionadas cruzam nuvens de nível baixo nas vizinhanças dos vórtices. Entretanto deve ser em mente que muitas correntes de jato não são acompanhados por tais nuvens (devido a baixa umidade)

2. Frequentemente a corrente de jato permanece aproximadamente sobre a interseção da superfície frontal polar com o nível dos 500 mb e as massas de nuvens de nível baixo se mantêm paralelas à corrente de jato.

Dependendo da inclinação da frente, o jato pode estar exatamente sobre ela ou no lado polar das nuvens frontais. Onde uma faixa de nuvens frontais possam estar estabelecidas como post-frontal mais do que como pré-frontais, podemos supor, como uma primeira aproximação que o fluxo por cima esta grosseiramente paralelo à frente e também que a corrente de jato está localizado próximo ao lado frio da faixa de nuvens. Nestas circunstâncias a faixa de nuvens da corrente de jato e o lado polar da frente, pelo comum, são indistinguíveis.

3. Corrente de jato no lado leste de uma crista de onda longa estão mais aptas a permanecer no ar claro. Elas são comumente bem organizadas, com forte shear horizontal e vertical da frente e pronunciados gradientes de temperatura entre as massas de ar nos níveis superiores. Estas condições prevalecerão ao longo do jato para a área das nuvens de nível alto, em cujo ponto a corrente e sua zona baroclínica habitualmente diminuem.

4. Quando a isótaca passa sobre uma crista de altas pressões do sistema de nuvens - particularmente as nuvens cirriformes - serão alongadas ao longo desse máximo e permanecem no lado quente imediatamente da corrente de jato. Degeneração desses sistemas de nuvens geralmente ocorre no lado quente da região de saída do jato.

5. O estado organizado da corrente de jato será mais enfraquecido sobre a língua de ar úmido isentrópico para o leste de um vórtice em desenvolvimento, devido ao enfraquecimento do gradiente de temperatura nos níveis superiores. Isto não implica em dizer que ventos fortes desapareçam, mas que o shear horizontal e vertical estarão decrescendo.

6. Como regra, um cavado por traz de um ciclone ocluindo, a porção do campo de isótacas de máxima velocidade permanece sobre ar claro ou sobre áreas de nuvens de baixo nível espalhadas, dependendo do estágio de desenvolvimento do ciclone.

IV.2.1.8 - FRENTES E ONDAS FRONTAIS

Existem poucas informações na posição da frente quente, relativamente aos modelos de nuvens de vórtices. Por implicação, seria de se esperar que estivesse a leste do centro do vórtice. Raramente há evidência de contorno claramente discernível entre as nuvens convectivas no ar quente e as nuvens mais estratiforme devidas a subida na direção dos polos da superfície do setor quente.

Parece haver pequena evidência para propor a colocação da frente quente dentro das nuvens a leste do vórtice. Uma vez que, sempre com boas observações sinóticas a locação da frente quente é um problema frequente, esta ambiguidade não é inesperada.

A evidência mostra que os conceitos clássicos de elevação do ar quente ao longo da rampa frontal é de importância secundária para o levantamento em alta escala associado com a dinâmica do ciclone. Estudos de radar e sinótica detalhada tem substanciado essa posição e seria surpresa encontrar algo diferente oriundo de informações de satélites.

IV.2.1.9 - FRENTES FRIAS E OCLUSAS

a. Onda frontal iniciando o estágio de oclusão

Durante essa fase, há uma tendência para o grosso das nuvens frontais estar a oeste da frente e mais próximas do polo. (Fig. IV.22, IV.2 e IV.23).

A Leste da frente e mais próximo do equador as condições tendem de claro para nuvens convectivas separadas, mas esse setor quente de nuvens convectivas tendem a tornar-se mais pesadas a leste da frente conforme o vórtice se intensifica e uma ou mais linhas de instabilidade se forma.

Tais nuvens convectivas comumente tenderão a ter algumas brechas.

b. Estágio ocluído

Nesses estágios, a banda frontal é geralmente mais estreita, com brechas definidas ou limpando imediatamente a sua retaguarda. Extensas nuvens de natureza mais ou menos convectiva, rompidas são encontradas a leste da faixa frontal no setor quente. As vezes essas áreas convectivas podem tomar a forma de uma faixa secundária, a leste, e paralela à faixa frontal, com uma área clara ou de menos separação das faixas frontal e convectiva. Estas faixas convectivas estão associadas com linhas de trovoadas ou instabilidade.

IV.2.2 - SISTEMAS TROPICAIS DE NUVENS - ZONA DE CONVECÇÃO INTERTROPICAL -
VÓRTICES TROPICAIS

IV.2.2.1 - SISTEMAS TROPICAIS DE NUVENS

IV.2.2.1.1 - ASPECTOS TROPICAIS SIGNIFICATIVOS COMO VISTOS PELO SATÉLITE

Hã três tipos principais de modêlos de nuvens tropicais que são frequentemente ôbvios nas fotos de satêlites e que podem, em muitos casos, ser usados como ponto de partida para a anãlise mais geral.

IV.2.2.1.2 - MASSAS DE NUVENS AMORFAS

Grandes massas de nuvens amorfas (Fig. IV.36) estã fora de qualquer modêlo reconhecível. Alguns autores têm se referido a elas como "nuvens bolhas". Tais massas de nuvens podem ser encontradas isoladas ou associadas com bandos de nuvens. Essas massas de nuvens, especialmente quando associadas com um cavado monsoonal ou climatolôgica mente zona de convergência, ou com faixas de nuvens maiores, seriam examinadas para sinais de intensificação de sistemas, usando dados convencionais viãveis e a continuidade dia a dia. É difícil identificar, com algum grau de confiança, quais dessas massas de nuvens estã associadas a sistemas de tempestades em desenvolvimento, ou perturbações em nívéis superiores, a não ser pela vigilância do seu desenvolvimento dia a dia e /ou comparando-as com indicações oriundas de dados convencionais.

IV.2.2.1.3 - NUVENS EM FAIXAS

Faixas maiores de nuvens estão quase sempre associadas com algum modelo de convergência de ventos e/ou shear horizontal.

