

Referência Completa

Tipo da Referência Conference Proceedings

Repositório sid.inpe.br/marciana/2004/11.16.15.03

Metadados sid.inpe.br/marciana/2004/11.16.15.03.19

Site mtc-m16.sid.inpe.br


Chave Secundária INPE-11546-PRE/6935

Chave de Citação Rodrigues:2004:PrAtSa

Autor Rodrigues, Domingos Sávio dos Santos

Grupo CRC-INPE-MCT-BR

Afiliação FEG/UNESP, Bolsista PIBIC/CNPq

Título Propagação da Atitude de Satélites Artificiais com Quaternios e Torque Magnético Residual 

Nome do Evento Seminário de Iniciação Científica do INPE (SICINPE)

Ano 2004

Título do Livro Anais

Data 03 e 04 de ago. 2004

Cidade da Editora São José dos Campos

Editora (Publisher) INPE

Localização do Evento São José dos Campos

Resumo O objetivo deste trabalho é propagar a atitude de satélites artificiais estabilizados por rotação com a utilização de quaternios. O enfoque principal deste trabalho é o torque magnético residual, o qual ocorre devido à interação do campo magnético do satélite com o campo magnético terrestre, e contribui para uma lenta precessão do eixo de rotação. Neste trabalho é utilizado o modelo de dipolo, de modo a simplificar os desenvolvimentos necessários. No desenvolvimento deste trabalho, o processo de integração das equações de Euler para satélites estabilizados por rotação inclui o torque magnético residual médio, obtido através da integração do torque magnético residual instantâneo em um período orbital. A utilização do torque médio já inclui os principais efeitos associados com o torque magnético residual, e já envolve um grande volume de cálculos algébricos. Como as equações do movimento são dadas em termos dos quaternios, estas apresentam uma forma complexa, o que torna necessária a determinação de uma solução numérica, que é feita pelo método de Runge-Kutta de oitava ordem. Nas simulações realizadas com os dados reais do SCD1 E SCD2 verifica-se que a componente da velocidade de rotação no eixo z permanece constante enquanto as componentes no eixo x e y sofrem variações periódicas (de curto e longo período) devido ao torque magnético residual. Observa-se também que a influência do Torque Magnético Residual é maior no comportamento do quaternio de atitude do que nas componentes da velocidade de rotação. Os resultados a serem obtidos neste trabalho poderão ser úteis para análise de missões de satélites brasileiros, principalmente no que se refere à predição e controle de atitude de satélites artificiais estabilizados por rotação.

Páginas 1-52

Organização Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

Idioma pt

Tipo Secundário PRE CN

Formato Papel

Area ETES

Última Atualização dos Metadados 2013:10.19.00.34.54 sid.inpe.br/bibdigital@80/2006/04.07.15.50 administrator

Estágio do Documento concluído
e-Mail (login) marciana
Grupo de Usuários administrator
sergio
administrator
Detentor da Cópia SID/SCD
Visibilidade shown
Transferível 1
Unidade Imediatamente Superior 8JMKD3MGPCW/3F3PAJE
Conteúdo da Pasta source não têm arquivos
Conteúdo da Pasta agreement não têm arquivos
Histórico 2005-10-19 16:36:21 :: sergio -> administrator ::
2006-11-09 18:49:26 :: administrator -> sergio ::
2008-01-07 12:53:28 :: sergio -> administrator ::
2013-10-19 00:34:54 :: administrator -> marciana :: 2004
Campos Vazios accessionnumber archivingpolicy archivist callnumber contenttype copyright
creatorhistory descriptionlevel dissemination documentstage doi e-mailaddress
edition editor electronicmailaddress isbn issn keywords label lineage mark
mirrorrepository nextedition notes numberoffiles numberofvolumes parameterlist
parentrepositories previousedition progress project readergroup readergroup
readpermission resumeid rightsholder secondarydate secondarymark serieseditor
session shorttitle size sponsor subject targetfile tertiarymark tertiarytype type
url versiontype volume
Data de Acesso 25 set. 2014
atualizar

Fechar



INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

AUTORIZAÇÃO PARA PUBLICAÇÃO

Número

PIBIC-015/04

Título

1571

Propagação da Atitude de Satélites Artificiais com Quartênios e Torque Magnético Residual

Autor

Domingos Sávio dos Santos Rodrigues

Tradutor

Não há

Editor

| Origem | Projeto | Série | No. de Páginas | No. de Fotos | No. de Mapas |
|--------|---------|-------|----------------|--------------|--------------|
| | | | 52 | 0 | 0 |

Tipo

RPQ PRE NTC PRP MAN PUD TAE

Divulgação

Externa Interna Reservada Lista de Distribuição Anexa

Periódico / Evento

Seminário de Iniciação Científica do INPE - SICINPE 2004

Convênio

Autorização Preliminar

Solicitada Dispensada
 Recebida ___/___/___ Devolvida ___/___/___
 Titular de Nível "A"
 Assinatura do Revisor

Revisão Técnica

Solicitada Dispensada
 Recebida ___/___/___ Devolvida ___/___/___
 Titular de Nível "A"
 Assinatura do Revisor

Revisão de Linguagem

Solicitada Dispensada
 Recebida ___/___/___ Devolvida ___/___/___
 Titular de Nível "A"
 Assinatura do Revisor

Autorização Final

Solicitada Dispensada
 Recebida ___/___/___ Devolvida ___/___/___
 Titular de Nível "A"
 Assinatura do Revisor

Palavras Chave

Satélites Artificiais - Quartênios - Torque

(continua na folha 2/2)

INPE - 106.2

PROPAGAÇÃO DA ATITUDE DE SATÉLITES ARTIFICIAIS COM QUATERNIOS E TORQUE MAGNÉTICO RESIDUAL

Domingos Sávio dos Santos Rodrigues¹ (FEG/UNESP, Bolsista PIBIC/CNPq)
Dr. Valcir Orlando² (CCS/INPE)

Dra. Maria Cecília Zanardi³ (DMA/FEG/UNESP)

RESUMO

O objetivo deste trabalho é propagar a atitude de satélites artificiais estabilizados por rotação com a utilização de quaternios. O enfoque principal deste trabalho é o torque magnético residual, o qual ocorre devido à interação do campo magnético do satélite com o campo magnético terrestre, e contribui para uma lenta precessão do eixo de rotação. Neste trabalho é utilizado o modelo de dipolo, de modo a simplificar os desenvolvimentos necessários. No desenvolvimento deste trabalho, o processo de integração das equações de Euler para satélites estabilizados por rotação inclui o torque magnético residual médio, obtido através da integração do torque magnético residual instantâneo em um período orbital. A utilização do torque médio já inclui os principais efeitos associados com o torque magnético residual, e já envolve um grande volume de cálculos algébricos. Como as equações do movimento são dadas em termos dos quaternios, estas apresentam uma forma complexa, o que torna necessária a determinação de uma solução numérica, que é feita pelo método de Runge-Kutta de oitava ordem. Nas simulações realizadas com os dados reais do SCD1 E SCD2 verifica-se que a componente da velocidade de rotação no eixo z permanece constante enquanto as componentes no eixo x e y sofrem variações periódicas (de curto e longo período) devido ao torque magnético residual. Observa-se também que a influência do Torque Magnético Residual é maior no comportamento do quaternio de atitude do que nas componentes da velocidade de rotação. Os resultados a serem obtidos neste trabalho poderão ser úteis para análise de missões de satélites brasileiros, principalmente no que se refere à predição e controle de atitude de satélites artificiais estabilizados por rotação.

¹ Aluno do Curso de Licenciatura em Física, FEG/UNESP. E-mail: dssrodrigues@graffiti.net

² Pesquisador do Centro de Controle de Satélites, INPE . E-mail: valcir@ccs.inpe.br

³ Docente da Faculdade de Engenharia- UNESP – Guaratinguetá. E-mail: cecilia@feg.unesp.br



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

19

PROPAGAÇÃO DA ATITUDE DE SATÉLITES ARTIFICIAIS COM QUATERNIOS E TORQUE MAGNÉTICO RESIDUAL

**RELATÓRIO FINAL DE PROJETO DE INICIAÇÃO CIENTÍFICA
(PIBIC/CNPq/INPE)**

**Domingos Sávio dos Santos Rodrigues (FEG/UNESP, Bolsista
PIBIC/CNPq)**

E-mail: dssrodrigues@graffiti.net

Dr. Valcir Orlando (CCS/INPE, Orientador)

E-mail: valcir@ccs.inpe.br

COLABORADORA

Dra. Maria Cecília Zanardi (DMA/FEG/UNESP)

Mai de 2004

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO

CAPÍTULO 2 – FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 Representação da atitude em termos dos quaternios

2.2 Equações do movimento rotacional

2.2.1 Equações de Euler

2.2.2 Equações cinemáticas em termos dos quaternios

2.3 Torque magnético

2.3.1 Características do campo magnético terrestre

2.3.2 Componentes do campo magnético terrestre

2.3.3 Torque magnético residual médio

2.3.4 Componente \vec{N}_I do torque magnético residual

2.3.5 Componente \vec{N}_{II} do torque magnético residual

CAPÍTULO 3 – METODOLOGIA

CAPÍTULO 4 – RESULTADOS E ANÁLISES

4.1 Resultados

4.1.1 Características dos Satélites

4.1.2 Resultados obtidos para SCD1

4.1.3 Resultados obtidos para SCD2

4.1.4 Resultados obtidos para satélite similar ao SCD1, mas com velocidade de rotação menor que a real, $r_0 = 0,3 \text{ rpm}$

4.1.5 Resultados obtidos para satélite similar ao SCD2, mas com velocidade de rotação menor que a real, $r_0 = 0,3 \text{ rpm}$

4.1.6 Resultados obtidos para satélite similar ao SCD1, mas com velocidade de rotação menor que a real, $r_0 = 1,2 \text{ rpm}$

4.2 Análise dos resultados

CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

CAPÍTULO 1

1.1 INTRODUÇÃO

A interação entre fontes de campo magnético presentes no satélite e o campo magnético terrestre tem sido, desde o advento dos satélites artificiais, objeto de vários estudos relacionados com a análise da atitude de satélites artificiais. O enfoque principal deste trabalho é o torque magnético residual, o qual ocorre devido à interação do campo magnético do satélite com o campo magnético terrestre, e contribui para uma lenta precessão do eixo de rotação (Wertz, 1978).

As equações do movimento rotacional em geral são descritas em um sistema fixo no satélite e, portanto é necessário obter as componentes do torque residual neste sistema. Neste trabalho os quatérnios são utilizados para relacionar o sistema inercial e o sistema fixo no satélite.

O potencial geomagnético pode ser convenientemente expresso através de uma soma de termos em harmônicos esféricos (Wertz, 1978), sendo que o truncamento no desenvolvimento da série de harmônicos esféricos estabelece o modelo a ser considerado para o campo geomagnético. Neste trabalho é utilizado o modelo de dipolo, de modo a simplificar os desenvolvimentos necessários (Wertz, 1978).

No desenvolvimento deste trabalho, o processo de integração das equações de Euler para satélites estabilizados por rotação inclui o torque magnético residual médio, obtido através da integração do torque magnético residual instantâneo para um período orbital. A utilização do torque médio já inclui os principais efeitos associados com o torque magnético residual, e já envolve um grande volume de cálculos algébricos. Devido à complexidade das equações envolvidas, apenas a abordagem numérica é realizada através do método de Hunge-Kutta de 8ª ordem.

1.2 OBJETIVOS

A influência do torque magnético residual sobre a atitude de satélites artificiais será analisada utilizando os quatérnios para descrever a orientação espacial do satélite. As equações do movimento serão descritas pelas equações cinemáticas dos quatérnios e a equações de Euler, onde são incluídas as componentes do torque magnético residual. O enfoque principal será a determinação das componentes do torque magnético residual, utilizando o modelo de dipolo para o campo geomagnético e a matriz de atitude em termos dos quatérnios. O torque magnético residual médio é determinado através da média em termos da anomalia média para um período orbital. As equações do movimento serão analisadas de modo a verificar a existência de uma solução analítica. Uma solução numérica também deverá ser determinada.

CAPÍTULO 2

2.1 REPRESENTAÇÃO DA ATITUDE EM TERMOS DOS QUATERNIOS

A *Atitude* é a maneira como o veículo espacial se orienta no espaço. Para analisar a orientação do veículo espacial relacionamos um sistema de coordenadas fixo no centro de massa (CM) do satélite (o qual acompanha a rotação do satélite em torno de seu CM) e um sistema inercial, utilizando a matriz de rotação que relaciona estes dois sistemas. Os elementos desta matriz de rotação podem ser obtidos por diferentes parametrizações como ângulos de Euler, variáveis de Andoyer e quaternios (Moore & Pisacane, 1994; Shuster, 1993; Zanardi, 2000).

Para evitar as singularidades nas equações cinemáticas geradas nos Ângulos de Euler, podemos utilizar os quaternios, que são definidos a seguir. O quaternio q é um vetor 4×1 , sendo as três primeiras componentes vetoriais, e a quarta escalar, conforme a definição a seguir:

$$q = [q_1 \ q_2 \ q_3 \ q_4]^T = [\bar{q} \ q_4]^T \quad (01)$$

As componentes vetoriais (\bar{q}) e escalar (q_4) podem ser expressas em função do ângulo de rotação (ϕ) e do eixo de rotação \bar{n} através de:

$$\bar{q} = \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{bmatrix} = \text{sen}\left(\frac{\Phi}{2}\right) \bar{n} \quad \text{e} \quad q_4 = \cos\left(\frac{\Phi}{2}\right) \quad (02)$$

É possível facilmente provar que o módulo do quaternio é 1, visto que \bar{n} é um vetor unitário na direção do vetor velocidade de rotação. A matriz de atitude em termo dos quaternios é representada por (Shuster, 1993):

$$A = (q_4^2 - |\bar{q}|^2)I + 2\bar{q}\bar{q}^T - 2q_4[[\bar{q}]] \quad (03)$$

$$A = \begin{bmatrix} q_1^2 - q_2^2 - q_3^2 + q_4^2 & 2(q_1q_2 + q_4q_3) & 2(q_3q_1 - q_4q_2) \\ 2(q_2q_1 - q_4q_3) & -q_1^2 + q_2^2 - q_3^2 + q_4^2 & 2(q_3q_2 + q_4q_1) \\ 2(q_3q_1 + q_4q_2) & 2(q_3q_2 - q_4q_1) & -q_1^2 - q_2^2 + q_3^2 + q_4^2 \end{bmatrix} \quad (04)$$

$$\text{em que } [[\bar{q}]] = \begin{bmatrix} 0 & q_3 & -q_2 \\ -q_3 & 0 & q_1 \\ q_2 & -q_1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Conhecendo-se os elementos $A(i, j)$ da matriz de atitude A , para $q_4 \neq 0$, cada elemento do quaternio pode ser determinado por (Shuster, 1993):

$$\begin{aligned}
q_4 &= \pm \frac{1}{2} \sqrt{1 + A(1,1) + A(2,2) + A(3,3)} \\
q_1 &= \frac{1}{4q_4} [A(2,3) - A(3,2)] \\
q_2 &= \frac{1}{4q_4} [A(3,1) - A(1,3)] \\
q_3 &= \frac{1}{4q_4} [A(1,2) - A(2,1)]
\end{aligned} \tag{05}$$

Caso $q_4 = 0$, podem-se obter as componentes do quaternio de outras maneiras, visto que as equações (05) não são válidas (Tréz, 1998; Shuster, 1993).

2.2 EQUAÇÕES DO MOVIMENTO ROTACIONAL

O movimento rotacional de um veículo espacial é descrito por equações dinâmicas e cinemáticas. As equações dinâmicas são também denominadas de equações de Euler e apresentam relações entre as componentes dos torques externos e a variação das componentes da velocidade de rotação (ou outras variáveis a elas relacionadas). As equações cinemáticas apresentam as relações entre as componentes da velocidade e o quaternio de atitude (ou os ângulos de Euler), que determinam a orientação do satélite no espaço.

Para determinar a variação da atitude com o tempo é necessário integrar estas equações. Os torques atuantes sobre o satélite dependem de uma forma não linear da orientação deste no espaço e assim estes dois grupos de equações se interagem, dificultando sua integração analítica. Os torques ambientais atuantes sobre o veículo espacial são de pequena magnitude e como atuam permanentemente sobre o satélite precisam ser considerados e modelados cuidadosamente, de modo a melhor representar as condições ambientais as quais os veículos estão sujeitos. Neste trabalho o torque externo a ser incluído é o torque magnético residual.

2.2.1 EQUAÇÕES DE EULER

A taxa de variação das componentes da velocidade de rotação pode ser obtida a partir das equações de Euler (Zanardi, 1990; Wertz, 1978):

$$\dot{p} = \frac{M_x}{I_x} + \left(\frac{I_y - I_z}{I_x} \right) \cdot q \cdot r \tag{06a}$$

$$\dot{q} = \frac{M_y}{I_y} + \left(\frac{I_z - I_x}{I_y} \right) \cdot p \cdot r \tag{06b}$$

$$\dot{r} = \frac{M_z}{I_z} + \left(\frac{I_x - I_y}{I_z} \right) \cdot p \cdot q \tag{06c}$$

em que: I_x , I_y e I_z são os momentos principais de inércia do satélite e M_x , M_y e M_z são as componentes dos torques externos atuantes no satélite.

2.2.2 EQUAÇÕES CINEMÁTICAS EM TERMOS DOS QUATERNIOS

As equações cinemáticas que descrevem a taxa de variação das componentes do quaternio de atitude, devido à rotação do satélite, são dadas por (Moore e Pisacane, 1994):

$$\dot{q}_1 = \frac{1}{2}[p \cdot q_4 - q \cdot q_3 + r \cdot q_2] \quad (07a)$$

$$\dot{q}_2 = \frac{1}{2}[q \cdot q_4 - r \cdot q_1 + p \cdot q_3] \quad (07b)$$

$$\dot{q}_3 = \frac{1}{2}[r \cdot q_4 - p \cdot q_2 + q \cdot q_1] \quad (07c)$$

$$\dot{q}_4 = \frac{1}{2}[p \cdot q_1 + q \cdot q_2 + r \cdot q_3] \quad (07d)$$

onde p , q e r são as componentes da velocidade de rotação no sistema de eixos principais.

Nas equações cinemáticas com o quaternio, não existe a possibilidade de ocorrer um denominador nulo, o que evita as singularidades, como as que ocorrem nos Ângulos de Euler (Rodrigues, 2002, Shuster, 1993).

Como será visto no item seguinte, o torque magnético residual dependerá dos elementos da matriz de atitude que relaciona o sistema de eixos principais e o sistema equatorial. Deste modo, as equações (06) e (07) se interagem, formando um sistema de sete equações diferenciais. Na determinação da solução destas equações será considerado o movimento orbital descrito pelo movimento kepleriano (Bate, 1971).

Quando não se consideram os torques externos atuantes no satélite artificial, as equações (06) e (07) tornam-se desacopladas. Neste caso, observa-se que o vetor velocidade de rotação descreve um movimento cônico em torno do eixo de simetria do veículo espacial com uma velocidade angular k . Este movimento é chamado de PRECESSÃO do eixo de rotação. Quando o satélite não é simétrico, a componente da velocidade angular de rotação em Oz também terá uma variação periódica, sendo este outro movimento denominado NUTAÇÃO. Podemos observar a nutação e a precessão no movimento de um pião e no movimento do eixo de rotação da Terra, devido as suas formas geométricas e distribuição não uniforme de massa.

