

MARCELO CAPELO

ESTUDO SEMI-ANALÍTICO DAS PERTURBAÇÕES
NOS SATÉLITES IRREGULARES DE JÚPITER

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, para a obtenção do título de Mestre em Física na área de Dinâmica Orbital.

Orientador: Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto

Guaratinguetá
2007

DADOS CURRICULARES

MARCELO CAPELO

NASCIMENTO	11.03.1970 – SÃO JOSÉ DOS CAMPOS / SP
FILIAÇÃO	Ivan Capelo Ana Maria Vasconcelos Capelo
1994/1997	Graduação em Licenciatura Plena em Matemática UNIVAP - Universidade do Vale do Paraíba
2005/2007	Curso de Pós-Graduação em Física, nível de Mestrado, na Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá da Universidade Estadual Paulista.

AGRADECIMENTOS

Em especial, agradeço ao meu orientador Ernesto Vieira Neto que com muita paciência e dedicação não só me orientou no projeto como também me aceitou também a tarefa de me ensinar a cada passo deste trabalho.

Aos professores da pós-graduação pelos ensinamentos e orientações.

Aos colegas pelo apoio e incentivo.

À minha família.

CAPELO, M. **Estudo semi-analítico das perturbações nos satélites irregulares de Júpiter**. 2007. 419 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2007.

RESUMO

Devido ao grande avanço da tecnologia espacial o número de satélites irregulares conhecidos vem aumentando rapidamente nos últimos anos. O estudo das perturbações que agem sobre estes satélites contribui para explicar a origem e estabilidade da órbita destes corpos celestes. Uma dessas perturbações é a ressonância de evecção que se caracteriza por ser um fenômeno no qual o pericentro da órbita do satélite fica preso na direção do corpo perturbador. Outra perturbação no movimento desses satélites de altas inclinações se dá quando o argumento do pericentro circula ou libra em torno de 90° ou 270° , ou seja, a ressonância Kozai (Kozai 1962). Neste trabalho, é feito um estudo semi-analítico dos efeitos da ressonância de evecção no movimento orbital dos satélites irregulares do planeta Júpiter, utilizando a função perturbadora desenvolvida por Cuk et al. (2004) e que contém termos das ressonâncias de evecção e Kozai. O princípio da média é aplicado somente no movimento orbital do satélite. É feita uma extensa análise do comportamento dos elementos orbitais de uma partícula nas regiões habitadas pelos satélites irregulares.

PALAVRAS-CHAVE: perturbações, evecção, satélites irregulares.

CAPELO, M. **Semi-analytical study of disturbing in the irregular satellites of the Jupiter.** 2007. 419 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2007.

ABSTRACT

In the recent years, due to the great advance of the space technology, the number of known irregular satellites is increasing quickly. Studying the disturbances which act on these satellites may contribute to explain the origin and stability of the orbit of these satellites. One of the main disturbances is the evection resonance which is characterized by fixing the pericenter of the orbit of the satellite in the direction of the disturbing body. Another disturbance, know as Kozai resonance (Kozai 1962), acts in the movement of those satellites with high inclinations and makes the argument of pericentro circulates or librates around 90° or 270° . In this work is made a semi-analytical study of the evection resonance effect in the orbital movement of the irregular satellites of the Jupiter planet. It is used the disturbing function developed by Cuk et al. (2004) which contain terms of evection and Kozai resonances. The principle of the average is only applied in the orbital movement of the satellite. It is made an extensive analysis of the behavior of the orbital elements of a particle in the regions inhabited for the irregular satellites.

KEYWORDS: Disturbances, evection, irregular satellites.

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 3.1 - O pericentro alinhado com a longitude aparente do Sol.....	70
FIGURA 3.2 - Pericentro anti-alinhado com a longitude aparente do Sol.....	71
FIGURA 4.1 - Órbita no espaço. Fonte: adaptado de Bate et al. (1971).....	75
FIGURA 4.2 - Posição dos vetores r e r' para duas massas m e m' , em relação à massa central m_c e ψ é o ângulo entre os vetores posição.....	76
FIGURA 5.1 - Comportamento da excentricidade órbita da partícula, comparando a função perturbadora simplificada (perturbada) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a = 136 R_j$ e $e = 0,5$	83
FIGURA 5.2 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora simplificada (perturbada) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a = 136 R_j$ e $e = 0,5$	84
FIGURA 5.3 - Comportamento da excentricidade órbita da partícula, comparando a função perturbadora simplificada (perturbada) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a = 192 R_j$ e $e = 0,5$	87
FIGURA 5.4 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora simplificada (perturbada) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a = 192 R_j$ e $e = 0,5$	88
FIGURA 6.1 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_j$ (a) , $150 R_j$ (b) , $200 R_j$ (c) , $250 R_j$ (d) , $300 R_j$ (e) e $350 R_j$ (f)	98

FIGURA 6.2 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais de para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a) , $150 R_J$ (b) , $200 R_J$ (c) , $250 R_J$ (d) , $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)	100
FIGURA 6.3 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais de para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a) , $150 R_J$ (b) , $200 R_J$ (c) , $250 R_J$ (d) , $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)	102
FIGURA 6.4 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, 10° e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	103
FIGURA 6.5 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	104
FIGURA 6.6 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	105
FIGURA 6.7 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	106
FIGURA 6.8 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccção (eveccção) com a força	

gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....107

FIGURA 6.9 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter..... 108

FIGURA 6.10 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....109

FIGURA 6.11 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....110

FIGURA 6.12 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....111

FIGURA 6.13 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....112

FIGURA 6.14 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter..... 113

FIGURA 6.15 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....114

- FIGURA 6.16 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 30$ períodos orbitais de Júpiter.....115
- FIGURA 6.17 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....115
- FIGURA 6.18 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....116
- FIGURA 6.19 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 30$ períodos orbitais de Júpiter.....117
- FIGURA 6.20 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....117
- FIGURA 6.21 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....119
- FIGURA 6.22 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos

orbitais de Júpiter.....	120
FIGURA 6.23 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	121
FIGURA 6.24 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	122
FIGURA 6.25 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	123
FIGURA 6.26 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	124
FIGURA 6.27 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.....	125
FIGURA 6.28 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 30$ períodos orbitais de	

Júpiter.....	126
FIGURA 6.29 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	127
FIGURA 6.30 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	128
FIGURA 6.31 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	129
FIGURA 6.32 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	130
FIGURA 6.33 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	131
FIGURA 6.34 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de	

Júpiter.....	132
FIGURA 6.35 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	133
FIGURA 6.36 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	134
FIGURA 6.37 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a) , $150 R_J$ (b) , $200 R_J$ (c) , $250 R_J$ (d) , $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)	136
FIGURA 6.38 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a) , $150 R_J$ (b) , $200 R_J$ (c) , $250 R_J$ (d) , $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)	138
FIGURA 6.39 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a) , $150 R_J$ (b) , $200 R_J$ (c) , $250 R_J$ (d) , $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)	140
FIGURA 6.40 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores	

iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	141
FIGURA 6.41 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	142
FIGURA 6.42 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	143
FIGURA 6.43 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	144
FIGURA 6.44 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	145
FIGURA 6.45 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	146
FIGURA 6.46 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores	

iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	147
FIGURA 6.47 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	148
FIGURA 6.48 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	148
FIGURA 6.49 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	149
FIGURA 6.50 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	150
FIGURA 6.51 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	151
FIGURA 6.52 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores	

iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	152
FIGURA 6.53 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	152
FIGURA 6.54 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	153
FIGURA 6.55 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	154
FIGURA 6.56 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	154
FIGURA 6.57 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=8$ períodos orbitais de Júpiter.....	155
FIGURA 6.58 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores	

iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	156
FIGURA 6.59 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	157
FIGURA 6.60 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	157
FIGURA 6.61 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	158
FIGURA 6.62 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	159
FIGURA 6.63 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	160
FIGURA 6.64 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos	

	(nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	161
FIGURA 6.65	- Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	162
FIGURA 6.66	- Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	163
FIGURA 6.67	- Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	163
FIGURA 6.68	- Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	164
FIGURA 6.69	- Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	165
FIGURA 6.70	- Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos	

	(nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	166
FIGURA 6.71	- Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	166
FIGURA 6.72	- Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	167
FIGURA 6.73	- Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	168
FIGURA 6.74	- Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	169
FIGURA 6.75	- Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	170
FIGURA 6.76	- Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal),	

para valores iniciais $a=350 R_J$, $e = 0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	171
FIGURA 6.77 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e = 0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	171
FIGURA 6.78 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e = 0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	172
FIGURA 6.79 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e = 0,3$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	173
FIGURA 6.80 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e = 0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	174
FIGURA 6.81 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e = 0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	175
FIGURA 6.82 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal),	

para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	176
FIGURA 6.83 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	177
FIGURA 6.84 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.....	177
FIGURA 6.85 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a) , $150 R_J$ (b) , $200 R_J$ (c) , $250 R_J$ (d) , $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)	179
FIGURA 6.86 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a) , $150 R_J$ (b) , $200 R_J$ (c) , $250 R_J$ (d) , $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)	181
FIGURA 6.87 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a) , $150 R_J$ (b) , $200 R_J$ (c) , $250 R_J$ (d) , $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)	183

FIGURA 6.88 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	184
FIGURA 6.89 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	185
FIGURA 6.90 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	186
FIGURA 6.91 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	187
FIGURA 6.92 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	188
FIGURA 6.93 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	189

FIGURA 6.94 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	190
FIGURA 6.95 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	191
FIGURA 6.96 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	192
FIGURA 6.97 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	193
FIGURA 6.98 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	194
FIGURA 6.99 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	195

FIGURA 6.100 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	196
FIGURA 6.101 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	197
FIGURA 6.102 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	198
FIGURA 6.103 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	199
FIGURA 6.104 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	200
FIGURA 6.105 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	201

- FIGURA 6.106 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando à parcela da função perturbadora que contém os termos da evecção + a evecção dos nodos (evecção + nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....202
- FIGURA 6.107 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando à parcela da função perturbadora que contém os termos da evecção + a evecção dos nodos (evecção + nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....204
- FIGURA 6.108 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando à parcela da função perturbadora que contém os termos da evecção + a evecção dos nodos (evecção + nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....205
- FIGURA 6.109 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a = 100 R_J$, $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.....207
- FIGURA 6.110 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a = 350 R_J$, $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.....208
- FIGURA 6.111 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a

soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e = 0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....209

FIGURA 6.112 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e = 0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....210

FIGURA 6.113 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e = 0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....211

FIGURA 6.114 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e = 0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....212

FIGURA 6.115 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e = 0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....213

FIGURA 6.116 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e = 0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....214

FIGURA 6.117 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da

partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....215

FIGURA 6.118 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....216

FIGURA 6.119 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....217

FIGURA 6.120 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....218

FIGURA 6.121 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....219

FIGURA 6.122 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....220

- FIGURA 6.123 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....221
- FIGURA 6.124 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....222
- FIGURA 6.125 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....223
- FIGURA 6.126 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....225
- FIGURA 6.127 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....226
- FIGURA 6.128 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três

corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....227

FIGURA 6.129 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....228

FIGURA 6.130 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....229

FIGURA 6.131 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....230

FIGURA 6.132 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....231

FIGURA 6.133 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....232

FIGURA 6.134 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à

teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....233

FIGURA 6.135 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....234

FIGURA 6.136 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....235

FIGURA 6.137 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....236

FIGURA 6.138 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....236

FIGURA 6.139 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....237

FIGURA 6.140 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a

evocção (kozai+evocção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....238

FIGURA 6.141 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evocção (kozai+evocção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....239

FIGURA 6.142 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evocção (kozai+evocção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....240

FIGURA 6.143 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evocção (kozai+evocção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....241

FIGURA 6.144 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evocção (kozai+evocção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....242

FIGURA 6.145 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evocção (kozai+evocção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....243

FIGURA 6.146 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à

teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....244

FIGURA 6.147 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....245

FIGURA 6.148 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....246

FIGURA 6.149 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....247

FIGURA 6.150 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=200 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....248

FIGURA 6.151 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....249

FIGURA 6.152 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à

teoria Kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....250

FIGURA 6.153 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$ $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....252

FIGURA 6.154 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....254

FIGURA 6.155 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....255

FIGURA 6.156 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....257

FIGURA 6.157 - Variação da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveccção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três

corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	258
FIGURA 6.158 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	259
FIGURA 6.159 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	259
FIGURA 6.160 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	260
FIGURA 6.161 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	261
FIGURA 6.162 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	262
FIGURA 6.163 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força	

gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....263

FIGURA 6.164 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....264

FIGURA 6.165 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....265

FIGURA 6.166 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....266

FIGURA 6.167 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....267

FIGURA 6.168 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....268

FIGURA 6.169 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força

gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....269

FIGURA 6.170 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....270

FIGURA 6.171 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....271

FIGURA 6.172 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....272

FIGURA 6.173 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....273

FIGURA 6.174 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....274

FIGURA 6.175 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de

Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....276

FIGURA 6.176 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)** e $300 R_J$ **(e)**.....277

FIGURA 6.177 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....278

FIGURA 6.178 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....279

FIGURA 6.179 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....280

FIGURA 6.180 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....280

FIGURA 6.181 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=200 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....281

FIGURA 6.182 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força

	gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	282
FIGURA 6.183	- Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	282
FIGURA 6.184	- Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	284
FIGURA 6.185	- Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	284
FIGURA 6.186	- Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	285
FIGURA 6.187	- Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	286
FIGURA 6.188	- Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	287
FIGURA 6.189	- Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	287

- FIGURA 6.190 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....288
- FIGURA 6.191 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....289
- FIGURA 6.192 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....290
- FIGURA 6.193 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....291
- FIGURA 6.194 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....292
- FIGURA 6.195 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....293
- FIGURA 6.196 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....294
- FIGURA 6.197 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força

	gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	295
FIGURA 6.198	- Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	296
FIGURA 6.199	- Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	297
FIGURA 6.200	- Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	298
FIGURA 6.201	- Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.....	299
FIGURA 8.1	- Comportamento do ângulo crítico $((\varpi - \lambda)'_f)$, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a) , $150 R_J$ (b) , $200 R_J$ (c) , $250 R_J$ (d) , $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)	312
FIGURA 8.2	- Comportamento do ângulo crítico $((\varpi - \lambda)'_f)$, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a) , $150 R_J$ (b) , $200 R_J$ (c) , $250 R_J$ (d) , $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)	313

- FIGURA 8.3 - Comportamento do ângulo crítico $((\varpi - \lambda')_f)$, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)** e $300 R_J$ **(e)**.....314
- FIGURA 8.4 - Comportamento da excentricidade e_f da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....316
- FIGURA 8.5 - Comportamento da excentricidade e_f da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....317
- FIGURA 8.6 - Comportamento da excentricidade e_f da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)** e $300 R_J$ **(e)**.....318
- FIGURA 8.7 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....320
- FIGURA 8.8 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo

maior da partícula de 100 R_J **(a)**, 150 R_J **(b)**, 200 R_J **(c)**, 250 R_J **(d)**,
300 R_J **(e)** e 350 R_J **(f)**.....321

FIGURA 8.9 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J **(a)**, 150 R_J **(b)**, 200 R_J **(c)**, 250 R_J **(d)** e 300 R_J **(e)**.....322

FIGURA 8.10 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J **(a)**, 150 R_J **(b)**, 200 R_J **(c)**, 250 R_J **(d)**, 300 R_J **(e)** e 350 R_J **(f)**.....324

FIGURA 8.11 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J **(a)**, 150 R_J **(b)**, 200 R_J **(c)**, 250 R_J **(d)**, 300 R_J **(e)** e 350 R_J **(f)**.....325

FIGURA 8.12 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J **(a)**, 150 R_J **(b)**, 200 R_J **(c)**, 250 R_J **(d)** e 300 R_J **(e)**.....326

FIGURA 8.13 - Comportamento do argumento do pericentro, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J **(a)**, 150 R_J **(b)**, 200 R_J **(c)**, 250 R_J **(d)**, 300 R_J **(e)** e 350 R_J **(f)**.....328

FIGURA 8.14 - Comportamento do argumento do pericentro, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três

corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....329

FIGURA 8.15 - Comportamento do argumento do pericentro, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)** e $300 R_J$ **(f)**.....330

FIGURA A.1 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....336

FIGURA A.2 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....337

FIGURA A.3 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....338

FIGURA A.4 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ **(a)**, $150 R_J$ **(b)**, $200 R_J$ **(c)**, $250 R_J$ **(d)**, $300 R_J$ **(e)** e $350 R_J$ **(f)**.....339

FIGURA A.5 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a

função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....340

FIGURA A.6 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....341

FIGURA A.7 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....342

FIGURA A.8 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....343

FIGURA A.9 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....344

FIGURA A.10 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....345

- FIGURA A.11 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....346
- FIGURA A.12 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....347
- FIGURA A.13 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....348
- FIGURA A.14 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....349
- FIGURA A.15 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....350
- FIGURA A.16 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), 150

R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).....351

FIGURA A.17 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).....352

FIGURA A.18 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).....353

FIGURA A.19 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).....354

FIGURA A.20 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).355

FIGURA A.21 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d) e 300 R_J (f).....356

- FIGURA A.22 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....357
- FIGURA A.23 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....358
- FIGURA A.24 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).....359
- FIGURA A.25 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....360
- FIGURA A.26 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....361
- FIGURA A.27 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando

a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....362

FIGURA A.28 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....363

FIGURA A.29 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....364

FIGURA A.30 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....365

FIGURA A.31 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....366

FIGURA A.32 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da

partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveccção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....367

FIGURA A.33 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveccção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....368

FIGURA A.34 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveccção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....369

FIGURA A.35 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveccção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....370

FIGURA A.36 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveccção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)371

FIGURA A.37 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando

a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....372

FIGURA A.38 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)373

FIGURA A.39 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)374

FIGURA A.40 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)375

FIGURA A.41 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)376

FIGURA A.42 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a

soma das parcelas da função perturbadora referentes à eveccção e a eveccção dos nodos (eveccção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)377

FIGURA A.43 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à eveccção e a eveccção dos nodos (eveccção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)378

FIGURA A.44 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à eveccção e a eveccção dos nodos (eveccção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).379

FIGURA A.45 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à eveccção e a eveccção dos nodos (eveccção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)380

FIGURA A.46 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à eveccção e a eveccção dos nodos (eveccção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)381

FIGURA A.47 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula,

comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)382

FIGURA A.48 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)383

FIGURA A.49 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)384

FIGURA A.50 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)385

FIGURA A.51 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e)386

FIGURA A.52 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a

soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)387

FIGURA A.53 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)388

FIGURA A.54 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e)389

FIGURA A.55 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....390

FIGURA A.56 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)391

FIGURA A.57 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da

partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).....392

FIGURA A.58 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)393

FIGURA A.59 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)394

FIGURA A.60 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e)395

FIGURA A.61 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)396

FIGURA A.62 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando

a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)397

FIGURA A.63 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ 398

FIGURA A.64 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....399

FIGURA A.65 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....400

FIGURA A.66 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ 401

FIGURA A.67 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da

partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....402

FIGURA A.68 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....403

FIGURA A.69 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).....404

FIGURA A.70 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....405

FIGURA A.71 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....406

FIGURA A.72 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula,

comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).....407

FIGURA A.73 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....408

FIGURA A.74 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f)409

FIGURA A.75 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e)410

FIGURA A.76 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....411

FIGURA A.77 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....412

	R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).....	412
FIGURA A.78 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d) e 300 R_J (e).....		413
FIGURA A.79 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).....		414
FIGURA A.80 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).....		415
FIGURA A.81 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d) e 300 R_J (e).....		416
FIGURA A.82 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).....		417
FIGURA A.83 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais		

$e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b),
 $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).....418

FIGURA A.84 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula,
 comparando a função perturbadora completa (soma) com a força
 gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais
 $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b),
 $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ 419

LISTA DE TABELAS

TABELA 1 – Satélites regulares de Júpiter	35
TABELA 2 – Satélites irregulares prógrados de Júpiter	42
TABELA 3 – Satélites irregulares retrógrados de Júpiter.....	42
TABELA 4 – Novos satélites irregulares de Júpiter descobertos em 2003.....	42