Elas podem resultar de uma frente fria de latitude média que tenha se movimentado até os trópicos (Fig. IV.37) com as nuvens e algum tempo convectivo e aguaceiros persistentes após todo contraste de massa de ar ter sido perdido. Este tipo é frequentemente encontrado no cavado monsonal, ou próximo dele, associado a linhas de convergência (Fig. IV.38), e podem também ser indicativas de outras áreas de shear ou convergência associada a modelos de fluxo na escala sinótica ou com cavados aparentemente fundamental para a organização da porção tropical da circulação geral.

IV.2.2.1.4 - MODELOS DE VÓRTICES

Os padrões de vórtices nos trópicos podem estar associados com perturbações de larga faixa de intensidade, desde mera perturbação tropical até severos furacões ou tufões (Fig. IV.39).

Ciclones tropicais se desenvolvendo exibirão modelos de vórtices quando a velocidade máxima do vento está ainda abaixo da intensidade de tormenta tropical.

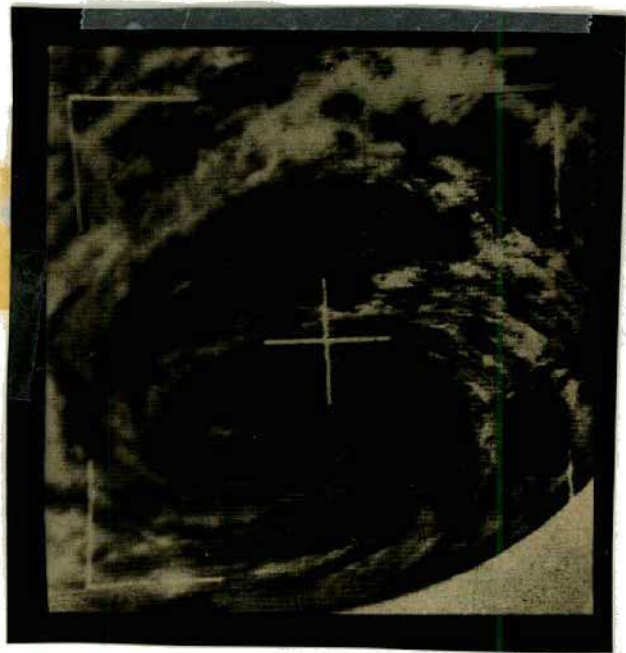


Fig. IV.39 - Tufão wanda, 30 de agosto de 1962.



Fig. IV.40 - Formação de uma perturbação de leste, configuração nascente.



Fig. IV.42 - Nuvens lenticulares em
35.0°N, 113.8°W, sobre os montes
Tenachapi, da Califórnia.



Fig. IV.41 - Configuração em crista
sobre as elevações do Nevada, parte
superior a esquerda e centro.

IV.2.2.2 - FAIXAS DE NUVENS TROPICAIS

IV.2.2.2.1 - CONVERGÊNCIA OU LINHAS DE SHEAR

Pelo menos um tipo de faixa de nuvens tropicais está associada com penetrações de ar frio nos trópicos e as frentes frias remanescentes (Fig. IV.37).

Extensas bandas de nuvens nas baixas latitudes indicam que os efeitos de tais penetrações de ar frio do norte são bastante duradouras, com as nuvens remanescentes como um aspecto significativo após se ter perdido a detecção da frente pelos processos convencionais.

Tendo viajado muitos dias sobre uma superfície oceânica quente, tais convergências ou linhas de shear não representam as massas de ar do contorno. Não obstante, um conjunto de nuvens e frequentemente uma linha de shear pode reter sua identidade por diversos dias.

Em pelo menos um caso, tais nuvens mostraram seguir o movimento das assintotas das linhas de corrente convergente entre anticlones sub-tropicais marcando a convergência entre o fluxo no ramo equatorial dos anticlones e a marca dos ventos de leste.

IV.2.2.2.2 - LINHAS DE CONVERGÊNCIA DO CAVADO MONSONAL

Linhas de convergência e zonas associadas de nuvens compactas são também relacionadas aos cavados monsonal sobre as áreas oceânicas tropicais.

A primeira evidência de atividade de tormenta tropical em potencial, pode ser a existência de uma faixa de nuvens.

IV.2.2.3 - FAIXAS DE NUVENS TROPICAIS PERTURBADAS

A primeira indicação mais forte de uma formação de tormenta tropical é, mais provavelmente, alguma aparente distorção de uma extensa faixa de nuvens, embora muitos de tais distúrbios nunca possam se desenvolver em perturbações significativas.

Estas perturbações podem tomar a forma de:

a. Curvatura, com o modelo representado o conceito clássico da distorção da nuvem formada por convergência. Um centro de baixa pode formar ao longo da faixa, com estações para o norte reportando passagem de uma onda de leste.

b. Dobras, com o modelo parecendo realizar um vórtice por meio da dobra, de modo harmônico de uma faixa de nuvem zonal.

c. Entumescimento formando bojo ou botão, nas faixas de nuvens (Fig. IV.40).

IV.3.1 - EFEITOS DO TERRENO E SISTEMA DE NUVENS EM ESCALA MÉDIA

Em diversos tipos de situações os aspectos de nuvens na meso-escala são diretamente relacionados ao terreno ou transição de massas de ar ao passar através dos limites terra-oceano. Os exemplos incluem efeitos orográficos foehn, modelo de crista, ondas de sotavento, nuvens lenticulares isoladas, penacho fibroso, nuvens relacionadas às costas mas deslocadas dos limites desta, arcos e vórtices induzidos pelo terreno.

IV.3.1.1 - EFEITOS DE INCLINAÇÃO PARA CIMA E PARA BAIXO

Onde o fluxo de ar encontra uma barreira maior de montanhas, uma faixa de nuvens orográficas é visível ao longo do sistema orográfico e transversal à direção do vento.

A sotavento das montanhas, o efeito foehn para baixo, pode produzir áreas limpas, muitas vezes como um intervalo numa outra cobertura de nuvens mais extensas (Fig. IV.8 note o intervalo na cobertura de nuvens na região de inclinação do fluxo descendo nos vales dos rios Hudson e Connecticut).

IV.3.1.2 - MODELOS DE CRISTA

Os modelos de crista resultam de nuvens cumuliformes que se formam sobre as montanhas e topo das cristas de montanhas. A influência

cia térmica oriunda do aquecimento da superfície inclinada, provavelmente representa uma regra importante na sua formação. Após a formação elas derivam com o vento e se dissipam enquanto nova nuvem se forma sobre a crista. Isto está em contraste com o modelo de onda de sotavento; a qual continua numa certa distância, na direção do vento e pode ajudar na diferenciação entre os dois fenômenos.