2.3 TORQUE MAGNÉTICO

Aqui será analisado o torque magnético atuante sobre o satélite. Inicialmente discutem-se algumas características do campo magnético terrestre e a seguir analisa-se o torque magnético residual, obtendo-se as componentes deste torque no sistema do satélite Oxyz. Neste trabalho, o processo de integração das equações de Euler utilizará apenas o torque magnético residual médio, cujo cálculo similar para as componentes foi realizado analiticamente em Quirelli (2002).

O torque de origem magnética atuante em um satélite artificial resulta da interação entre o campo magnético do satélite e o campo geomagnético. As principais fontes causadoras do torque magnético são o momento magnético do satélite, as correntes de Foucault e a histerese, sendo o momento magnético do satélite usualmente a fonte dominante. Em geral no projeto do satélite é selecionado um material estrutural adequado de modo que as demais fontes resultem em torques magnéticos negligenciáveis.

O torque magnético pode ser subdividido em:

a) Torque Magnético Residual: este torque ocorre principalmente devido ao momento magnético ao longo do eixo de rotação do satélite (Wertz, 1978) que contribui para uma lenta precessão do eixo de rotação e pode ser obtido por:

$$\vec{N}_r = \vec{M} \times \vec{B} \quad (08)$$

em que \vec{B} é o campo magnético terrestre local e \vec{M} é a soma dos momentos magnéticos individuais do satélite.

b) Torque devido às correntes de Foucault: este torque ocorre devido ao movimento de rotação do satélite e às correntes induzidas de Foucault que circulam pelas superfícies metálicas do satélite causando um decaimento de perfil exponencial da velocidade de rotação. Tal torque pode ser descrito por (Wertz, 1978):

$$\vec{N}_i = p \vec{B} \times (\vec{B} \times \vec{W}) \quad (09)$$

em que \vec{W} é a velocidade angular de rotação, \vec{B} é o campo magnético terrestre local, e p é um coeficiente que depende da geometria do satélite e da condutividade do material.

c) Torque de Histerese: este torque é causado pela energia perdida na forma de calor durante o movimento de rotação do satélite, devido ao atrito com o campo geomagnético, sendo que os efeitos deste torque são apreciáveis apenas em materiais nos quais variações no campo magnético local causam grandes variações no momento magnético do satélite.

Neste trabalho é considerada apenas a influência do torque magnético residual sobre o satélite estabilizado por rotação. Antes da discussão acerca o torque magnético, são apresentadas algumas características do campo magnético terrestre, uma vez que a modelagem das componentes do campo geomagnético são necessárias no cômputo das componentes do torque magnético residual.

2.3.1 CARACTERÍSTICAS DO CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE

O primeiro tratado científico acerca do campo magnético terrestre foi escrito pelo físico e médico inglês William Gilbert (1544-1603) em sua obra “Magneto”, publicado em Londres em 1600. Em 1701, o físico e astrônomo Edmund Halley (1656-1742) também inglês, publicou a primeira carta de declinações magnéticas, que havia preparado, realizando trabalhosas e pacientes medições nas águas do Atlântico.

No século XIX, o químico e físico Michael Faraday (1791-1867) elaborou a difícil noção de campo e empregou pela primeira vez, o termo “Campo Magnético”. Em 1838, Karl Friedrich Gauss (1777-1855), matemático, astrônomo e físico alemão, encontrou uma representação matemática aproximada para o campo magnético terrestre, que assumiu a forma de uma soma de termos conhecida como harmônicos esféricos. Como o campo magnético gira com a Terra, sendo uma indicação clara que o campo se origina da Terra, e devido à natureza esférica da Terra, o potencial magnético terrestre passou a ser convenientemente expresso em harmônicos esféricos como (Wertz, 1978):

$$V(r, \theta, \phi) = R_T \sum_{n=1}^k \left(\frac{R_T}{r} \right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\theta) \quad (10)$$

em que R_T é o raio equatorial da Terra; g_n^m, h_n^m são os coeficientes Gaussianos; $P_n^m(\theta)$ são polinômios associados de Legendre; r, θ, ϕ representam a distância geocêntrica, a co-latidade e a longitude a leste de um ponto no espaço, respectivamente.

O truncamento no desenvolvimento da série de harmônicos esféricos da equação acima estabelece o modelo a ser considerado para o campo geomagnético, isto é, se n vale 1 ou 2, o potencial é denominado modelo de dipolo ou quadripolo, respectivamente, sendo que a partir de n igual a 3 o potencial é denominado de múltiplos pólos. Os coeficientes gaussianos são determinados empiricamente pelo método de mínimos quadrados para medidas do campo e são encontrados no Internacional Geomagnetic Reference Field, sendo que vários valores destes coeficientes são apresentados em Wertz (1978), para a época de 1975.

O Campo Geomagnético pode ser expresso como o gradiente de um potencial escalar V (Wertz, 1978), ou seja:

$$\vec{B} = -\nabla V \quad (11)$$

Neste trabalho consideraremos que o potencial escalar (V) de um dipolo magnético pode ser expresso por (Thomas & Capellari, 1963):

$$V = \frac{-\ell}{4\pi\mu_0} \frac{\hat{K}_m \cdot \vec{r}}{r^3} \quad (12)$$

em que μ_0 é a permeabilidade do espaço livre igual a $4\pi \times 10^{-7}$ Weber/ampere metro (Thomas & Capellari, 1964); $\vec{\ell}$ é o vetor do momento magnético do campo terrestre cuja magnitude é igual a 10^{17} Weber-metro (Thomas & Capellari, 1964); \hat{K}_m é o vetor unitário que descreve a direção do momento geomagnético; \vec{r} é o vetor posição do centro de massa do satélite ao centro de massa da Terra (coincidente com o centro do dipolo do campo geomagnético).

2.3.2 COMPONENTES DO CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE

Consideremos o vetor posição do satélite \vec{r} expresso no sistema magnético (sistema associado com o vetor de dipolo, que se relaciona com o sistema equatorial através dos ângulos β e η que definem a orientação do vetor de dipolo, sendo β a inclinação do vetor de dipolo em relação ao eixo equatorial OZ e η o argumento do nodo ascendente do equador geomagnético):

$$\vec{r} = x_m \hat{i}_m + y_m \hat{j}_m + z_m \hat{k}_m \quad (13)$$

Substituindo o potencial do dipolo geomagnético, dado por (12), em (11) o campo magnético da Terra é obtido por:

$$\vec{B} = \frac{-\ell}{4\pi\mu_0} \nabla \cdot \left(\frac{\vec{z}_m}{r^3} \right) \quad (14)$$

em que:

$$r^3 = (x_m^2 + y_m^2 + z_m^2)^{3/2} \quad (15)$$

Substituindo (15) em (14) e evoluindo os cálculos obtemos:

$$\vec{B} = \frac{-\ell r^2}{4\pi\mu_0 r^5} \left[3x_m z_m \hat{i}_m + 3y_m z_m \hat{j}_m + (3z_m^2 - r^2) \hat{k}_m \right] \quad (16)$$

Sejam as coordenadas normalizadas das componentes do vetor posição \vec{r} :

$$\frac{x_m}{r} = r_x ; \quad \frac{y_m}{r} = r_y ; \quad \frac{z_m}{r} = r_z \quad (17)$$

Substituindo (17) em (16), o campo magnético \vec{B} pode ser expresso no sistema magnético por:

$$\vec{B} = \frac{-\ell}{4\pi\mu_0 r^3} \left[3r_x r_z \hat{i}_m + 3r_y r_z \hat{j}_m + (3r_z^2 - 1) \hat{k}_m \right] \quad (18)$$

Das equações (13) e (17) tem-se que:

$$3(r_x \hat{i}_m + r_y \hat{j}_m + r_z \hat{k}_m) r_z = \frac{3\vec{r} z_m}{r^2} \quad (19a)$$

Se \hat{i}_s é o vetor unitário ao longo do vetor posição, então;

$$\vec{r} = r \hat{i}_s \quad (19b)$$

$$z_m = \vec{r} \cdot \hat{k}_m = r (\hat{i}_s \cdot \hat{k}_m) \quad (19c)$$

e substituindo (19b) e (19c) em (19a) temos:

$$3(r_x \hat{i}_m + r_y \hat{j}_m + r_z \hat{k}_m) = 3(\hat{i}_s \cdot \hat{k}_m) \hat{i}_s \quad (20)$$

Assim, utilizando (20), a equação (18) pode ser re-escrita como:

$$\vec{B} = \frac{\ell}{4\pi\mu_0 r^3} \left[\hat{k}_m - 3(\hat{i}_s \cdot \hat{k}_m) \hat{i}_s \right] \quad (21)$$

Os vetores unitários \hat{i}_s e \hat{k}_m podem ser expressos no sistema equatorial segundo Quirelli (2002), de modo que o campo magnético terrestre \vec{B} pode ser computado pela equação (21) e expresso no sistema equatorial, O XYZ. Como os vetores unitários do sistema equatorial ($\vec{I}, \vec{J}, \vec{K}$) se relacionam com os vetores unitários do sistema do satélite ($\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$) através de da matriz de rotação em termos dos quaternios, dada por (04), as componentes do campo geomagnético no sistema do satélite podem ser determinadas.

Desta forma, o campo magnético representado pela expressão (21) será utilizado para computar o torque magnético residual instantâneo \vec{N}_r .

2.3.3 TORQUE MAGNÉTICO RESIDUAL MÉDIO

No desenvolvimento deste trabalho, o processo de integração das equações de Euler para satélites estabilizados por rotação inclui o torque magnético residual médio, obtido através da integração do torque magnético residual instantâneo \vec{N}_r , dado por (08), em um período orbital. A utilização do torque médio já inclui os principais efeitos associados com o torque magnético residual que queremos analisar.

Assim, o torque magnético residual médio é dado por:

$$\vec{N}_{r_m} = \frac{1}{T} \int_{t_i}^{t_i+T} \vec{N}_r dt$$

em que t é o tempo, t_i é o tempo inicial e T é o período orbital.

Em termos da anomalia verdadeira v , o torque residual médio pode ser obtido por:

$$\vec{N}_{r_m} = \frac{1}{T} \int_{v_i}^{v_i+2\pi} \vec{N}_r \frac{r^2}{h} dv \quad (22)$$

em que v_i é a anomalia verdadeira no instante t_i , r é o módulo do vetor posição do satélite, e h é o momento angular específico.

Substituindo (21) e (13) em (22) obtemos que o torque magnético residual médio dado por:

$$\vec{N}_{r_m} = \frac{M_s \ell}{4\pi\mu_0 T} \hat{k} \times \int_{v_i}^{v_i+2\pi} \frac{\hat{k}_m - 3(\hat{i}_s \cdot \hat{k}_m) \hat{i}_s}{r^3} \left(\frac{r^2}{h} \right) dv \quad (23)$$

Logo, utilizando as relações do módulo do vetor posição e momento angular em termos dos elementos orbitais, tem-se:

$$\vec{N}_{r_m} = \frac{M_s \ell}{8\pi^2 \mu_o a^3 (1-e^2)^{3/2}} \hat{k} \times \int_{v_i}^{v_i + 2\pi} [\hat{k}_m - 3(\hat{i}_s \cdot \hat{k}_m) \hat{i}_s] (1+e \cos v) dv \quad (24)$$

Introduzindo a grandeza auxiliar \mathfrak{R} através de:

$$\mathfrak{R} = \frac{M_s \ell}{8\pi^2 \mu_o a^3 (1-e^2)^{3/2}} \quad (25)$$

o torque médio residual, a partir de (24), pode ser expresso por:

$$\vec{N}_{r_m} = \mathfrak{R} \hat{k} \times \int_{v_i}^{v_i + 2\pi} [\hat{k}_m - 3(\hat{i}_s \cdot \hat{k}_m) \hat{i}_s] (1 + e \cos v) dv \quad (26)$$

Substituindo \hat{k}_m expresso no sistema equatorial (Quirelli, 2002), em (26), obtém-se:

$$\vec{N}_{r_m} = \mathfrak{R} (\vec{N}_I + \vec{N}_{II}) \quad (27)$$

em que:

$$\vec{N}_I = \text{Sen } \beta \hat{k} \times \int_{v_i}^{v_i + 2\pi} [\text{Sen } \eta \hat{I} - \cos \eta \hat{J} - 3(\hat{i}_s \cdot (\text{Sen } \eta \hat{I} - \cos \eta \hat{J})) \hat{i}_s] (1 + e \cos v) dv \quad (28)$$

$$\vec{N}_{II} = \cos \beta \hat{k} \times \int_{v_i}^{v_i + 2\pi} [\hat{K} - 3(\hat{i}_s \cdot \hat{K}) \hat{i}_s] (1 + e \cos v) dv \quad (29)$$

Para os desenvolvimentos das integrais contidas nas equações (28) e (29) são utilizadas as expansões do movimento elíptico (Brouwer & Clemence, 1961), até 2ª ordem na excentricidade (e), de modo a obter as relações entre a anomalia média (M) e anomalia verdadeira (v), ou seja, é considerado que:

$$\cos v = \cos M + e (\cos(2M) - 1) + \frac{9}{8} e^2 (\cos(3M) - \cos M) \quad (30)$$

$$dv = \left[1 + 2e \cos M + \frac{5}{2} e^2 \cos(2M) \right] dM \quad (31)$$

Assim sendo, o presente desenvolvimento não se restringe a órbitas circulares, sendo aplicável a órbitas elípticas, com maior precisão.

Para simplificar as integrais considera-se que o instante inicial é o instante em que o satélite se encontra no perigeu.

De acordo com Thomas e Capellari (1964), pode-se considerar:

$$\eta = \eta_0 + bM \quad (32)$$

em que η_0 é a posição inicial do nodo ascendente do equador geomagnético no instante de passagem do satélite pelo perigeu, com :

$$b = \frac{\omega_e T}{2\pi} \quad (33)$$

sendo ω_e o módulo da velocidade angular de rotação da Terra e T o período orbital do satélite.

Assim, utilizando-se propriedades de trigonometria, obtém-se:

$$\text{Sen } \eta = \text{Sen } \eta_0 \text{ Cos } (bM) + \text{Cos } \eta_0 \text{ Sen } (bM) \quad (34)$$

$$\text{Cos } \eta = \text{Cos } \eta_0 \text{ Cos } (bM) - \text{Sen } \eta_0 \text{ Sen } (bM) \quad (35)$$

Com as considerações acima os desenvolvimentos das integrais contidas nas parcelas do torque residual médio \bar{N}_I e \bar{N}_{II} , dadas pelas equações (28) e (29), são:

$$\bar{N}_I = \text{sen } \beta \hat{k} \times \left\{ \begin{array}{l} A\hat{I} - B\hat{J} - 3\hat{I} \cdot \left[\begin{array}{l} (\hat{i}_g \hat{i}_g C_1 + \hat{j}_g \hat{j}_g C_2) + \\ (\hat{i}_g \hat{j}_g + \hat{j}_g \hat{i}_g) C_3 \end{array} \right] + \\ 3\hat{J} \cdot \left[\begin{array}{l} (\hat{i}_g \hat{i}_g D_1 + \hat{j}_g \hat{j}_g D_2) + \\ (\hat{i}_g \hat{j}_g + \hat{j}_g \hat{i}_g) D_3 \end{array} \right] \end{array} \right\} \quad (36)$$

$$\bar{N}_{II} = \pi \cos \beta \left[2\hat{k} \times \hat{K} - 3(\hat{K} \cdot \hat{j}_g)(\hat{k} \times \hat{j}_g) \right] \quad (37)$$

com a seguinte notação $\hat{I} \cdot \hat{i}_g \hat{i}_g = (\hat{I} \cdot \hat{i}_g) \hat{i}_g$ e sendo que A, B, C_1 , C_2 , C_3 , C_4 , D_1 , D_2 , D_3 estão apresentados em Quirelli (2002) e dependem do argumento do pericentro e do valor do nodo ascendente do equador geomagnético no instante de passagem do satélite pelo perigeu.

2.3.4 COMPONENTE \vec{N}_I DO TORQUE MAGNÉTICO RESIDUAL

Dado que o Sistema Equatorial Inercial $(\hat{I}, \hat{J}, \hat{K})$ relaciona-se com o Sistema do Satélite $(\hat{i}, \hat{j}, \hat{k})$ através da seguinte relação:

$$\begin{bmatrix} \hat{I} \\ \hat{J} \\ \hat{K} \end{bmatrix} = R_1^t \begin{bmatrix} \hat{i} \\ \hat{j} \\ \hat{k} \end{bmatrix} \quad (38)$$

então, utilizando a matriz de rotação em termos dos quaternios, dada por (04), chega-se a:

$$\begin{aligned} \hat{I} &= (q_1^2 - q_2^2 - q_3^2 + q_4^2) \hat{i} + 2(q_1 q_2 - q_3 q_4) \hat{j} + 2(q_1 q_3 + q_2 q_4) \hat{k} \\ \hat{J} &= 2(q_1 q_2 + q_3 q_4) \hat{i} + (-q_1^2 + q_2^2 - q_3^2 + q_4^2) \hat{j} + 2(q_2 q_3 - q_1 q_4) \hat{k} \\ \hat{K} &= 2(q_1 q_3 - q_2 q_4) \hat{i} + 2(q_2 q_3 + q_1 q_4) \hat{j} + (-q_1^2 - q_2^2 + q_3^2 + q_4^2) \hat{k} \end{aligned} \quad (39)$$

que pode ser representada por:

$$\begin{aligned} \hat{I} &= q_A \hat{i} + q_B \hat{j} + q_C \hat{k} \\ \hat{J} &= q_D \hat{i} + q_E \hat{j} + q_F \hat{k} \\ \hat{K} &= q_G \hat{i} + q_H \hat{j} + q_I \hat{k} \end{aligned} \quad (40)$$

A partir da relação entre o Sistema Intermediário e o Sistema Equatorial Inercial (Quirelli,2002), dada por uma matriz de rotação $R_2 = R_x(i) R_z(\Omega)$, podem-se obter os produtos a seguir:

$$\begin{aligned} \hat{I} \cdot \hat{i}_g \hat{i}_g &= \cos^2 \Omega \hat{I} + \sin \Omega \cos \Omega \hat{J} \\ \hat{I} \cdot \hat{j}_g \hat{j}_g &= \sin^2 \Omega \cos^2 i \hat{I} - \cos^2 i \sin \Omega \cos \Omega \hat{J} - \sin \Omega \sin i \cos i \hat{K} \\ \hat{I} \cdot \hat{i}_g \hat{j}_g &= -\sin \Omega \cos \Omega \cos i \hat{I} + \cos i \cos^2 \Omega \hat{J} + \sin i \cos \Omega \hat{K} \\ \hat{I} \cdot \hat{j}_g \hat{i}_g &= -\sin \Omega \cos \Omega \cos i \hat{I} - \sin^2 \Omega \cos i \hat{J} \\ \hat{J} \cdot \hat{i}_g \hat{i}_g &= \sin \Omega \cos \Omega \hat{I} + \sin^2 \Omega \hat{J} \\ \hat{J} \cdot \hat{j}_g \hat{j}_g &= -\sin \Omega \cos \Omega \cos^2 i \hat{I} + \cos^2 i \cos^2 \Omega \hat{J} + \sin i \cos i \cos \Omega \hat{K} \\ \hat{J} \cdot \hat{i}_g \hat{j}_g &= -\sin^2 \Omega \cos i \hat{I} + \cos i \sin \Omega \cos \Omega \hat{J} + \sin i \sin \Omega \hat{K} \\ \hat{J} \cdot \hat{j}_g \hat{i}_g &= \cos i \cos^2 \Omega \hat{I} + \cos i \sin \Omega \cos \Omega \hat{J} \end{aligned}$$