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	62
1.1 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	63
2 SATÉLITES NATURAIS	65
2.1 SATÉLITES IRREGULARES.....	65
2.2 OS SATÉLITES DE JÚPITER.....	65
3 RESSONÂNCIAS	69
3.1 A EVECÇÃO LUNAR.....	69
3.2 A RESSONÂNCIA DE EVECÇÃO.....	70
3.3 A RESSONÂNCIA KOZAI.....	71
4 MODELOS UTILIZADOS	73
4.1 PROBLEMA DE DOIS CORPOS.....	73
4.1.1 Equação do movimento.....	73
4.1.2 Elementos Orbitais.....	74
4.1.3 Problema de dois corpos perturbado.....	75
4.2. EQUAÇÕES PLANETÁRIAS DE LAGRANGE.....	76
5 MODELOS DINÂMICOS – A FUNÇÃO PERTURBADORA – CASO PLANO	78
5.1 INTEGRAÇÃO DIRETA (NOMINAL)	78
5.2 INTEGRAÇÃO PERTURBADA (PERTURBADA)	79
5.3 ESTUDO NUMÉRICO - RESULTADOS.....	81
6 MODELOS DINÂMICOS – FUNÇÃO PERTURBADORA COMPLETA	89
6.1 - ESTUDO NUMÉRICO - RESULTADOS.....	96
6.2 O ÂNGULO CRÍTICO.....	97
6.3 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA REFERENTE À EVECÇÃO.....	97
6.3.1 Ângulo Crítico.....	97
6.3.2 Excentricidade.....	102
6.3.3 Inclinação.....	110
6.3.4 Longitude do Nodo Ascendente	118
6.3.5 Argumento do Pericentro	124
6.4 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA REFERENTE À TEORIA KOZAI.....	134
6.4.1 Ângulo Crítico.....	134
6.4.2 Excentricidade	140
6.4.3 Inclinação	149
6.4.4 Longitude do Nodo Ascendente	159
6.4.5 Argumento do Pericentro	168
6.5 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA REFERENTE À EVECÇÃO DOS NODOS.....	178
6.5.1 Ângulo Crítico	178
6.5.2 Excentricidade.....	183
6.5.3 Inclinação.....	184
6.5.4 Longitude do Nodo Ascendente	189

6.5.5 Argumento do Pericentro.....	195
6.6 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA EVECÇÃO + PARCELA EVECÇÃO DOS NODOS.....	201
6.6.1 Ângulo Crítico	201
6.6.2 Excentricidade	206
6.6.3 Inclinação.....	206
6.6.4 Longitude do Nodo Ascendente.....	212
6.6.5 Argumento do Pericentro	218
6.7 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA KOZAI + PARCELA EVECÇÃO	224
6.7.1 Ângulo Crítico.....	224
6.7.2 Excentricidade	228
6.7.3 Inclinação	233
6.7.4 Longitude do Nodo Ascendente	238
6.7.5 Argumento do Pericentro.....	244
6.8 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA KOZAI + PARCELA EVECÇÃO DOS NODOS.....	250
6.8.1 Ângulo Crítico	250
6.8.2 Excentricidade	256
6.8.3 Inclinação	256
6.8.4 Longitude do Nodo Ascendente	261
6.8.5 Argumento do Pericentro	267
6.9 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS MODELO COMPLETO.....	273
6.9.1 Ângulo Crítico.....	273
6.9.2 Excentricidade	277
6.9.3 Inclinação	283
6.9.4 Longitude do Nodo Ascendente	288
6.9.5 Argumento do Pericentro	293
7 CONTRIBUIÇÃO DAS PARCELAS DA FUNÇÃO PERTURBADORA PARA A RESSONÂNCIA DE EVECÇÃO.....	300
7.1 CONTRIBUIÇÃO DE R_K	300
7.1.1 Longitude do Nodo Ascendente.....	300
7.1.2 Argumento do Pericentro.....	301
7.2 – CONTRIBUIÇÃO DE R_I	303
7.2.1 Longitude do Nodo Ascendente.....	303
7.2.2 Argumento do Pericentro.....	304
7.3 – CONTRIBUIÇÃO DE R_E	305
7.3.1 Longitude do Nodo Ascendente.....	306
7.3.2 Argumento do Pericentro.....	307
8 ELEMENTOS FORÇADOS.....	310
8.1 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS – EVECÇÃO FORÇADA.....	310
8.1.1 O ângulo Crítico $(\varpi - \lambda)_f$	310
8.1.2 A Excentricidade e_f	315

8.1.3 A Inclinação i_f	319
8.1.4 A Longitude do Nodo Ascendente Ω_f	323
8.1.5 O Argumento do Pericentro ω_f	327
9 CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	331
9.1 PROPOSTAS FUTURAS.....	332
REFERÊNCIAS.....	333
APÊNDICE A.....	336

1 INTRODUÇÃO

Satélites regulares são aqueles que apresentam órbitas de baixas excentricidades e giram próximos do plano do equador planetário, geralmente com uma pequena inclinação em relação a ele. Os satélites irregulares têm órbitas com altas excentricidades, estão mais afastadas do planeta e são mais inclinadas em relação ao equador do planeta. Na região em que estão à perturbação do Sol e até de outros planetas, provoca grandes mudanças em relação à órbita kepleriana.

Devido ao grande avanço da tecnologia espacial o número de satélites irregulares conhecidos vem aumentando rapidamente nos últimos anos.

O estudo das perturbações que agem sobre estes satélites contribui para explicar a origem e estabilidade da órbita destes corpos celestes. Uma dessas perturbações é a ressonância de eveção que se caracteriza por ser um fenômeno no qual o pericentro da órbita da partícula fica preso na direção do corpo perturbador e ocorre para os satélites mais afastados do planeta, portanto, os irregulares. A correção da eveção depende da diferença entre as longitudes do satélite e do Sol. Outra perturbação no movimento desses satélites de altas inclinações se dá quando o argumento do pericentro circula ou libra em torno de 90° ou 270° , nesse caso nos referimos à ressonância Kozai (Kozai 1962).

Neste trabalho, é feito um estudo semi-analítico dos efeitos da ressonância de eveção no movimento orbital dos satélites irregulares do planeta Júpiter, utilizando a função perturbadora desenvolvida por Cuk et al. (2004). A função contém termos das ressonâncias de eveção e Kozai. O princípio da média é aplicado nos termos da função perturbadora somente no movimento orbital do satélite e deixamos de aplicá-lo sobre a longitude aparente do Sol.

A função perturbadora é dividida em três parcelas que carregam a ressonância de eveção, eveção dos nodos e a teoria Kozai. É feito um estudo de cada uma dessas parcelas e aos pares, com objetivo de inferir sobre as influências da função perturbadora no comportamento dos elementos orbitais de uma partícula nas

vizinhanças habitadas pelos satélites irregulares de Júpiter, verificando dessa forma as condições adequadas e possíveis para os efeitos da ressonância de evecção.

1.1 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Existem diversos trabalhos em que os autores estudaram as perturbações que envolvem três e quatro corpos utilizando-se de diferentes aproximações. A maioria destes estudos está relacionada com a perturbação luni-solar sobre um satélite em órbita ao redor da Terra.

Kozai (1959) desenvolveu os principais termos seculares e de longo período da função perturbadora devida à atração gravitacional luni-solar em termos dos elementos orbitais do satélite, do Sol e da Lua.

No presente trabalho será estudado a função perturbadora expandida em polinômios de Legendre, referente às perturbações do Sol na órbita dos satélites irregulares de Júpiter.

O estudo sobre a dinâmica dos satélites irregulares dos planetas gigantes ainda é bem recente, pois somente com o descobrimento de dezenas de satélites irregulares nos últimos oito anos é que se tem aberto novas perspectivas para o estudo desses satélites (Carruba 2004).

Apresentaremos a seguir, resumidamente, algumas abordagens feitas nos estudos dos satélites irregulares.

Carruba et al (2002) estudou um modelo analítico da ressonância Kozai baseado no desenvolvimento secular da função perturbadora e fazendo média em cima das anomalias médias dos corpos perturbador e perturbado. Em seu trabalho ele constatou que são possíveis dois tipos de ações nesse modelo: para inclinações menores que $39^{\circ},23$ ou inclinações maiores que $140^{\circ},77$ o argumento do pericentro circula livremente de 0° a 360° , enquanto que para inclinações intermediárias o argumento do pericentro pode librar em torno de $\pm 90^{\circ}$.

Nesvorný et al (2003) no estudo da evolução orbital e colisional dos satélites irregulares, concluiu que de modo geral a ressonância Kozai não foi um mecanismo de

captura, caso contrário, não seria observado atualmente uma grande quantidade dessas luas nessa ressonância.

Carruba et al. (2004) concentrou-se em identificar a região caótica da transição entre circulação e libração para a ressonância Kozai, em particular para o satélite saturniano Kiviuq, cuja órbita é muito fechada para a ressonância Kozai. O principal objetivo foi procurar entender a origem do caos e os efeitos da migração planetária.

Yokoyama et al. (2003) estudou a estabilidade dos satélites irregulares de Júpiter, incluindo os efeitos dos quatro planetas gigantes e o Sol. Determinou algumas regiões onde estes satélites não podem ser encontrados devido à ação Kozai e outras ressonâncias.

Cuk et al. (2004) incorpora a ressonância de eveção e outros termos da teoria lunar na precessão da longitude do pericentro no conjunto de equações Kozai. Para mostrar isso, deriva a dependência da eveção em termos da excentricidade e inclinação.

Compara seus dados com a integração numérica direta, discute possíveis significados das ressonâncias seculares para a origem dos satélites irregulares. Usando este método, gera gráficos com as localizações da ressonância secular e nota que a distribuição de satélites irregulares não é aleatória. Conclui que a grande maioria dos satélites irregulares está em ressonância secular, com pericentros praticamente estacionários.

Todos esses trabalhos apresentam contribuições fundamentais na área e possuem enfoques semi-analíticos, ricos em derivações de equações e integrações numéricas.

2 SATÉLITES NATURAIS

2.1 SATÉLITES IRREGULARES

Os irregulares têm órbitas que apresentam altas excentricidades e são mais inclinadas em relação ao equador do planeta, podendo até serem retrógradas.

Os satélites irregulares possuem uma variada distribuição orbital, que se estende até perto do limite de estabilidade orbital (região do espaço onde a influência gravitacional do planeta é mais intensa que a interação gravitacional do sol), na região em que estão a perturbação do Sol, e até de outros planetas, provocam grandes mudanças em relação à órbita kepleriana. Em geral, esses satélites, são asteróides de pequeno porte, em média entre 2 km e 10 km de diâmetro, acredita-se que os satélites irregulares formaram-se em lugares distantes daqueles em que se encontram hoje.

O aperfeiçoamento dos telescópios levou ao descobrimento de mais de 100 novos satélites irregulares nos últimos oito anos, o que tem aberto novas perspectivas para o estudo da dinâmica destes satélites. Os satélites irregulares são observados em grupos, o que indica que podem ter ocorrido colisões e o rompimento da estrutura original desses satélites. As órbitas longínquas, alongadas e inclinadas em relação ao planeta, sugerem capturas, o que poderia explicar a distribuição aleatória de inclinações. Ainda não são conhecidos satélites irregulares que tenham inclinações (em relação à eclíptica) entre 55° e 141° (Carruba 2004).

2.2 OS SATÉLITES DE JÚPITER

Os satélites de Júpiter são normalmente divididos em categorias: os regulares (quatro pequenos satélites muito próximos do planeta, e quatro grandes satélites chamados de galileanos), que seguem órbitas circulares no plano equatorial do planeta e os irregulares, com órbitas de altas excentricidades e inclinações. Neste grupo ainda

se distinguem os que têm órbitas retrógradas (no sentido contrário ao da rotação própria do planeta) dos que seguem no sentido direto.

Os satélites prógrados por seu lado podem ser agrupados em função de suas distâncias ao planeta. As seguintes tabelas mostram dados dos elementos orbitais dos satélites de Júpiter divididos em regulares, irregulares prógrados, irregulares retrógrados e novos satélites cujos elementos orbitais ainda não foram bem determinados (Gladman et al. 2001, Shepard e Jewit 2003):

Tabela 1 – Satélites regulares de Júpiter

Nome	a (km)	i (graus)	e	ω (graus)	Ω (graus)	M (graus)
PEQUENOS SATÉLITES INTERNOS REGULARES						
Metis	128100	0.021	0.001	40.7	138.1	181.6
Adrastéia	128900	0.027	0.002	21.2	167.4	143.5
Amaltéia	181400	0.389	0.003	147.8	112.3	189.8
Tebe	221900	1.070	0.018	233.5	235.9	136.4
GRANDES SATÉLITES GALILEANOS						
Io	421800	0.036	0.000	268.7	44.3	157.2
Europa	671100	0.467	0.000	225.8	219.6	33.8
Ganímedes	1070400	0.172	0.001	192.3	65.7	315.5
Calisto	1882700	0.307	0.007	46.2	305.3	181.2

Tabela 2 – Satélites irregulares prógrados de Júpiter

Nome	a (km)	i (graus)	e	ω (graus)	Ω (graus)	M (graus)
GRUPO THEMISTO						
Themisto	7507000	43.08	0.242	240.7	201.5	134.2
GRUPO HIMÁLIA						
Leda	11165000	27.46	0.164	272.3	217.1	228.1
Himália	11461000	27.50	0.162	332.0	57.2	68.1
Lisitéia	11717000	28.30	0.112	49.5	5.5	329.1
Elara	11741000	26.63	0.217	153.6	109.4	333.0
S/2000 J11	12555000	28.30	0.248	178.0	290.9	169.9
GRUPO CARPO						
Carpo	16989000	51.4	0.430	90.0	60.9	242.8

Tabela 3 – Satélites irregulares retrógrados de Júpiter

Nome	a (km)	i (graus)	e	ω (graus)	Ω (graus)	M (graus)
GRUPO ANANKE						
Eupórie	19302000	145.8	0.144	74.6	64.9	293.0
Ortósie	20721000	145.9	0.281	230.5	223.6	326.8
Euante	20799000	148.9	0.232	316.0	271.0	130.5
Tione	20940000	148.5	0.229	89.1	243.0	26.6
Mneme	21069000	148.6	0.227	41.7	18.1	338.9
Harpalique	21105000	148.6	0.226	129.9	40.0	120.4
Hermipe	21131000	150.7	0.210	298.7	347.2	276.4
Praxidique	21147000	149.0	0.230	209.7	285.2	21.8
Telxione	21162000	151.4	0.221	179.8	206.2	194.0
Iocaste	21269000	149.4	0.215	80.0	271.3	129.8
Ananque	21276000	148.9	0.244	100.6	7.6	248.8
GRUPO CARME						
Arche	22931000	165.0	0.259	161.1	350.7	126.7
Pasite	23096000	165.1	0.267	253.3	338.7	272.7
Chaldene	23179000	165.2	0.251	282.5	148.7	131.6
Kale	23217000	165.0	0.260	44.4	56.4	286.4
Isonoe	23217000	165.2	0.246	145.6	149.8	345.4
Aitne	23231000	165.1	0.264	122.2	24.5	153.9
Erinome	23279000	164.9	0.266	356.0	321.7	131.1
Taigete	23360000	165.2	0.252	241.1	313.3	317.9
Carme	23404000	164.9	0.253	28.2	113.7	234.0
Kalique	23583000	165.2	0.245	216.6	38.7	116.3
Euquelade	23661000	165.5	0.272	325.6	206.3	98.4
Kalichore	24043000	165.5	0.264	18.5	41.5	319.4
GRUPO PASIFAE						
Helique	21263000	154.8	0.156	314.7	100.3	36.2
Euridome	22865000	150.3	0.176	241.6	307.4	340.7
Autonoe	23039000	152.9	0.334	60.2	275.6	182.7
Sponde	23487000	151.0	0.312	79.1	129.1	216.8
Pasifae	23624000	151.4	0.409	170.5	313.0	280.2
Megaclite	23806000	152.8	0.421	302.3	304.6	352.5
Sinope	23939000	158.1	0.250	346.4	303.1	168.4
Hegemone	23947000	155.2	0.328	235.4	327.6	98.73
Aoede	23981000	158.3	0.432	74.5	187.1	74.0
Calirroo	24102000	147.1	0.283	49.3	281.1	321.7
Cilene	24349000	149.3	0.319	214.0	266.4	000.4
Kore	24543000	145.0	0.325	152.4	324.7	247.1

Tabela 4 – Novos satélites irregulares de Júpiter descobertos em 2003

Nome	a (km)	i (graus)	e	ω (graus)	Ω (graus)	M (graus)
s/2003 J02	28570410	151.8	0.380	0.0	0.0	0.0
s/2003 J03	18339885	143.7	0.241	0.0	0.0	0.0
s/2003 J04	23257920	144.9	0.204	0.0	0.0	0.0
s/2003 J05	24084180	165.0	0.210	0.0	0.0	0.0
s/2003 J09	22441680	164.5	0.269	0.0	0.0	0.0
s/2003 J10	24249600	164.1	0.214	0.0	0.0	0.0
s/2003 J12	19002480	145.8	0.376	0.0	0.0	0.0
s/2003 J15	22000000	140.8	0.110	0.0	0.0	0.0
s/2003 J16	21000000	148.6	0.270	0.0	0.0	0.0
s/2003 J17	22000000	163.7	0.190	0.0	0.0	0.0
s/2003 J18	20700000	146.5	0.119	0.0	0.0	0.0
s/2003 J19	22800000	162.9	0.334	0.0	0.0	0.0
s/2003 J23	24055500	149.2	0.309	0.0	0.0	0.0

3 RESSONÂNCIAS

3.1 A EVECÇÃO LUNAR

O fenômeno da evecção já era conhecido por Hiparco, dois séculos antes de Cristo, e é causada pela atração do Sol, alterando significativamente a posição da linha das apsides durante a revolução da lua. A evecção provoca a alteração da excentricidade da órbita da Lua, fazendo com que ela oscile entre os valores 0,0432 e 0,0666.

A evecção é a maior perturbação periódica na longitude da lua. O termo completo do coeficiente do argumento em $\lambda - 2\lambda' + \varpi$ em $\delta\psi$ (onde λ é a longitude média da Lua, λ' a longitude aparente do Sol e ϖ é a longitude do pericentro da Lua e $\delta\psi$ a variação do ângulo que separa os dois corpos) de acordo com a teoria de Brown, é $+ 1^{\circ}16'26''$ (Brouwer e Clemence 1961).

A importância do termo é causada pela ausência de um múltiplo de λ no argumento $2\lambda - 2\varpi$ da função perturbadora. O divisor introduzido na integração tem como fator n' (movimento aparente do Sol), enquanto habitualmente, para termos que têm um múltiplo de λ no argumento, o fator é n (movimento aparente do satélite).

O divisor reduz-se a um fator comum n'^2 da função perturbadora para n' , o que resulta em um termo com fator m ($m = n'/n$), ao invés de m^2 . Na teoria planetária existem muitos exemplos de pequenos termos na função perturbadora que produzem grande perturbação na longitude. As maiores e principais perturbações no movimento planetário são de longos períodos na longitude média. Elas surgem de combinações lineares $p\lambda - q\lambda'$ das longitudes médias de dois planetas em que $pn - qn'$ é pequeno quando comparado com n e n' . Na integração de $(\delta\lambda) = -\iint \frac{3}{a^2} \frac{\partial R}{\partial \lambda} dt dt$ é introduzido um quadrado no denominador.

A grande causa do coeficiente do termo principal da evecção na longitude da lua é claramente diferente, a sua importância provém da ausência de λ no argumento do termo em R que produz esta perturbação.

3.2 A RESSONÂNCIA DE EVECÇÃO

Devido à perturbação de terceiro corpo o pericentro da órbita da partícula avança continuamente. Esse efeito é conhecido como precessão do pericentro. Com o aumento do semi-eixo esse efeito se acentua até chegar ao ponto em que a velocidade de precessão é igual à velocidade de giro aparente do Sol em torno do planeta, nesse momento o pericentro da órbita da partícula fica preso na direção do corpo perturbador, ocorrendo dessa forma a ressonância de evecção (Vieira neto, 2006).

A ressonância de evecção ocorre para os satélites mais afastados do planeta, portanto, os irregulares.