As nuvens de crista podem frequentemente ser distinguidas dos cumulus grupados em ruas, pela sua forte correlação com a topografia dos topos das cristas. (Fig. IV.41). O modelo de nuvem de crista pode ser facilmente confundido com cobertura de neve, as quais também podem conformar os topos. Geralmente a neve parece ligeiramente mais escura. Quando os mapas de cobertura de neve são preparados por meio de fotografias de satélites, eles ajudam a fazer essa distinção.

As nuvens de cristas são predominantemente cumulus, cumulus congestus, stratocumulus ou ocasionalmente cumulus-nimbus. Suas fases geralmente estão entre 0,3 a 1 km acima dos topos das cristas, com as nuvens não atingindo acima de 1km de espessura, embora, em alguns casos, desenvolvimento vertical maiores possam conduzir à formação de cumulus-nimbus.

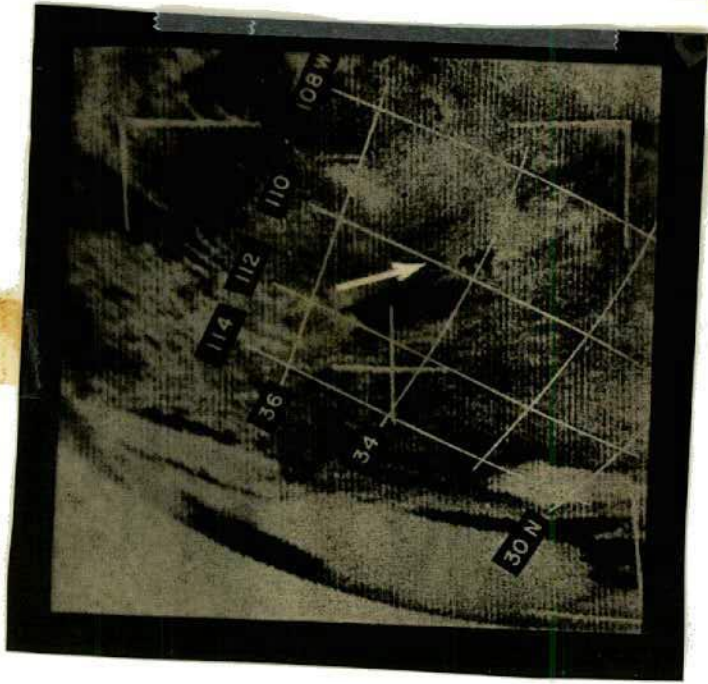


Fig. IV.43 - Penas fibrosas. A forma
ção inicial está sobre os picos São
Francisco, New Mexico.

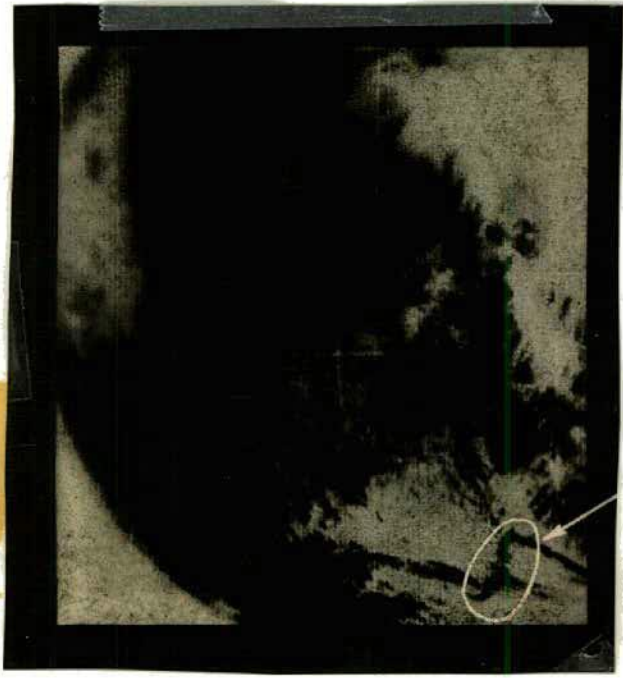


Fig. IV.44 - Juvens retas e exten
sas nas linhas de corrente com
origem na ilha.

IV.3.1.3 - ONDAS DE SOTAVENTO

O termo ondas de sotavento, como usado aqui, se refere a padrão de nuvens, oriundas de ventos ascendentes ou descendentes das colinas ou cristas, em altitudes não excedentes de 3km, acima do terreno abaixo delas.

Ondas de montanhas, como definimos aqui, ocorre próximo ou acima de 7km e raramente produzem nuvem que possam ser vistas pelos satélites.

As ondas de sotavento aparecem nas fotos de satélites como faixas de nuvens aproximadamente paralelas com características cumuliformes (Fig. IV. 19).

São geralmente perpendiculares ao vento e mais ou menos paralelas à linha de montanhas. A presença das montanhas ajuda a distinguir essas formações daquelas em que as linhas de nuvens se alinham com o fluxo.

As ondas de sotavento implicam em um vento significativo atuando sobre o obstáculo terrestre, bem como num aumento da intensidade do vento com a altitude. Este aumento é rápido, mas geralmente a direção do vento é mantida dentro de uma camada substancial acima do obstáculo.

IV.3.1.4 - NUVENS LENTICULARES ISOLADAS (ONDAS DE MONTANHA)

Esta forma de nuvem, também corresponde a cristas de ondas induzidas pelo fluxo sobre obstáculos terrestres e poucas vezes visíveis nas fotografias de satélites, devido as suas pequenas dimensões e transparência.

Quando grandes e esparsas o bastante para serem visíveis, elas aparecem brancas e circulares (Fig. IV.42).

IV.3.1.5 - PENAS FIBROSAS

Este tipo de nuvem também é formado pela condensação resultante da ascensão do ar sobre um obstáculo terrestre (Fig. IV.43) Aparecem como faixas ou fibras, não cumuliformes; são listadas, dando com frequência a impressão de uma corrente de fumaça oriunda de uma fonte definida. Forma-se inicialmente como gotas líquidas e então esfriada para para cristais de gelo que podem continuar a crescer por uma considerável distância na corrente descendente do obstáculo. Essas nuvens estão habitualmente em níveis de ou acima de 7 km, mas com menos de 1km de espessura.