Assim, a componente \vec{N}_I do torque magnético residual, dada por (36), pode ser reescrita como:

$$\vec{N}_I = \text{sen} \beta \hat{k} \times \left\{ \begin{array}{l} \left[\begin{array}{l} A - 3 \left(\begin{array}{l} C_1 \cos^2 \Omega + C_2 \text{sen}^2 \Omega \cos^2 i - \\ 2 C_3 \text{sen} \Omega \cos \Omega \cos i \end{array} \right) + \\ 3 \left(\begin{array}{l} D_1 \text{sen} \Omega \cos \Omega - D_2 \text{sen} \Omega \cos \Omega \cos^2 i \\ + D_3 (-\text{sen}^2 \Omega \cos i + \cos^2 \Omega \cos i) \end{array} \right) \end{array} \right] \hat{I} + \\ \left[\begin{array}{l} -B - 3 \left(\begin{array}{l} C_1 \text{sen} \Omega \cos \Omega - C_2 \cos^2 i \text{sen} \Omega \cos \Omega \\ + C_3 (\cos i \cos^2 \Omega - \cos i \text{sen}^2 \Omega) \end{array} \right) \\ + 3 \left(\begin{array}{l} D_1 \text{sen}^2 \Omega + D_2 \cos^2 i \cos^2 \Omega \\ + 2 D_3 \cos i \text{sen} \Omega \cos \Omega \end{array} \right) \end{array} \right] \hat{J} \\ + 3 \left[\begin{array}{l} C_2 \text{sen} \Omega \text{sen} i \cos i \\ - C_3 (\text{sen} i \cos \Omega - \text{sen}^2 \Omega \cos i) \\ + D_2 \text{sen} i \cos i \cos \Omega + D_3 \text{sen} i \text{sen} \Omega \end{array} \right] \hat{K} \end{array} \right\} \quad (41)$$

que pode ser colocada na forma:

$$\vec{N}_I = \text{sen} \beta \hat{k} \times \{ P_A \hat{I} + P_B \hat{J} + P_C \hat{K} \} \quad (42)$$

Substituindo (40) em (42) e efetuando o produto vetorial., a parcela \vec{N}_I do torque residual magnético no Sistema do Satélite é dada por:

$$\vec{N}_I = -\text{sen} \beta (P_A q_B + P_B q_E + P_C q_H) \hat{i} + \text{sen} \beta (P_A q_A + P_B q_D + P_C q_G) \hat{j} \quad (43)$$

2.3.5 COMPONENTE \vec{N}_{II} DO TORQUE MAGNÉTICO RESIDUAL

O sistema chamado Intermediário $(\hat{i}_g, \hat{j}_g, \hat{k}_g)$ relaciona-se com o Sistema do Satélite $(\hat{i}, \hat{j}, \hat{k})$ através da seguinte relação:

$$\begin{bmatrix} \hat{i}_g \\ \hat{j}_g \\ \hat{k}_g \end{bmatrix} = R_2 R_1^t \begin{bmatrix} \hat{i} \\ \hat{j} \\ \hat{k} \end{bmatrix} \quad (44)$$

em que R_2 é a matriz de rotação que relaciona o sistema intermediário com o Sistema Equatorial Inercial ($\hat{I}, \hat{J}, \hat{K}$) e R_1^t relaciona o Sistema Equatorial Inercial com o Sistema do Satélite ($\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$). Essa relação é, então, dada por:

$$R_2 R_1^t = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \end{bmatrix} \quad (45)$$

sendo que:

$$\begin{aligned} r_{11} &= \cos \Omega (q_1^2 - q_2^2 - q_3^2 + q_4^2) + 2 \operatorname{sen} \Omega (q_1 q_2 + q_3 q_4) \\ r_{12} &= 2 \cos \Omega (q_1 q_2 - q_3 q_4) + \operatorname{sen} \Omega (-q_1^2 + q_2^2 - q_3^2 + q_4^2) \\ r_{13} &= 2 \cos \Omega (q_1 q_3 + q_2 q_4) + 2 \operatorname{sen} \Omega (q_2 q_3 - q_1 q_4) \\ r_{21} &= -\operatorname{sen} \Omega \cos i (q_1^2 - q_2^2 - q_3^2 + q_4^2) + 2 \cos \Omega \cos i (q_1 q_2 + q_3 q_4) \\ &\quad + 2 \operatorname{sen} i (q_1 q_3 - q_2 q_4) \\ r_{22} &= -2 \operatorname{sen} \Omega \cos i (q_1 q_2 - q_3 q_4) + \cos i \cos \Omega (-q_1^2 + q_2^2 - q_3^2 + q_4^2) \\ &\quad + 2 \operatorname{sen} i (q_2 q_3 + q_1 q_4) \\ r_{23} &= -2 \operatorname{sen} \Omega \cos i (q_1 q_3 + q_2 q_4) + 2 \cos \Omega \cos i (q_2 q_3 - q_1 q_4) \\ &\quad + \operatorname{sen} i (-q_1^2 - q_2^2 + q_3^2 + q_4^2) \\ r_{31} &= \operatorname{sen} \Omega \operatorname{sen} i (q_1^2 - q_2^2 - q_3^2 + q_4^2) - 2 \operatorname{sen} \Omega \operatorname{sen} i (q_1 q_2 + q_3 q_4) \\ &\quad + 2 \cos i (q_1 q_3 - q_2 q_4) \\ r_{32} &= 2 \operatorname{sen} \Omega \operatorname{sen} i (q_1 q_2 - q_3 q_4) - \operatorname{sen} \Omega \operatorname{sen} i (-q_1^2 + q_2^2 - q_3^2 + q_4^2) \\ &\quad + 2 \cos i (q_2 q_3 + q_1 q_4) \\ r_{33} &= 2 \operatorname{sen} \Omega \operatorname{sen} i (q_1 q_3 + q_2 q_4) - 2 \cos \Omega \operatorname{sen} i (q_2 q_3 - q_1 q_4) \\ &\quad + \cos i (-q_1^2 - q_2^2 + q_3^2 + q_4^2) \end{aligned}$$

Das relações (44) e (45), pode-se determinar, então, que:

$$\hat{K} \cdot \hat{j}_g = \operatorname{sen} i \quad (46)$$

$$\hat{k} \times \hat{j}_g = \begin{bmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ 0 & 0 & 1 \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \end{bmatrix} = -r_{22} \hat{i} + r_{21} \hat{j} \quad (47)$$

E, a partir da relação (39) para o versor \hat{K} dado no sistema do satélite, tem-se que:

$$2\hat{k} \times \hat{K} = \begin{bmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ 0 & 0 & 2 \\ 2(q_1 q_3 - q_2 q_4) & 2(q_2 q_3 + q_1 q_4) & (-q_1^2 - q_2^2 + q_3^2 + q_4^2) \end{bmatrix} \Rightarrow \quad (48)$$

$$2\hat{k} \times \hat{K} = -4(q_2 q_3 + q_1 q_4) \hat{i} + 4(q_1 q_3 - q_2 q_4) \hat{j}$$

Portanto, substituindo (46), (47) e (48) em (37) obtém-se a componente \tilde{N}_{II} do torque residual magnético em termos dos quatérnios:

$$\tilde{N}_{II} = \pi \cos \beta [-4(q_2 q_3 + q_1 q_4) + 3r_{22} \text{sen } i] \hat{i} + \pi \cos \beta [4(q_1 q_3 - q_2 q_4) - 3r_{21} \text{sen } i] \hat{j} \quad (49)$$

CAPÍTULO 3

METODOLOGIA

As ferramentas básicas necessárias para o desenvolvimento do projeto foram estudadas pelo bolsista durante seus projetos de iniciação científica anteriores (PIBIC2001/2002 e PIBIC2002/2003).

Inicialmente foi feito o estudo do campo magnético terrestre e do torque magnético residual (Wertz, 1978; Kuga e al, 1986; Quirelli, 2002) através de discussões e referências fornecidas pelo orientador. As componentes médias do torque residual no sistema de eixos principais do satélite foram também determinadas, utilizando-se a matriz de atitude (que relaciona o sistema equatorial com o sistema de eixos principais) descrita em termos dos quatérnios.

Na segunda etapa as componentes do torque residual foram incluídas nas equações de Euler, verificando-se a possibilidade de obter uma solução analítica.

Na terceira etapa uma integração numérica das equações do movimento rotacional (equações de Euler e equações cinemáticas) com inclusão do torque magnético residual foi realizada.

A quarta etapa consta da comparação dos resultados obtidos para as equações do movimento com a inclusão do torque residual. A comparação com os resultados obtidos no projeto anterior (o qual incluía o torque de gradiente de gravidade) está para ser concluída ainda nos dois meses restantes previstos para o término do projeto.

A etapa final consta da análise dos resultados e confecção do relatório final sobre o trabalho.

CAPÍTULO 4

4.1 RESULTADOS

As equações cinemáticas em termos dos quatérnios são dadas por (07) e as equações dinâmicas associadas com as taxas de variações das componentes da velocidade de rotação (p, q, r), são dadas pelas equações (06). Devido à complexidade dessas equações não foram determinadas soluções analíticas para as mesmas, sendo que apenas uma abordagem numérica é realizada. No caso do movimento rotacional livre de torques externos, as equações dinâmicas podem ser integradas independentemente das equações cinemáticas em termos dos quatérnios, uma vez que as parcelas dos torques externos não estão incluídas nas equações (06). Neste caso, para satélites com dois momentos principais de inércia iguais ($I_x = I_y$), soluções analíticas podem ser obtidas para as equações dinâmicas e uma abordagem semi-analítica pode ser realizada para as equações cinemáticas dos quatérnios (Rodrigues, 2002).

Neste item são comparadas as soluções numéricas para a propagação da atitude em termos dos quatérnios e da velocidade angular de rotação, sem e com o Torque Magnético Residual, determinadas através do método de Runge-Kutta de oitava ordem. São considerados dados reais dos satélites SCD1 e SCD2, bem como alterações nas condições iniciais para a velocidade de rotação, como descritos no item seguinte. Serão apresentados a seguir os resultados obtidos para o comportamento dos quatérnios e da velocidade de rotação em simulações realizadas com diferentes condições iniciais de velocidade angular de rotação p_0, q_0 e r_0 e quatérnios $q1_0, q2_0, q3_0$ e $q4_0$. As condições iniciais para os quatérnios são obtidas com a matriz de rotação, determinada a partir da ascensão reta e declinação do eixo de rotação no instante inicial. Os resultados estão apresentados em gráficos e tabelas que mostram a comparação entre os resultados obtidos para o movimento rotacional livre de torques externos e para o caso em que o torque magnético residual está incluído nas equações do movimento. Pelos resultados obtidos, observa-se que para o intervalo de tempo de simulação considerado, a influência do torque magnético residual é maior no comportamento do quatérnio de atitude do que nas componentes da velocidade de rotação, independentemente do conjunto de dados iniciais utilizados. É constatado que a diferença entre os resultados com e sem torque aumenta para tempos de simulação maiores, mostrando a influência do torque na atitude do satélite.

4.1.1 Características dos Satélites

Para as simulações foram utilizados dados de Momentos de Inércia e das órbitas dos satélites SCD1, do dia 1º de Setembro de 1993, e SCD2, do dia 12 de Março de 2002, como mostra a tabela a seguir:

TABELA 01 – Características de SCD1 e SCD2

| | SCD1 | SCD2 | | SCD1 | SCD2 |
|----------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------|------------------------|------------------------|
| I_x | $1,106 \cdot 10^1 \text{ kg m}^2$ | $1,233 \cdot 10^1 \text{ kg m}^2$ | Ω | 21.729° | 209.015° |
| I_y | $1,067 \cdot 10^1 \text{ kg m}^2$ | $1,235 \cdot 10^1 \text{ kg m}^2$ | ω | 309.974° | 339.798° |
| I_z | $1,300 \cdot 10^1 \text{ kg m}^2$ | $1,450 \cdot 10^1 \text{ kg m}^2$ | I | 24.965° | 24.994° |
| α | 277.36° | 267.84° | e | 0,00453 | 0,00178 |
| δ | 77.67° | 56.77° | a | $7139604,29 \text{ m}$ | $7133368,57 \text{ m}$ |
| r_0 | 85.31 rpm | 33.51 rpm | $p_0=q_0$ | 0 rpm | 0 rpm |

4.1.2 Resultados obtidos para SCD1

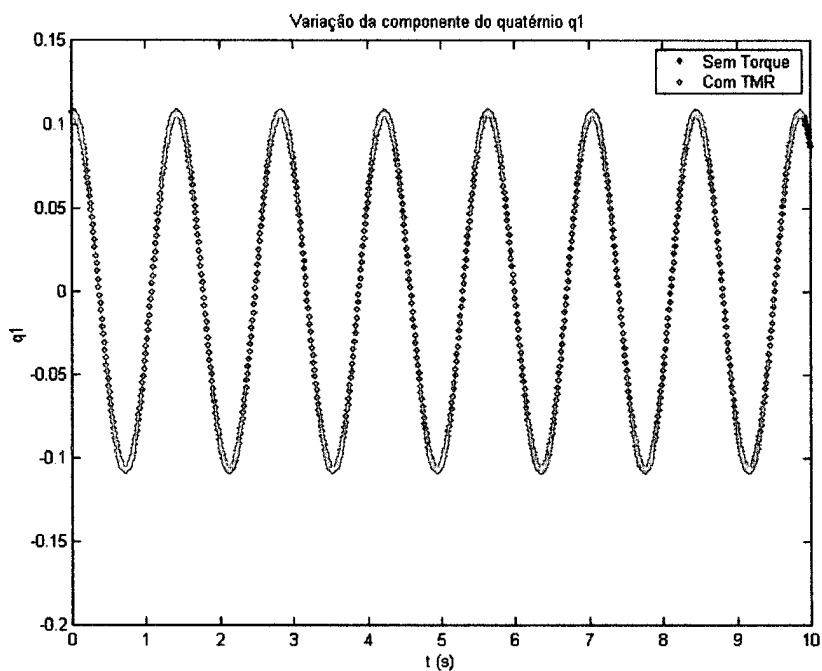


FIGURA 01: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_1 para o satélite SCD1.

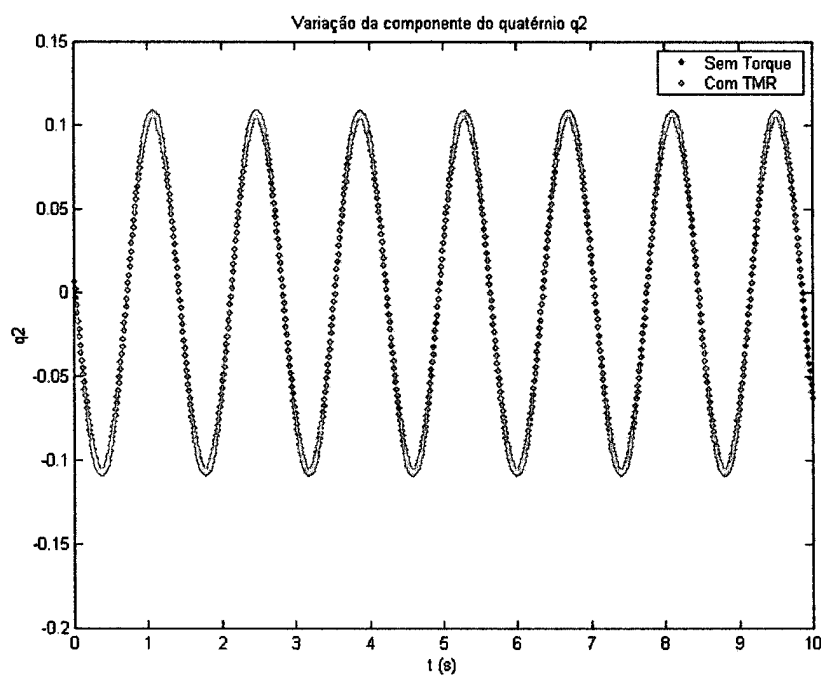


FIGURA 02: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_2 para o satélite SCD1.

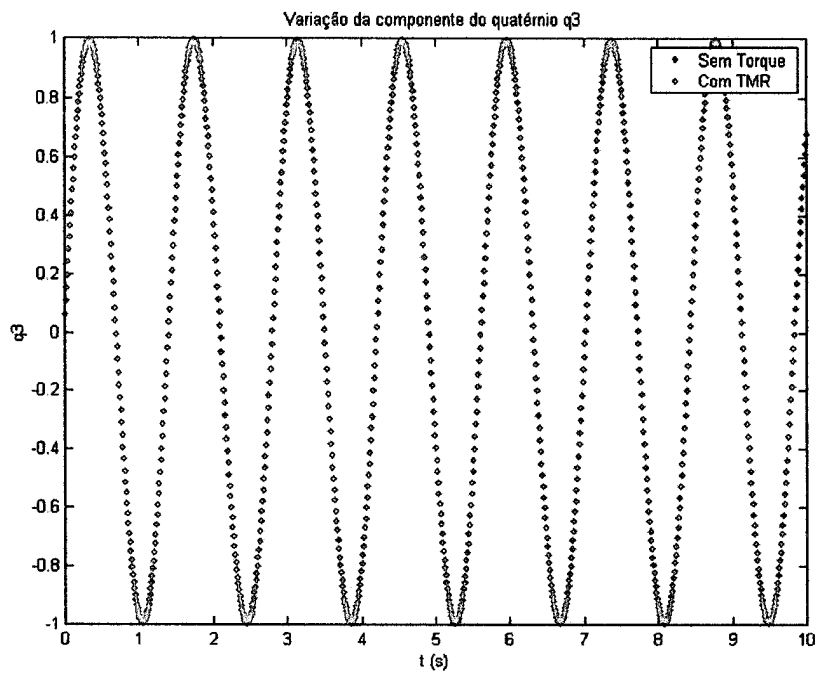


FIGURA 03: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_3 para o satélite SCD1.

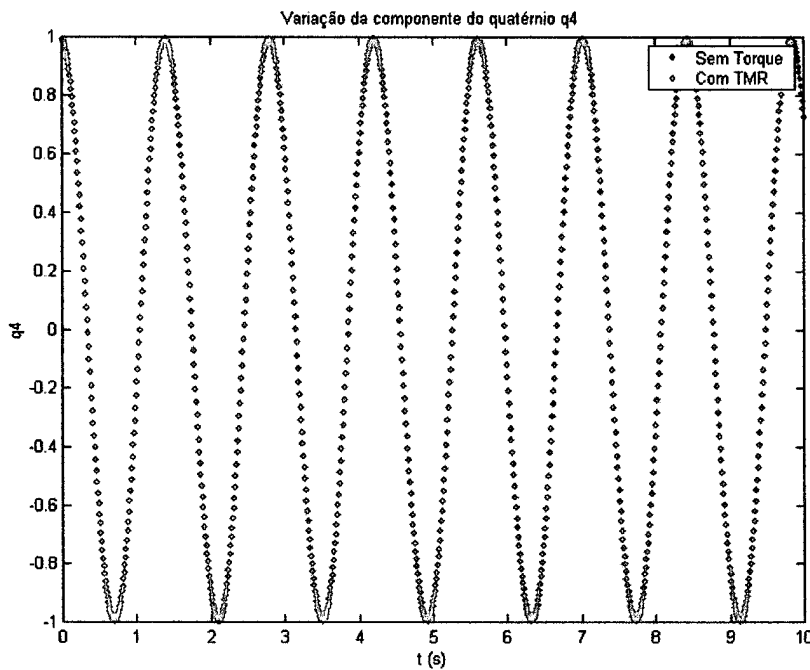


FIGURA 04: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_2 para o satélite SCD1.