A figura 3.1 mostra o pericentro alinhado com a longitude aparente do Sol ($\varpi - \lambda' = 0^\circ$)

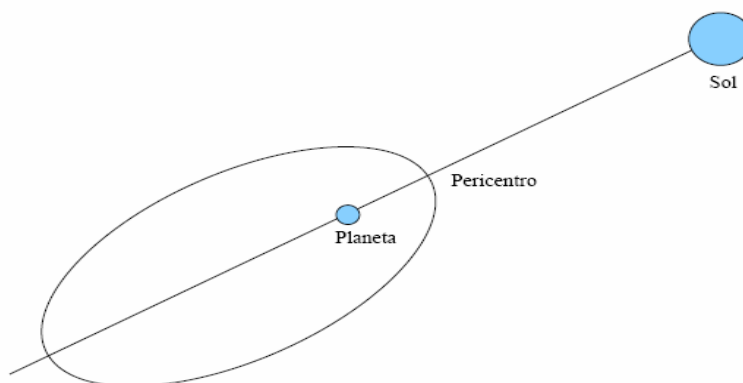


Figura 3.1 - O pericentro alinhado com a longitude aparente do Sol

A figura 3.2 mostra o pericentro anti-alinhado ($\varpi - \lambda' = 180^\circ$)

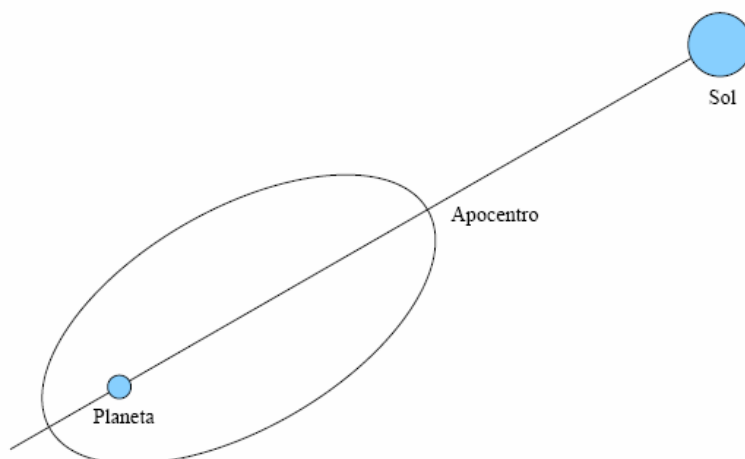


Figura 3.2 - Pericentro anti-alinhado com a longitude aparente do Sol

3.3 A RESSONÂNCIA KOZAI

Desde o começo da segunda metade do século passado os efeitos de perturbações luni-solares sobre órbitas de satélites artificiais têm sido considerados, sendo um dos trabalhos pioneiros o artigo de Kozai (1959).

Devido à perturbação solar, para pequenos valores de inclinação da órbita destes satélites, as perturbações provocam a precessão do pericentro. Para alguns valores da inclinação, a precessão do pericentro é substituída por uma libração que ocorrem em torno de 90° ou 270° .

Para um corpo com semi-eixo maior a , excentricidade e e inclinação i , em órbita de um corpo perturbado, o valor $\sqrt{(1-e^2)} \cos i$ é conservado, conseqüentemente, podem ocorrer perturbações entre a inclinação e a excentricidade da órbita.

O ângulo mínimo da inclinação, é chamado de ângulo de ressonância Kozai e é dado por $\arccos\left(\sqrt{\frac{3}{5}}\right) \approx 39,2^\circ$ ou para satélites retrógrados esta inclinação é de $140,8^\circ$.

Este efeito foi descrito por Yoshihide Kozai (1962) analisando a órbita de asteróides. E desde então, a ressonância Kozai tem sido um importante fator no estudo da formação das órbitas no sistema solar (satélites irregulares de planetas, objetos trans-Netunianos, raros planetas extrasolares e sistema múltiplos de estrelas).

A ressonância Kozai ocorre em lugares restritos, sendo possíveis somente em órbitas de alguns sistemas, por exemplo: para os satélites regulares, se a órbita de um satélite em volta do planeta possui alta inclinação então a excentricidade da órbita aumentará o que provoca uma grande aproximação do satélite que será destruído por forças de maré; para os satélites irregulares, o crescimento da excentricidade resultará em colisões com os satélites regulares, com o planeta, ou então, provocará o crescimento do apocentro, podendo lançar o satélite fora do limite de estabilidade orbital.

4 MODELOS UTILIZADOS

4.1 PROBLEMA DE DOIS CORPOS

O problema de dois corpos estuda o movimento de dois corpos considerando somente a interação gravitacional entre ambos. O problema possui solução analítica, tais soluções descrevem curvas geométricas que podem ser elipses (curvas fechadas), parábolas ou hipérbolas (curvas abertas).

Em Astronomia, o problema do movimento dos planetas ao redor do Sol pode, em primeira aproximação, ser reduzido a um problema de dois corpos, quando então é considerada apenas a interação gravitacional entre o Sol e o corpo em questão (planeta, asteróide, cometa, etc.) desprezando-se assim, as interações entre o Sol e os demais planetas e dos demais planetas com o planeta em questão.

Outra aplicação prática do problema de dois corpos é o do cálculo das órbitas de satélites artificiais ao redor da Terra.

4.1.1 Equação do movimento

O movimento relativo de uma partícula de massa m_2 em relação a uma partícula de massa m_1 pode ser descrito pela equação (Murray & Dermot 1999):

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\mu \frac{\mathbf{r}}{r^3} \quad (4.1)$$

onde $\mu = G(m_1 + m_2)$, G é a constante da gravidade e \mathbf{r} é a distância da partícula de massa menor à partícula de maior massa.

Integrando a equação (4.1), determina-se a equação da trajetória, escrita em coordenadas polares como:

$$r = \frac{p}{1 + e \cos f} \quad (4.2)$$

A equação 4.2 é chamada de equação das cônicas. Neste trabalho será analisado o caso elíptico, onde:

p é o *semi-latus rectum*, onde $p = a(1 - e^2)$;

e é a excentricidade, que varia no intervalo $0 \leq e < 1$;

f é a anomalia verdadeira, que varia no intervalo de 0° a 360° .

4.1.2 Elementos Orbitais

As grandezas $(a, e, i, \Omega, \omega, f)$ são chamadas elementos orbitais ou keplerianos, e eles especificam completamente a órbita do satélite para o problema de dois corpos (Figura 3).

A dimensão e formato da órbita são especificados pelo semi-eixo maior (a) e pela excentricidade (e).

A orientação do plano orbital é dada pela inclinação (i), que determina o quanto o plano orbital está inclinado em relação ao plano de referência (plano equatorial do planeta). Este ângulo pode variar de 0° a 180° . Se $i < 90^\circ$ o movimento é chamado de prógrado ou direto, enquanto se $i \geq 90^\circ$ o movimento é chamado de retrógrado. Outro ângulo que especifica a órbita do satélite é longitude do nodo ascendente (Ω), é o ângulo em que o plano orbital cruza o plano equatorial do planeta, a partir de uma direção de referência, chamada de ponto gama (γ) ou ponto vernal. Este ângulo pode variar de 0° a 360° .

A orientação da órbita em seu próprio plano orbital é especificada pelo argumento do pericentro (ω).

Um sexto elemento é o tempo (ou época) da passagem pelo pericentro (τ), que juntos com outros elementos, posicionam a partícula na órbita em qualquer tempo.

Esses seis parâmetros são equivalentes para especificar a posição e velocidade em um sistema de referência cartersiano.

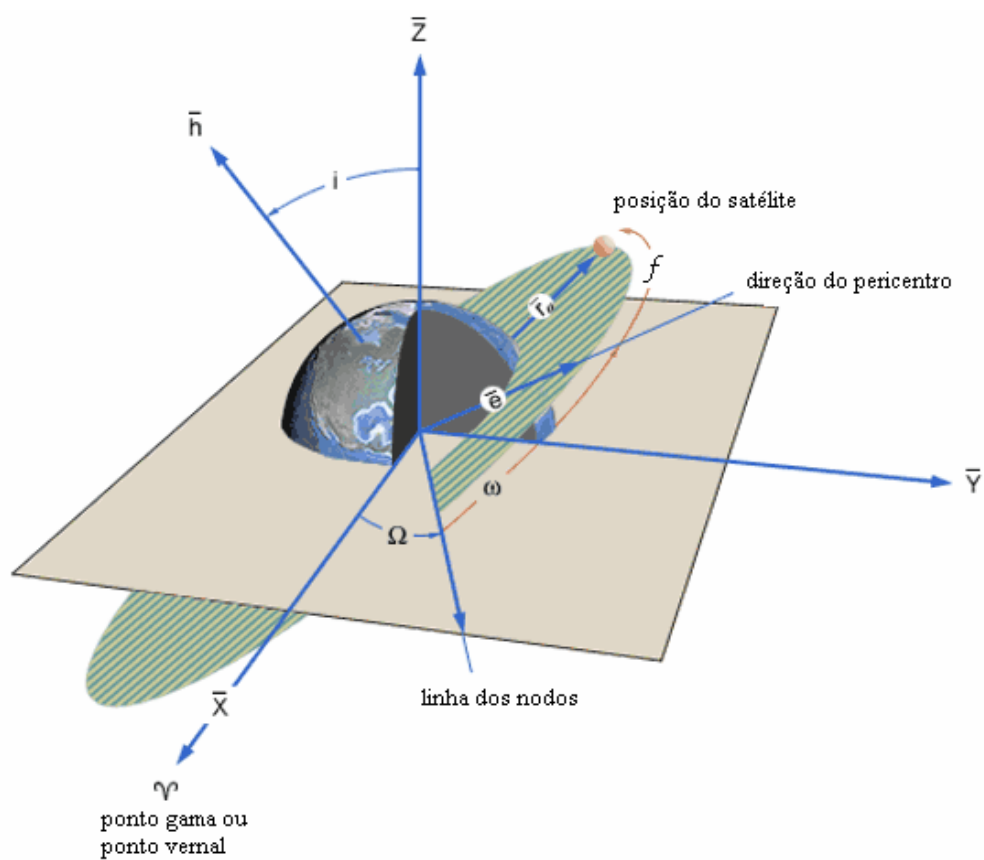


Figura 4.1 – Órbita no espaço. Fonte: adaptado de Bate et al. (1971).

4.1.3 Problema de dois corpos perturbado

O problema a ser estudado é o de dois corpos, perturbado por um terceiro (Figura4.2).

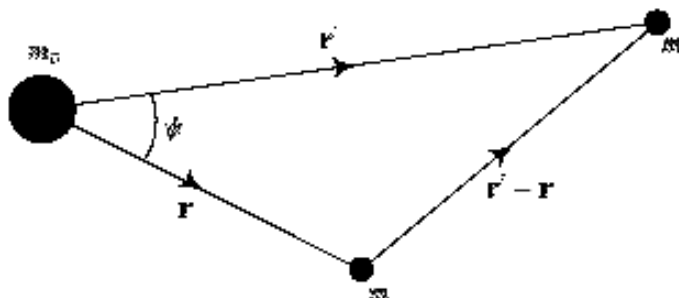


Figura 4.2 - Posição dos vetores r e r' para duas massas m e m' , em relação a uma massa central m_c e ψ é o ângulo entre os vetores posição.

Consideremos o planeta Júpiter como o corpo central e o Sol como o perturbador externo. No caso, a função perturbadora descrevendo a influência do Sol na partícula é (Murray & Dermott 1999):

$$R = \frac{\mu'}{r'} \sum_{l=2}^{\infty} \left(\frac{r}{r'} \right)^l P_l(\cos \psi) \quad (4.3)$$

onde $\mu' = Gm'$ é a massa solar vezes a constante gravitacional, r e r' são a distância da partícula e do Sol, respectivamente, ao planeta, enquanto ψ é o ângulo entre os seus vetores posição. $P_l(\cos \psi)$ são os polinômios de Legendre de ordem l com argumento $\cos \psi$.

4.2. EQUAÇÕES PLANETÁRIAS DE LAGRANGE

A expansão da função perturbadora fornece a dependência do potencial perturbador em relação aos elementos orbitais. As variações orbitais, da partícula estudada, serão obtidas através do conjunto de equações planetárias de Lagrange (Danby 1992).

As equações do movimento são:

para o semi-eixo maior

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{na} \frac{\partial R}{\partial \sigma} \quad (4.5)$$

para a excentricidade

$$\frac{de}{dt} = \frac{(1-e^2)}{na^2 e} \frac{\partial R}{\partial \sigma} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial R}{\partial \omega} \quad (4.6)$$

para a inclinação

$$\frac{di}{dt} = \frac{\cos i}{na^2 \sqrt{1-e^2} \operatorname{seni}} \frac{\partial R}{\partial \omega} - \frac{1}{na^2 \sqrt{1-e^2} \operatorname{seni}} \frac{\partial R}{\partial \Omega} \quad (4.7)$$

para a longitude do nodo ascendente

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{1}{na^2 \sqrt{1-e^2} \operatorname{seni}} \frac{\partial R}{\partial i} \quad (4.8)$$

para o argumento do pericentro

$$\frac{d\omega}{dt} = -\frac{\cos i}{na^2 \sqrt{1-e^2} \operatorname{seni}} \frac{\partial R}{\partial i} + \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial R}{\partial e} \quad (4.9)$$

para a época de passagem pelo pericentro

$$\frac{d\sigma}{dt} = -\frac{(1-e^2)}{na^2 e} \frac{\partial R}{\partial e} - \frac{2}{na} \frac{\partial R}{\partial a} \quad (4.10)$$

5 – MODELOS DINÂMICOS – A FUNÇÃO PERTURBADORA – CASO PLANO

Existem três métodos fundamentais de perturbação (Rao 1986): métodos analíticos, métodos numéricos e métodos semi-analíticos. Os métodos analíticos são muito econômicos em termos de gasto computacional, mas as manipulações matemáticas são laboriosas, resultados de baixa precisão, válidas por tempos determinados, impedem que sejam usadas com mais frequência. Os métodos numéricos incluem modelos mais realísticos de forças perturbadoras e fornecem resultados de melhor precisão, mas sua desvantagem principal é o gasto com computação. Os métodos semi-analíticos combinam a eficiência dos métodos analíticos com a precisão dos métodos numéricos resolvendo uma parte do problema analiticamente e outra parte por integração numérica.

Neste capítulo é feita uma exploração numérica das equações do movimento de uma partícula ao redor de Júpiter sob dois aspectos: 1) integração direta (nominal), onde os elementos orbitais do Sol e da partícula são convertidos em coordenadas cartesianas e livre da ação perturbadora do Sol; 2) integração das equações planetárias de Lagrange, que será chamada de dinâmica perturbada para verificar o comportamento dos elementos orbitais da partícula perturbada pela ação do Sol. O objetivo é a comparação do comportamento da excentricidade e do argumento do pericentro diante das integrações nominal e perturbada.

5.1 INTEGRAÇÃO DIRETA (NOMINAL)

O programa nominal foi desenvolvido em unidades adimensionais e os elementos orbitais da partícula e do Sol transformados em coordenadas retangulares, usando a força gravitacional de Newton com três corpos.

5.2 INTEGRAÇÃO PERTURBADA (PERTURBADA)

Neste programa consideramos em primeiro lugar que a partícula está em uma órbita plana (coincidente a eclíptica) ao redor de Júpiter, portanto, inclinação, longitude dos nodos, argumento do pericentro e anomalia verdadeira iguais à zero.

Também não utilizamos nenhum tipo de média sobre os ângulos da função perturbadora.

O programa da dinâmica perturbada foi desenvolvido utilizando as equações planetárias de Lagrange (Danby 1992) em unidades adimensionais utilizando a função perturbadora (equação 4.3).

Considerando as condições estabelecidas para o programa da dinâmica perturbada podemos reescrever equações planetárias de Lagrange. Assim, temos

para o semi-eixo maior

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{na} \frac{\partial R}{\partial \sigma} \quad (5.1)$$

para a excentricidade

$$\frac{de}{dt} = \frac{(1-e^2)}{na^2e} \frac{\partial R}{\partial \sigma} - \frac{\sqrt{(1-e^2)}}{na^2e} \frac{\partial R}{\partial \omega} \quad (5.2)$$

para o argumento do pericentro

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\sqrt{(1-e^2)}}{na^2e} \frac{\partial R}{\partial e} \quad (5.3)$$

para a época de passagem pelo pericentro

$$\frac{d\sigma}{dt} = -\frac{2}{na} \frac{\partial R}{\partial a} - \frac{\sqrt{(1-e^2)}}{na^2e} \frac{\partial R}{\partial e} \quad (5.4)$$

Calculamos analiticamente as derivadas parciais de R , e obtivemos:

para o semi-eixo maior

$$\frac{\partial R}{\partial a} = \frac{\mu'}{r^3} r(3\cos^2\psi - 1) \frac{\partial r}{\partial a} \quad (5.5)$$

para a excentricidade

$$\frac{\partial R}{\partial e} = \frac{\mu'}{r^3} r(3\cos^2\psi - 1) \frac{\partial r}{\partial e} \quad (5.6)$$

para o argumento do pericentro

$$\frac{\partial R}{\partial \omega} = \frac{\mu'}{r^3} r^2 3\cos\psi \frac{\partial \cos\psi}{\partial f} \quad (5.7)$$

para a época da passagem pelo pericentro

$$\frac{\partial R}{\partial \sigma} = 0 \quad (5.8)$$

Utilizando relações da trigonometria esférica expande-se o ângulo

$$\cos\psi = \cos(t)\cos(\omega + f) + \text{sen}(t).\text{sen}(\omega + f) \quad (5.9)$$

Obtém-se a derivada parcial

$$\frac{\partial \cos \psi}{\partial f} = -\cos(t) \operatorname{sen}(\omega + f) + \operatorname{sen}(t) \cos(\omega + f) \quad (5.10)$$

As discussões e comparação dos resultados entre os modelos perturbado e nominal serão discutidas na seção resultados

5.3 ESTUDO NUMÉRICO – RESULTADOS

As curvas obtidas são das variações temporais da excentricidade e argumento do pericentro através de integrações numéricas.

Os dados foram gerados com a utilização do compilador de Fortran Force 2.0, utilizando o método de extrapolação Bulirsch e Stoer.

Os gráficos das órbitas foram gerados com a utilização do programa gnuplot 4.0.

Os elementos orbitais aparentes do Sol em relação a Júpiter são: semi-eixo maior de 5,2 unidades astronômicas e mantidas em zero as condições iniciais dos demais elementos orbitais. Os elementos orbitais da partícula serão condições iniciais arbitrárias atribuídas na seqüência.

Inicialmente vamos estudar o comportamento da excentricidade e do argumento do pericentro do modelo citado no início deste capítulo, comparando os resultados do modelo perturbado com o modelo nominal. As simulações que seguem são realizadas com valor inicial da excentricidade em 0,5 e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 5.1a observa-se o comportamento da excentricidade da partícula para o valor inicial do semi-eixo maior de $136 R_J$, nota-se que o modelo perturbado tem um comportamento muito próximo do nominal para valores durante do primeiro período orbital de Júpiter, neste intervalo observa-se que a amplitude e fase são próximas, bem como as oscilações de curto período. A partir desse período nota-se uma diferença de períodos nas oscilações, ou seja, a excentricidade no modelo perturbado apresenta o comportamento onde as oscilações são de no máximo 0,5 e no mínimo 0,42, mantendo-se assim por praticamente todo o período de integração. Por outro lado, no

modelo nominal os períodos da excentricidade, vão se tornando cada vez maiores, e os picos máximos e mínimos, aumentando simultaneamente com o tempo, mostrando desta forma uma variação secular. A defasagem ocorre devido ao uso de um modelo muito simples.

Na Figura 5.1b observa-se a variação da excentricidade para o semi-eixo maior de $192 R_J$, nota-se que para esse valor os modelos não apresentam mudanças significativas em relação ao caso Figura 5.1a, entretanto, destaca-se um pequeno atraso de fase no modelo perturbado e a tendência de queda dos os picos mínimos de oscilação da excentricidade em ambos os modelos.

Na Figura 5.1c observa-se o comportamento da excentricidade para o semi-eixo maior de $220 R_J$, nota-se que o modelo perturbado apresenta um atraso de fase em relação ao modelo nominal, mas conserva as características oscilatórias de amplitudes.

Na Figura 5.1d, utilizamos o semi-eixo de $248 R_J$, nota-se no modelo perturbado um recuo de fase maior da excentricidade em relação ao modelo nominal. Há um aumento nas oscilações de curto período e as amplitudes caminham por valores médios aproximados.