IV.3.1.6 - LINHAS RETAS, SIMPLES E EXTENSAS

Essas linhas de nuvens estão relacionadas ao fluxo sobre ilhas (Fig. IV.44, onde as linhas são formadas sobre Crete). Acredita-se que sejam, inicialmente, um efeito térmico mais devido a superfície das ilhas significativamente aquecida do que a vizinhança do oceano.



Fig. IV.45 - Nuvens formadas pelo fluxo de saída do ar ártico sobre as águas do Atlântico leste U.S.



Fig. IV.46 - Configuração de vórtice produzidas por perturbações induzidas pelo terreno.

IV.3.1.7 - NUVENS RELACIONADAS COM LIMITES COSTEIROS

Há freqüente descontinuidade na quantidade de nuvens e organizações nas linhas costeiras. Existem muitas observações no lado terrestre e pouca ou nenhuma observação no lado marítimo.

Em alguns lugares as nuvens se estendem a certa distância das ilhas. Noutros lugares terminam a certa distância.

A própria linha costeira freqüentemente são vistas pelo satélite e essas descontinuidades podem ser claramente observadas sempre que estão acima do limite de resolução.

O ar muito frio fluindo para fora de uma superfície terrestre ao atravessar a superfície líquida marítima mais quente forma um padrão único de nuvem (Fig. IV.45).

O padrão de nuvem sugere o seguinte processo:

O ar frio, seco e estável flue da terra sobre o mar, cuja água está mais aquecida. A massa inicia a captação de umidade. Através do aquecimento inferior e alguma turbulência mecânica, uma baixa camada instável aparece nos níveis mais baixos. Conforme esse processo continue, as nuvens começam a ser formadas em camadas finas e em linhas esparsas ao longo do vento (Fig. IV.45), avançando 60 a 80 milhas fora da linha costeira.

IV.3.1.8 - ARCOS E VÓRTICES INDUZIDOS PELO TERRENO

Arcos e vórtices em pequena escala, tem sido notado com frequência em nuvens stratus na corrente descendente oriundas de ilhas na porção este do oceano subtropical (Fig. IV.46). Estão associados com ventos de baixa velocidade (da ordem de 15 nós ou menos) e com tempo não mais intenso do que baixa visibilidade dos nevoeiros.

IV.3.2 - GÊLO E NEVE - TERRENOS COBERTOS POR NEVE - GÊLO DO MAR - DESERTOS E SALINAS

IV.3.2.1 - GÊLO DO MAR

Gêlo do mar tem sido visto, com frequência, nas estações apropriadas (inverno e primavera) próximo às extremidades polar das órbitas. Observações de gêlo tem sido especialmente frequentes nas proximidades do golfo de St. Lawrence (Fig. IV.47, IV.48) e Baía de Hudson (Fig. IV.49).

A extensão e frequência das observações de gêlo no mar, aumenta muito quando os satélites são colocados em órbita quase polar.

O gêlo no mar comumente pode ser distinguido das nuvens pela sua aparência definidamente branca, porque raramente varia de dia para dia e pela sua bem definida linha de limite, com as costas ou devido a fraturas nos blocos.

Em adição à necessidade de distinguir gelo, de nuvens, a extensão e localização do gelo no mar pode ser de significado operacional imediato.

IV.3.2.2 - GÊLOS NOS LAGOS

Lagos cobertos de gelo aparecem como áreas brancas distintas nas fotografias por satélite, embora uma cobertura de neve possa apresentar semelhança com gelo recente.

Eles podem ser distinguidos das nuvens pela correspondência da área branca ao conhecimento geográfico do lago e pela ausência de variação brusca dia a dia.

Nos lagos maiores, a fotografia pode revelar também a extensão e localização da porção de gelo mais velho e durante a primavera os locais das ruturas.

A presença, ausência e extensão de gelo pode influenciar significativamente as condições de tempo a sotavento dos grandes lagos, sendo o Great Lakes um exemplo disto.

IV.3.2.3 - COBERTURAS DE NEVE

O problema de interpretação de nuvens versus cobertura de neve, levanta-se nas fotografias de satélites, devido ao fato de que é pequena a diferença na refletividade entre alguns tipos de nuvens e campos de gelo. É óbvio que isto se torne um problema, principalmente nas estações frias e sobre as áreas terrestres. A esse respeito é uma sorte que os maiores volumes de dados convencionais são viáveis sobre as áreas terrestres.

Há diversas técnicas que, quando usadas juntas, podem levar a distinguir neve, de nuvem.

IV.3.2.3.1 - MODELOS CARACTERÍSTICOS

Os satélites tem revelado modelos característicos que indicam neve sobre áreas montanhosas. Esses modelos revelam-se devido às cristas de montanhas que tendem a estar cobertas de neve, enquanto os vales tendem a estar relativamente livres de neve (Fig. IV.50). Então, a crista central da faixa de montanha mostrará a neve como uma área brilhante alongada. Cristas e depressões alternadas se estendem para fora e em ângulos retos da crista central. Então, numa situação comum, listas brilhantes e escuras, mais ou menos bem definidas, emanam para fora das áreas centrais brilhantes.



Fig. IV.47a - Linhas de nuvens a 45° com as linhas de exploração (linhas facilmente visíveis).

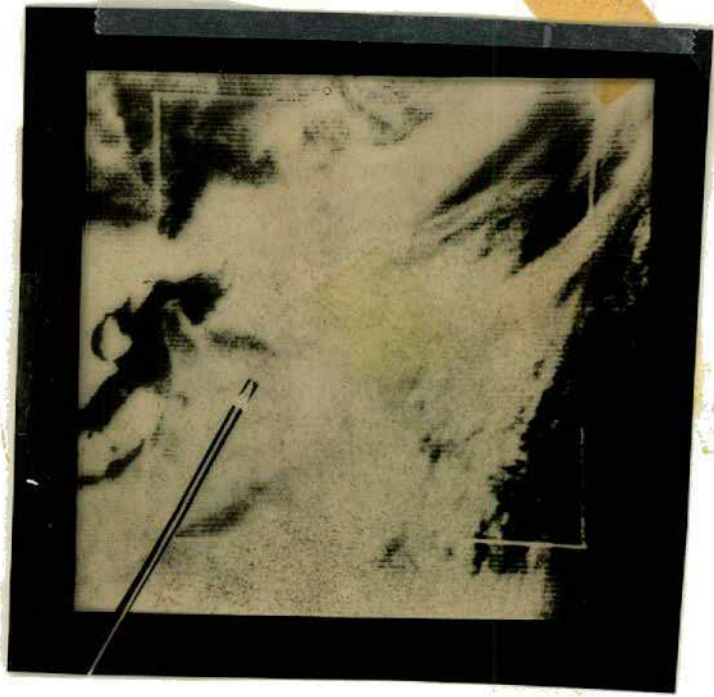


Fig. IV.47b - Linhas de nuvens a 90° com as linhas de exploração (linhas obscurecidas pelo TV Scan).

