



Ministério da
Ciência e Tecnologia



**PROGRAMA COMPUTACIONAL PARA O CÁLCULO DO
CENTRO DE PRESSÕES EM SATÉLITES
CONSIDERANDO OS EFEITOS DO ARRASTO
ATMOSFÉRICO E RADIAÇÃO SOLAR**

Rodrigo Cirino Silva (FEG/UNESP, Bolsista PIBITI/CNPq).
E-mail: cirinorodrigo@yahoo.com.br

Dr. Valdemir Carrara (DMC/ETE/INPE, Orientador)
E-mail: val@dem.inpe.br

Relatório Final de Iniciação em Desenvolvimento Tecnológico e Inovação,
financiado pelo CNPq, orientado por Dr. Valdemir Carrara.

INPE
São José dos Campos
2011.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Satélites artificiais terrestres são utilizados para observações da superfície da Terra, monitoramento do clima e de áreas florestais (principalmente para o controle do desmatamento), além de contribuírem para o estudo da atmosfera e do campo magnético terrestre e ser uma ferramenta essencial para as telecomunicações. Tais atividades requerem o monitoramento e supervisão do satélite desde o momento do seu lançamento até o fim de sua vida útil. Este monitoramento constante do satélite é o que pode detectar falhas nos equipamentos a bordo e/ou na sua rotina de funcionamento.

Esta forma de comunicação baseia-se na transmissão e recepção de códigos, chamados de telemetria e telecomando, que os equipamentos do satélite captam e interpretam devidamente (Kuga et al., 2000). Entretanto, para que funcionem, os satélites necessitam de energia elétrica, suprida por baterias ou por geração em painéis fotovoltaicos. Ainda segundo Kuga et al. (2000), as baterias podem suprir grande quantidade limitada de energia, por isso somente são empregadas em conjunto com os painéis, para armazenar a energia excedente. Por sua vez, os painéis apresentam baixo rendimento de conversão, e para alimentar um simples ferro de passar roupa seria necessário um painel de 4 por 6 metros. Sabendo, ainda, do custo elevado de células solares, resta apenas a possibilidade de transmitir sinais para o satélite com a máxima potência (para que não seja necessário amplificar muito o sinal) e transmitir do satélite com a mínima potência, tornando necessário que o receptor em Terra possua um ganho elevado. Isto implica na utilização de grandes antenas parabólicas com alta potência, as quais precisam estar apontadas para a posição do satélite e acompanhando sua órbita com extrema precisão, visto que um erro de apenas $0,5^\circ$ neste apontamento pode ocasionar o não recebimento dos sinais (Kuga et al., 2000). Sendo assim, é necessário conhecer com grande precisão a órbita do satélite assim como ser capaz de fazer previsões da posição do satélite, evitando a perda de comunicação, sendo o conhecimento desse comportamento de extrema importância para o sucesso da missão.

A órbita dos satélites artificiais terrestres tem formato elíptico de tamanho e excentricidade constantes num plano fixo. Se não existissem perturbações no

movimento orbital, o satélite permaneceria nessa órbita indefinidamente. Como principais efeitos que causam a alteração da órbita com o tempo, pode-se citar a não homogeneidade da distribuição de massa da Terra, seu achatamento, e também efeitos devido ao arrasto atmosférico e perturbações gravitacionais decorrente de outros corpos, principalmente do Sol e da Lua (Kuga et al., 2000).

“No decorrer de tempo, observações realizadas nas órbitas dos satélites artificiais possibilitaram o cálculo de novos coeficientes do campo gravitacional e o melhoramento do modelo de arrasto. Também foram introduzidas perturbações devido à atração do Sol e da Lua, à pressão radiação solar, etc. Os modelos mais sofisticados existentes atualmente levam em conta forças de marés terrestres, atração do Sol e da Lua, utilizam um grande número de coeficientes para o campo gravitacional terrestre, e usam integradores de boa precisão numérica. Com estes efeitos incluídos, os erros ficam da ordem de apenas alguns centímetros.” (Kuga et.al, 2000)

1.1. OBJETIVOS

O principal objetivo deste trabalho será produzir um programa computacional que permita calcular a força de arrasto e a pressão de radiação solar em satélites considerando sua geometria. A força de arrasto será computada com base na teoria cinética dos gases (Chahinne, 1961, Chapman e Cownling, 1970) e a pressão de radiação deverá usar coeficientes de reflexão (Georgevic,1973). Os centros de pressão em ambos os casos deverão ser obtidos, em função da geometria e da atitude do satélite relativo à atmosfera (arrasto) ou ao Sol (pressão de radiação). Os torques oriundos destes fenômenos devem ser computados na determinação do centro de pressão.