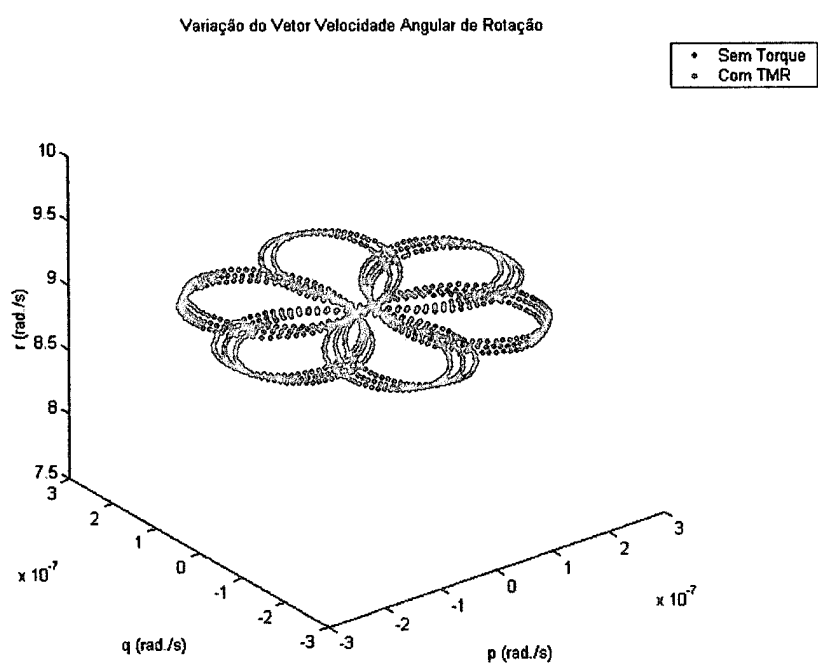


FIGURA 05: Visualização espacial da velocidade de rotação, com e sem torque para o satélite SCD1.

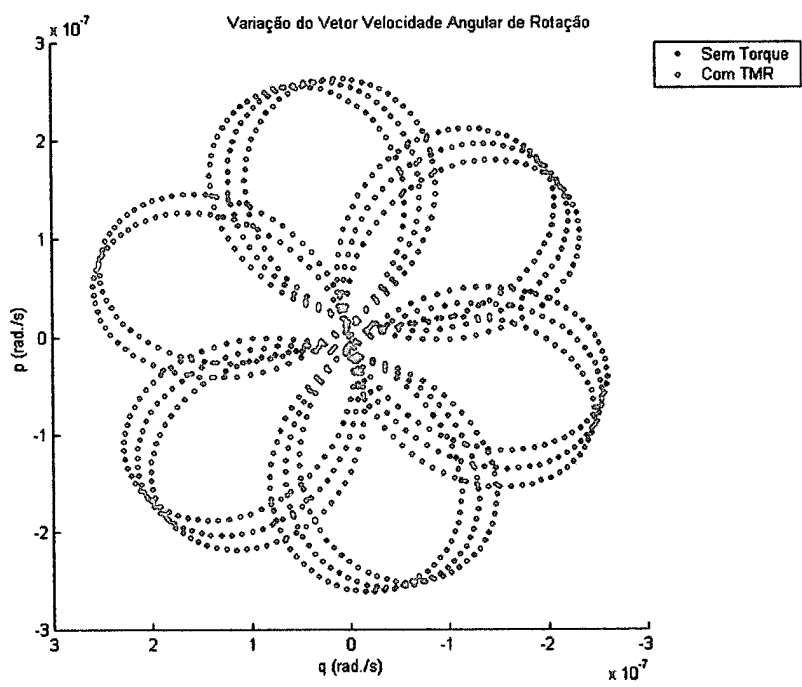


FIGURA 06: Projeção da velocidade de rotação no plano xy, com e sem torque para o satélite SCD1.

4.1.3 Resultados obtidos para SCD2

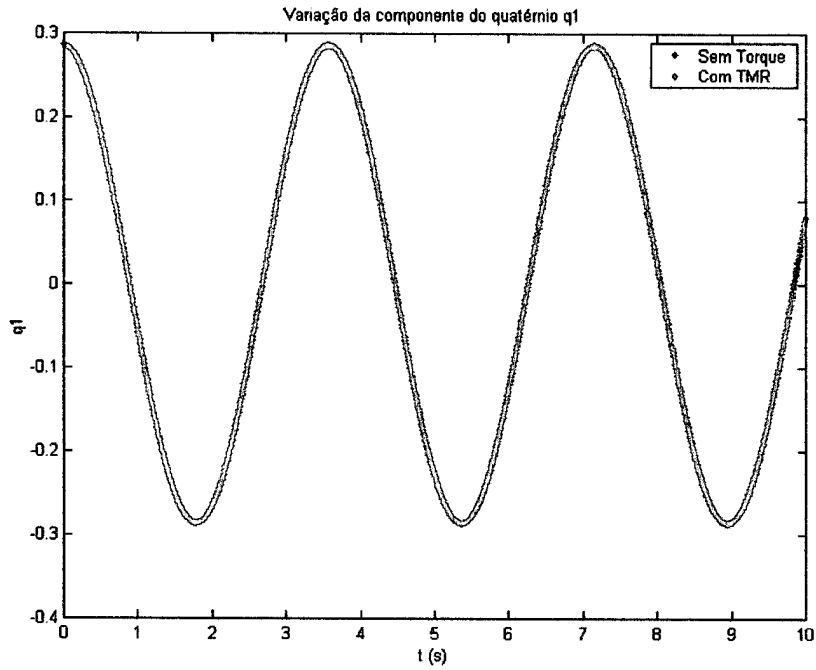


FIGURA 07: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_1 para o satélite SCD2.

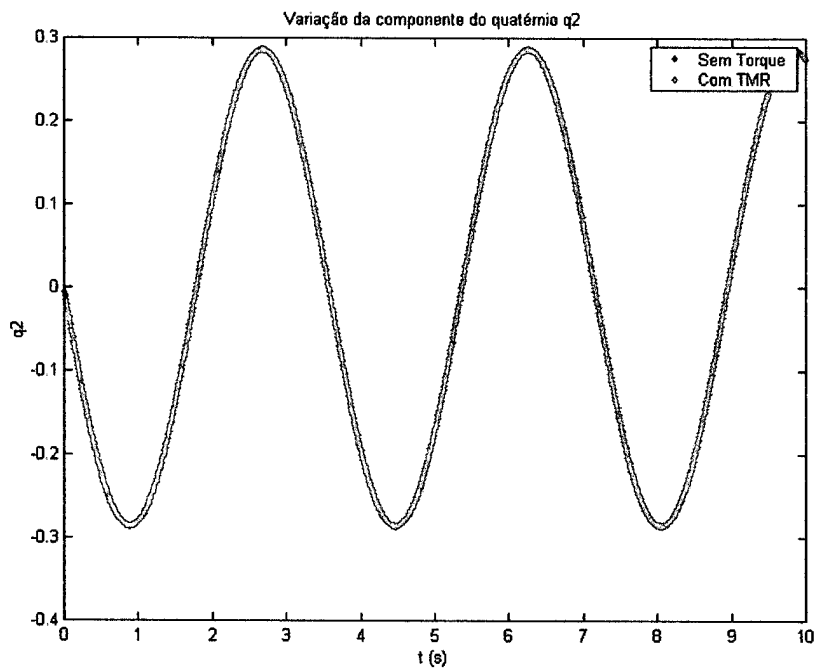


FIGURA 08: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_2 para o satélite SCD2.

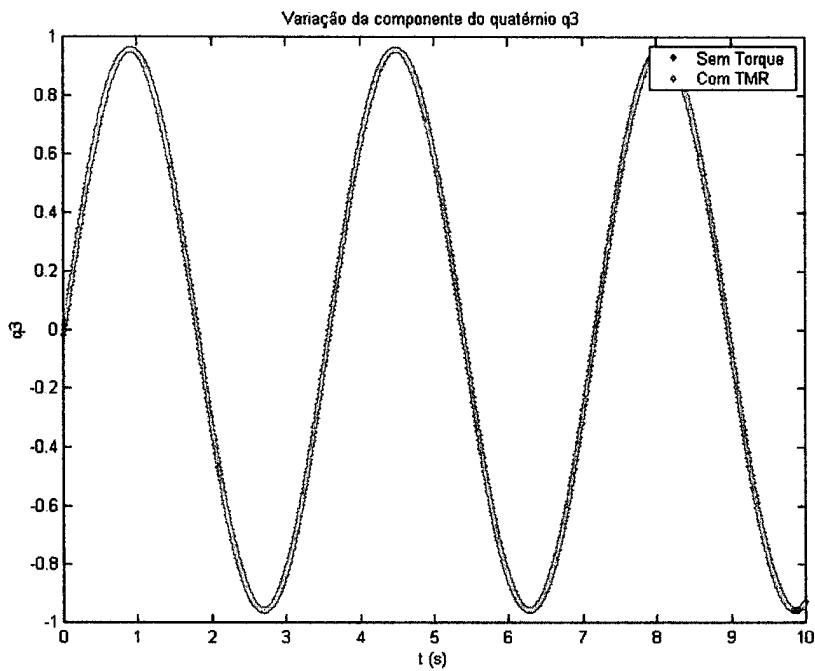


FIGURA 09: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_3 para o satélite SCD2.

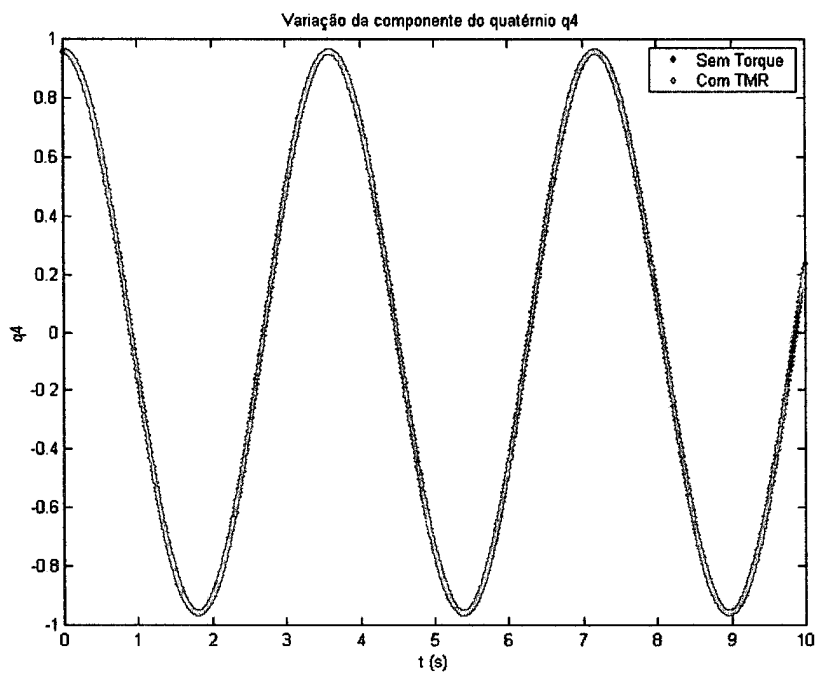


FIGURA 10: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_4 para o satélite SCD2.

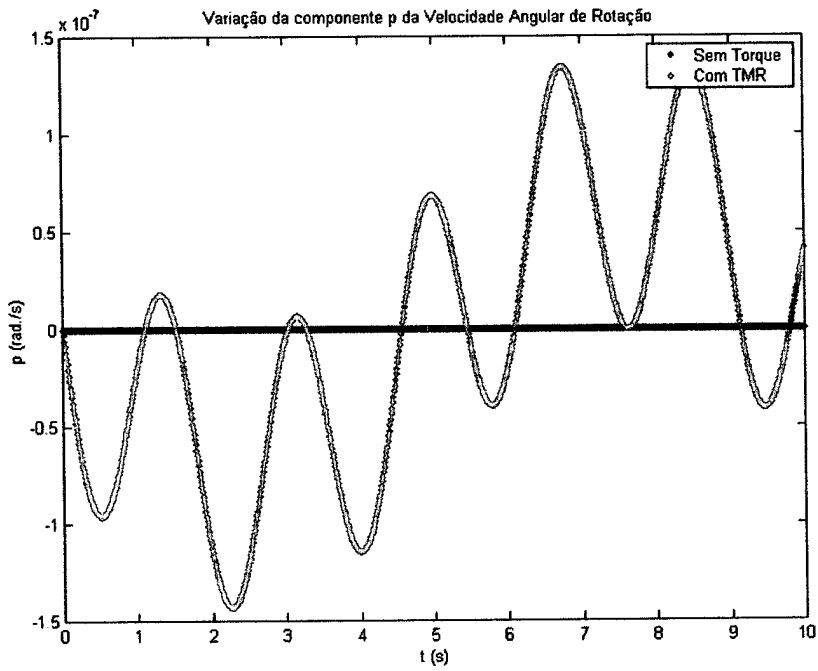


FIGURA 11: Comparação entre as soluções com e sem torque para p para o satélite SCD2.

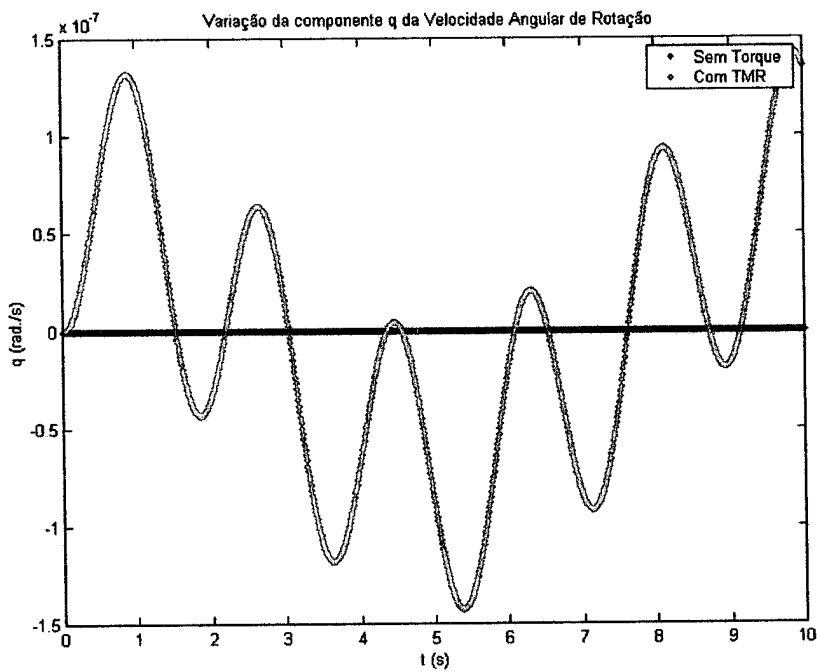


FIGURA 12: Comparação entre as soluções com e sem torque para q para o satélite SCD2.

4.1.4 Resultados obtidos para satélite similar ao SCD1, mas com velocidade de rotação menor que a real, $r_0 = 0,3 \text{ rpm}$

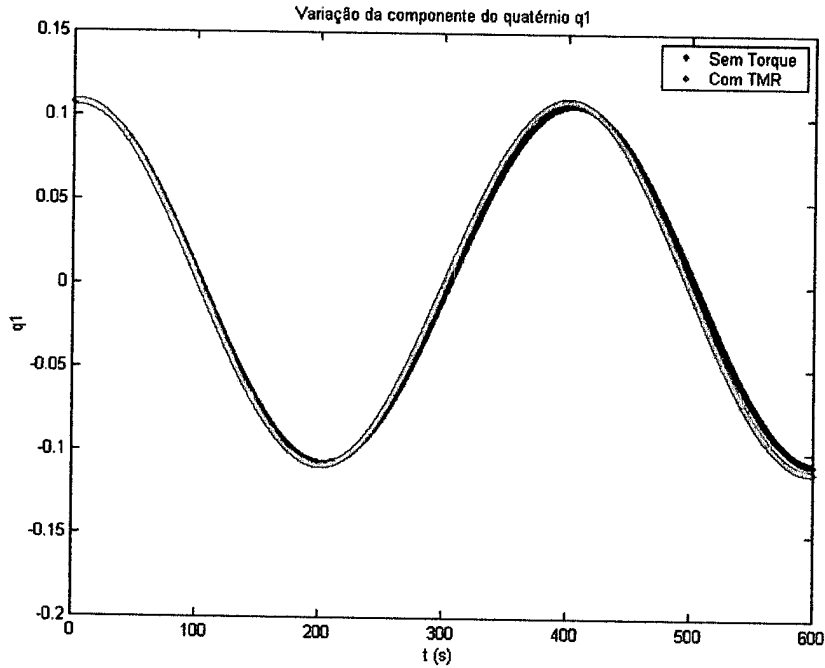


FIGURA 13: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_1 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=0,3 \text{ rpm}$.

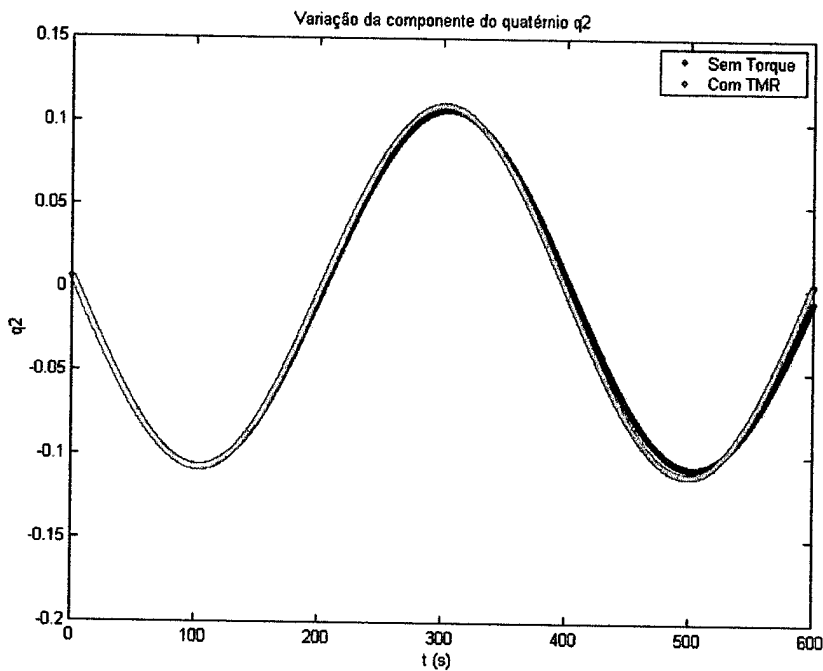


FIGURA 14: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_2 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=0,3 \text{ rpm}$.