Fig. IV.47 - Resolução ótima de linhas de nuvens em pequena escala.



Fig. IV.48 - Campos de neve e lago
coberto de gelo.

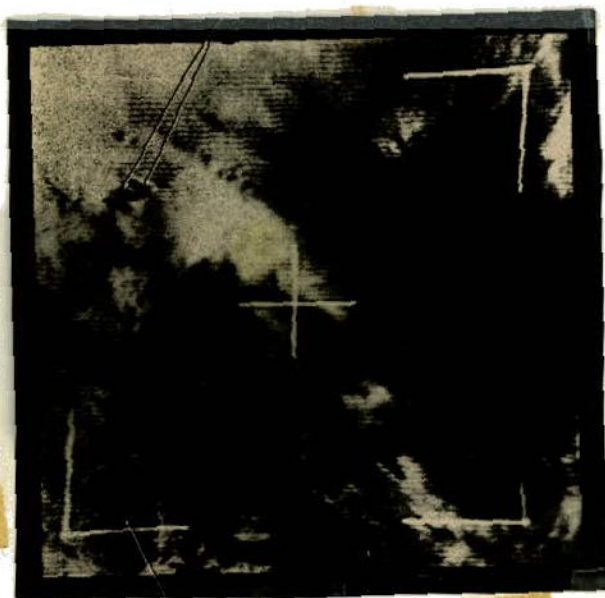
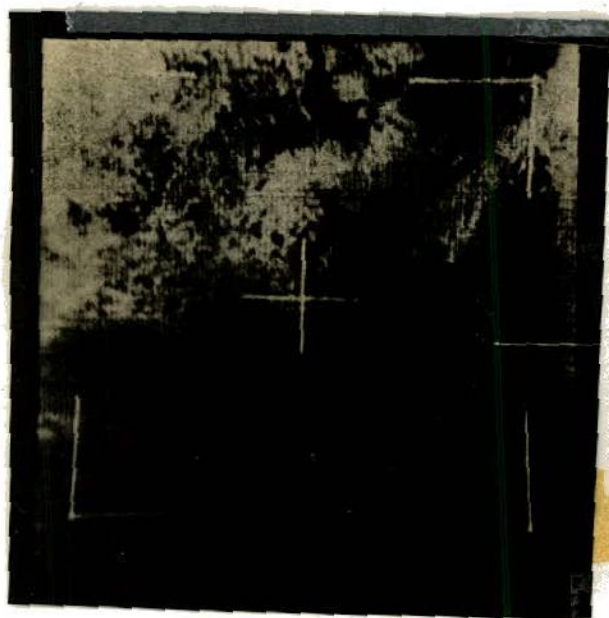


Fig. IV.49 - Exemplos de lagos gelados, como vistos em fotos do TIROS.

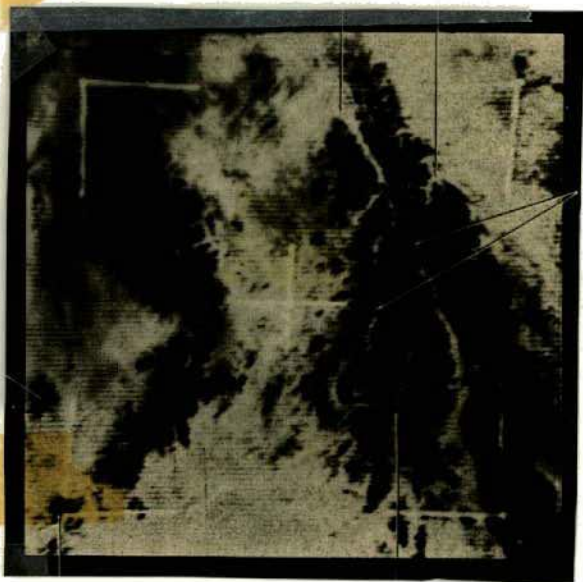
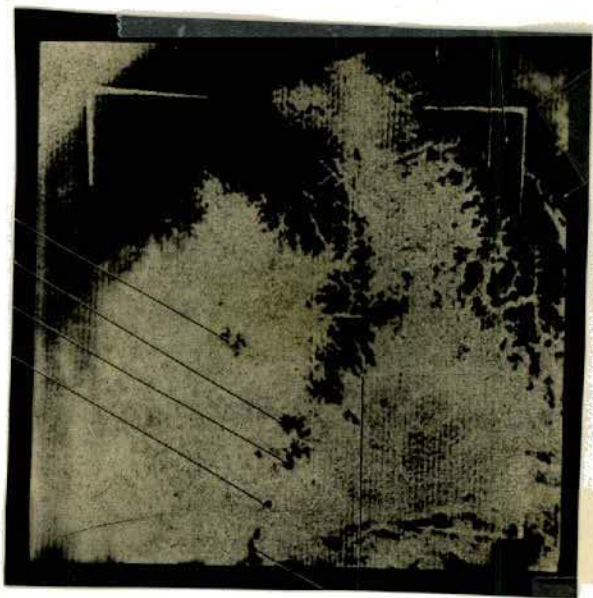


Fig. IV.50 - Cobertura de neve em regiões montanhosas.