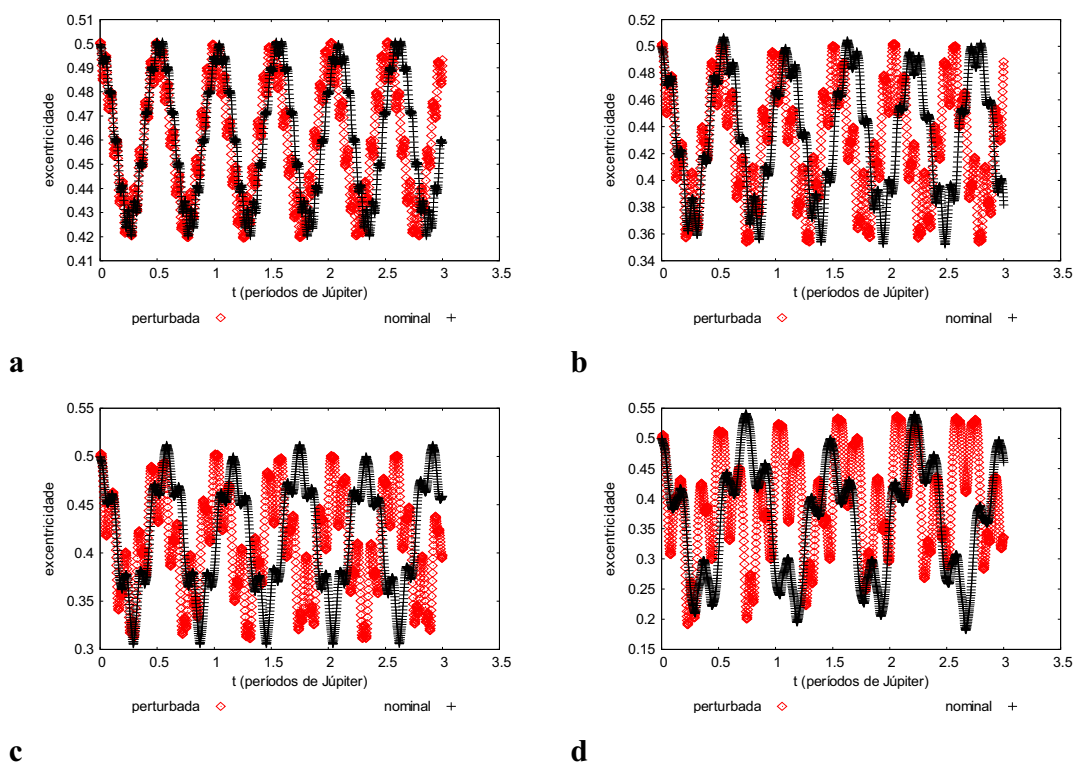


Figura 5.1 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora simplificada (perturbada) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 0^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $136 R_J$ (a), $192 R_J$ (b), $220 R_J$ (c) e $248 R_J$.

Nota-se na Figura 5.2a que no modelo nominal, o argumento do pericentro da partícula oscila e avança cerca de 17° por período mostrando a variação secular no movimento orbital da partícula. No modelo perturbado, o pericentro da partícula avança lentamente com discreta oscilação acima entorno de 0° por todo o período de integração.

As oscilações decorrem principalmente das divisões dos co-senos do ângulo f presentes na equação da equação do movimento e da simplicidade do modelo utilizado.

Nota-se na Figura 5.2b, que em ambos os modelos o argumento do pericentro avança e oscila. No modelo nominal o argumento do pericentro avança mais rapidamente, cerca de aproximadamente 50° por período orbital de Júpiter e apresenta

maior intensidade da variação secular no movimento orbital da partícula. No modelo perturbado, o argumento avança lentamente com discretas oscilações de curto período.

Nota-se no gráfico da Figura 5.2c, que para ambos os modelos o argumento do pericentro avança com um aumento nas frequências das oscilações de curto período. O argumento do pericentro continua a avançar mais rapidamente no modelo nominal cerca de 50° por período orbital de Júpiter, no modelo perturbado o avanço é discreto entorno de 10° por período orbital de Júpiter. Esta simulação mostra mais intensamente os efeitos da variação secular no argumento do pericentro da órbita partícula.

Na Figura 5.2d nota-se as tendências verificadas nos casos anteriores, onde os argumentos dos pericentros avançam nos dois modelos, porém com mais intensidade no modelo nominal e também o aumento das frequências das oscilações de curto período com o avanço dos valores iniciais do semi-eixo maior da partícula.

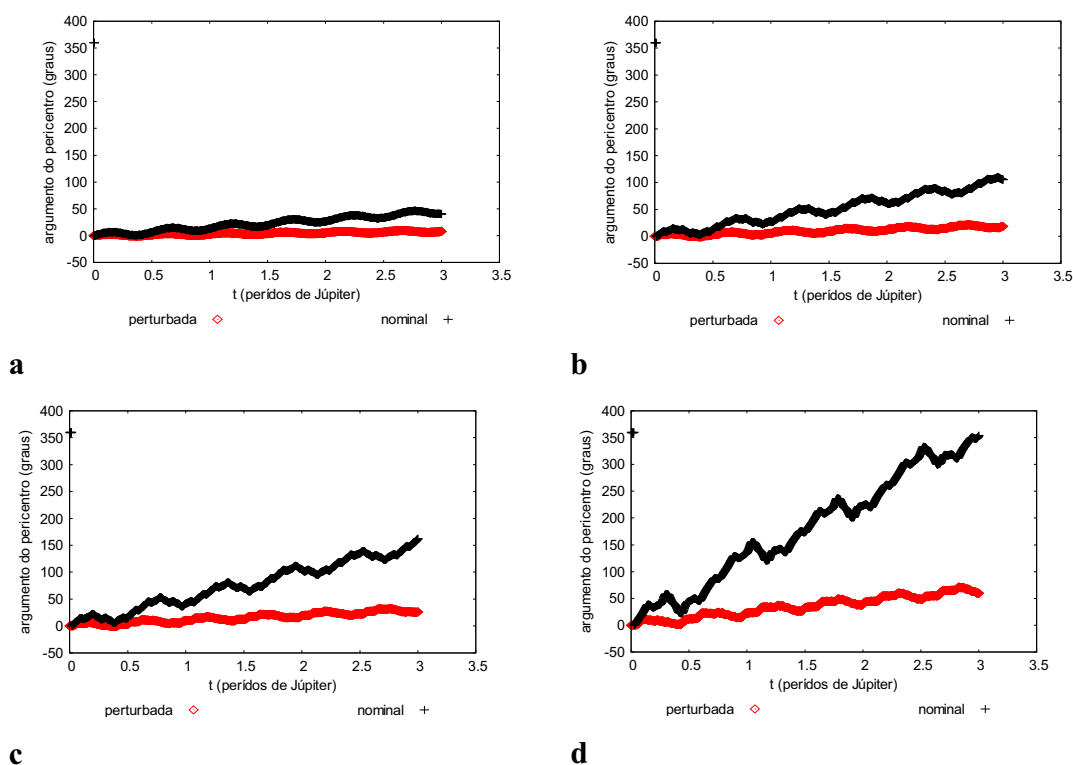


Figura 5.2 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora simplificada (perturbada) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 0^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $136 R_J$ (a), $192 R_J$ (b), $220 R_J$ (c) e $248 R_J$.

Após a análise do comportamento da excentricidade da partícula nos modelos perturbado e nominal, notam-se algumas tendências, como variação das amplitudes que são bem próximas em ambos os modelos, pois os valores máximos da variação excentricidade encontram-se entorno de 0,5. Observa-se o aumento das oscilações de curto período.

Concluimos que o melhor caso na análise do comportamento da excentricidade da órbita da partícula comparando a função perturbadora simplificada (perturbada) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal) é o caso analisado na Figura 5.1a onde tem os valores iniciais do semi-eixo maior da partícula de $136 R_j$ e excentricidade 0,5.

Em relação ao comportamento do argumento do pericentro é possível afirmar que avançam em ambos os modelos, porém mais rapidamente no modelo nominal. O aumento das oscilações de curto período acompanha os modelos e são mais intensas com o aumento do valor inicial do semi-eixo maior da partícula.

Concluimos que o melhor caso na análise do comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula comparando a função perturbadora simplificada (perturbada) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal) é o caso analisado na Figura 5.2a onde tem os valores iniciais do semi-eixo maior da partícula de $136 R_j$ e excentricidade 0,5.

Os modelos são diferentes, porém para uma primeira análise na utilização das equações planetárias de Lagrange verificamos comportamentos similares para “baixos” valores iniciais de semi-eixo maior da partícula. Nota-se que nos casos simulados o modelo perturbado tem uma boa aproximação do modelo nominal para a variação da excentricidade e do argumento do pericentro.

Nas simulações seguintes analisamos o comportamento excentricidade e do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando os resultados do modelo perturbado com o modelo nominal. Considera-se o valor inicial do semi-eixo maior da partícula em $122 R_j$ e variando os valores iniciais da excentricidade da órbita da partícula.

Na Figura 5.3a, nota-se que para o valor inicial da excentricidade em 0,5 o modelo perturbado tem um comportamento próximo do nominal para valores até 1,5 períodos orbitais de Júpiter, neste intervalo observa-se que a amplitude e fase são próximas, bem como as oscilações de curto período. Nota-se que a partir de 1,5 períodos de Júpiter há um recuo de fase no modelo perturbado.

No gráfico da Figura 5.3b, para excentricidade 0,3 observa-se o aumento na intensidade das oscilações de curto período, principalmente no modelo perturbado. As fases caminham próximas para valores de até o primeiro período orbital de Júpiter. As amplitudes são próximas, com picos mínimos em torno de 0,255 e picos máximos em torno de 0,3.

No gráfico da figura 5.3c, para excentricidade 0,2 observa-se que no modelo perturbado as oscilações de curto período são mais intensas e seu comportamento é próximo do nominal para valores até 1,2 períodos orbitais de Júpiter.

No gráfico da Figura 5.3d, nota-se que o aumento considerável das oscilações de curto período na excentricidade do modelo perturbado, o que praticamente descaracteriza seu comportamento oscilatório de longos períodos. Os modelos têm comportamentos distintos.

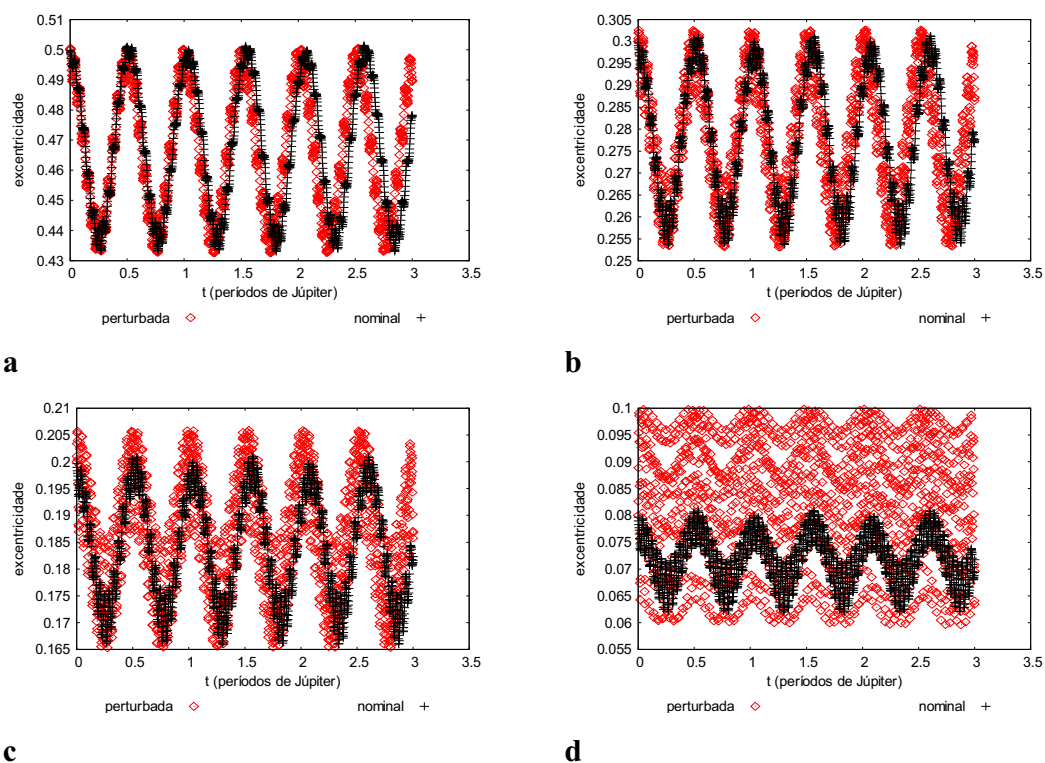


Figura 5.3 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora simplificada (perturbada) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais do semi-eixo maior da partícula de $122 R_J$, $i = 0^\circ$ e excentricidade 0,5 (a), 0,3 (b), 0,2 (c) e 0,08 (d).

Na Figura 5.4a nota-se que no modelo nominal o argumento do pericentro avança mais rapidamente entorno de 15° por período orbital de Júpiter, verifica-se a presença das oscilações de curto período. No modelo perturbado, o pericentro da partícula tem um avanço menor entorno de 3° por período orbital de Júpiter.

Nota-se na Figura 5.4b que para os valores iniciais de semi-eixo maior de $122 R_J$ e excentricidade de 0,3, os modelos não apresentam mudanças significativas no comportamento dos argumentos dos pericentros quando comparados com o caso da Figura 5.4a.

Nota-se na Figura 5.4c um pequeno aumento das oscilações de curto período dos argumentos dos pericentros nos modelos. Estas oscilações são mais intensas no modelo nominal. As demais características não apresentam mudanças significativas no

comportamento dos argumentos dos pericentros quando comparados com o caso da Figura 5.4b.

No gráfico da Figura 5.4d, nota-se no modelo nominal o avanço do argumento do pericentro é menor que no modelo perturbado. Em relação aos casos analisados anteriormente as oscilações de curto período são mais intensas no modelo nominal.

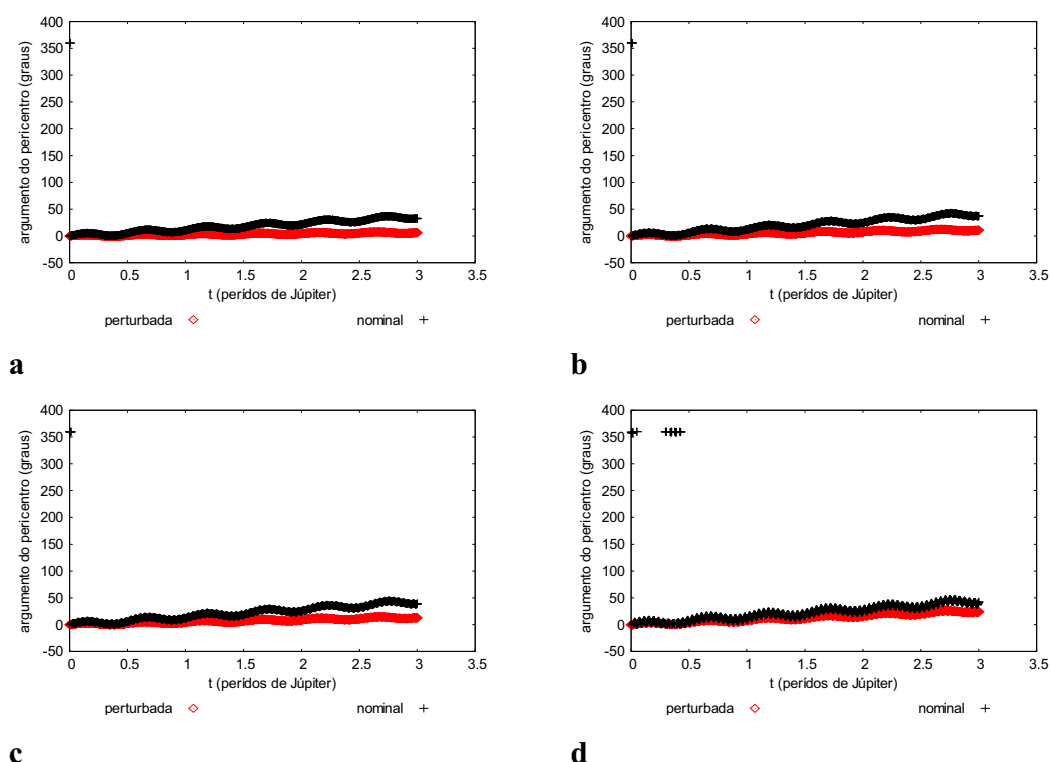


Figura 5.4 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora simplificada (perturbada) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais do semi-eixo maior da partícula de $122 R_J$, $i = 0^\circ$ e excentricidade 0,5 (a), 0,3 (b), 0,2 (c) e 0,08 (d).

Após análise do comportamento da excentricidade e do argumento do pericentro da partícula para o valor inicial de semi-eixo maior de $122 R_J$ e variando a excentricidade, nota-se que os modelos apresentam comportamentos similares para “baixos” valores da excentricidade inicial.

6 MODELOS DINÂMICOS – FUNÇÃO PERTURBADORA COMPLETA

Neste capítulo será utilizada parte da teoria desenvolvida por Cuk et al. (2004) que consiste no desenvolvimento da função perturbadora equação (4.3) para o polinômio de Legendre de 2ª ordem mantendo a longitude do Sol. A função perturbadora foi dividida em três termos R_K, R_I e R_E , onde R_K contribui para perturbação que contém termos da teoria Kozai, R_I contribui para perturbação devido à evecção dos nodos e R_E é o termo que contribui para perturbação devido à ressonância de evecção. A seguir apresentamos o desenvolvimento da função perturbadora.

Considera-se a função perturbadora (4.3) que descreve a influência de terceiro corpo na partícula para o polinômio de Legendre de ordem $l = 2$:

$$R = \mu' \left(\frac{r^2}{r^3} \right) \frac{1}{2} (3 \cos^2 \psi - 1) \quad (6.1)$$

Usando relações da trigonometria esférica pode-se expandir o ângulo ψ :

$$\cos \psi = \cos(\lambda' - \Omega) \cos(\omega + f) + \text{sen}(\lambda' - \Omega) \text{sen}(\omega + f) \cos i \quad (6.2)$$

onde f é a anomalia verdadeira do satélite, ω é o argumento do pericentro, Ω é a longitude do nodo ascendente, λ' longitude aparente do Sol e a inclinação i é medida do plano da órbita do planeta. Substituindo equação (7.2) na equação (7.1), temos:

$$R = \mu' \left(\frac{r^2}{r^3} \right) \frac{1}{2} \left[3 \cos^2(\lambda' - \Omega) \cos^2(\omega + f) + 3 \text{sen}^2(\lambda' - \Omega) \sin^2(\omega + f) \cos^2 i \right] + 6 \cos(\lambda' - \Omega) \cos(\omega + f) \text{sen}(\lambda' - \Omega) \text{sen}(\omega + f) \cos i - 1 \quad (6.3)$$

Por razões práticas Cuk et al. (2004) dividiu esta expressão em termos distintos:

$$R = \frac{\mu'}{r^3} \frac{1}{2} (3R_1 + 3R_2 \cos^2 i + 6R_{12} \cos i - R_0) \quad (6.4)$$

onde

$$R_1 = r^2 \cos^2(\lambda' - \Omega) \left[\cos^2 \omega \cos^2 f - \frac{1}{2} \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2f) + \text{sen}^2 \omega \text{sen}^2 f \right],$$

$$R_2 = r^2 \text{sen}^2(\lambda' - \Omega) \left[\cos^2 \omega \text{sen}^2 f - \frac{1}{2} \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2f) + \text{sen}^2 \omega \cos^2 f \right],$$

$$R_{12} = r^2 \frac{1}{4} \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) [\cos(2\omega) \text{sen}(2f) + \text{sen}(2\omega) \cos(2f)]$$

e

$$R_0 = r^2$$

Separando a dependência em ω e f , e preparando a expressão para aplicar o princípio da média no movimento orbital do satélite, que é calculada pela integral:

$$\langle R_i \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R_i n dt \quad (6.5)$$

A resolução desta integral, expressando r , f e ndt , em termos da anomalia excêntrica E , resulta em:

$$\langle r^2 \rangle = a^2 \left(1 + \frac{3}{2} e^2 \right)$$

$$\langle r^2 \cos^2 f \rangle = a^2 \left(\frac{1}{2} + 2e^2 \right)$$

$$\langle r^2 \text{sen}^2 f \rangle = a^2 \frac{(1-e^2)}{2}$$

e

$$\langle r^2 \text{sen}(2f) \rangle = 0.$$

Substituindo os valores médios na expressão para R_i :

$$\langle R_1 \rangle = a^2 \cos^2(\lambda' - \Omega) \left[\frac{1}{2}(1-e^2) + \frac{5}{2}e^2 \cos^2 \omega \right]$$

$$\langle R_2 \rangle = a^2 \text{sen}^2(\lambda' - \Omega) \left[\frac{1}{2}(1-e^2) + \frac{5}{2}e^2 \text{sen}^2 \omega \right]$$

$$\langle R_{12} \rangle = a^2 \frac{1}{2} \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \frac{5}{4} e^2 \text{sen}(2\omega),$$

e

$$\langle R_0 \rangle = a^2 \left(1 + \frac{3}{2} e^2 \right).$$

Com esses valores médios reescrevemos a equação (6.4):

$$R' = R \left(\frac{2r'^3}{\mu' a^2} \right) = \frac{1}{2} - 3e^2 - \frac{3}{2}(1-e^2) \text{sen}^2 \text{isen}^2(\lambda' - \Omega) + \frac{15}{8} e^2 \{ [1 + \cos(2\lambda' - 2\Omega)][1 + \cos(2\omega)] \\ + \cos^2 i [1 - \cos(2\lambda' - 2\Omega)][1 - \cos(2\omega)] + 2 \cos i \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \}$$

$$= \frac{1}{2} - 3e^2 - \frac{3}{4}(1-e^2)\text{sen}^2 i [1 - \cos(2\lambda' - 2\Omega)] + \frac{15}{8}e^2 \{(1 + \cos^2 i)[1 + \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega)] \\ + (1 - \cos^2 i)[\cos(2\lambda' - 2\Omega) + \cos(2\omega)] + 2 \cos i \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega)\}$$

O resultado da função perturbadora pode ser dividido em três partes:

R_K , parte da função perturbadora que carrega termos da teoria Kozai:

$$R_K = \frac{\mu' a^2}{2r^3} \left\{ \frac{1}{2} - 3e^2 - \frac{3}{4}(1-e^2)\text{sen}^2 i + \frac{15}{8}e^2 [1 + \cos^2 i + \text{sen}^2 i \cos(2\omega)] \right\} \quad (6.6)$$

R_I , parte da função perturbadora que contribui para a eveccção dos nodos:

$$R_I = \frac{\mu' a^2}{2r^3} \left[\frac{3}{4}(1-e^2) + \frac{15}{8}e^2 \right] \text{sen}^2 i \cos(2\lambda' - 2\Omega) \quad (6.7)$$

R_E , parte da função perturbadora que contribui para a eveccção:

$$R_E = \frac{15}{16} \frac{\mu' a^2}{r^3} e^2 \left\{ (1 + \cos^2 i) \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) + 2 \cos i \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \right\} \quad (6.8)$$

A partir desse ponto, esse capítulo diferencia-se do trabalho de Cuk et al. (2004), pois deixamos de aplicar o princípio da média sobre λ' (longitude aparente do Sol), o que poderá acarretar influência das perturbações de curto período, além das perturbações seculares e ressonantes esperadas.