Espera-se que os resultados obtidos permitam exprimir a posição do centro de pressões por meio de ajuste de curvas (polinômios), de forma a simplificar o cálculo destas perturbações em simulações de atitude em tempo-real.

1.2. METODOLOGIA

A determinação do centro de pressões de um satélite se dará através de uma rotina computacional implementada em um programa que calcula as forças de arrasto e de pressão de radiação solar. Inicialmente serão tratadas apenas as forças provenientes do arrasto atmosférico, e pretende-se introduzir futuramente os efeitos das forças de pressão de radiação solar. O cálculo do arrasto se baseia na teoria cinética dos gases de Maxwell (Schaaf e Chanbré, 1961) enquanto que o cálculo da força de pressão de radiação utiliza os coeficientes de reflexão (teóricos ou experimentais) que dependem de características das superfícies.

Tanto as forças de arrasto quanto as forças de pressão de radiação solar dependem da geometria do satélite. Esta descrição é enviada ao programa já existente de Carrara (1988) através de um arquivo de texto informando as coordenadas dos vértices do satélite e a composição destes vértices para formar as superfícies. O arquivo contendo estas informações deve ser salvo com o nome “satge” e ter o formato “.dat”. Este tipo de descrição de geometria é baseado em conceitos oriundos da computação gráfica ou cálculo estrutural, por exemplo o OpenGL ou Nastran.

Como é possível calcular os coeficientes (e forças) de arrasto e de pressão de radiação solar, basta acrescentar a rotina para o cálculo dos centros de pressões. Para isto, basta utilizar-se das expressões para o torque e explicitar esta posição.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Tratando-se de corpos celestes ou de satélites artificiais terrestres, pode-se dizer que as forças que os mantêm em seus movimentos e em suas respectivas órbitas são as mesmas. Por conveniência e sem perder muita precisão, pode-se considerar estes como sendo problemas de dois corpos, e do caso dos satélites terrestres, o centro de massa do conjunto coincide com o centro de massa da Terra (Zannardi, 2009).

A força com maior influência sobre os satélites terrestres é a atração gravitacional da Terra. Também existem outras forças que, embora pequenas, podem modificar as órbitas dos satélites com o tempo, interferindo e dificultando seu rastreamento, sua real posição no espaço (Kuga et al., 2000). Tais forças também geram um torque em torno do centro de massa do satélite, modificando sua orientação no espaço (atitude do satélite), a qual é pré-estabelecida e, portanto, normalmente sua variação é indesejada. Saber o comportamento desses torques no tempo é importante para estudar o controle e a estabilidade do satélite e também para simulações da sua atitude. Conhecer estes esforços é indispensável para o dimensionamento estrutural do satélite e de seus componentes, além de criar a possibilidade de prever, ou pelo menos simular, o comportamento tanto do satélite quanto de seus componentes quando submetidos a determinadas cargas (esforços).

Para este trabalho, levam-se em consideração duas forças, o Arrasto Aerodinâmico e a Força de Pressão de Radiação Solar.

2.1. ARRASTO AERODINÂMICO

Na atmosfera encontram-se partículas de ar que, mesmo sendo menos abundantes se comparadas a altitudes inferiores, ainda assim se chocam contra a superfície dos satélites. O atrito causado por esses choques é denominado força de arrasto, a qual sempre atua no sentido oposto ao movimento do satélite. A força de arrasto pode ser expressa por:

$$\vec{D} = -\frac{1}{2} \rho C_D S v_R \vec{v}_R$$

onde ρ é a densidade local do ar, C_D é o coeficiente de arrasto, S é a área efetiva e v_R é a velocidade do satélite em relação a atmosfera da Terra. No caso de uma órbita elíptica, a força de arrasto é predominante perto do perigeu, pois a densidade do ar é maior nas altitudes mais baixas (Figura 2.1).