IV.3.2.3.2 - ESTABILIDADE DAS CONFIGURAÇÕES EM FUNÇÃO DO TEMPO

Uma vez que as configurações de nuvens mudam comumente com o decorrer do tempo, as configurações nas quais não se possa detectar nenhuma mudança devem ser consideradas neve e não nuvens. Dentro dos limites de resolução do sistema a comparação de fotos de órbitas adjacentes (de 100 em 100 minutos) podem não constituir uma indicação confiável de estabilidade da configuração para tais finalidades. Por outro lado, a comparação de fotos separadas por 24 horas ou mesmo vários dias pode revestir-se de grande confiabilidade. Naturalmente há sempre a possibilidade da queda recente de neve.

REFERÊNCIAS

1. "Practical Interpretation of Meteorological Satellite Data" - Sept. 1964,
Final Report.

APÊNDICE A

LISTAGEM DO PROGRAMA
MESA11, EM FORTRAN IV,
DO PROJETO MESA DO INPE (EX-CNAE)

APÊNDICE B

MANUSEIO DAS GRADES

- Exemplo de Ajuste
- Figura B.1

B.1 - PROCEDIMENTO PARA O USO DAS GRADES

Trataremos aqui do gradeamento de fotografias tomadas e transmitidas instantaneamente.

O conjunto de grades para este sistema é fornecido e constitui a chamada "biblioteca de grades".

B.1.1 - HORÁRIO DA FOTO

O horário da foto corresponde ao tempo GMT (tempo para o meridiano de Greenwich) em horas, minutos e segundos, em que o satélite fez a tomada da fotografia. Para a obtenção do mesmo devemos anotar o horário da transmissão entre o sinal de aviso de início da foto (300hz) e o sinal de fase, e em seguida adicionar 2,5 segundos.

B.1.2 - O PONTO SUB-SATÉLITE (P.S.S)

Conhecendo-se o tempo de cruzamento com o equador, a longitude de cruzamento e a projeção da órbita do satélite graduada em coordenada e intervalos de tempo, a diferença entre os horários da foto e o tempo de cruzamento com o equador nos permite obter a latitude e a longitude do P.S.S.

Entende-se por P.S.S. como sendo o ponto sôbre a Terra contido na reta que passa pelo centro da câmara do satélite e o centro da Terra.

B.1.3 - ESCOLHA DA GRADE

O P.S.S. é o elemento que determina a escolha da grade a adequada para a fotografia.

Dadas a latitude e a longitude do P.S.S., escolheremos a grade (na "biblioteca de grades") cuja LAT.P.S.S. tiver o valor mais próximo do P.S.S. da foto.

A longitude não influe nesta escolha, uma vez que existe uma simetria em longitudes.

O lado superior da grade corresponde a valores de latitu de crescentes ou seja: são mais próximos do polo norte; vice-versa para o lado inferior.

Caminhando-se da direita para a esquerda, as longitudes crescem de leste para oeste na grade.

Convenciona-se ao sinal menos (-) para latitudes no Hemisfério Sul e também longitudes a oeste. Vice-versa, o sinal mais (+) para latitudes no Hemisfério Norte e longitudes leste.

B.1.4 - AJUSTE DO SLIDE E GRADE

O P.S.S. da grade tem valores inteiros de latitude e longitude. Como já foi dito, ajusta-se o P.S.S. do slide de tal modo que coincida com o valor da latitude e longitude na grade.

Um exemplo:

P.S.S. do Slide	P.S.S. da grade escolhida
Lat.: -0,4	Lat.: -0,0
Long.: -70,9	Long.: -0,0

Neste caso o P.S.S. da grade será na realidade:

Lat.: -0,0
Long.: -71,0

Tomamos as linhas de latitude iguais a 0,0 e -1,0 dividimos o espaço entre elas de tal modo que possamos ter 0,4 grau ($0,4 - 0,0 = 0,4$) e o mesmo com as longitudes e obtemos 0,1 grau.

A figura B mostra o ajuste, vendo-se o P.S.S. com a Lat. -0,4 e a long. -70,9.

LAT. PSS = 0.0
LONG. PSS = 0.0

ESSA-8

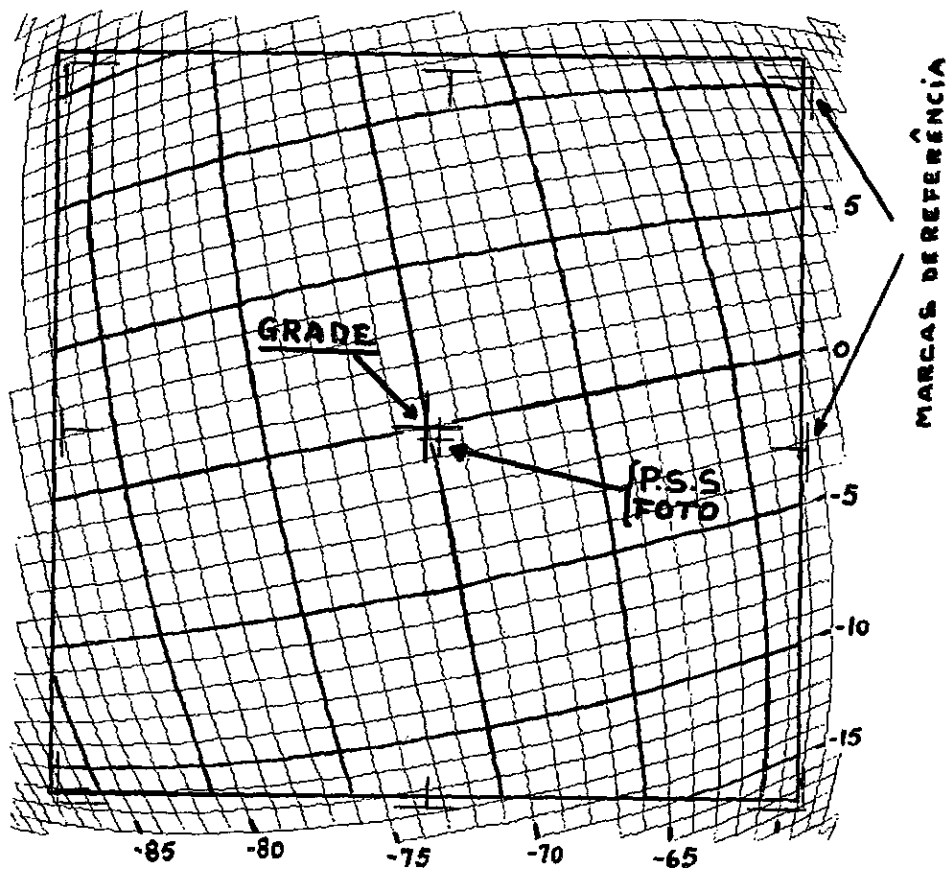


Fig. B.1 - Um exemplo de ajuste de grade para fotografias obtidas pelo satélite ESSA-8