Neste trabalho faz-se o uso das equações Planetárias de Lagrange, com o objetivo de analisarmos a variação temporal dos elementos orbitais sob a influência de cada uma das partes em que a função perturbadora foi dividida, ou seja, R_K , R_I e R_E .

Calculamos analiticamente as derivadas parciais de R_K , e obtivemos:

para o semi-eixo maior

$$\frac{\partial R_K}{\partial a} = \frac{\mu' a}{r'^3} \left\{ \frac{1}{2} - 3e^2 - \frac{3}{4}(1-e^2)\text{sen}^2 i + \frac{15}{8}e^2 [1 + \cos^2 i + \text{sen}^2 i \cos(2\omega)] \right\} \quad (6.9)$$

para a excentricidade

$$\frac{\partial R_K}{\partial e} = \frac{\mu' a^2}{2r'^3} \left\{ -6e + \frac{3}{2}e\text{sen}^2 i + \frac{15}{4}e [1 + \cos^2 i + \text{sen}^2 i \cos(2\omega)] \right\} \quad (6.10)$$

para a inclinação

$$\frac{\partial R_K}{\partial i} = \frac{\mu' a^2}{2r'^3} \left\{ -\frac{3}{4}(1-e^2)\text{sen}(2i) + \frac{15}{8}e^2 [-\text{sen}(2i) + \text{sen}(2i)\cos(2\omega)] \right\} \quad (6.11)$$

para a longitude do nodo ascendente

$$\frac{\partial R_K}{\partial \Omega} = 0 \quad (6.12)$$

para o argumento do pericentro

$$\frac{\partial R_K}{\partial \omega} = \frac{\mu' a^2}{2r'^3} \left(\frac{15}{8}e^2 \right) (-2\text{sen}^2 i \text{sen}(2\omega)) \quad (6.13)$$

para época de passagem pelo pericentro

$$\frac{\partial R_K}{\partial \sigma} = 0 \quad (6.14)$$

Calculamos analiticamente as derivadas parciais de R_l

para o semi-eixo maior

$$\frac{\partial R_I}{\partial a} = \frac{\mu' a}{2r'^3} \left[\frac{3}{4}(1-e^2) + \frac{15}{8}e^2 \right] \text{sen}^2 i \cos(2\lambda' - 2\Omega) \quad (6.15)$$

para a excentricidade

$$\frac{\partial R_I}{\partial e} = \frac{\mu' a^2}{2r'^3} \left(\frac{9}{4}e \right) \text{sen}^2 i \cos(2\lambda' - 2\Omega) \quad (6.16)$$

para a inclinação

$$\frac{\partial R_I}{\partial i} = \frac{\mu' a^2}{2r'^3} \left[\frac{3}{4}(1-e^2) + \frac{15}{8}e^2 \right] \text{sen}^2(2i) \cos(2\lambda' - 2\Omega) \quad (6.17)$$

para a longitude do nodo ascendente

$$\frac{\partial R_I}{\partial \Omega} = \frac{\mu' a^2}{2r'^3} \left[\frac{3}{4}(1-e^2) + \frac{15}{8}e^2 \right] \text{sen}^2 i 2 \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \quad (6.18)$$

para o argumento do pericentro

$$\frac{\partial R_I}{\partial \omega} = 0 \quad (6.19)$$

para época de passagem pelo pericentro

$$\frac{\partial R_I}{\partial \sigma} = 0 \quad (6.20)$$

Calculamos analiticamente as derivadas parciais para R_E , onde obtivemos:

para o semi-eixo maior

$$\frac{\partial R_E}{\partial a} = \frac{15}{8} \frac{\mu' a}{r^3} e^2 \{ (1 + \cos^2 i) \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) + 2 \cos i \operatorname{sen}(2\omega) \operatorname{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \} \quad (6.21)$$

para a excentricidade

$$\frac{\partial R_E}{\partial e} = \frac{15}{8} \frac{\mu' a^2}{r^3} e \{ (1 + \cos^2 i) \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) + 2 \cos i \operatorname{sen}(2\omega) \operatorname{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \} \quad (6.22)$$

para a inclinação

$$\frac{\partial R_E}{\partial i} = \frac{15}{16} \frac{\mu' a^2}{r^3} e^2 \{ -\operatorname{sen}(2i) \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) - 2 \operatorname{sen} i \operatorname{sen}(2\omega) \operatorname{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \} \quad (6.23)$$

para a longitude do nodo ascendente

$$\frac{\partial R_E}{\partial \Omega} = \frac{15}{16} \frac{\mu' a^2}{r^3} e^2 \{ (1 + \cos^2 i) \cos(2\omega) 2 \operatorname{sen}(2\lambda' - 2\Omega) - 4 \cos i \operatorname{sen}(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) \} \quad (6.24)$$

para o argumento do pericentro

$$\frac{\partial R_E}{\partial \omega} = \frac{15}{16} \frac{\mu' a^2}{r^3} e^2 \{ -(1 + \cos^2 i) 2 \operatorname{sen}(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) + 4 \cos i \cos(2\omega) \operatorname{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \} \quad (6.25)$$

para época de passagem pelo pericentro

$$\frac{\partial R_E}{\partial \sigma} = 0 \quad (6.26)$$

A função perturbadora é implementada numericamente, as discussões e comparações dos resultados entre os modelos perturbado e nominal serão discutidos na próxima seção.

6.1 - ESTUDO NUMÉRICO - RESULTADOS

Nesse capítulo, realiza-se uma exploração numérica da função perturbadora com o objetivo de estudar o comportamento dos elementos orbitais de uma partícula perturbada pela ação gravitacional do Sol. A investigação ocorrerá através do monitoramento dos elementos orbitais da partícula durante o processo de integração numérica. Com isto poderemos inferir as influências da função perturbadora sobre os elementos orbitais, verificando dessa forma as condições adequadas e possíveis para os efeitos da ressonância de eveção.

As curvas obtidas para o estudo destas variações são feitas com a integração direta da equação gravitacional de Newton com três corpos, cuja solução numérica chamaremos de nominal. Dessa solução obtemos os elementos orbitais do Sol e da partícula e comparamos com os resultados obtidos com a integração das três parcelas da função perturbadora referente à eveção (equação 6.8), à eveção dos nodos (equação 6.7) e teoria Kozai (equação 6.6) respectivamente, utilizando as equações planetárias de Lagrange.

Consideram-se as condições iniciais da órbita da partícula em relação a Júpiter os valores de 100 a 350 raios de Júpiter para o semi-eixo maior com o incremento de 50 raios. Para cada um desses valores atribuí-se a excentricidade inicial de 0,1, 0,3 e 0,5, respectivamente. A inclinação é fixa em 10 graus e o tempo dado em períodos orbitais de Júpiter. Com isto estudamos o comportamento das partículas nas vizinhanças das regiões habitadas pelos satélites irregulares de Júpiter.

Os elementos orbitais aparentes do Sol em relação a Júpiter são: semi-eixo maior de 5,2 unidades astronômicas e mantidas em zero as condições iniciais dos demais elementos orbitais.

O apêndice A apresenta os casos intermediários e que não foram apresentados nas seções seguintes.

6.2 O ÂNGULO CRÍTICO

Nas figuras 3.1 e 3.2, nota-se as piores situações para a estabilidade orbital da partícula (maior influência da força gravitacional do Sol e de Júpiter). Supondo estas situações se repitam por alguns períodos orbitais de Júpiter, ocorrerá uma perturbação cumulativa ocasionando desta forma variações nos elementos orbitais da partícula. A ação do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$ permite verificar se os elementos orbitais estão sob os efeitos perturbativos da ressonância de evecção.

6.3 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA REFERENTE À EVECÇÃO

6.3.1 Ângulo Crítico

A Figura 6.1 mostra o comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a função perturbadora que contem a parcela referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos similares para o caso 6.1a, ou seja, para os valores iniciais de $100 R_J$ para o semi-eixo inicial e 0,1 de excentricidade. À medida que aumentamos o valor inicial do semi-eixo maior os modelos apresentam comportamentos distintos e o modelo nominal apresenta um aumento das oscilações de curto período a partir do caso 6.1c e características de ressonância mais acentuadas no caso 6.1d e no caso 6.1f quando o ângulo crítico circula rapidamente durante o primeiro período orbital de Júpiter e em seguida libra entorno de 180° . O modelo evecção não apresenta mudanças muito significativas, porém observa-se uma pequena variação do ângulo crítico para “altos” valores iniciais do semi-eixo maior da órbita da partícula (6.1d e 6.1f).

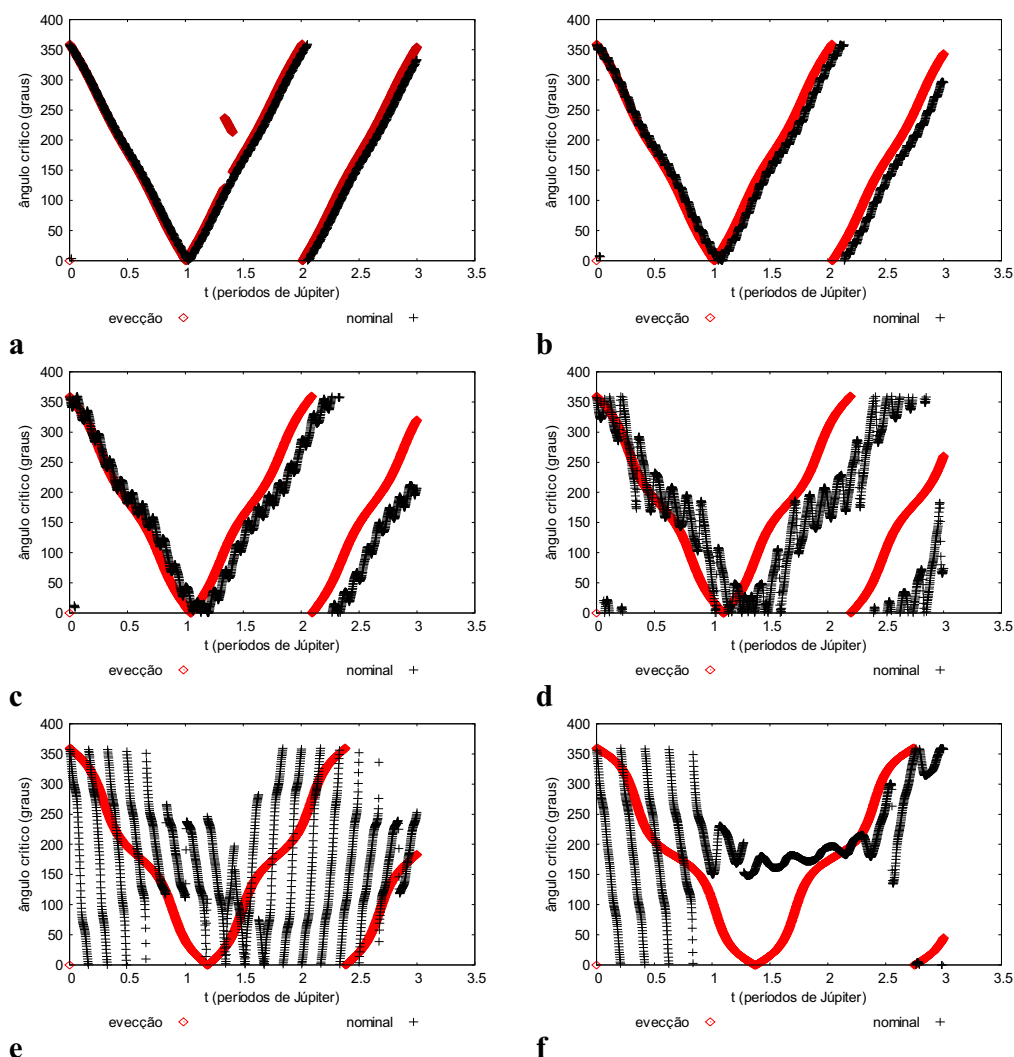


Figura 6.1 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.2 mostra o comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos similares para o caso 6.2a, ou seja, para os valores iniciais de $100 R_J$ para o semi-eixo inicial e 0,3 de excentricidade. À medida que aumentamos o valor

inicial do semi-eixo maior os modelos apresentam comportamentos distintos e o modelo nominal apresenta um aumento das oscilações de curto período a partir do caso 6.2c e características de ressonância mais acentuadas no caso 6.2d quando o ângulo crítico libra entorno de 180° e no caso 6.2f quando o ângulo crítico libra entorno de 0° . O modelo eveção não apresenta mudanças muito significativas, porém observa-se uma pequena variação do ângulo crítico para “altos” valores iniciais do semi-eixo maior da órbita da partícula (6.2d e 6.2f).

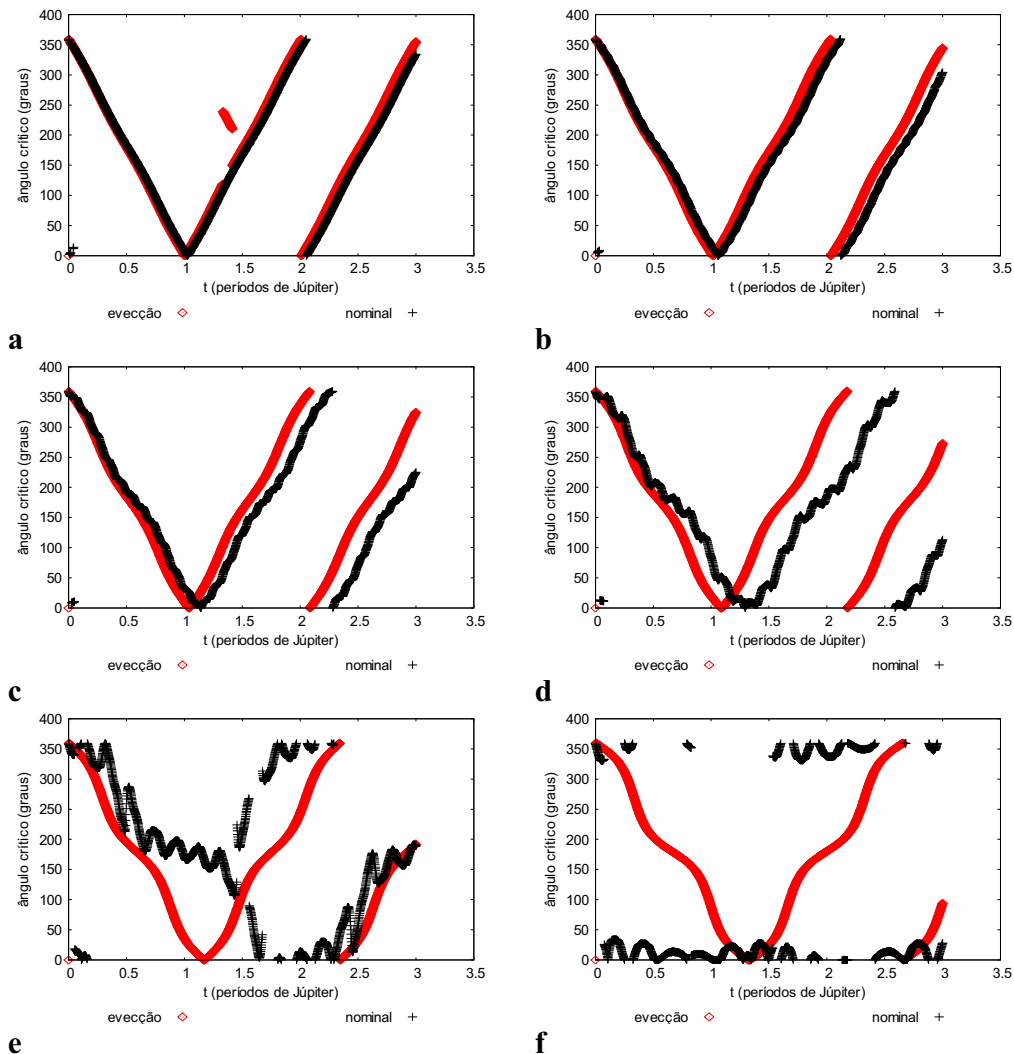


Figura 6.2 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais de para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.3 mostra o comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos similares para o caso 6.3a, ou seja, para os valores iniciais de $100 R_J$ para o semi-eixo inicial e $0,5$ de excentricidade. À medida que aumentamos o valor

inicial do semi-eixo maior os modelos apresentam comportamentos distintos e o modelo nominal apresenta um aumento das oscilações de curto período a partir do caso 6.3d e características de ressonância mais acentuadas no caso 6.3e quando o ângulo crítico libra entorno de 200° e no caso 6.3f quando o ângulo crítico libra entorno de 0° durante o primeiro período orbital de Júpiter. O modelo eveção não apresenta mudanças muito significativas, porém observa-se uma pequena variação do ângulo crítico para “altos” valores iniciais do semi-eixo maior da órbita da partícula (6.3d e 6.3f).