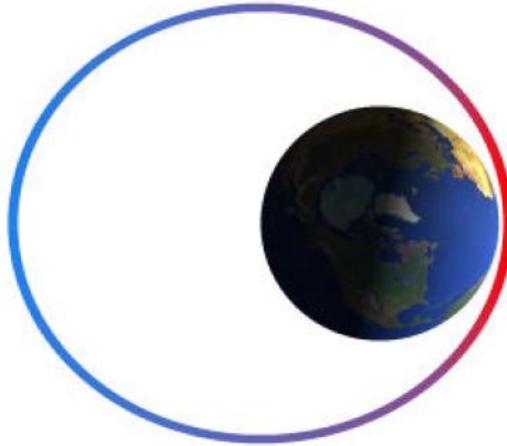


Figura 2.1- Força de arrasto numa órbita excêntrica.

Observando a figura 2.1, nota-se que o arrasto afeta o satélite próximo ao perigeu, retardando-o e retirando sua energia, diminuindo a distância que o satélite alcançaria no apogeu caso essa força de arrasto não existisse, ou seja, a altitude do apogeu diminui para cada volta. A altitude do perigeu pouco varia e, dessa forma, a órbita torna-se circular. (Figura 2.2 e 2.3).

A densidade atmosférica ρ depende de vários fatores, tais como as variações de temperatura nas camadas atmosféricas que, por sua vez, dependem do ciclo solar que tem um período de onze anos, as variações com a mudança diária na atividade na superfície solar, a variação diurna, as variações com atividade geomagnética, as variações semi- anuais, e as variações latitudinais e sazonais na termosfera baixa (NASA, 1973; Jacchia, 1972).

O coeficiente de arrasto C_D depende da geometria do satélite, da rugosidade da superfície exposta ao fluxo, da temperatura da atmosfera e da superfície do satélite, do ângulo de ataque, velocidade das moléculas, etc.

A área efetiva S é determinada pela configuração e o tamanho do veículo, juntamente com o ângulo de ataque em relação ao fluxo atmosférico. Esta superfície é conhecida como área projetada pois está associada com a área externa do satélite projetada na direção da velocidade relativa com a atmosfera.

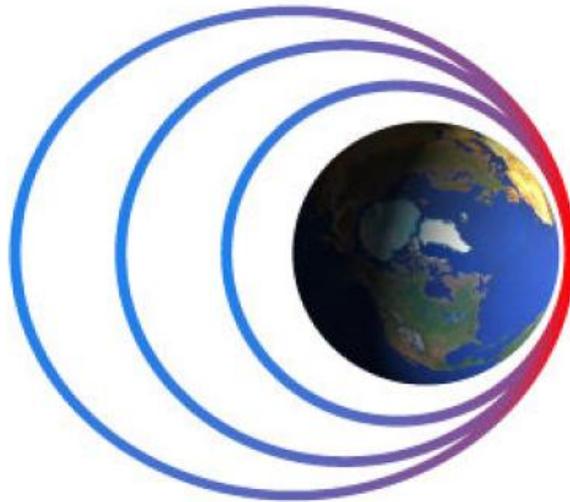


Figura 1.2- Decaimento Orbital Devido ao Arrasto Atmosférico.