APÊNDICE C

LISTAGEM DO PROGRAMA APTR
CÁLCULO DE ELEVAÇÃO E AZIMUTE CONSTANTES
FIGURA C.1 (PLOTTER)

```

C*****
C***** INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS (INPE) *****
C***** PROJETO MESA *****
C***** CURSO PARA OPERAÇÃO DE ESTAÇÕES A.P.T. *****
C***** ENG. ANTONIO DIVINO MOURA *****
C***** CALCULO DE LINHAS DE AZIMUTE E ELEVAÇÃO CONSTANTES *****
C*****

```

```

IDENT DIVINO
SIZE ALPHA=10
FILE 5=STATIO,UNIT=READER
  ALPHA SATEL,ESTA
  DIMENSION FIPES(101),TETAPS(101),DELAZI(50),AZIDEL(50)
100 FORMAT(2A10,3F10.3)
  CALL PLOTS
  CALL FACTOR(0.1) ← Cada grau de longitude e
  R=6378.165          latitude corresponde a 1/10'
  RAD=57.29578
2  READ(5,100,END=1) ESTA,SATEL,ALATST,ALONST,ALTURA
  CALL PLOTS(5.,0.,777) ← Parada da pena para
  J=ALATST/10.          ajuste central
  HLAT=FLOAT(J*10)
  I=ALONST/5.
  HLON=1*5
  DLON=ALONST=HLON
  HLON=60.+DLON
  CALL PLOT (HLON,-HLAT,-3)
  A=R/(RALTURA)
  SIN FIE=SIN(ALATST/RAD)
  COS FIE=SQRT (1.-SIN FIE**2)
C***** LINHAS DE ELEVAÇÃO CONSTANTE *****
  DO 200 K=1,18
  ALFA=FLOAT (K-1)*5./RAD
  COSALF=COS(ALFA)
  SIN ALF=SQRT (1.-COSALF** 2)
  COSDEL=A*(COSALF**2)+SIN ALF*SQRT(1.-(A**2)*(COSALF**2))
  SINDEL=SQRT(1.-COSDEL**2)
  TANDEL=SINDEL/COSDEL
  DELTA*ATAN(TANDEL)*RAD
  KK=3
  DO 300 J=1,101
  B=J-1
  FIPE=ALAST+(DELTA/50.)*(50.-B)
  FIPES(102-J)*FIPE
  SIN FIP=SIN(FIPE/RAD)
  COS FIP=SQRT (1.-SIN FIP**2)
  COSDTE=(COSDEL-SIN FIE*SIN FIP)/(COS FIE*COS FIP)
  SINDTE=SQRT (1.-COSDEL**2)
  TANDTE=SINDTE/COSDTE
  DELTET=ATAN(TANDTE)**RAD
  TETAPS(102-J)=-DELTET
  CALL PLOT(DELTET,FIPE,KK)
  KK=2
300 CONTINUE
  DO 400 J=1,101
  CALL PLOT(TETAPS(J),FIPES(J),2)
400 CONTINUE
200 CONTINUE
  CALL SYMBOL(0.,ALAST,2.,3,0.,-1)
C***** LINHAS DE AZIMUTE CONSTANTE *****
  DELMAX=A

```

Traçado em papel por legado com o operador ajustando o plotter no centro do papel, pena no encontro de 2 linhas mais fortes.

APÊNDICE D

LISTAGEM DO PROGRAMA ORBPAD
TRAÇADO DE "ÓRBITAS PADRÕES"
FIGURA D.1 (PLOTTER)

```
C*****
C***** INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS (INPE) *****
C***** PROJETO MESA *****
C***** ENG. ANTONIO DIVINO MOURA *****
C* TRAGADU DE ORBITAS PADRÕES PARA RASTREIO DE SATELITES METEOROLOGICUS*
```

```
C*****
IDENT DIVINO
FILE 5=INPUT,UNIT=READER
SIZE ALPHA=10
```

```
ALPHA ESTA,SATEL
DIMENSION ALAT(50),ALON(50)
1 FORMAT(2A10,F10.3)
20 FORMAT(30X,2F6.1)
CALL PLOTS
CALL PLOT(0.,11.,3)
CALL PLOT(5.,5.5,-3)
CALL FACTOR(0.1)
I=0
10 I=I+1
READ(5,20) ALAT(I),ALON(I)
IF(ABS(ALAT(I)).LT.1.) J=1
IF(ALAT(I).EQ.100.) GO TO 30
GO TO 10
30 I=I-2
2 READ(5,1,END=3) ESTA,SATEL,ALATST
AL1=ALATST-40.
AL2=ALATST+40.
CALL PLOT(0.,-ALATST,-3)
K=3
DO 50 N=1,I
IF(ABS(ALAT(N)).LT.1.) GO TO 40
IF(ALAT(N).LT.AL1) GO TO 50
IF(ALAT(N).GT.AL2) GO TO 50
40 A=ALON(N)-ALON(J)
B=N-J
C=A+2.
CALL PLOT(A,ALAT(N),K)
CALL SYMBOL(A,ALAT(N),2.,3,0.,-1)
CALL NUMBER(C,ALAT(N),1.0,B,0.,-1)
CALL PLOT(A,ALAT(N),3)
K=2
50 CONTINUE
CALL PLOT(40.,0.,3)
CALL PLOT(-40.,0.,2)
CALL PLOT(40.,0.,2)
CALL SYMBOL(20.,3.,2.,ESTA,0.,+10)
CALL SYMBOL(20.,-5.,2.,SATEL,0.,+10)
CALL PLOT(100.,ALATST,-3)
GO TO 2
3 CALL PLOT(0.5,0.,999)
STOP
END
```

Cada grau da Latitude e Longitude corresponde a 1/10'.

```
05/05/71 10237 AM ASR#4.2 70156 COMPILER
0 MIN 20 SEC FOR COMPILATION PASS
53 CARDS AT 151 CARDS PER MINUTE
1876 DIGITS DATA. 2496 DIGITS CUDE.
```