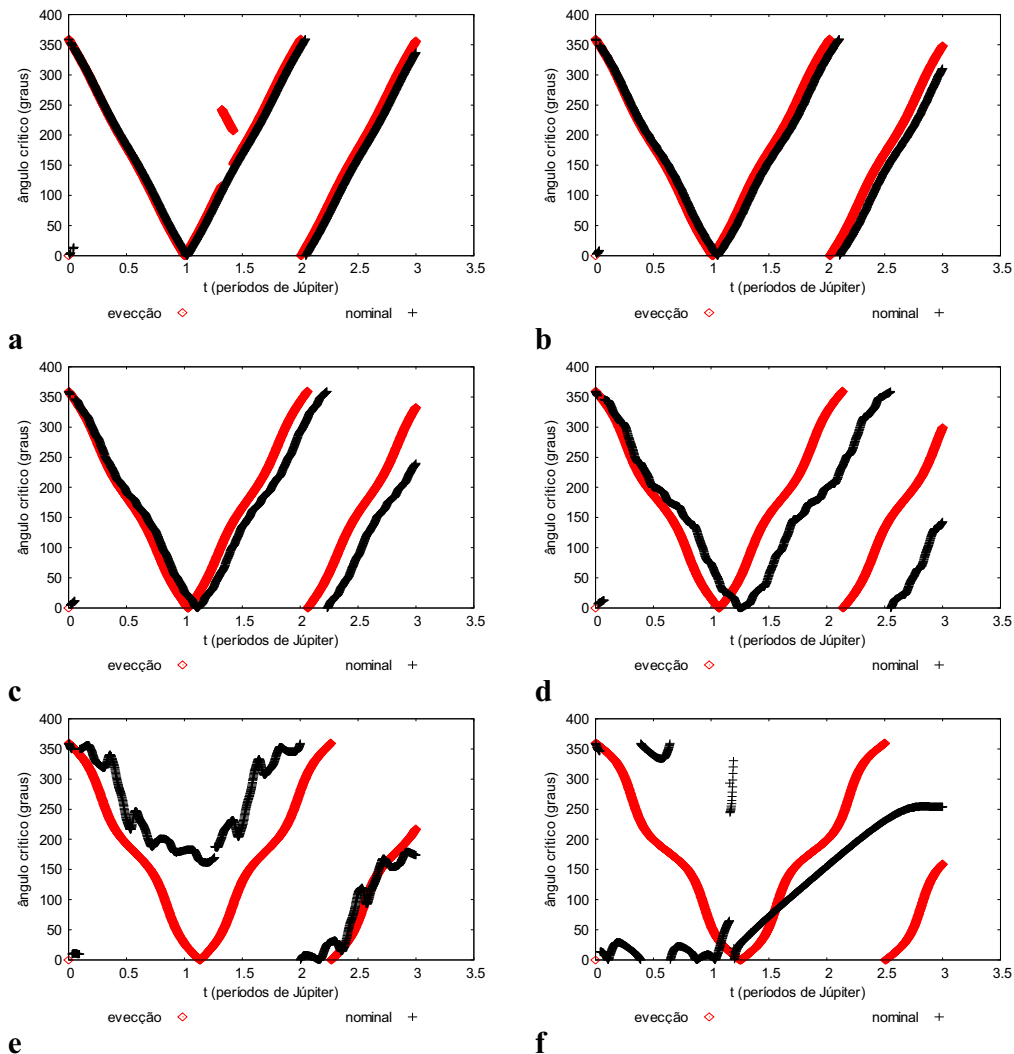


Figura 6.3 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais de para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

6.3.2 Excentricidade

Nesta seção analisamos o comportamento da excentricidade da órbita da partícula comparando os modelos de eveccção e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.4 verifica-se a variação temporal da excentricidade da órbita da partícula para o semi-eixo maior de 100 raios de Júpiter. No modelo de evecção nota-se que a excentricidade oscila entorno do valor médio 0,095 com amplitude de fase praticamente estável por todo período de integração, com valor máximo de 0,1 e mínimo de 0,09. No modelo nominal, a excentricidade oscila entorno do valor médio 0,094 com picos máximos e mínimos aumentando simultaneamente a partir de 1,5 períodos orbital de Júpiter, nota-se que as fases tornam-se maiores.

Nota-se que o comportamento do modelo, comparado com o nominal é bem similar, apesar de haver um atraso de fase. As características oscilatórias, como período e amplitude, acompanham as do modelo nominal.

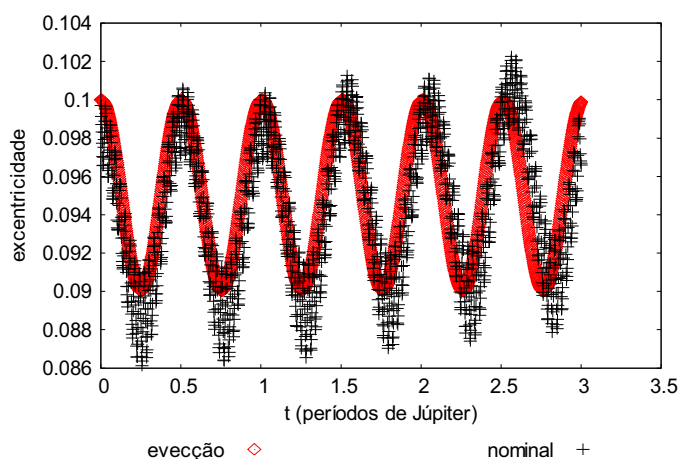


Figura 6.4 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da excentricidade para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, verifica-se na Figura 6.5 que a excentricidade oscila entorno de 0,095, em ambos os modelos.

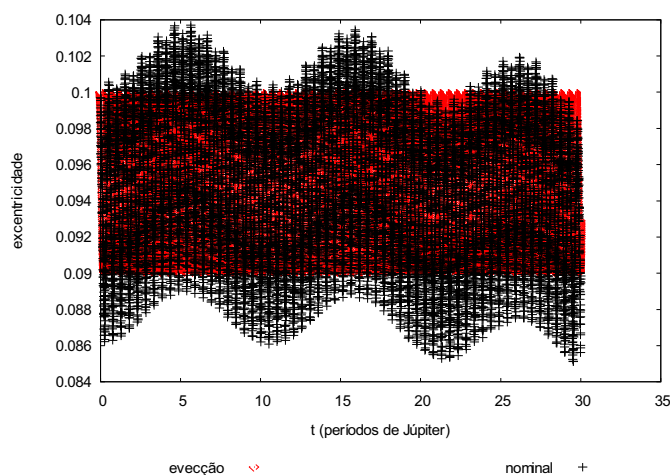


Figura 6.5 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Os casos analisados nas figuras 6.4 e 6.5 representam a melhor comparação entre os dois modelos. Analisamos agora o pior caso.

Na Figura 6.6 verifica-se a variação temporal da excentricidade da órbita da partícula para o semi-eixo maior de 350 raios de Júpiter. Para esses valores iniciais os modelos são muito diferentes, pois no modelo de evecção as frequências de oscilação da excentricidade se matem estável entorno do valor médio 0,1 por todo período de integração, por outro lado, no modelo nominal a excentricidade apresenta oscilações de curto e longo período, crescendo durante os dois primeiros períodos orbitais de Júpiter e decrescendo após este tempo.

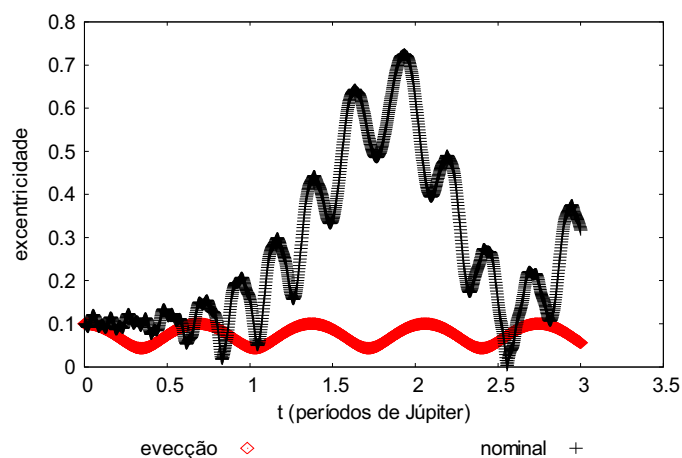


Figura 6.6 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da excentricidade para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, nota-se na Figura 6.7 as tendências verificadas na Figura 6.6, ou seja, no modelo de evecção a excentricidade oscila entorno do valor médio 0,1 e no modelo nominal entorno do valor médio 0,35 por todo período de integração. No modelo nominal a excentricidade apresenta fases e amplitudes distintas.

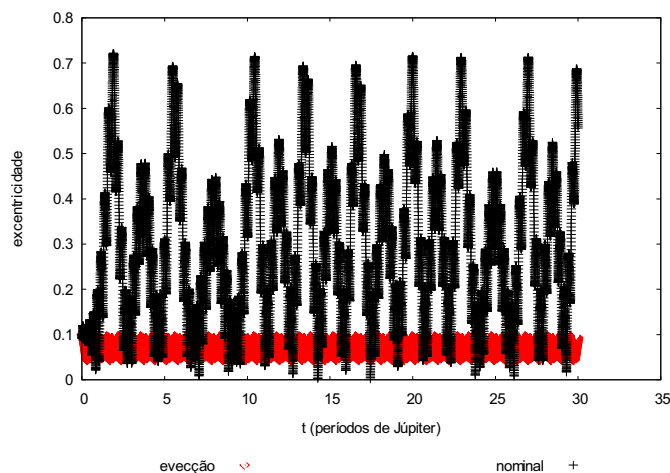


Figura 6.7 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com os valores iniciais da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Quando os valores de condições iniciais o semi-eixo maior são de $100 R_J$ e a excentricidade 0,3, nota-se que na Figura 6.8 os valores da integração com os termos em evecção são bem próximos da integração nominal até valores próximos a 2.2 períodos de Júpiter, onde a partir de então se diferenciam em amplitude e fase.

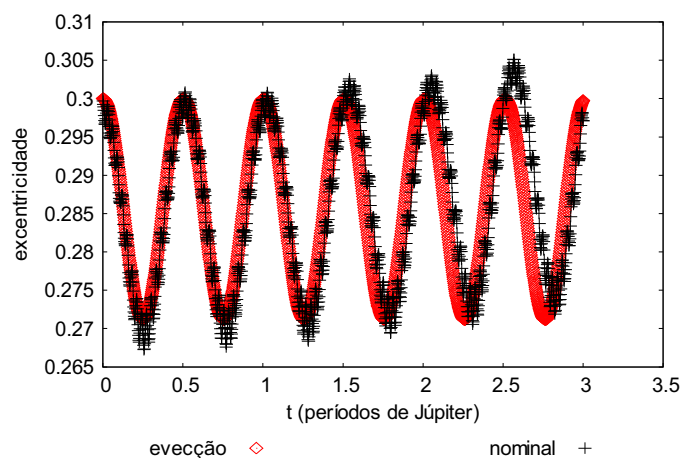


Figura 6.8 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

À medida que afastamos a partícula do planeta para o valor inicial de semi-eixo maior de $350 R_J$, verifica-se que os resultados são muito distintos, pois no modelo em evecção a excentricidade oscila entorno do valor médio 0,2, mantendo amplitude e fase constantes e no modelo nominal apresenta fases e amplitudes diversas.

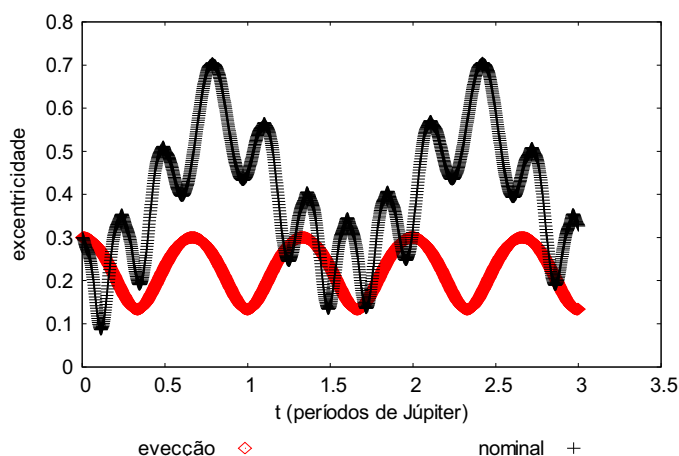


Figura 6.9 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.10 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a excentricidade no modelo evecção acompanha o modelo nominal até o tempo de 2 períodos orbitais de Júpiter, a partir de então a excentricidade no modelo evecção passa a demonstrar um atraso de fase.

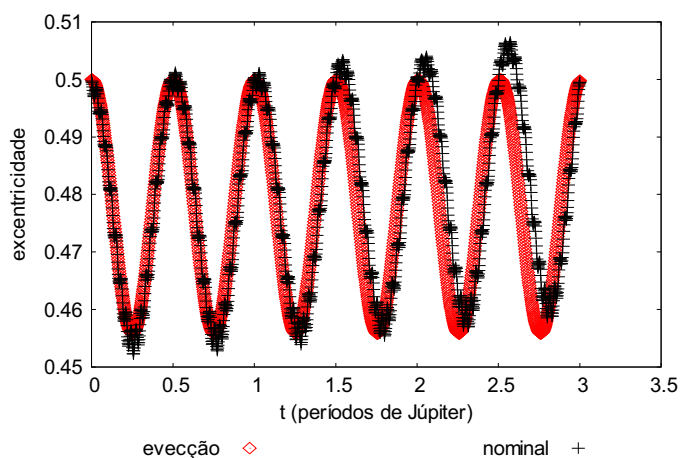


Figura 6.10 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.11 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a excentricidade no modelo evecção apresenta um comportamento mais estável de amplitudes e fases, por outro lado o modelo nominal apresenta amplitudes e fases diferenciadas com intensas oscilações de curto período.

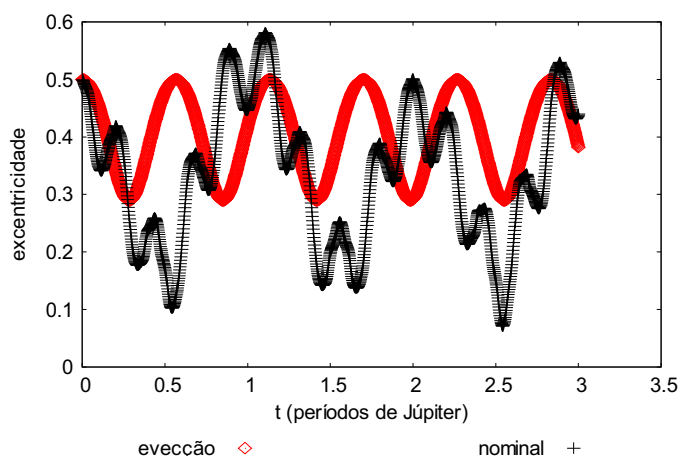


Figura 6.11 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluí-se ao comparar o comportamento da excentricidade nos modelos de evecção e nominal, que existe uma relação direta, ou seja, com o aumento do semi-eixo maior, os modelos se comportam de forma mais distinta. Observou-se que as principais diferenças são os afastamentos entre os valores médios de oscilação, no modelo nominal as frequências de oscilações tornam-se mais intensas e no modelo de evecção as frequências de oscilações são mais estáveis por todo o período de integração. Essas diferenças se acentuam para os “baixos” valores iniciais da excentricidade da partícula.

6.3.3 Inclinação

Nesta seção analisamos o comportamento da inclinação da órbita da partícula comparando os modelos evecção e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.12 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo evecção acompanha os picos máximos de oscilação de longo período do modelo nominal. No modelo evecção a inclinação oscila discretamente entorno de 10° , por outro lado no modelo nominal esta oscilação é decrescente com o tempo de integração.

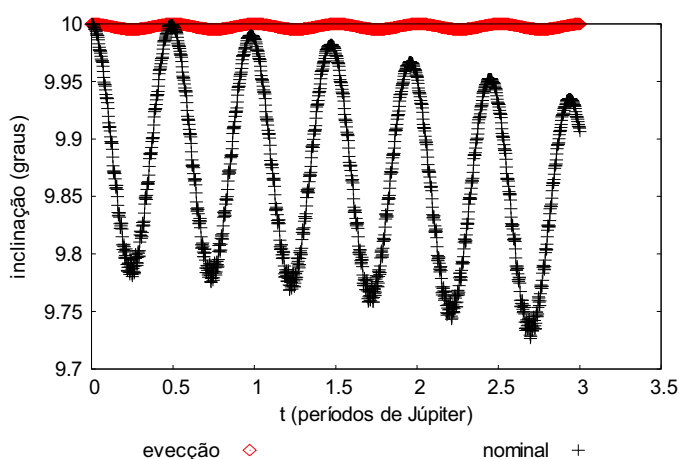


Figura 6.12 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da inclinação para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, nota-se na Figura 6.13 que o modelo de evecção coincide com o nominal nos picos máximos da inclinação nas oscilações de longos períodos. O modelo nominal mostra intensa presença das oscilações de curto período, enquanto no modelo de evecção são mais discretas.

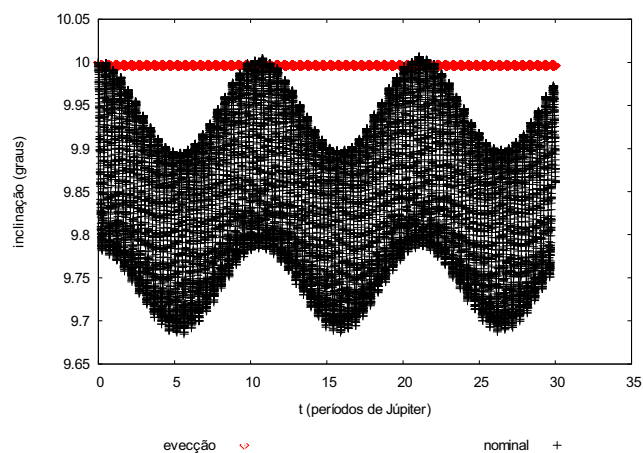


Figura 6.13 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.14 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são muito divergentes, pois enquanto no modelo de evecção a inclinação se mantém oscilando discretamente entorno de 10° . No modelo nominal nota-se que as características oscilatórias como período e amplitude de fase são bem distintas principalmente após 1,5 períodos orbitais de Júpiter.

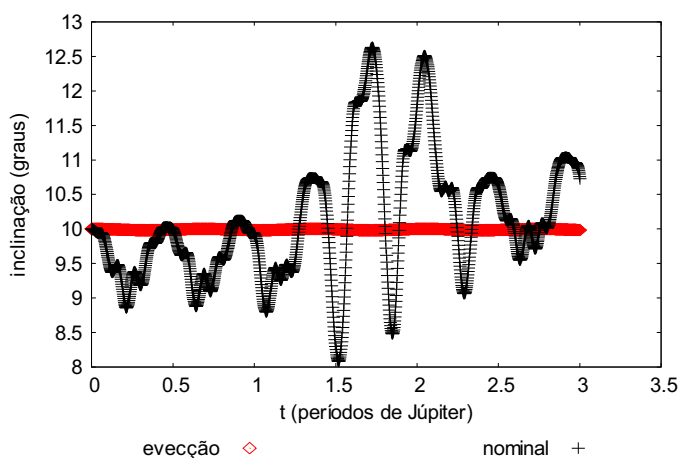


Figura 6.14 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.15 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se um aumento nas oscilações de curto período na inclinação do modelo de evecção, que continua a oscilar entorno de 10° por todo período de integração. No modelo nominal a inclinação oscila mais rapidamente por curtos períodos e decai por todo período de integração.

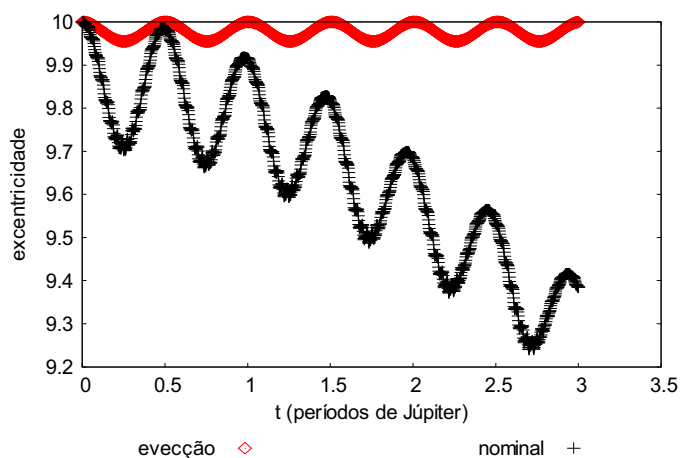


Figura 6.15 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t= 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da inclinação para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, nota-se na Figura 6.16 as mesmas características observadas na Figura 6.13 onde o modelo de evecção segue o nominal nos picos máximos da inclinação nas oscilações de longos períodos. O modelo nominal mostra intensa presença das oscilações de curto período, enquanto no modelo de evecção são mais discretas entorno do mesmo valor médio 10° .

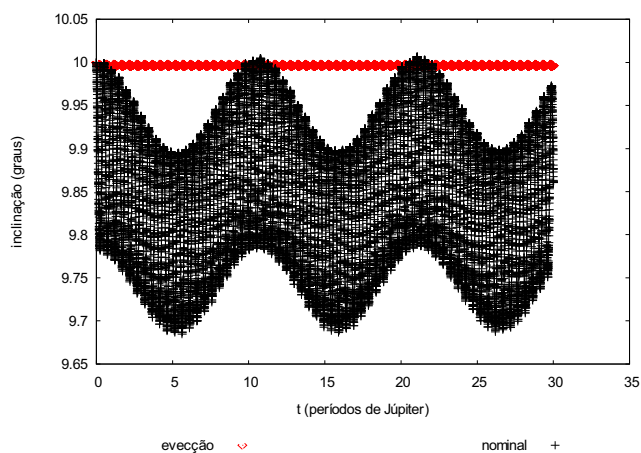


Figura 6.16 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t= 30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.17 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apesar de oscilarem entorno de praticamente o mesmo valor médio (10°) são muito divergentes em relação às outras características oscilatórias, como período e amplitude.