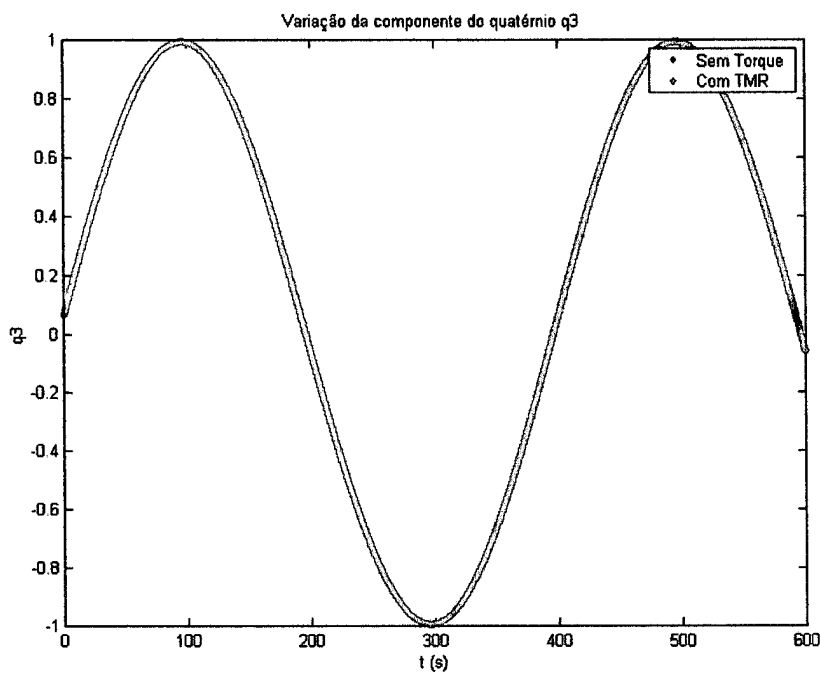


FIGURA 15: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_3 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=0,3 \text{ rpm}$.

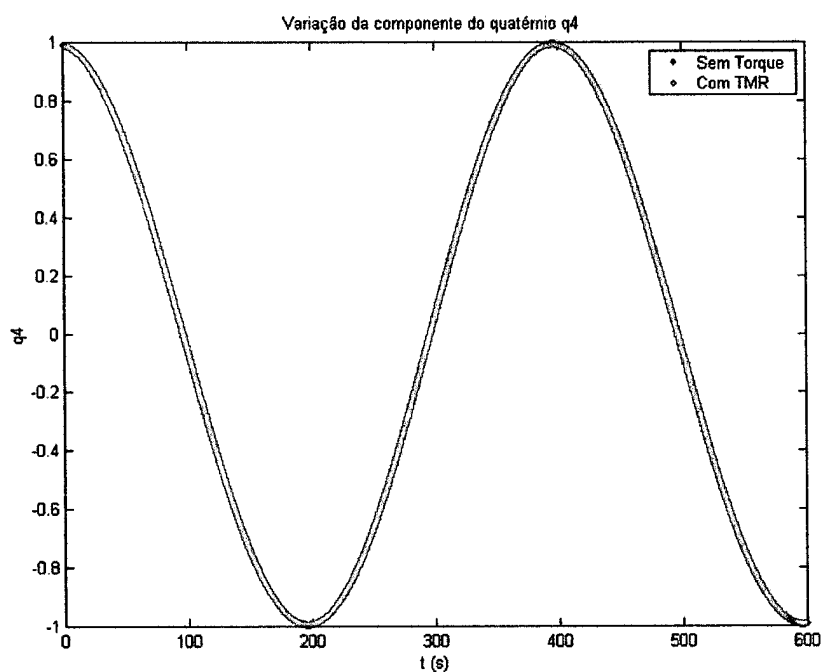


FIGURA 16: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_4 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=0,3 \text{ rpm}$.

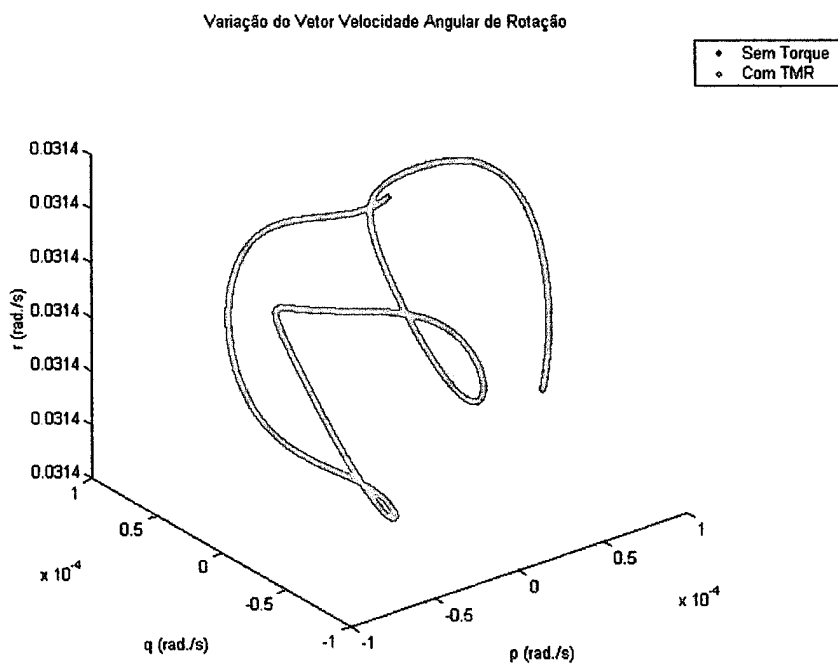


FIGURA 17: Visualização espacial da velocidade de rotação, com e sem torque para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=0,3 \text{ rpm}$.

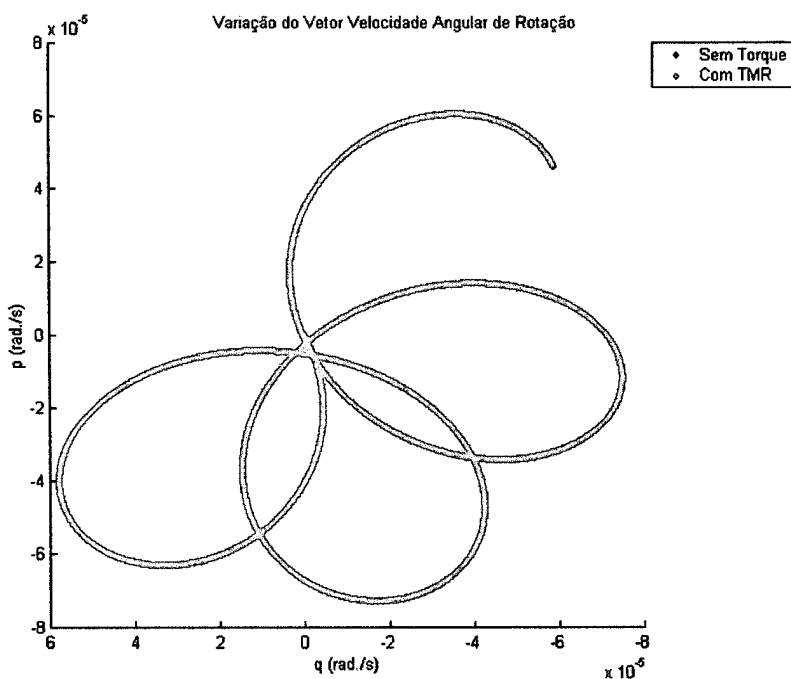


FIGURA 18: Projeção da velocidade de rotação no plano xy , com e sem torque para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=0,3 \text{ rpm}$.

4.1.5 Resultados obtidos para satélite similar ao SCD2, mas com velocidade de rotação menor que a real, $r_0 = 0,3 \text{ rpm}$

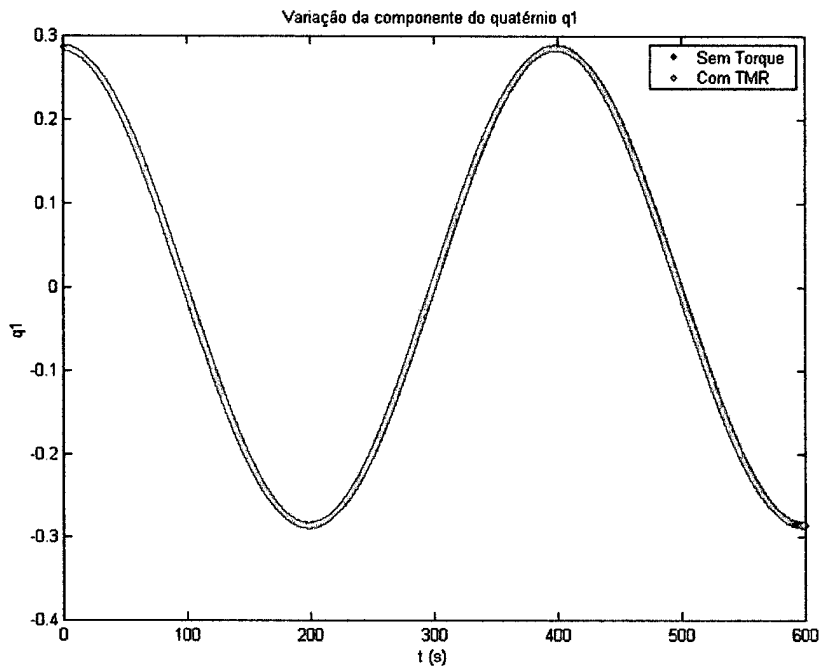


FIGURA 19: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_1 para um satélite similar ao SCD2 com $r_0=0,3 \text{ rpm}$.

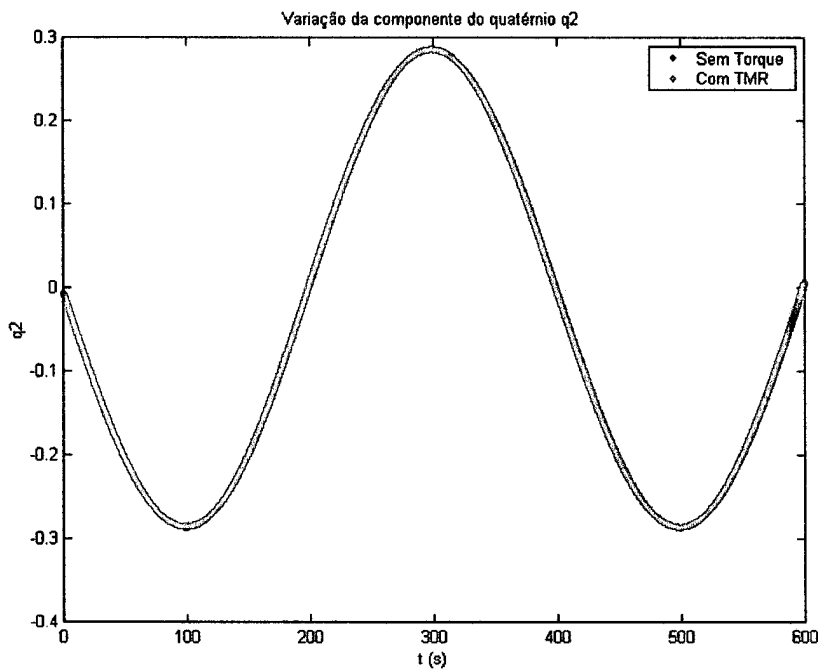


FIGURA 20: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_2 para um satélite similar ao SCD2 com $r_0=0,3 \text{ rpm}$.

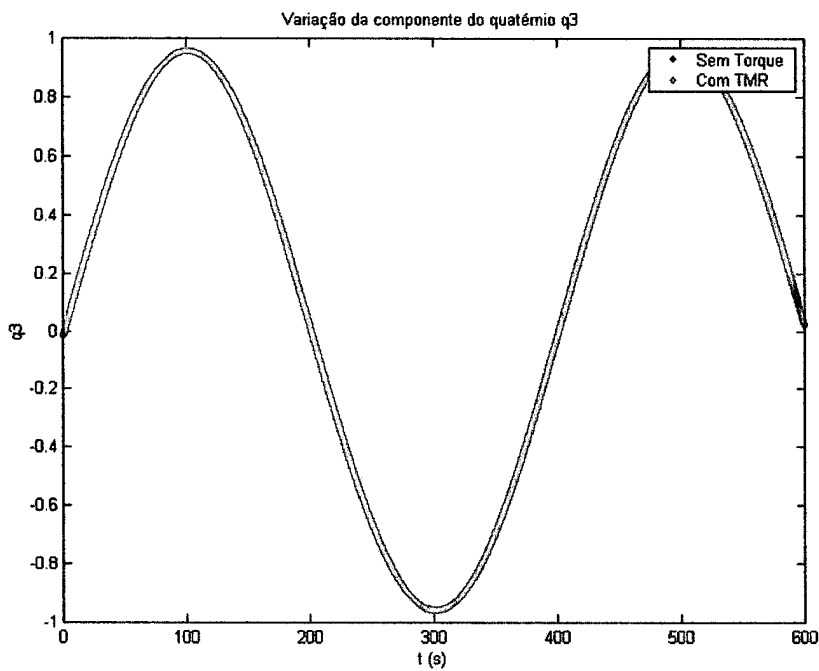


FIGURA 21: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_3 para um satélite similar ao SCD2 com $r_0=0,3 \text{ rpm}$.

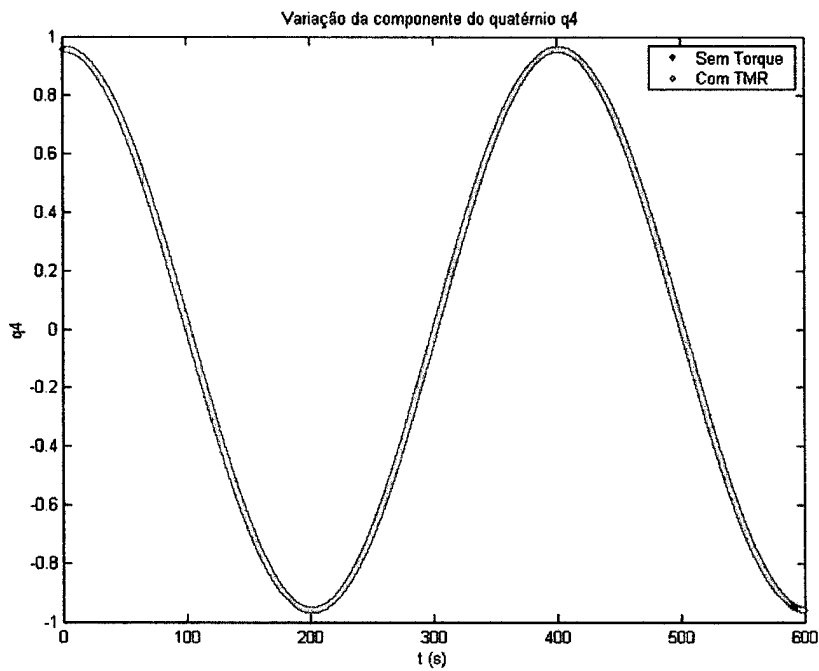


FIGURA 22: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_4 para um satélite similar ao SCD2 com $r_0=0,3 \text{ rpm}$.

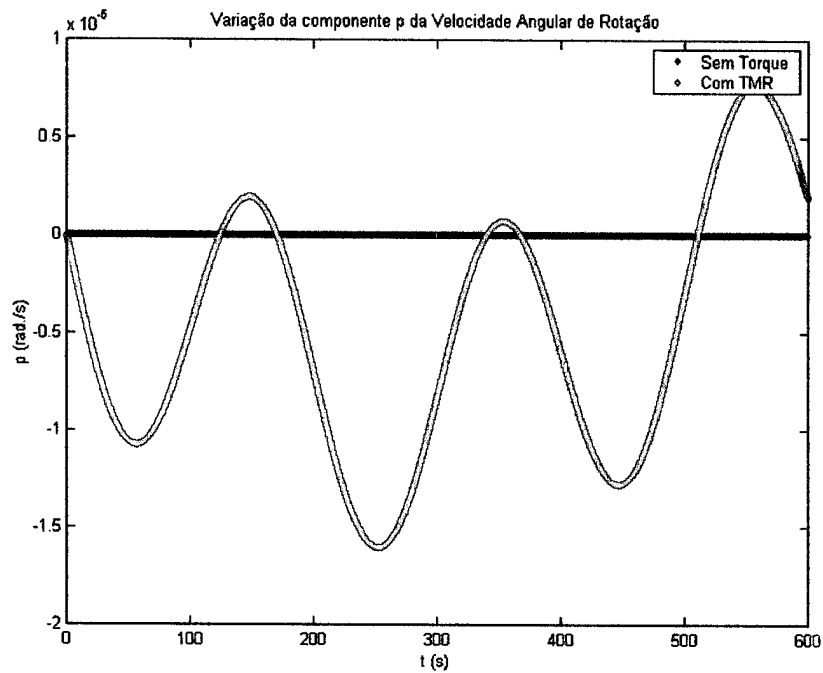


FIGURA 23: Comparação entre as soluções com e sem torque para p para um satélite similar ao SCD2 com $r_0=0,3$ rpm.

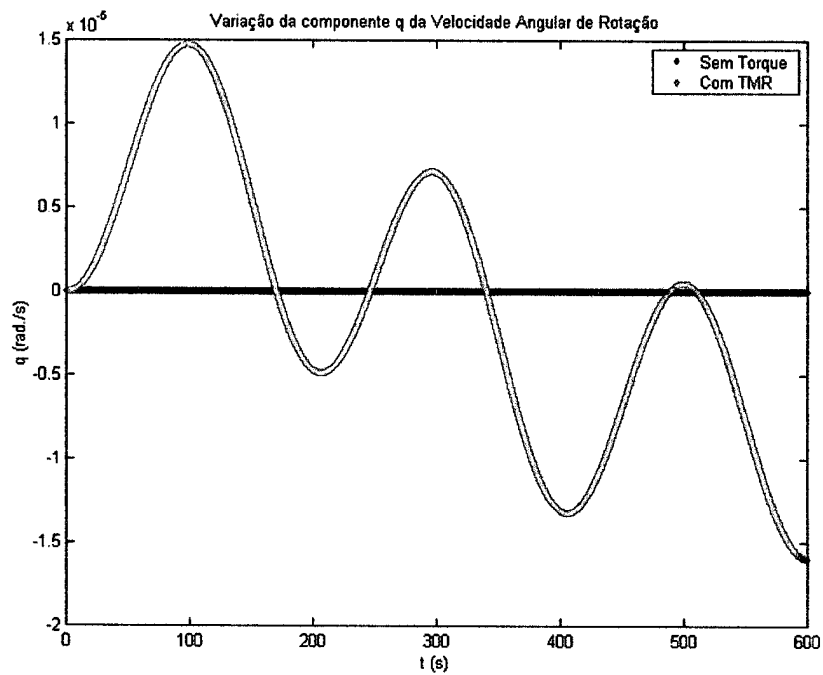


FIGURA 24: Comparação entre as soluções com e sem torque para q para um satélite similar ao SCD2 com $r_0=0,3$ rpm.