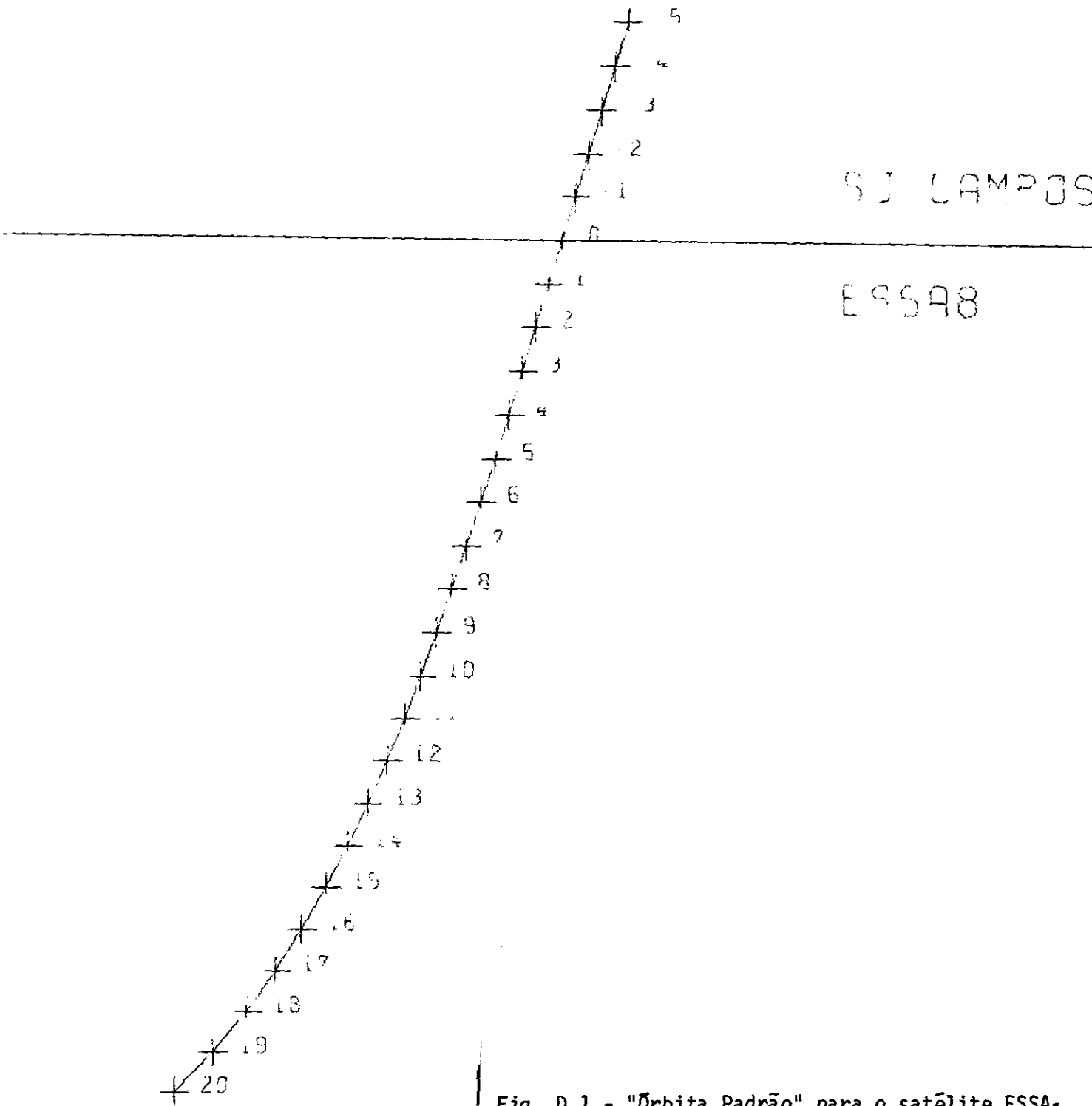


Fig. D.1 - "Órbita Padrão" para o satélite ESSA-
(1437.25Km) escalonada de minuto em mi-
nuto do cruzamento com o equador.
Estação APT de São José dos Campos

APÊNDICE E

TABELA PARA CÁLCULO DO P.S.S. PARA
TEMPOS VARIANDO DE 1 EM 1 SEGUNDO DO TEMPO
DE CRUZAMENTO COM O EQUADOR

P.S.S. do Satélite ESSA-8 de minuto em minuto para o traçado de uma "Órbita Padrão Circular".

Sentido da Órbita
(T2 > T1)

57.6	2.8
54.7	.5
51.8	-1.5
48.8	-3.3
45.8	-5.0
42.8	-6.5
39.8	-7.9
36.7	-9.2
33.7	-10.4
30.7	-11.5
27.6	-12.6
24.5	-13.6
21.5	-14.7
18.4	-15.6
15.4	-16.6
12.3	-17.5
9.2	-18.4
6.1	-19.3
3.1	-20.2
.0	-21.1
-3.1	-22.0
-6.1	-22.9
-9.2	-23.8
-12.3	-24.7
-15.4	-25.6
-18.4	-26.6
-21.5	-27.6
-24.5	-28.6
-27.6	-29.6
-30.7	-30.7
-33.7	-31.8
-36.7	-33.0
-39.8	-34.3
-42.8	-35.7
-45.8	-37.2
-48.8	-38.9
-51.8	-40.7
-54.7	-42.7
-57.6	-45.0
-60.5	-47.7
-63.3	-50.9
-66.1	-54.6
-68.8	-59.3
-71.3	-65.0
-73.6	-72.3
-75.6	-81.7
-77.1	-93.6
-78.1	-107.8
-78.2	-123.3
100.0	.0

← Cruzamento com o equador
11:07:00 HR GMT
20 Abril 1971

Para os cálculos usamos o Programa MESA02 e os dados de efemérides do ESSA -8 para o dia 02/Abril/71 onde fizemos:

$$\text{Semi-eixo Maior (SEM)} = \frac{\text{Altura do Apogeu} + \text{Altura do Perigeu}}{2}$$

+ Raio Médio da Terra = 7815.415 (Raio da órbita (médio))

Excentricidade (EXC) = 0.00000 (Órbita circular)

Latitude (Graus) Longitude (Graus)