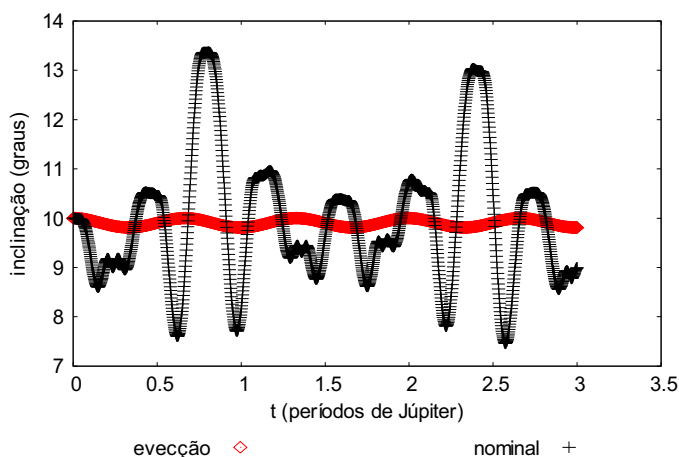


Figura 6.17 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t= 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.18 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se no modelo de evecção o aumento das oscilações de curto período da inclinação. No modelo nominal a inclinação decai mais rapidamente. Esta simulação é muito próxima do caso da Figura 6.15.

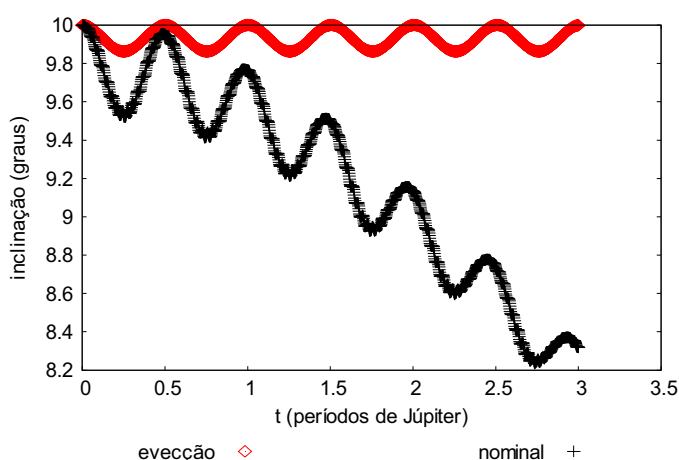


Figura 6.18 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da inclinação para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, nota-se a tendência observada nos casos das Figuras 6.13 e 6.16 onde o modelo de evecção acompanha o nominal nos picos máximos da inclinação nas oscilações de longos períodos. Verifica-se no modelo de nominal uma queda na intensidade das oscilações de curto período.

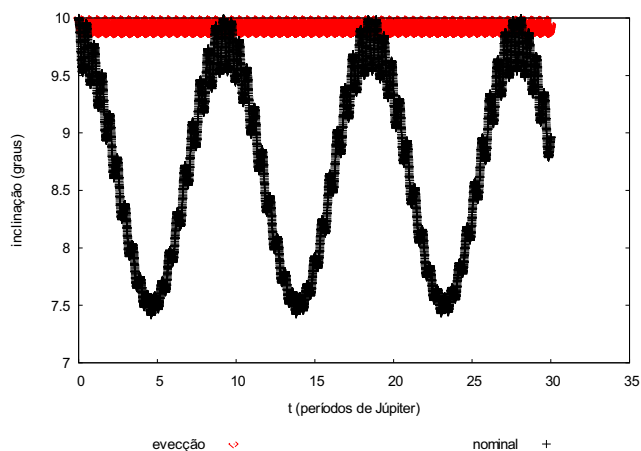


Figura 6.19 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccão (eveccão) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t= 30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na figura 6.20 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que para o primeiro período orbital de Júpiter os modelos têm características oscilatórias completamente distintas.

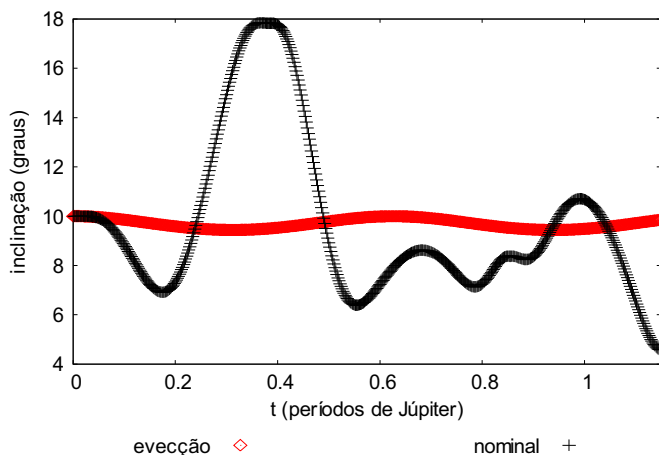


Figura 6.20 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccão (eveccão) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t= 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos de eveção e nominal são bem distintos em relação às características oscilatórias da inclinação. Observamos que na maioria dos casos para o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação no modelo de eveção acompanha a inclinação do modelo soma nos picos máximos das oscilações de longo período. Este fato fica mais evidente quando integramos os modelos por 30 períodos orbitais de Júpiter.

6.3.4 Longitude do Nodo Ascendente

Nesta seção analisamos o comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula comparando os modelos de eveção e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.21 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que em ambos os modelos a longitude do nodo ascendente regridem muito lentamente. No modelo nominal a velocidade de regressão na longitude do nodo ascendente é discretamente maior, entorno de 3° por período órbita de Júpiter.

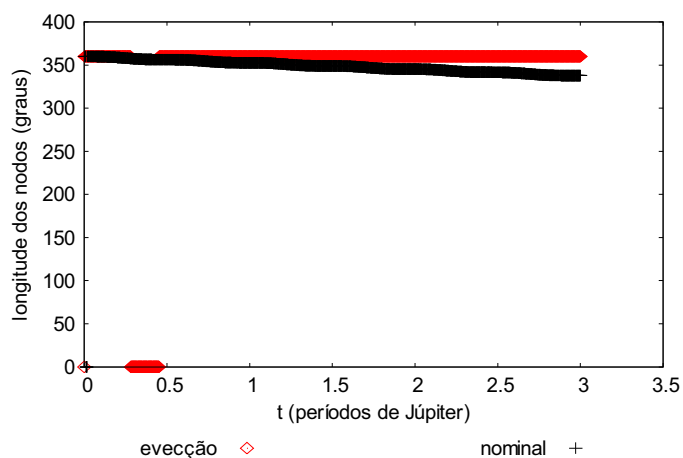


Figura 6.21 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.22 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos têm comportamentos distintos. No modelo de eveccção a longitude do nodo ascendente permanece praticamente estável, por outro, lado no modelo nominal regride por todo período de integração, com a presença intensa das oscilações de curto período.

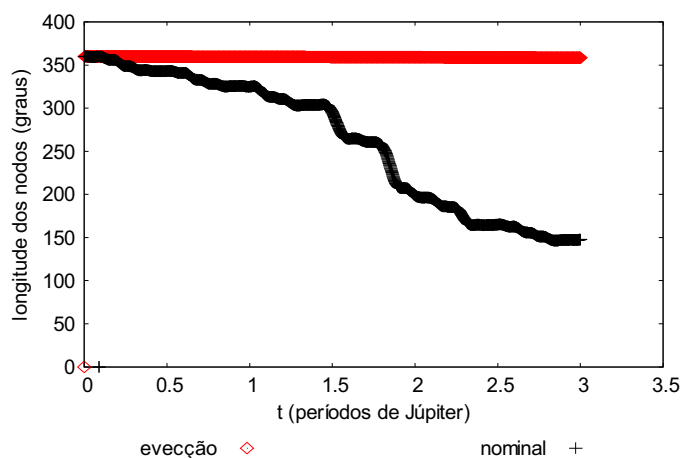


Figura 6.22 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.23 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se, novamente, que a longitude do nodo ascendente regride muito lentamente para ambos os modelos. Os modelos têm comportamentos análogos aos observados nos casos da Figura 6.21.

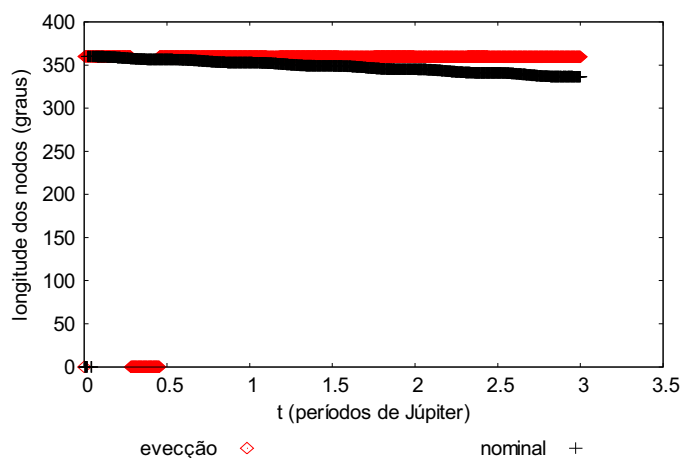


Figura 6.23 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.24 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos têm comportamentos distintos. No modelo de evecção a longitude do nodo ascendente regride muito lentamente, enquanto isso, o modelo nominal regride rapidamente e apresenta intensas oscilações de curto período.

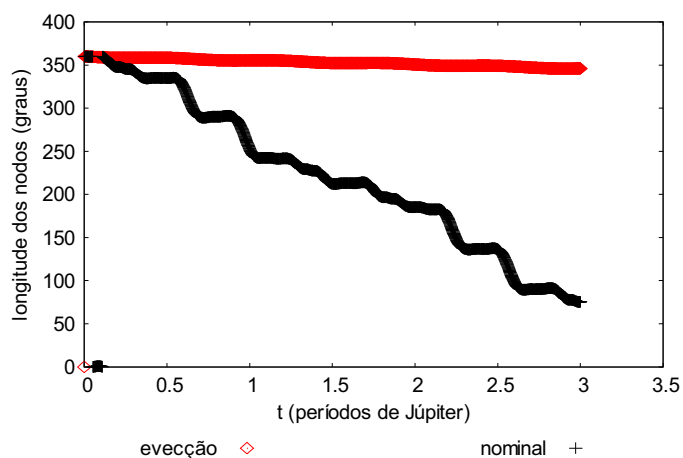


Figura 6.24 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.25 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se, que os modelos têm comportamentos análogos aos casos observados nas Figuras 6.21 e 6.23.

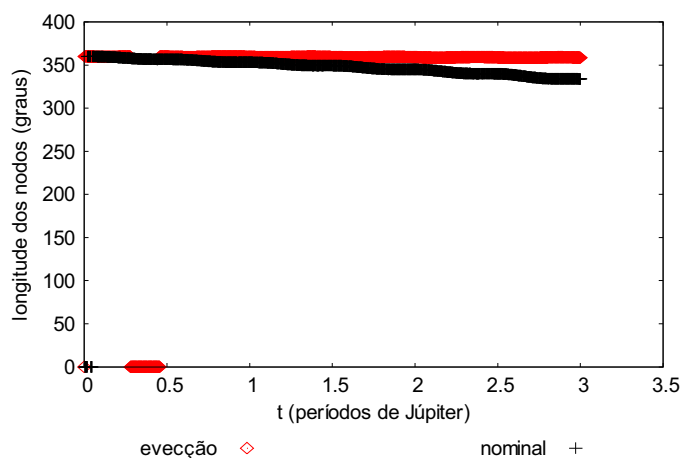


Figura 6.25 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.26 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos têm comportamentos distintos. No modelo de eveccção a longitude do nodo ascendente regride muito lentamente, enquanto isso, o modelo nominal regride rapidamente apresentando a presença das oscilações de curto período.

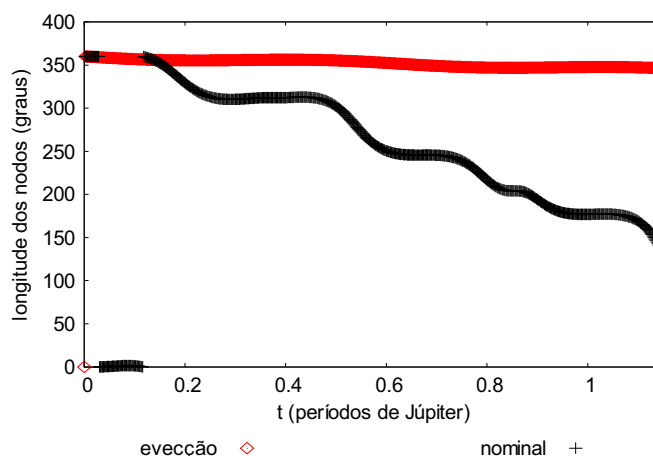


Figura 6.26 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos para a análise do comportamento da longitude do nodo ascendente para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter que os modelos evecção e nominal apresentam comportamentos distintos. À medida que aumentamos os valores iniciais do semi-eixo e diminuimos os valores iniciais da excentricidade da partícula verifica-se que o argumento do pericentro regride mais rapidamente no modelo nominal.

6.3.5 Argumento do Pericentro

Nesta seção analisamos o comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula comparando os modelos de evecção e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.27 verifica-se a variação temporal do argumento do pericentro da órbita da partícula para o semi-eixo maior de $100 R_j$. As simulações do modelo de

evecção concordam com os resultados obtidos analiticamente que estimavam que o argumento do pericentro avançasse com o tempo. Nota-se no modelo de evecção um discreto avanço do argumento do pericentro entorno de 3° por período orbital de Júpiter, diferentemente, no modelo nominal apresenta um avanço seis vezes maior.

Observa-se também a presença das oscilações de curto período, devido a não aplicação do princípio da média no modelo de evecção, conforme previsto analiticamente.

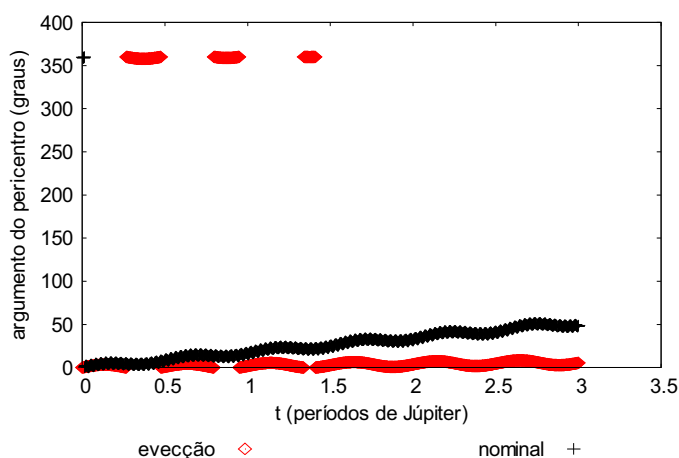


Figura 6.27 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Mantendo-se as condições iniciais da Figura 6.27 e alterando-se o período de integração para 30 períodos orbitais de Júpiter, verifica-se na figura 6.28 que no modelo nominal o argumento do pericentro da partícula avança linearmente com o tempo a uma taxa média de aproximadamente 18° por período, por outro lado, no modelo de evecção o argumento do pericentro avança a uma taxa média de aproximadamente 3° por período orbital de Júpiter, concordando dessa forma com o observado no caso da figura 6.27.

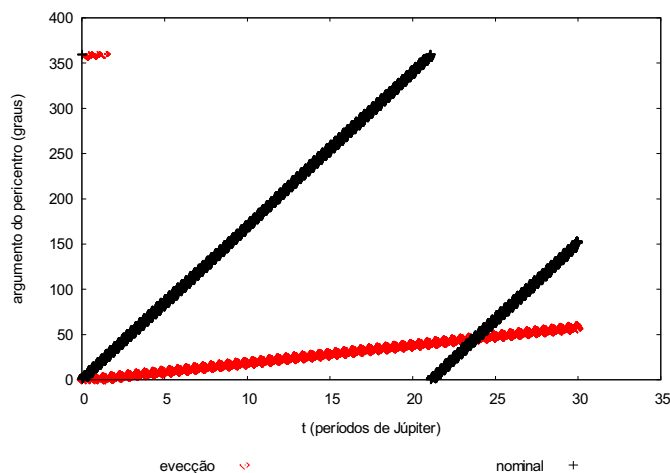


Figura 6.28 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.29 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são bastante distintos. No modelo que contém a evecção o argumento do pericentro avança lentamente com a presença de oscilações de curto período e se comporta de maneira mais estável. No modelo nominal, circula rapidamente e além da presença das oscilações de curto período, apresenta efeitos de ressonância.

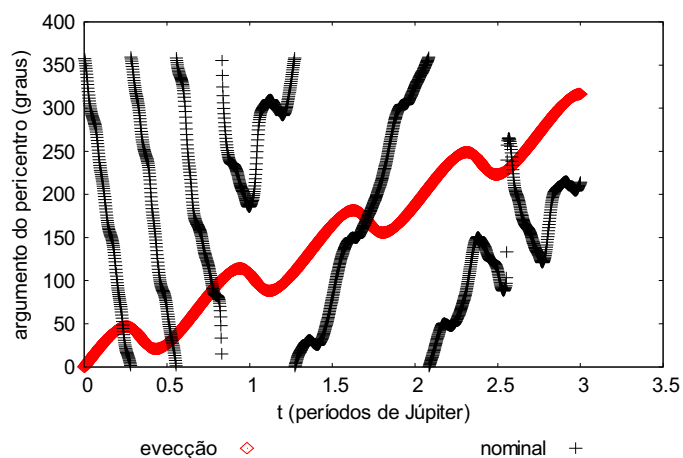


Figura 6.29 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.30 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos têm comportamentos muito próximos dos observados no caso da Figura 6.27.

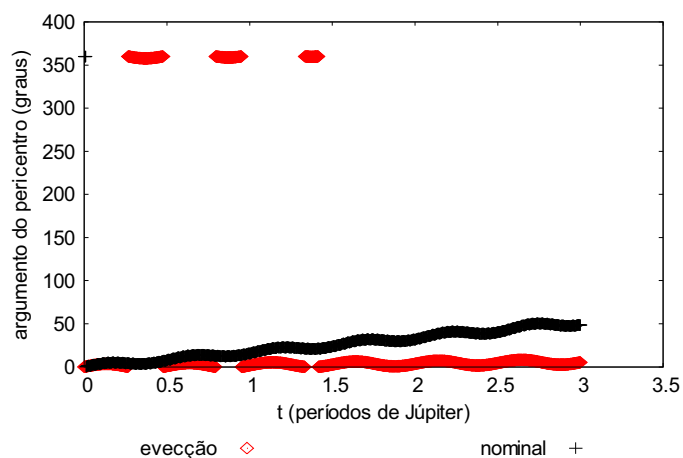


Figura 6.30 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.31 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os argumentos dos pericentros têm comportamentos muito próximos dos observados no caso da figura 6.28, porém, observa-se um aumento bem discreto na velocidade no argumento do pericentro do modelo nominal.

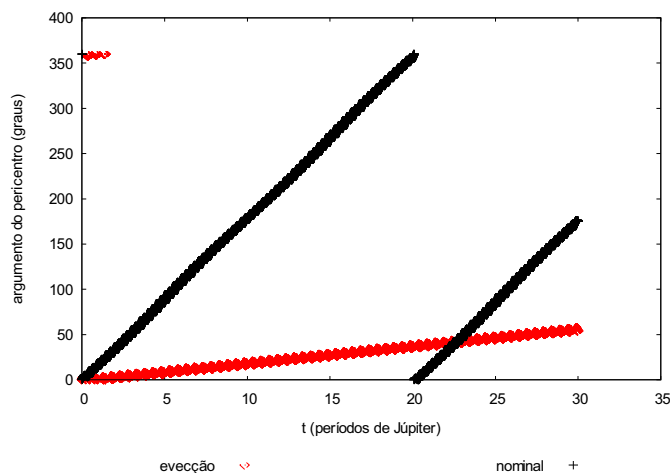


Figura 6.31 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveção (eveção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.32 observamos pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que no caso do modelo nominal o argumento do pericentro avança cerca de três vezes mais rápido que no modelo de eveção. A característica comum é que ambos os modelos apresentam oscilações de curto período bem definidas.

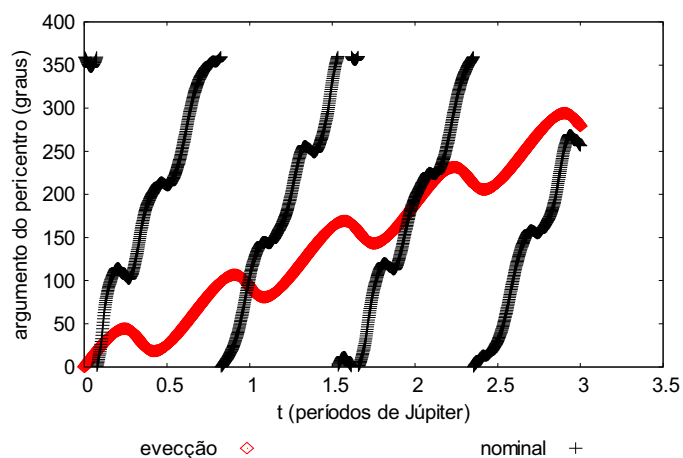


Figura 6.32 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.33 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os argumentos dos pericentros têm comportamentos muito próximos dos observados nos casos das Figuras 6.27 e 6.30.