4.1.6 Resultados obtidos para satélite similar ao SCD1, mas com velocidade de rotação menor que a real, $r_0 = 1,2 \text{ rpm}$

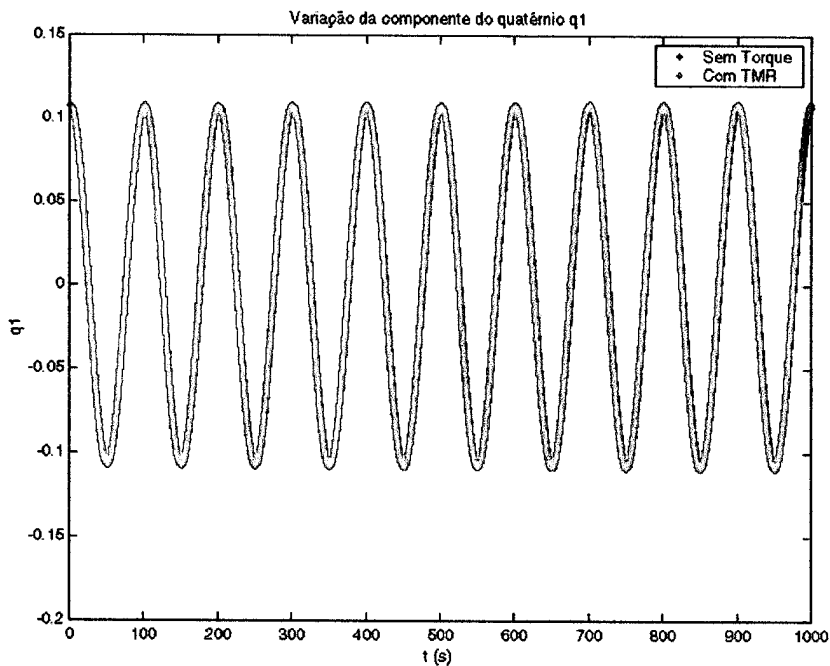


FIGURA 25a: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_1 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

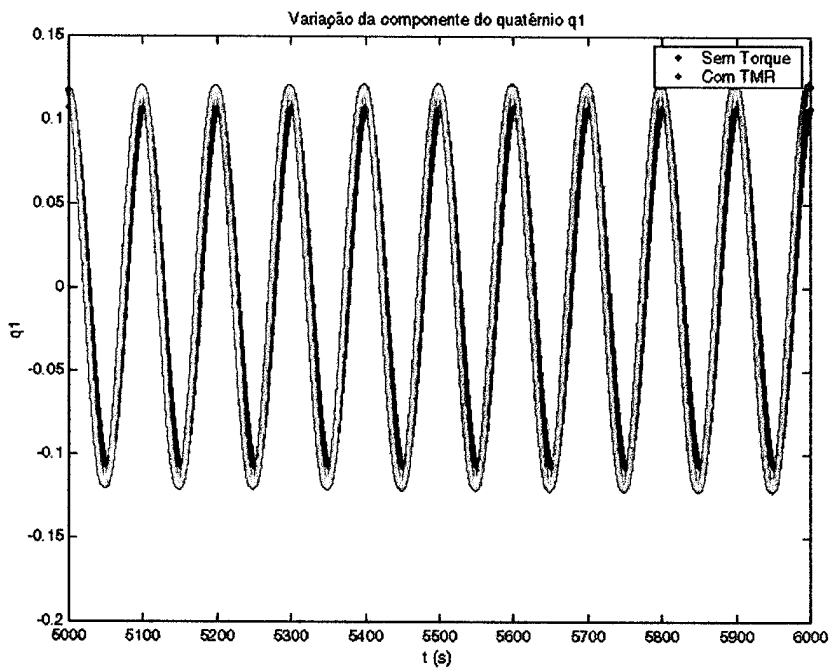


FIGURA 25b: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_1 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

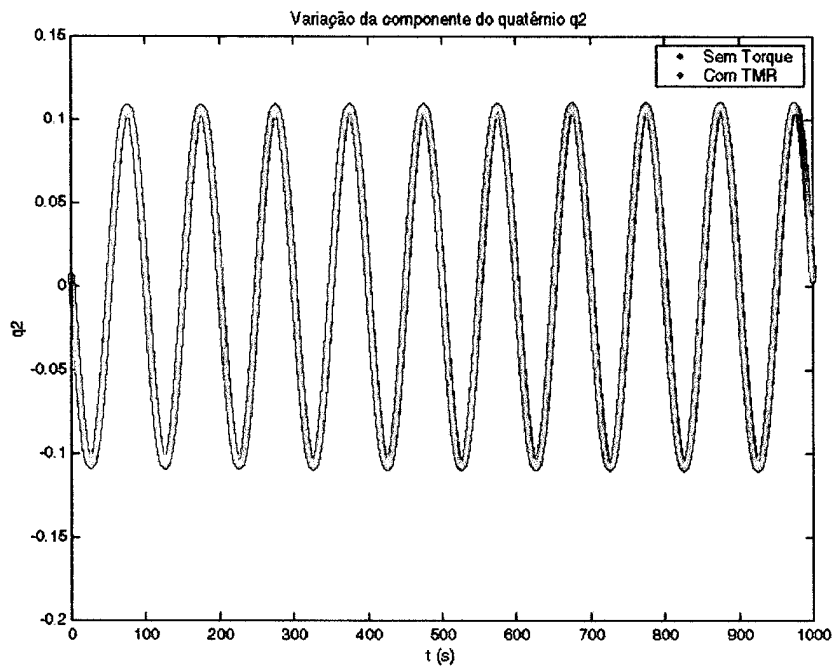


FIGURA 26a: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_2 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

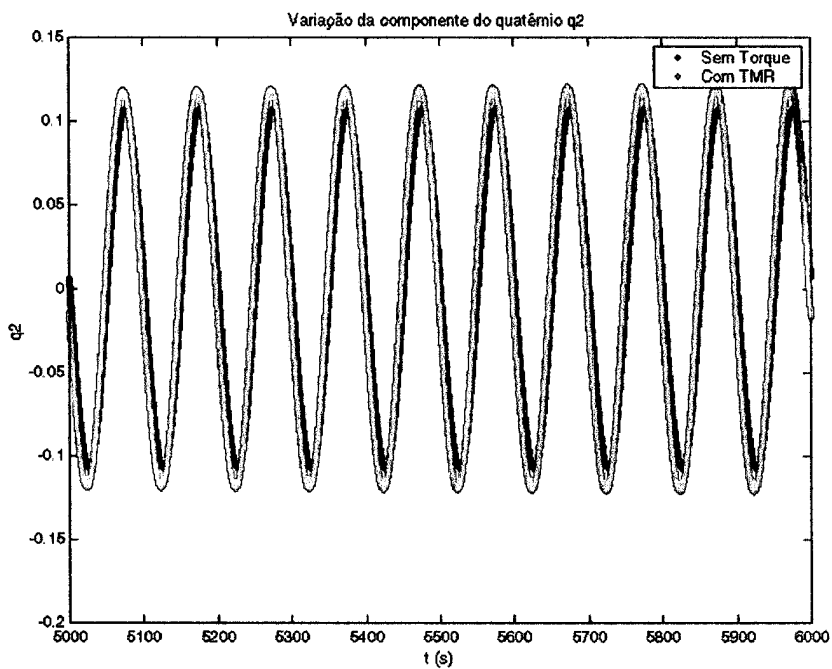


FIGURA 26b: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_2 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

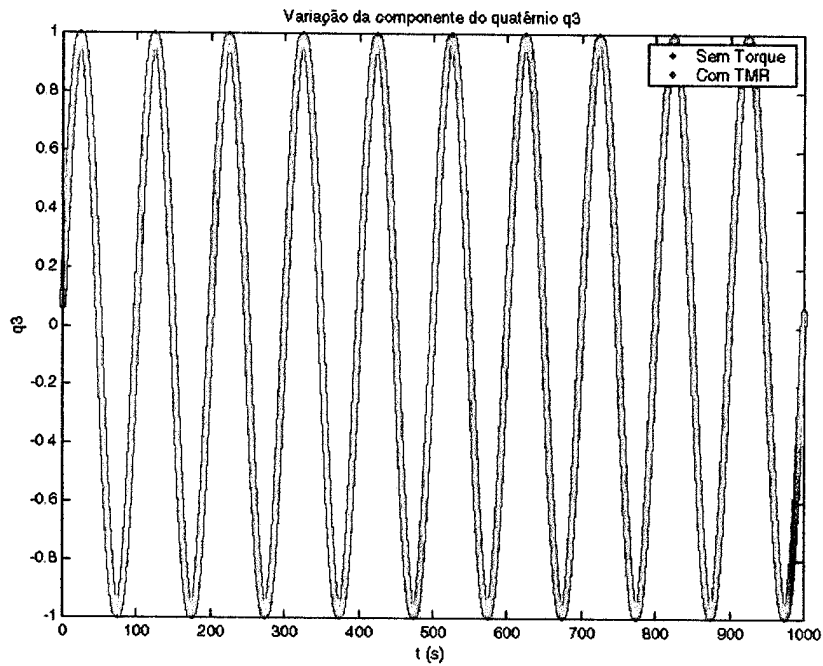


FIGURA 27a: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_3 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

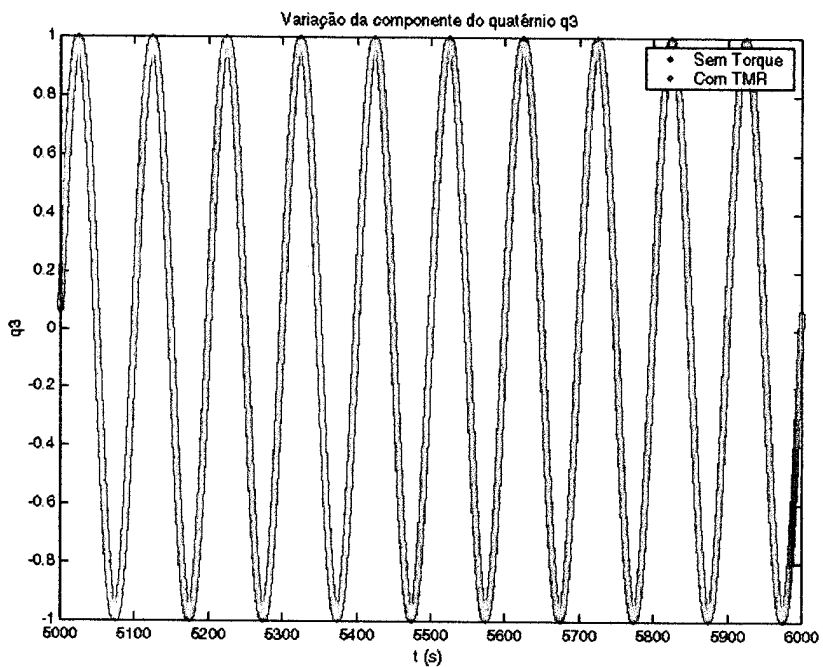


FIGURA 27b: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_3 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

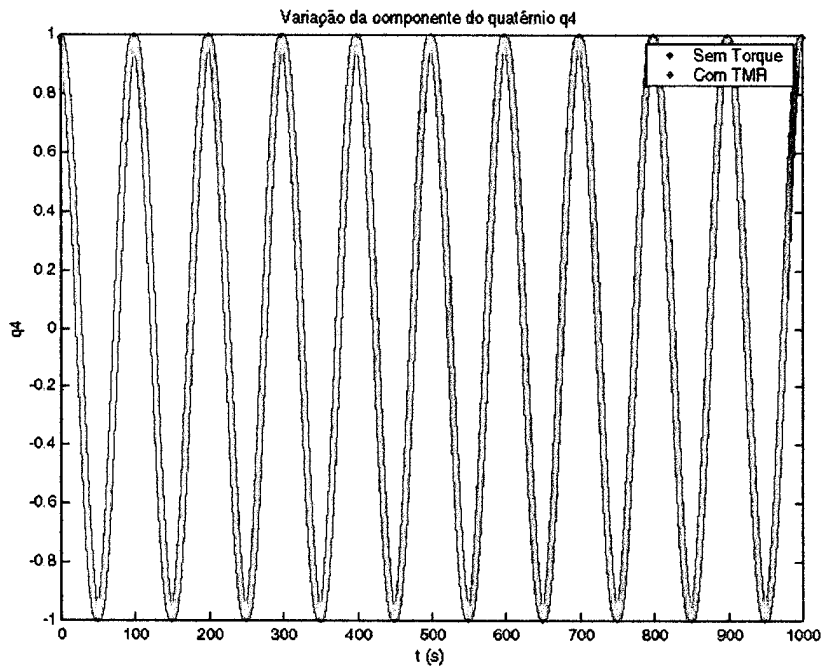


FIGURA 28a: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_4 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm.

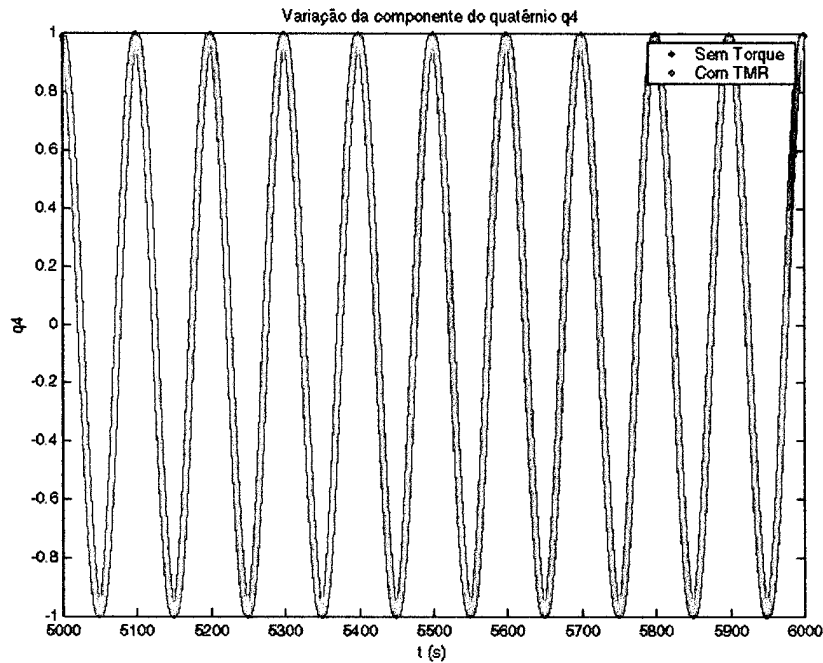


FIGURA 28b: Comparação entre as soluções com e sem torque para q_4 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm.

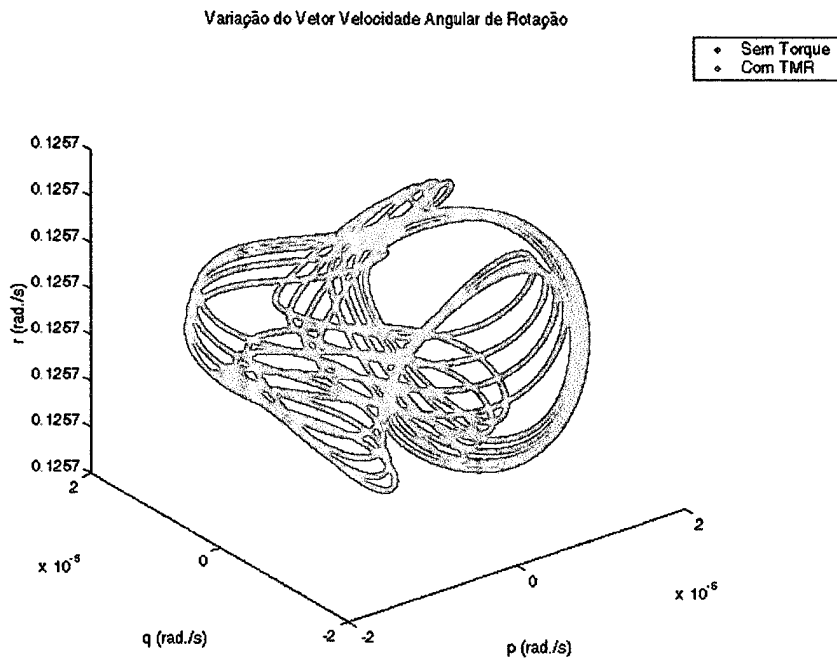


FIGURA 29a: Visualização espacial da velocidade de rotação, com e sem torque para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$ (entre 0s e 1000s).

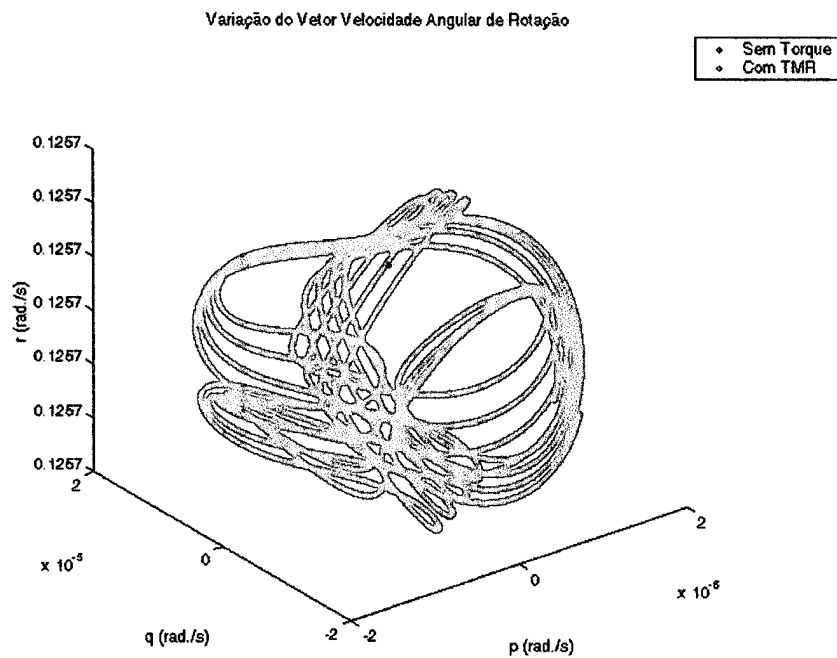


FIGURA 29b: Projeção da velocidade de rotação no plano xy, com e sem torque para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$ (entre 5000s e 6000s).

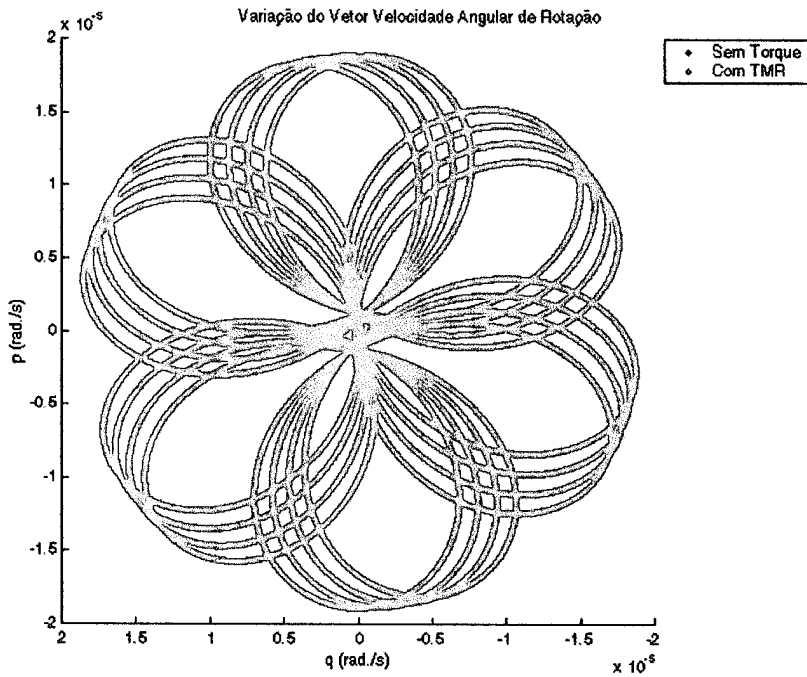


FIGURA 30a: Projeção da velocidade de rotação no plano xy , com e sem torque para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm (entre 0s e 1000s).