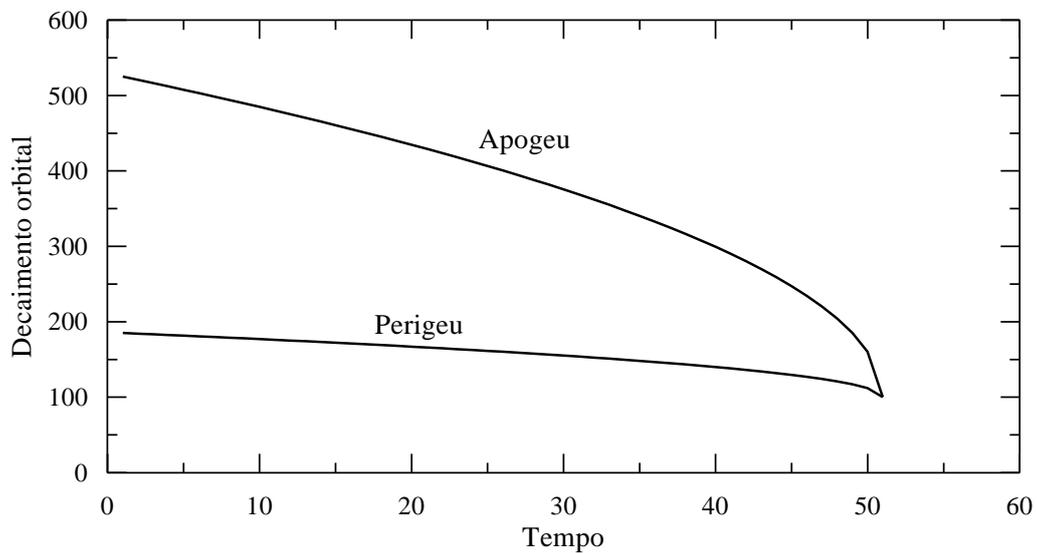


Figura 2.3 - Variação da altitude do perigeu e apogeu devido ao arrasto.

A velocidade relativa \vec{v}_R é calculada admitindo-se que a atmosfera tem a mesma velocidade de rotação da Terra, e é dada por:

$$\vec{v}_R = \dot{\vec{r}} - \vec{\omega}_T \times \vec{r} = \begin{bmatrix} \dot{x} + \omega_T y \\ \dot{y} - \omega_T x \\ \dot{z} \end{bmatrix}$$

Onde $\omega_T = |\vec{\omega}_T|$ é a velocidade angular de rotação da Terra ($\omega_T = 360,9$ 856473°/dia) é a velocidade do satélite relativa ao sistema inercial. Assim, a expressão final para a aceleração devido ao arrasto fica na forma:

$$\begin{bmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{z} \end{bmatrix} = -\frac{1}{2} \rho C_D \frac{S}{m} v_R \begin{bmatrix} \dot{x} + \omega_T y \\ \dot{y} - \omega_T x \\ \dot{z} \end{bmatrix}$$

Além disso, comprovou-se a existência de ventos nas altitudes orbitais. Entretanto, a falta de modelos matemáticos que considerem este efeito no cálculo da velocidade relativa impede que se este efeito seja considerado no cálculo.

A força de arrasto afeta principalmente o semi-eixo maior e a excentricidade orbital. Como a densidade atmosférica cai exponencialmente com a altitude, também a força de arrasto diminui exponencialmente. No entanto, tanto a densidade como o coeficiente balístico (o produto de C_D pela relação área-sobre-massa, S/m) dependem de vários fatores (Kuga et al., 2000).

2.2. COEFICIENTE DE ARRASTO

Para se obter o coeficiente de arrasto C_D pode-se utilizar métodos experimentais ou modelos matemáticos, sendo que seu valor usualmente varia de 1,2 a 3,8 (Kuga et al., 2000), sendo dependente de diversos fatores. Por se tratar de elevadas altitudes, onde o a atmosfera é menos densa, não é possível utilizar a mecânica dos fluidos convencional. Devido à rarefação da atmosfera, é preciso fazer a análise das colisões moleculares estatisticamente, e assim aplica-se a teoria Cinética dos Gases, de Maxwell.

Esta teoria relaciona a velocidade média das moléculas com a temperatura do gás, evidenciando que quanto maior a temperatura, maior a velocidade média, e vice-versa.

Por serem dotadas de movimento, pode-se dizer que as moléculas da atmosfera possuem quantidade de movimento e, ao se chocarem contra a superfície do satélite, transmitem parte da sua quantidade de movimento na colisão. Neste choque, além da quantidade de movimento, também existe a troca de energia (Kuga et al., 2000).

Considerando que a temperatura do fluxo incidente sobre o satélite varia entre 400 e 2500K (Kuga et al., 2000), é razoável admitir que ocorre um pequeno aquecimento na superfície do satélite, que fica em torno de 300K. Este aquecimento seria maior caso a densidade atmosférica fosse maior, implicando maior número de colisões.