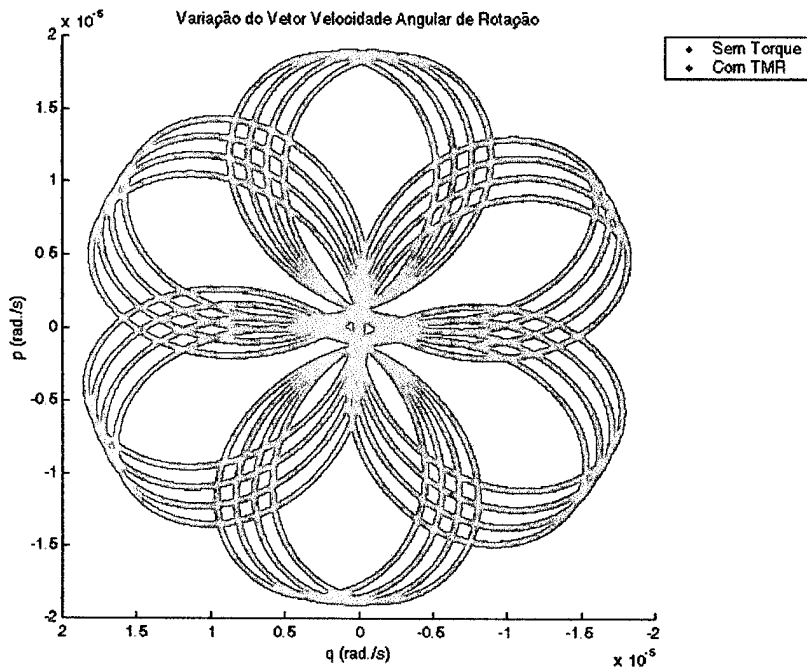


FIGURA 30b: Projeção da velocidade de rotação no plano xy , com e sem torque para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm (entre 5000s e 6000s).

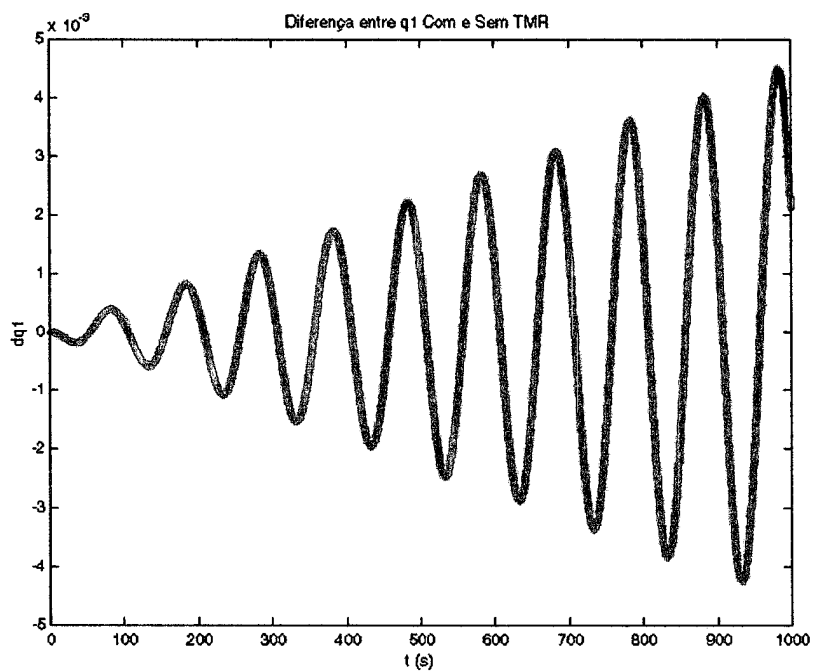


FIGURA 31a: Diferença entre as soluções com e sem torque para q_1 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm.

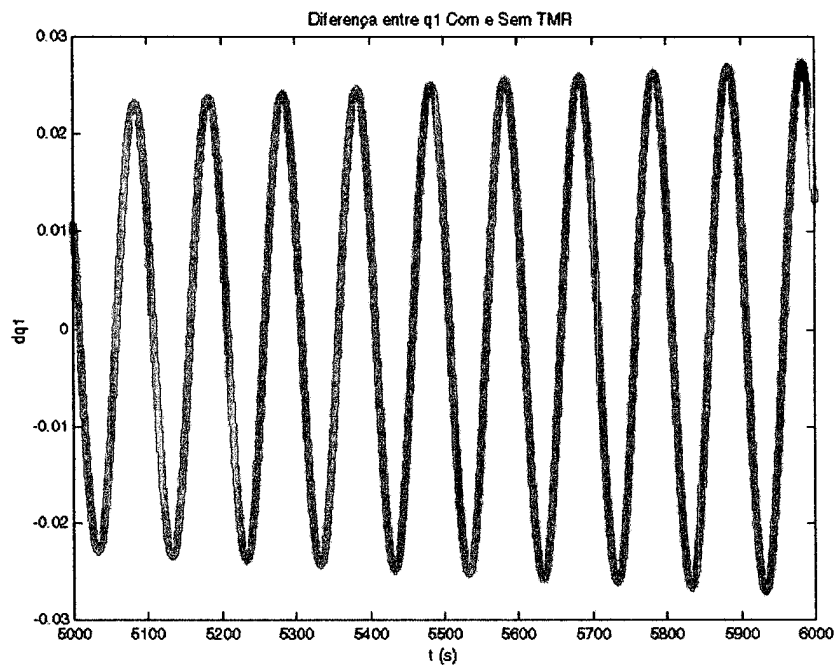


FIGURA 31b: Diferença entre as soluções com e sem torque para q_1 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm.

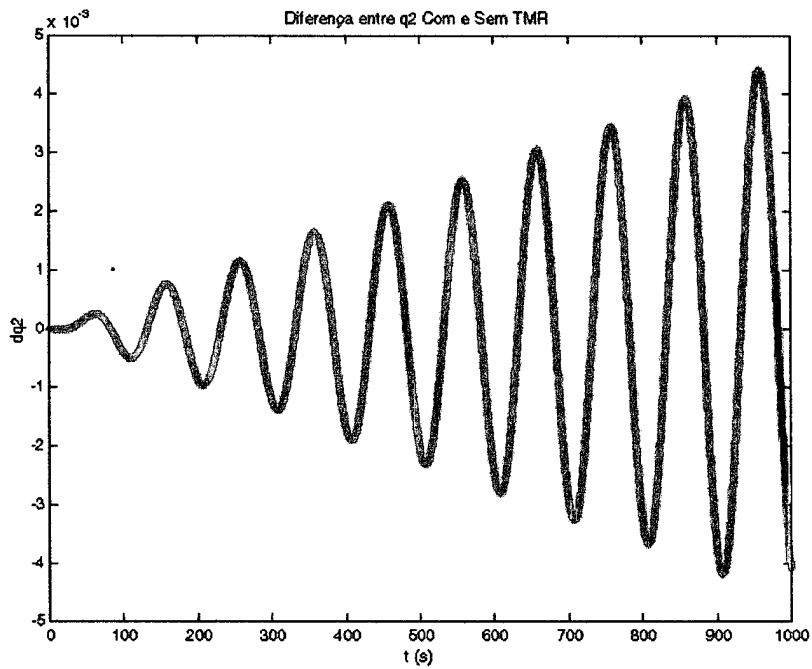


FIGURA 32a: Diferença entre as soluções com e sem torque para q_2 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm.

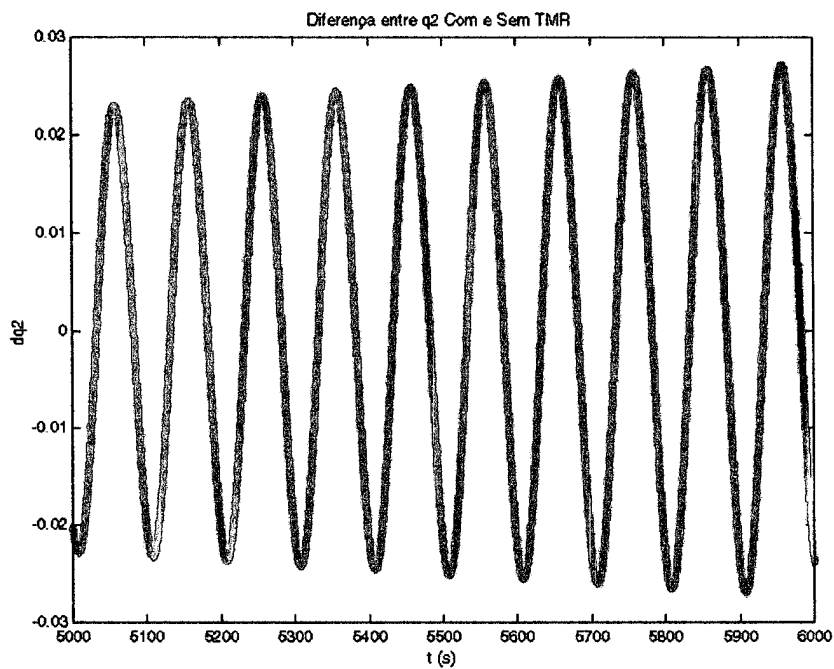


FIGURA 32b: Diferença entre as soluções com e sem torque para q_2 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm.

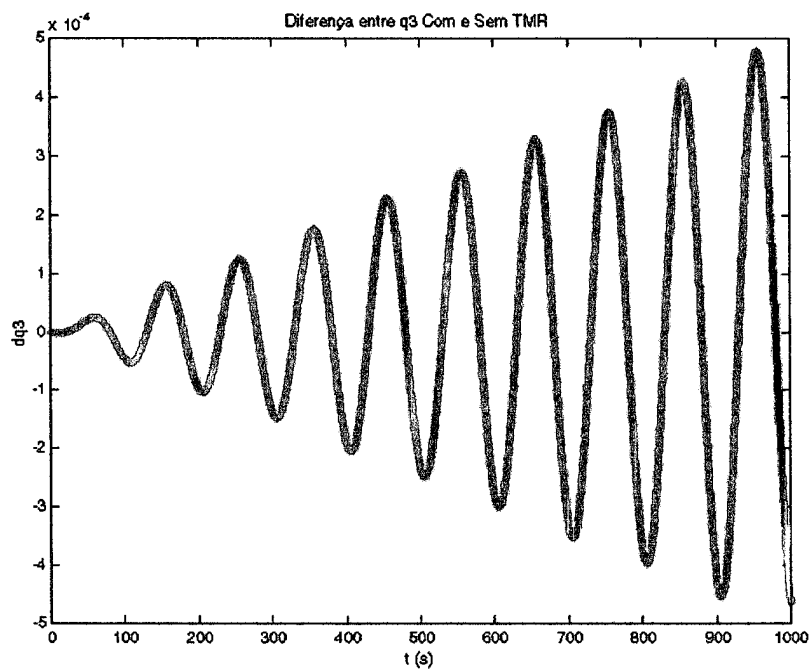


FIGURA 33a: Diferença entre as soluções com e sem torque para q_3 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

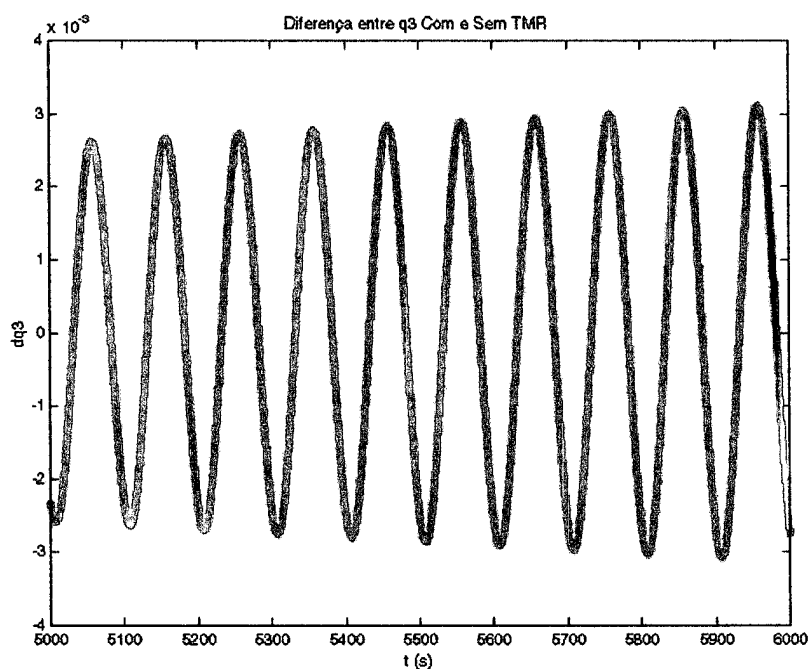


FIGURA 33b: Diferença entre as soluções com e sem torque para q_3 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

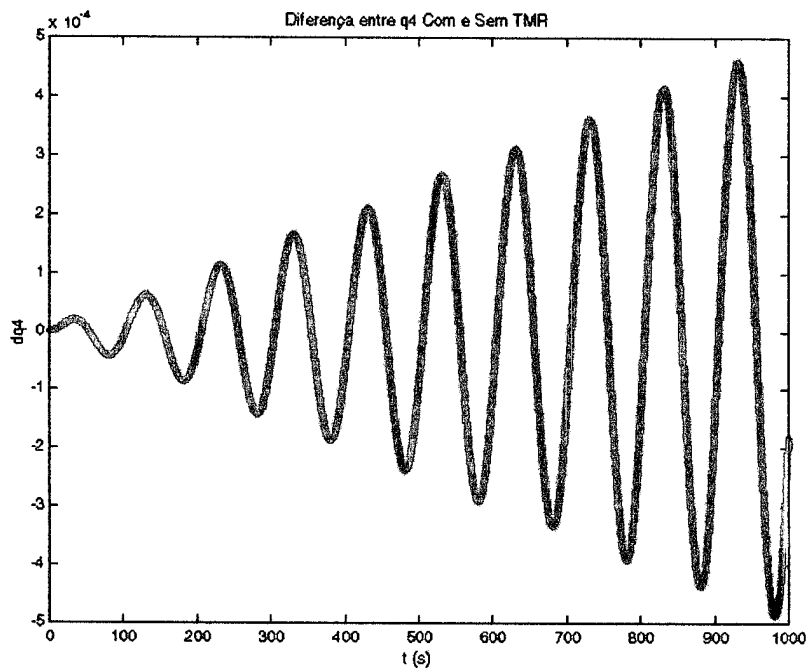


FIGURA 34a: Diferença entre as soluções com e sem torque para q_4 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

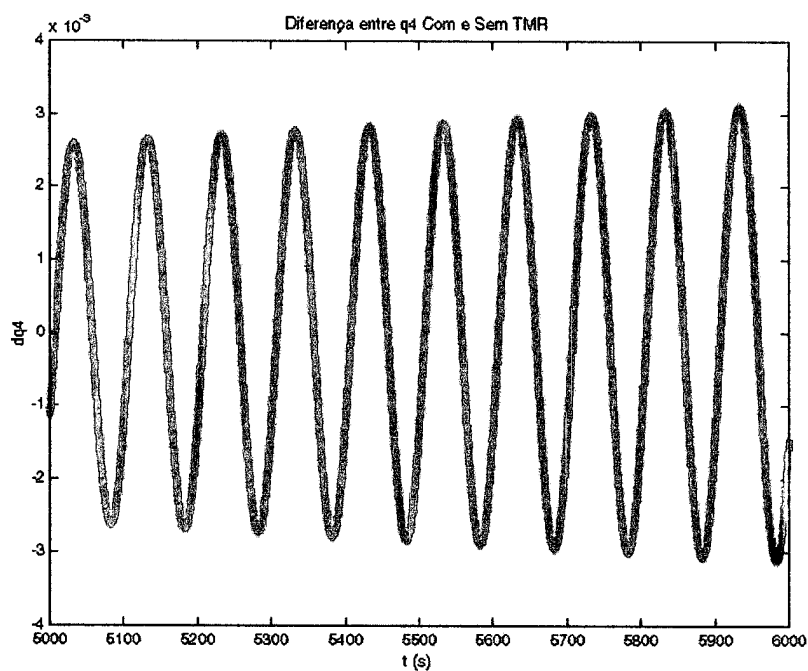


FIGURA 34b: Diferença entre as soluções com e sem torque para q_4 para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

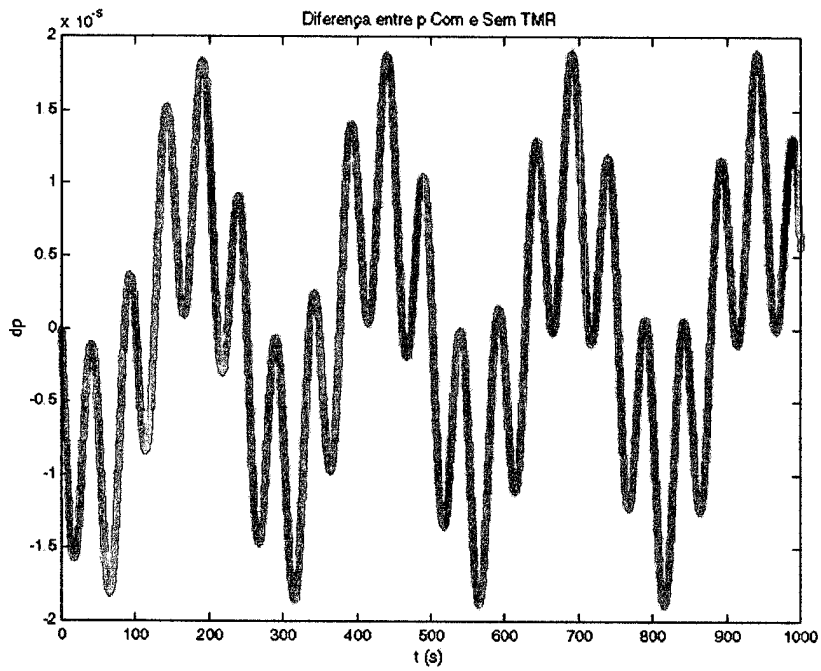


FIGURA 35a: Diferença entre as soluções com e sem torque para p para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

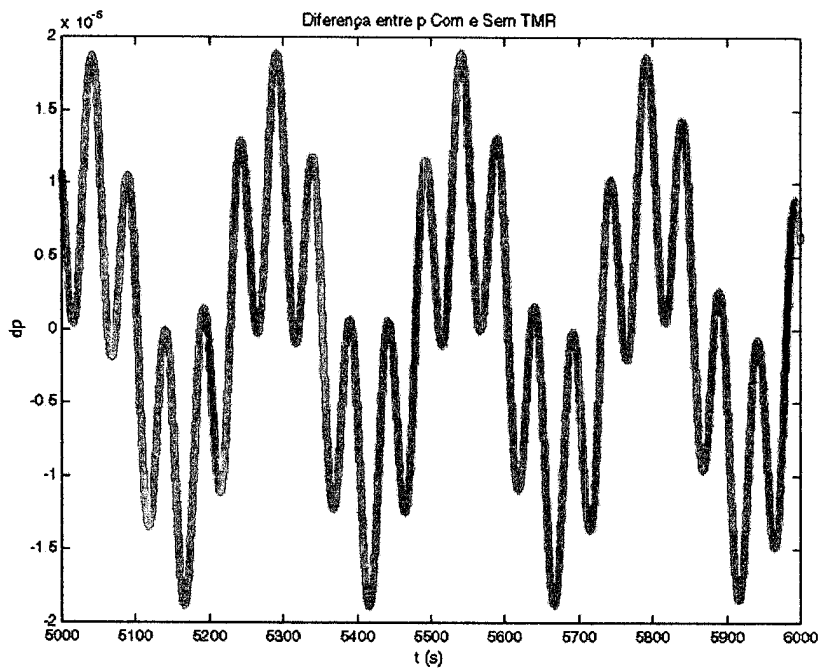


FIGURA 35b: Diferença entre as soluções com e sem torque para p para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2 \text{ rpm}$.

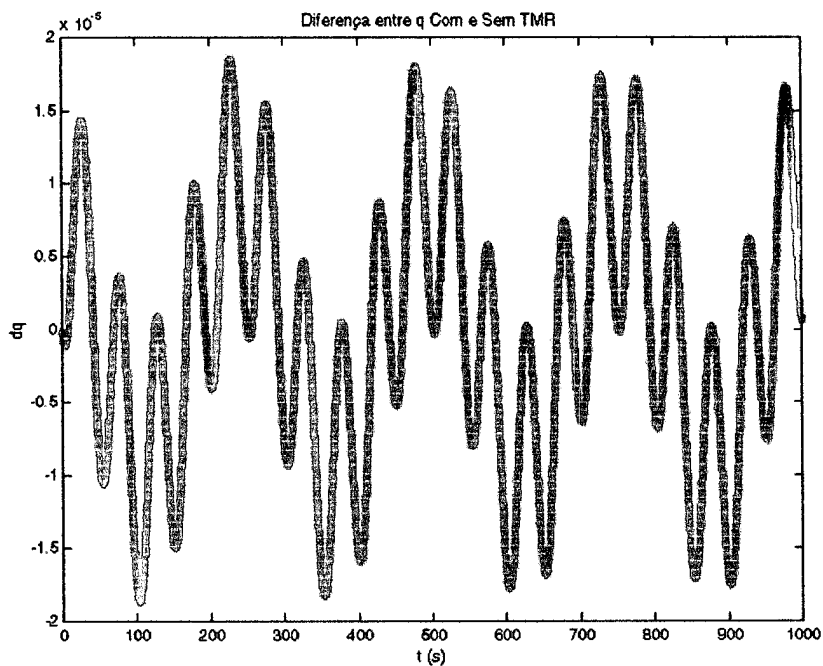


FIGURA 36a: Diferença entre as soluções com e sem torque para q para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm.

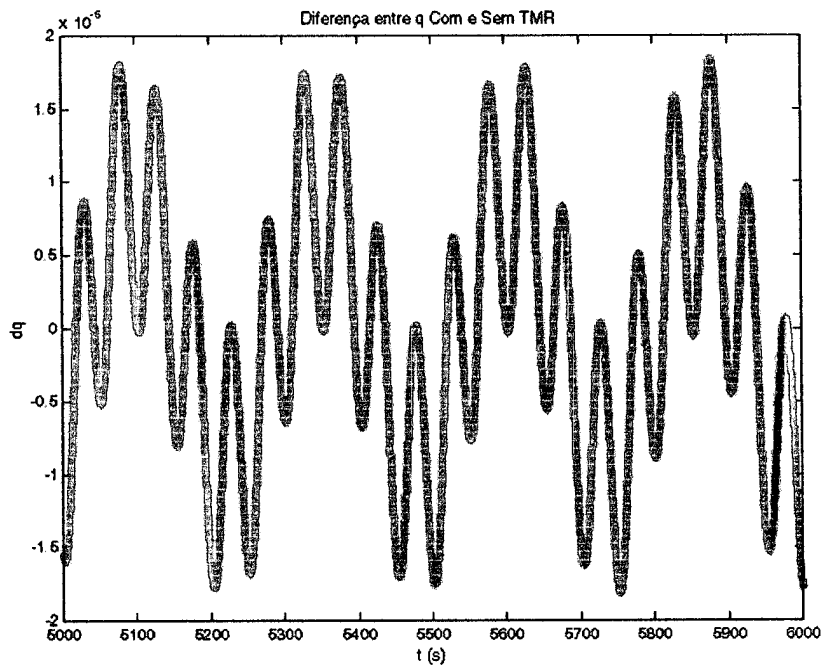


FIGURA 36b: Diferença entre as soluções com e sem torque para q para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm.

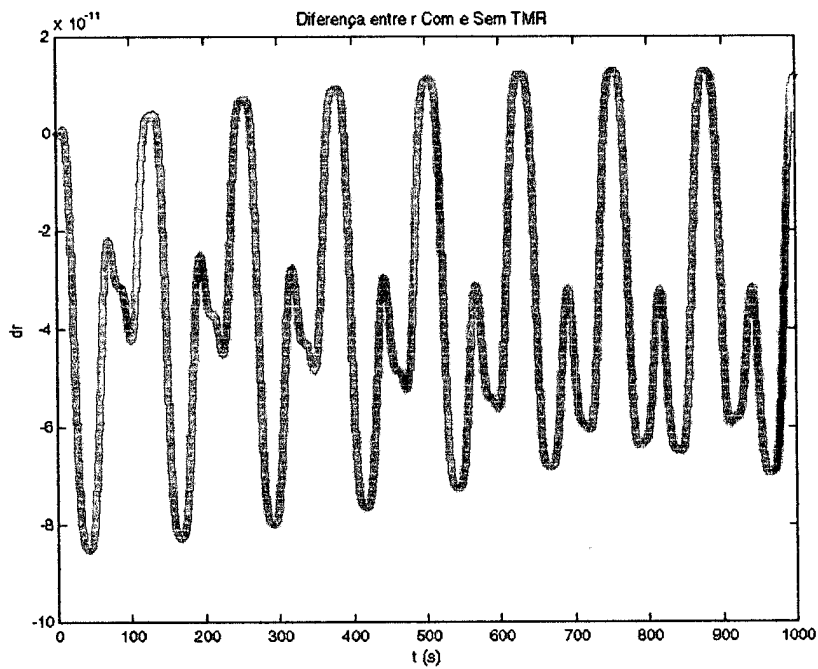


FIGURA 37a: Diferença entre as soluções com e sem torque para r para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm.

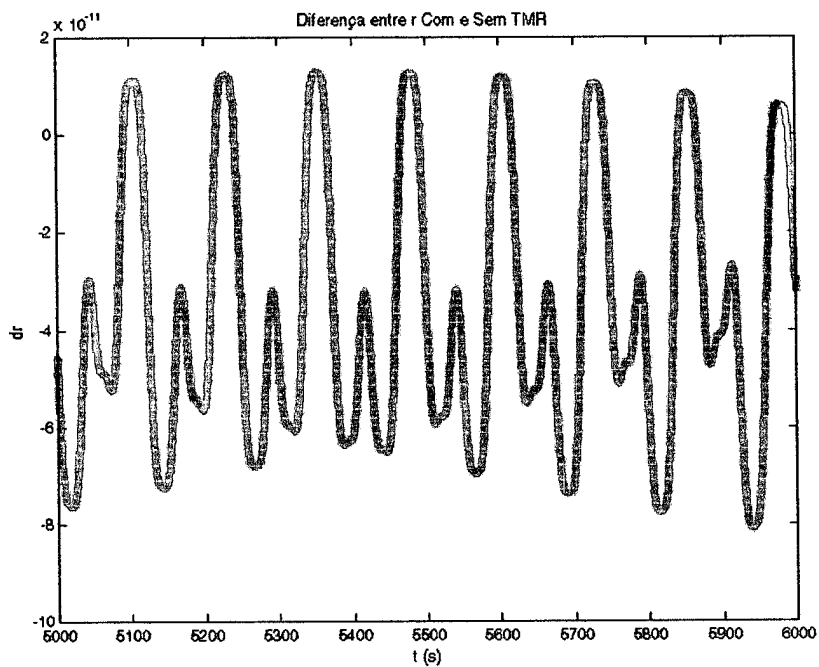


FIGURA 37b: Diferença entre as soluções com e sem torque para r para um satélite similar ao SCD1 com $r_0=1,2$ rpm.

4.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS

Os resultados apresentados anteriormente foram obtidos em simulações realizadas para satélites estabilizados por rotação (SCD1 E SCD2), para os quais as componentes da velocidade de rotação nos eixos x e y são nulas ($p=0$ e $q=0$), de modo que no movimento rotacional livre de torques as componentes da velocidade permanecem constantes.

Em todas as simulações realizadas, com e sem torque externo, as componentes do quaternio possuem variações periódicas. Esse resultado era esperado, uma vez que o quaternio é definido em função do ângulo e do eixo de rotação (equações (02)). Nos resultados obtidos observa-se a característica de que o módulo do quaternio se mantém igual a um.

Nas simulações realizadas com os dados reais do SCD1 E SCD2 (figuras de (01) a (12)) verifica-se que a componente da velocidade de rotação no eixo z permanece constante enquanto as componentes no eixo x e y sofrem variações periódicas (de curto e longo período) devido ao torque magnético residual. Observa-se que o módulo da velocidade de rotação permanece constante. Nas figuras (05) e (06) podem ser observados os movimentos de precessão do eixo de rotação do satélite SCD1.

Para melhor visualizar os resultados e realizar as simulações para intervalos de tempo maiores, considerou-se velocidades de rotação menores do que as reais para os dois satélites, cujos resultados estão apresentados nas figuras de (13) a (37). Pelos resultados obtidos observa-se:

- o aumento da diferença entre as soluções com e sem torque para as componentes do quaternio;
- a componente da velocidade no eixo z passa a variar com a diminuição do valor inicial desta componente (r_0), como pode ser observado nas figuras (16), (17), (29) e (30);
- as variações de longo período em p e q são observadas nas figuras (35), já que o comportamento das mesmas sem o torque é constante e igual a zero;
- devido à interação entre as equações do movimento, observam-se variações periódicas no módulo da velocidade de rotação de pequenas magnitudes (10^{-10} para $r_0=1,2$ rpm e 10^{-8} para $r_0=0,3$ rpm), de acordo com as figuras (38a) e (38b).

As tabelas a seguir apresentam um sumário dos resultados obtidos nas diversas simulações realizadas, envolvendo diferentes valores para velocidade de rotação inicial e dados iniciais correspondentes a diferentes dias para cada satélite:

TABELA 02: Comportamento dos quaternios e do módulo da velocidade de rotação w e de suas componentes, para o SCD1, com as condições iniciais do dia 27 de Agosto de 1993

| SCD1 – dados do dia 27 de Agosto de 1993 | | | |
|--|--|---|--|
| | $r_0 = 85,58 \text{ rpm}$ | $r_0 = 1,2 \text{ rpm}$ | $r_0 = 0,3 \text{ rpm}$ |
| q ₁ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₂ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₃ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₄ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| p | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-7} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-5} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-5} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| q | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-7} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-5} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-5} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| r | constante | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-11} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-9} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| w | constante | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-10} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-8} para a amplitude; constante, se livre de torque |

TABELA 03: Comportamento dos quaternios e do módulo da velocidade de rotação w e de suas componentes, para o SCD1, com as condições iniciais do dia 1º de Setembro de 1993

| SCD1 – dados do dia 1º de Setembro de 1993 | | | |
|--|--|---|--|
| | $r_0 = 85,31 \text{ rpm}$ | $r_0 = 1,2 \text{ rpm}$ | $r_0 = 0,3 \text{ rpm}$ |
| q ₁ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₂ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₃ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₄ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| p | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-7} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-5} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-5} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| q | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-7} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-5} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-5} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| r | constante | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-10} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-9} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| w | constante | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-9} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-8} para a amplitude; constante, se livre de torque |

TABELA 04: Comportamento dos quaternios e do módulo da velocidade de rotação w e de suas componentes, para o SCD2, com as condições iniciais do dia 07 de Março de 2002

| SCD2 – dados do dia 07 de Março de 2002 | | | |
|---|--|---|---|
| | $r_0 = 33,38 \text{ rpm}$ | $r_0 = 1,2 \text{ rpm}$ | $r_0 = 0,3 \text{ rpm}$ |
| q ₁ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₂ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₃ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₄ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| p | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-7} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-6} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-6} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| q | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-7} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-6} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-6} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| r | constante | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-13} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-11} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| w | constante | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-11} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-9} para a amplitude; constante, se livre de torque |

TABELA 05: Comportamento dos quaternios e do módulo da velocidade de rotação w e de suas componentes, para o SCD2, com as condições iniciais do dia 12 de Março de 2002

| SCD2 – dados do dia 12 de Março de 2002 | | | |
|---|--|---|---|
| | $r_0 = 33,51 \text{ rpm}$ | $r_0 = 1,2 \text{ rpm}$ | $r_0 = 0,3 \text{ rpm}$ |
| q ₁ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₂ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₃ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| q ₄ | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude | curto período com variações da ordem de 10^{-1} para a amplitude |
| p | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-7} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-6} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-5} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| q | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-7} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-6} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-5} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| r | constante | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-12} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-11} para a amplitude; constante, se livre de torque |
| w | constante | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-11} para a amplitude; constante, se livre de torque | curto e longo períodos com variações da ordem de 10^{-8} para a amplitude; constante, se livre de torque |

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Na primeira etapa do projeto, foram realizados o estudo do Torque Magnético Residual e a determinação de suas componentes com quaternios no estudo das equações do movimento rotacional, abrangendo as fases I e II do plano de atividades.

Soluções numéricas para as equações do movimento rotacional foram determinadas para os satélites SCD1 E SCD2 (fase III), considerando a atitude representada pelos quaternios e velocidade de rotação, através do método de Runge-Kutta de oitava ordem.

As soluções numéricas sem o Torque Magnético Residual, obtidas no projeto PIBIC 2002/2003, foram comparadas às soluções com este torque obtidas no atual projeto (PIBIC 2003/2004). Das comparações realizadas, observou-se que a influência do Torque Magnético Residual é maior no comportamento do quaternio de atitude do que nas componentes da velocidade de rotação. Com relação a fase IV, ainda não foram comparados os resultados obtidos com o torque magnético residual e com o torque de gradiente de gravidade. Essas comparações deverão ser concluídas e incluídas na apresentação deste trabalho no SICINPE 2004.

A continuidade deste projeto será feita com o desenvolvimento do Torque Magnético devido às correntes de Foucault utilizando os quaternios e com a sua inclusão nas equações do movimento.

Durante o período, os resultados do último projeto (PIBIC 2002/2003) foram apresentados no XV Congresso de Iniciação Científica da UNESP (18 a 24 de outubro de 2003), na 8ª Escola de Verão em Dinâmica Orbital e Planetologia da FEG/UNESP (09 a 13 de fevereiro de 2004) e no XXVI Congresso Nacional de Matemática Aplicada e Computacional (08 a 11 de setembro de 2003). Resultados obtidos neste projeto serão submetidos ao Colóquio Brasileiro de Dinâmica Orbital (CBDO 2004), ao SICINPE 2004 e XVI Congresso de Iniciação Científica da UNESP.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BROUWER, O. ; CLEMENCE , G.M. Methods of celestial mechanics, Academic Press, New York, 1961.

CARRARA, V. C. Modelagem das forças e torques atuantes em satélites artificiais, Dissertação de Mestrado, Instituto Nacional de Pesquisas espaciais, São José dos Campos, 1982.

CARRARA, W., Modelagem das Forças e Torques Atuantes em Satélites, INPE 2554 TDL/094,1982.

KAPLAN, M. H., Modern spacecraft dynamics & control, John Wiley & sons, New York, 1976.

KUGA, H. K. ; ORLANDO, V.; LOPES, R. V. F. Flight dynamics operations during leap for the inpe's second enviromental data collecting satellite SCD2, RBCM – J. of the Braz. Soc. Mechanical Sciences, Vol. XXI – Special Issue, pp 339 – 344, 1999.

KUGA, H. K. Operações de dinâmica de vôo do centro de controle do INPE In. I CBCG (1º colóquio brasileiro de ciências geodésicas), 1999, Curitiba Resumos do Primeiro CBCG (1º Colóquio Brasileiro de Ciências Geodésicas) , 1999, p. 4.

KUGA, H. K.; FERREIRA, L. D. D. ; GUEDES, U. T. V. Simulação de atitude e de manobras para o satélite brasileiro estabilizado por rotação, Relatório Técnico do INPE, INPE-4271-PRE/1143, 1987.

KUGA, H. K.; SILVA, W. C. C.; GUEDES, U. T. V. Dinâmica de atitude para satélites estabilizados por rotação, Relatório Técnico do INPE, INPE-4403-NTE/275, 1987b.

LÓTA, VINÍCIUS R. D.; Determinação de Atitude de Satélites Artificiais com o Filtro de Kalman; Relatório Final de Pesquisa; 2001.

ORLANDO, V. Controle de satélites no inpe, Anais da 6ª Escola de Verão em Dinâmica Orbital e Planetologia, FEG/UNESP, pp. 118 –137, 2002.

ORLANDO, V.; LOPES, R. V. F.; KUGA, H. K. INPE'S flight dynamics team experience trough four years of scd1 in-orbit operations: main issues, improvements and tends, ESA International Symposium on Spaceflight Dynamics, Darmstadt, Alemanha, pp. 433-437,1997.

PISACANE, V. L.; MOORE, R.C. Fundamentals of space systems, New York , Oxford University Press , 1994.

QUIRELLI, I. M. P. Propagação de Atitude de Satélites Estabilizados por Rotação, Dissertação de Mestrado, Faculdade de Engenharia, UNESP – Guaratinguetá, SP, 2002.

REAL, F. F. Modelagem de torques ambientais atuantes em satélites artificiais, Trabalho de Graduação FEG/UNESP, 2002.

RODRIGUES, D. S. S., Propagação da atitude de satélites artificiais com diferentes representações – parte I, Relatório Final do PIBIC/CNPq, FEG/UNESP, Guaratinguetá, SP, 2002.

RODRIGUES, D. S. S., Propagação da atitude de satélites artificiais com diferentes representações – parte II, Relatório Final do PIBIC/CNPq, FEG/UNESP, Guaratinguetá, SP, 2003.

SHUSTER, M. D.; “A Survey of Attitude Representation”, Journ. of Astron. Sciences, v. 41, 4, 1993.

TRINDADE, M. A SAMPAIO, R.; “ On the Numerical Integratiom of Rigid Body Nonlinearr Dynamic in presence of Parameters singularities”, Journ. Braz. Soc Mech. Sci., vol. XXIII, no. 1, 49 – 62, 2001.

User's Guide - MATLAB Edition for Students, MAT WORKS Inc, Massachusetts,USA,1995.

WERTZ, J. R. Spacecraft attitude determination and control. London, Reidel, vol 73, 1978.

ZANARDI, M. C. & LOPES, R. V. F.; "Spacecraft attitude representation, propagation and determination: Theory and some applications on the Brazilian Space Program", Advances in Space Dynamics, 503, 2000.