Uma molécula, ao colidir com o satélite, é capturada, re-emitida e capturada novamente. Neste processo a molécula vai gradativamente perdendo energia de maneira que a sua temperatura se aproxime da temperatura do satélite (Kuga et al., 2000). A figura 2.4 ilustra este fenômeno:

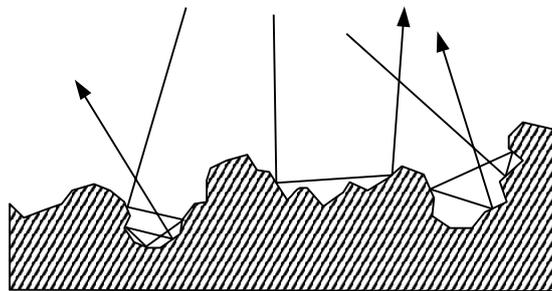


Figura 2.4 – Múltiplas colisões das moléculas da atmosfera com a superfície do satélite.

Pouco se sabe sobre a interação entre o gás e a superfície do satélite, por isso utilizam-se alguns modelos empíricos para efetuar os cálculos necessários. Schaff e Cabré (1960) apresentaram um modelo que utilizava a teoria cinética dos gases de Maxwell, em conjunto com 2 coeficientes, σ e τ , que representam a quantidade de movimento trocada pelas colisões nas direções normal e tangencial, respectivamente, e dados por:

$$\sigma = \frac{P_i - P_r}{P_i - P_w}$$

$$\tau = \frac{Q_i - Q_r}{Q_i}$$

Em que P e Q são as componentes da quantidade de movimento do fluxo na direção normal e tangencial, respectivamente. Os índices i e r representam o fluxo incidente e refletido, enquanto que P_w é a quantidade de movimento na direção normal carregada pelo fluxo refletido caso este fluxo tivesse temperatura igual à temperatura da superfície. Experimentalmente sabe-se que tanto σ quanto τ dependem do material da

superfície do satélite e geralmente aproximam-se de 1 (Kuga et al., 2000), ou seja, a troca de calor e quantidade de movimento é quase total (Schaaf e Cambré, 1961, Dought e Schaetzle, 1969 e Knechtel e Pitts, 1969 e 1973). Se o ângulo de incidência for igual ao ângulo de reflexão (especular), estes coeficientes são nulos. Por outro lado, quando se tem a reflexão completamente difusa, estes coeficientes são iguais à unidade.

Ainda, o coeficiente de arrasto depende da razão de velocidades s , a qual representa a razão entre a velocidade do satélite e a velocidade mais provável da atmosfera. A razão de velocidades é expressa por:

$$s = v_R \sqrt{\frac{m}{2kT_i}}$$

sendo m a massa média das moléculas, k a constante de Boltzman, cujo valor é $1,3806503 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$, v_R a velocidade relativa do satélite em relação à atmosfera e T_i a temperatura local da atmosfera obtida através de modelos.

A massa média das moléculas é dada por:

$$m = \frac{\bar{M}}{N_{AV}}$$

sendo \bar{M} a massa molecular média local, também obtida através de modelos, e N_{AV} é número de Avogrado, cujo valor numérico é $6,0221415 \cdot 10^{23}$.

O modelo obtido por Schaff e Cambré aplica-se apenas a placas planas numa direção qualquer em relação ao fluxo incidente. Desta forma, admite-se uma área infinitesimal para cada elemento plano, sendo possível integrar o modelo para toda a superfície exposta do satélite (Kuga et al., 2000).

A força elementar pode ser calculada pela expressão:

$$F_e = P_n \hat{n} + P_u \hat{u}$$

sendo P_n e P_u são a quantidade de movimento trocada com a superfície do satélite nas direções normal e de incidência, respectivamente, \hat{n} representa a direção normal e \hat{u} representa a direção de incidência. Os valores de P_n e P_u podem ser deduzidos a partir do modelo, e suas expressões são:

$$P_u = \frac{\rho_i u^2}{2s\sqrt{\pi}} e^{-s \cos^2 \theta} + \sqrt{\pi} s \cos \theta [1 + \operatorname{erf} s \cos \theta]$$

$$P_n = P_u \cos \theta - \frac{\rho_i u^2}{2s^2} \left\{ e^{-s \cos^2 \theta} \left[\frac{2 - \sigma}{\sqrt{\pi}} s \cos \theta \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{T_w}{T_i}} \right] \right.$$

$$\left. + [1 + \operatorname{erf} s \cos \theta] \left[2 - \sigma \left(\frac{1}{2} s^2 \cos^2 \theta \right) + \frac{\sigma}{2} \sqrt{\pi} \sqrt{\frac{T_w}{T_i}} s \cos \theta \right] \right\}$$

em que u é a velocidade da atmosfera com relação ao satélite, θ é o ângulo de incidência (ângulo entre a direção do fluxo e a normal ao elemento de área), ρ_i é a densidade do fluxo incidente.

A função $\operatorname{erf}(x)$ é definida como:

$$\operatorname{erf} x = \int_0^x e^{-y^2} dy$$

Integrando as forças elementares, pode-se obter a força de arrasto, a qual será dada por (Kuga et al., 2000):

$$\vec{F}_{aer} = \int_A \vec{F}_e \left(\sigma, \tau, S, \frac{T_w}{T_i} \right) dA$$

e por definição:

$$C_D = \frac{\vec{F}_{aer} \cdot \vec{v}_R}{\frac{1}{2} \rho S v_R^2}$$

Segundo Kuga et al. (2000), quando a área S adotada for igual à área projetada na direção da velocidade, o valor de C_D tenderá a 2.

Para casos simples, como o de uma esfera, é possível avaliar esta integral analiticamente. Entretanto, para geometrias mais complexas isto não é possível, sendo necessário utilizar programas computacionais para efetuar estes cálculos.

2.3. FORÇAS DE PRESSÃO DE RADIAÇÃO SOLAR

Quando um satélite apresenta uma elevada razão entre sua área e sua massa, sua órbita pode ser afetada de forma significativa devido ao efeito da força de pressão de radiação solar. A pressão de radiação é causada pela troca de quantidade de movimento dos fótons solares com a superfície externa do satélite. A quantidade de movimento de cada fóton depende da energia do próprio fóton e, portanto, a força aplicada ao satélite depende da energia irradiada pelo Sol. Na órbita da Terra, esta energia é constante (não varia com a atividade solar) e vale aproximadamente 1350 W/m^2 (Kuga et al., 2000).

Devido à pressão de radiação, gera-se uma aceleração na direção Sol-Satélite, no sentido oposto ao versor Terra-Sol, \hat{r}_s , e é dada por:

$$\vec{A}_{PR} = -\nu C_R \frac{S}{m} P_S \hat{r}_s$$

onde ν é o fator de eclipse, que vale 0 quando o satélite se encontra na sombra da Terra e 1 quando o satélite está iluminado, C_R é um fator que depende da refletividade do satélite, denominado de coeficiente de pressão de radiação, S é a secção transversal quando observada na direção de incidência dos raios solares e m é a massa do satélite. P_S é a pressão de radiação na órbita terrestre, e vale aproximadamente $4,55 \cdot 10^{-6} \text{ N/m}^2$. \vec{r}_s é o raio vetor do Sol relativo à Terra. O fator de eclipse pode ser calculado conforme a posição do satélite em relação à Terra e ao plano terminador, que separa as regiões de luz e sombra da Terra (dia e noite). Da figura 2.5 tira-se que, se

$$h = \vec{r} \cdot \vec{r}_s \geq 0$$

então o satélite está antes do terminator e portanto $v = 1$. Quando $h < 0$, então, se $d \geq R_t$, $v = 1$ (iluminado). Se $d < R_t$, então $v = 0$ (sombra), onde R_t é o raio terrestre (médio) e d é o módulo do produto vetorial:

$$d = |\vec{r} \times \vec{r}_s|$$

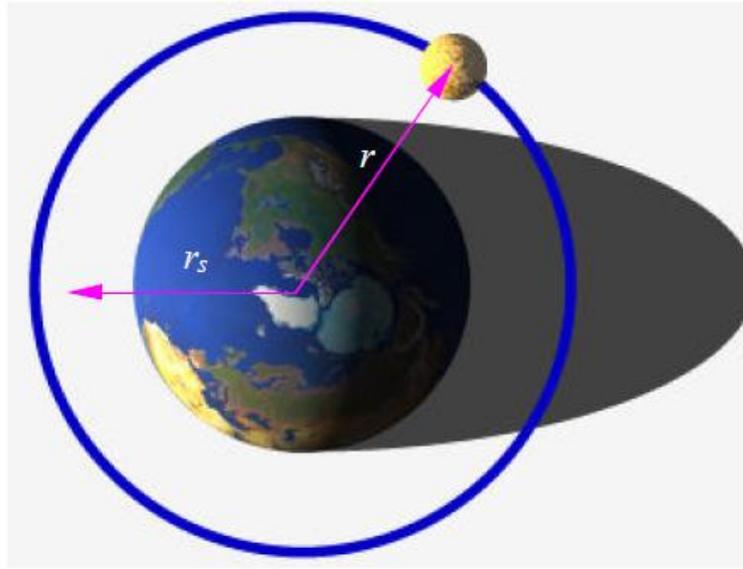


Figura 2.5 - Geometria entre a órbita e a sombra da Terra

Como foi dito, a constante P_s está diretamente relacionada à intensidade de radiação média nas proximidades da órbita da Terra e é definida por:

$$P_s = \frac{W}{c}$$

em que c é a velocidade da luz (300000 km/s) e W é a intensidade de radiação, definida como a energia incidente por unidade de área, por unidade de tempo emitida pelo Sol. Esta intensidade oscila com variação de cerca de 7% num ano em função da excentricidade da órbita terrestre, e vale:

$$W = W_0 \left(\frac{R_o}{R} \right)^2$$

onde W_0 é a intensidade de radiação a uma unidade astronômica, igual a 1350 W/m^2 , R é a distância da Terra ao Sol e R_0 é a distância média da Terra ao Sol (uma unidade astronômica). A pressão de radiação fica então:

$$P_s = \frac{W_0}{c} \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 = 4,5 \cdot 10^6 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \text{ N/m}^2$$

As perturbações devido à pressão de radiação solar são pequenas para satélites de construção normal, mas são grandes quando a razão entre a área e a massa for alta. Os efeitos são periódicos e todos os elementos orbitais são afetados.

A expressão resultante para a pressão de radiação solar fica então:

$$\begin{bmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{bmatrix} = v C_R \frac{S}{m} P_s \begin{bmatrix} -x_s / r_s \\ -y_s / r_s \\ -z_s / r_s \end{bmatrix}$$

2.4. DETERMINAÇÃO DO CENTRO DE PRESSÕES

Para determinar o centro de pressões em um satélite é necessário conhecer as forças em cada elemento no qual o satélite foi dividido. O cálculo do centro de pressões auxilia no cálculo do torque total cujo satélite será submetido. Por se tratar de um método numérico, avaliar este torque através do centro de pressões é mais rápido em comparação a resolução numérica das integrais de torque.

Como o satélite deve ser separado em diversos elementos planos (placas planas), sabe-se que o centro de pressões de cada um desses elementos encontra-se exatamente sobre o baricentro (centro geométrico). Sabe-se também como calcular a força atuante sobre cada elemento, e assim sabe-se o torque. Ou seja:

$$\vec{T} = \vec{r}_{cp} \times \vec{F}$$

Sendo \vec{T} o torque, \vec{r}_{cp} é o vetor da posição do centro de pressões em relação ao centro de massa e \vec{F} a força resultante atuante. Esta expressão pode também ser posta na forma matricial, dada por:

$$\vec{T} = \Omega(\vec{r}_{cp})\vec{F} = -\Omega(\vec{F})\vec{r}_{cp},$$

onde $\Omega(\cdot)$ indica a matriz do produto vetorial, expressa por

$$\Omega(\vec{a}) = \begin{pmatrix} 0 & -a_3 & a_2 \\ a_3 & 0 & -a_1 \\ -a_2 & a_1 & 0 \end{pmatrix}$$

na qual a_1 , a_2 e a_3 são as componentes do vetor \vec{a} . Para calcular \vec{r}_{cp} bastaria inverter a expressão do torque, mas a matriz $\Omega(\cdot)$ é singular e não admite inversa. Isto se traduz pelo fato de que qualquer vetor \vec{r}_{cp} do centro de massa à linha de ação da força \vec{F} satisfaz a relação do torque. Para que o sistema tenha solução é necessário introduzir uma nova condição. Admite-se, então, que o vetor \vec{r}_{cp} seja ortogonal a \vec{F} , ou seja,

$$\vec{r}_{cp} \cdot \vec{F} = 0$$

Considerando-se que $\vec{T} = (t_x \ t_y \ t_z)^T$, $\vec{F} = (f_x \ f_y \ f_z)^T$ e que $\vec{r}_{cp} = (r_x \ r_y \ r_z)^T$, onde o sobrescrito T indica transposição do vetor ou matriz, chega-se ao sistema:

$$\begin{aligned} t_x &= f_z r_y - f_y r_x \\ t_y &= f_x r_z - f_z r_x \\ t_z &= f_y r_x - f_x r_y \\ r_x f_x + r_y f_y + r_z f_z &= 0, \end{aligned}$$

que pode ser resolvido e resulta:

$$r_x = \frac{-t_x f_x f_y - t_y f_z^2}{f_x^2 f_z + f_x f_y^2 + f_z^3}$$

$$r_y = \frac{1}{f_z} \left[t_x + f_y \left(\frac{-t_x f_x f_y - t_y f_z^2}{f_x^2 f_z + f_x f_y^2 + f_z^3} \right) \right]$$

$$r_z = \frac{1}{f_x} \left[t_y + f_z \left(\frac{-t_x f_x f_y - t_y f_z^2}{f_x^2 f_z + f_x f_y^2 + f_z^3} \right) \right]$$

Esta formulação permite ter uma idéia do comportamento do centro de pressões. No entanto, pelo fato do torque ser um produto vetorial entre a posição do centro de pressão e a força, existem infinitas soluções para este posicionamento. Porém, tomando a menor distância possível e analisando diversas atitudes, espera-se ser possível determinar um r do centro de pressão que possa representar de maneira aproximada o real posicionamento do centro de pressões.

CAPÍTULO 3

RESULTADOS E CONCLUSÕES

O cálculo do centro de pressões depende de um desenvolvimento matemático, por isso foi preciso desenvolver uma metodologia que possibilitasse a implementação de uma rotina computacional para calculá-lo. Sendo assim foi necessário adaptar um programa já existente para executar os devidos cálculos.

A determinação do centro de pressões pode ser utilizada no cálculo do torque resultante, o qual é fundamental para a simulação do movimento de atitude de um satélite.

Com isso, espera-se conseguir uma parametrização do centro de pressões para aumentar a velocidade do cálculo do torque aerodinâmico além de implementar à rotina computacional criada os efeitos das forças de pressão de radiação solar, permitindo previsões da atitude de um satélite em tempo mais próximo ao tempo real.

BIBLIOGRAFIA

CHAHINE, M.I. Free-molecule flow over nonconvex surfaces. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON RAREFIED GAS DYNAMICS, 2., Berkely, CA, 1960.

Proceedings. New York, Academic, 1961, Section 2, p. 209-230. (Advanced in Applied Mechanics).

CHAPMAN, S.; COWLING, T.G. The mathematical theory of non-uniform gases. 3.ed. Cambridge, Great Britain, Cambridge University Press, 1970.

GEORGEVIC, R.M. The solar radiation pressure force and torque model The Journal of the Astronautical Sciences, 20(5):257-274, Mar./Apr. 1973.

SCHAAF, S.A.; CHAMBRÉ, P.L. Flow of rarefied gases. Princeton, NJ, Princeton University Press, 1961.

JACCHIA, L. G. Atmospheric models in the region from 110 to 2000 km. In: COMMITTEE ON SPACE RESEARCH (COSPAR). Berlin, Academic Verlag, v 3, p. 227-338, 1972.

NASA. Models of earth's atmosphere (90 to 2500 km). 1973. (NASA SP-8021).