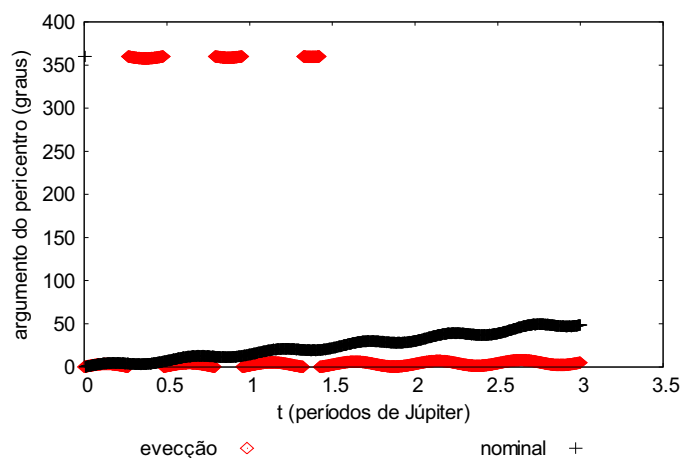


Figura 6.33 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.34 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os argumentos dos pericentros têm comportamentos muito próximos dos observados nos casos das Figuras 6.28 e 6.31, porém, observa-se um aumento da velocidade e das oscilações de curto período no argumento do pericentro do modelo nominal e o modelo de evecção não apresenta variações significativas.

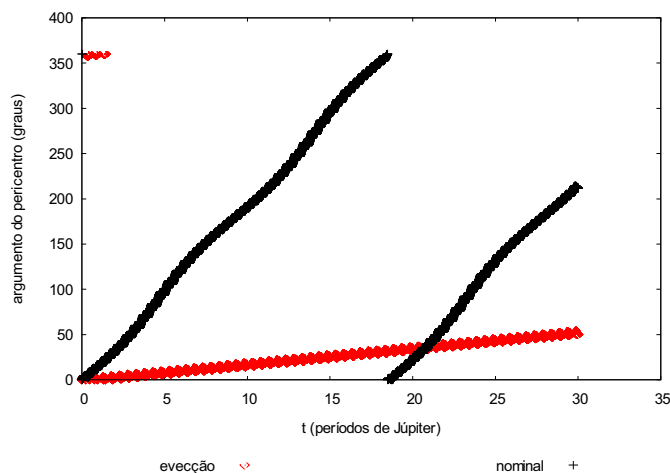


Figura 6.34 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.35 observamos pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se a tendência verificada em casos anteriores, onde com o aumento do valor inicial do semi-eixo maior no modelo nominal o argumento do pericentro avança mais rapidamente que no modelo que contém a evecção.

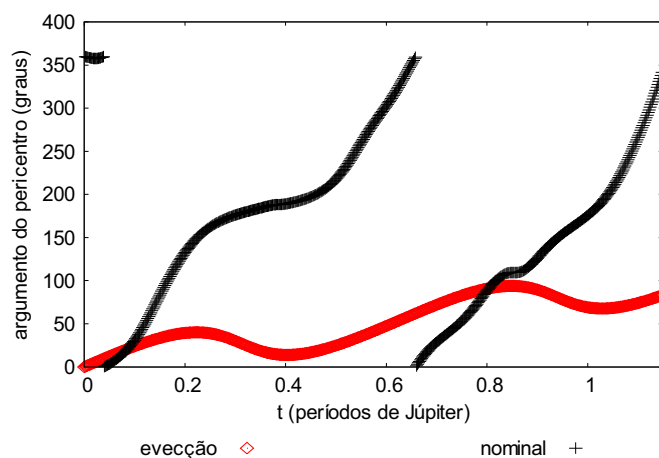


Figura 6.35 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.36 observamos pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter. Constata-se que as velocidades de avanço são bem distintas e as oscilações de curto período são mais intensas nos modelo de evecção.

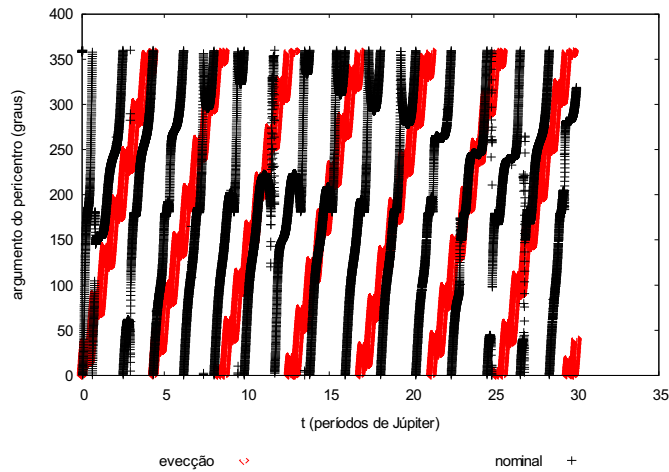


Figura 6.36 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos para a análise do comportamento do argumento do pericentro para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter que os modelos evecção e nominal apresentam comportamentos distintos.

À medida que aumentamos os valores iniciais do semi-eixo e diminuimos os valores iniciais da excentricidade da partícula verifica-se que o argumento do pericentro avança mais rapidamente no modelo nominal.

6.4 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA REFERENTE À TEORIA KOZAI

6.4.1 Ângulo Crítico

A Figura 6.37 mostra o comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a função perturbadora que contem a parcela referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos mais próximos para o caso 6.37a, ou seja, para os valores iniciais de $100 R_J$ do semi-eixo maior e $0,1$ de excentricidade. À medida que aumentamos o

valor inicial do semi-eixo maior verificamos no modelo nominal o aumento das oscilações de curto período a partir do caso 6.37c e características de ressonância mais acentuadas no caso 6.37d e no caso 6.37f quando o ângulo crítico circula rapidamente durante o primeiro período orbital de Júpiter e a seguir libra entorno de 180° . No modelo Kozai o ângulo crítico não apresenta variações significativas com o aumento dos valores iniciais do semi-eixo maior da partícula.

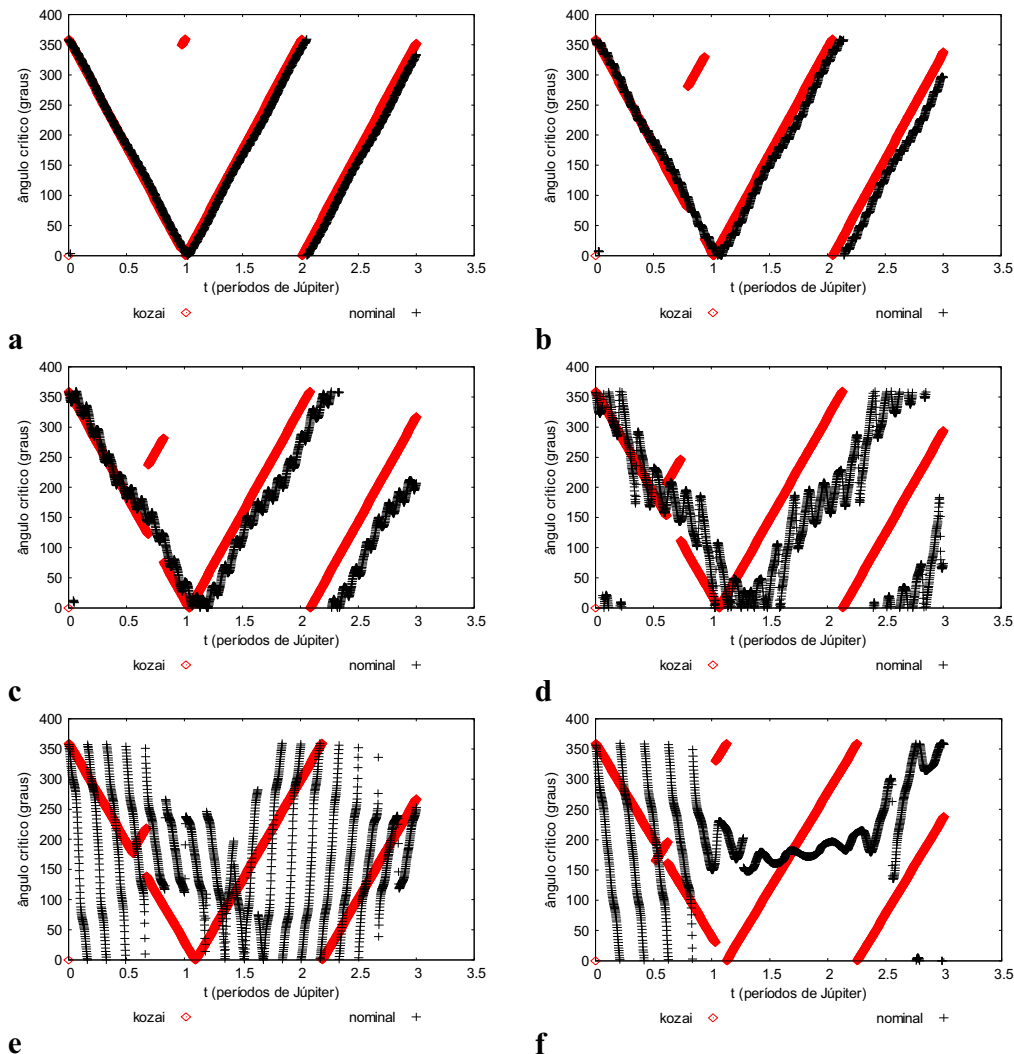


Figura 6.37 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda^1$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.38 mostra o comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda^1$), comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos mais similares para o caso 6.38a, ou seja, para os valores iniciais de $100 R_J$ do semi-eixo maior e $0,1$ de excentricidade. À medida que aumentamos o

valor inicial do semi-eixo maior e consideramos a excentricidade de 0,3, verificamos que os efeitos ressonantes acentuam-se no modelo nominal, que no caso 6.38e tem o ângulo crítico librando entorno de 180° e no caso 6.38f entorno de 0° . No modelo Kozai o ângulo crítico não apresenta variações significativas com o aumento dos valores iniciais do semi-eixo maior da partícula.

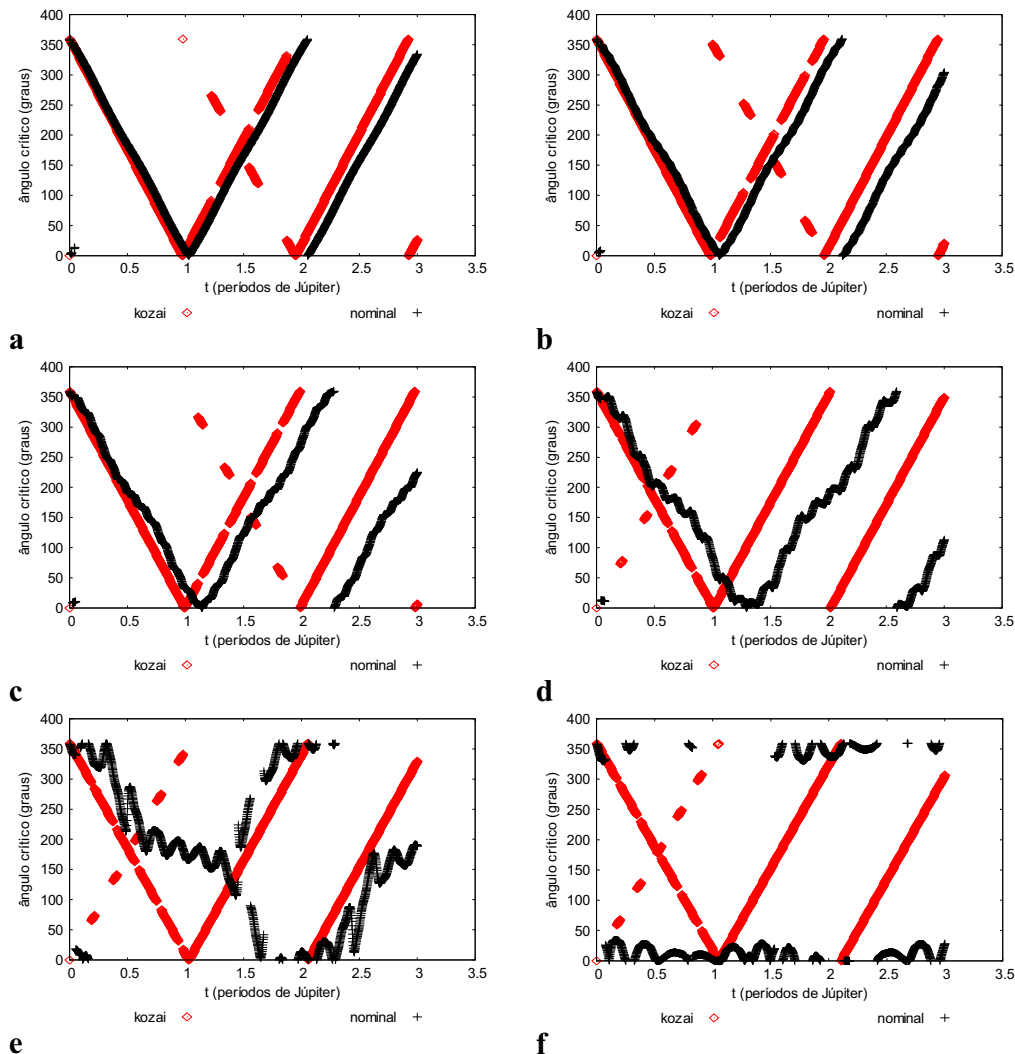


Figura 6.38 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.39 mostra o comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos mais similares para o caso 6.39a, ou seja, para os valores iniciais de $100 R_J$ do semi-eixo maior e $0,1$ de excentricidade. À medida que aumentamos o

valor inicial do semi-eixo maior e consideramos a excentricidade de 0,5, verificamos que os efeitos ressonantes se acentuam no modelo nominal, que no caso 6.39e tem o ângulo crítico librando entorno de 180° . No modelo Kozai o ângulo crítico não apresenta variações significativas com o aumento dos valores iniciais do semi-eixo maior da partícula.

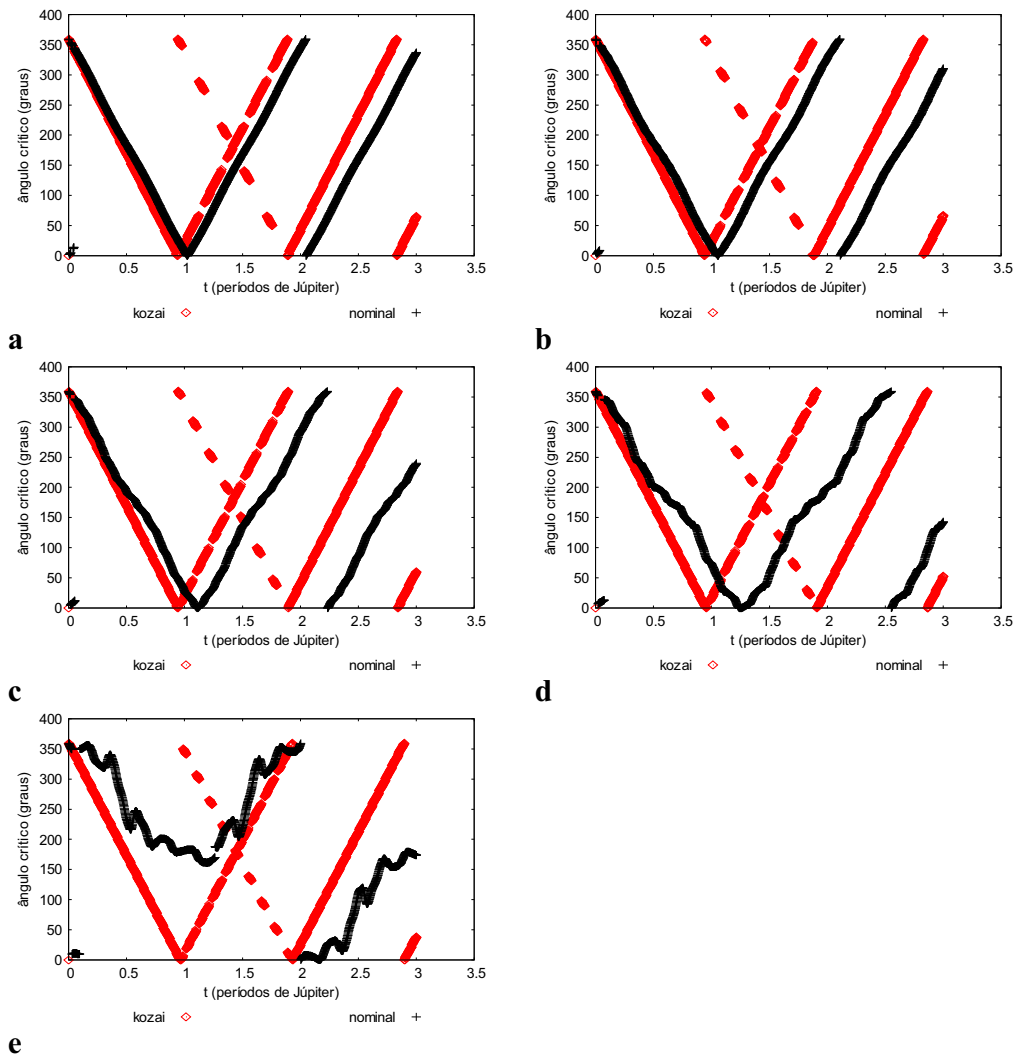


Figura 6.39 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

6.4.2 Excentricidade

Nesta seção analisamos o comportamento da excentricidade da órbita da partícula comparando os modelos kozai e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.40 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a excentricidade no modelo kozai acompanha, como um envoltório, os picos de oscilação máxima apresentados no modelo nominal, porém com a presença mais discreta das oscilações de curto período que se mostram mais intensa no modelo nominal.

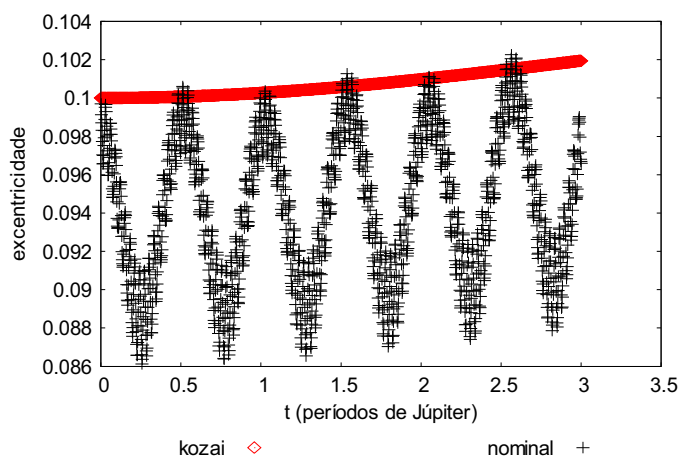


Figura 6.40 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.41 observa-se o comportamento da excentricidade para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, verificamos que no modelo kozai acompanha os picos máximos de oscilação apresentados no modelo nominal e que se mantém entorno do valor médio 0,102. Nesse caso o modelo Kozai contribui para as oscilações de longo período e se mostra bastante próximo até o tempo de integração de até 16 períodos orbitais de Júpiter.

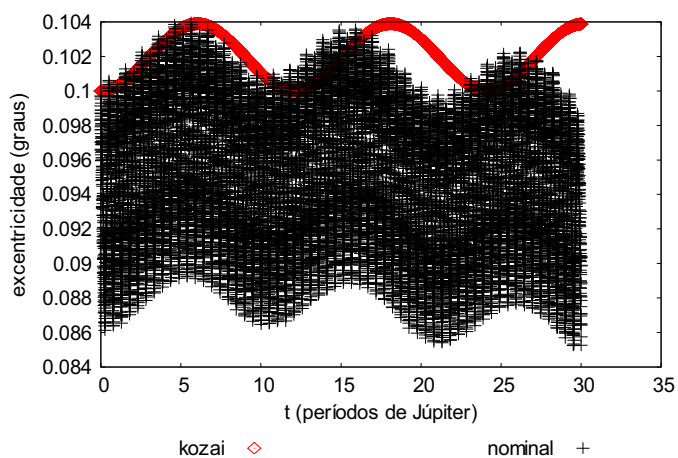


Figura 6.41 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.42 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se divergem a partir de aproximadamente 0,5 períodos orbitais, quando notamos que no modelo Kozai a excentricidade se mantém praticamente constante entorno do valor médio 0,1 e o modelo nominal tem um aumento das oscilações de curto período apresentando picos e fases distintos.

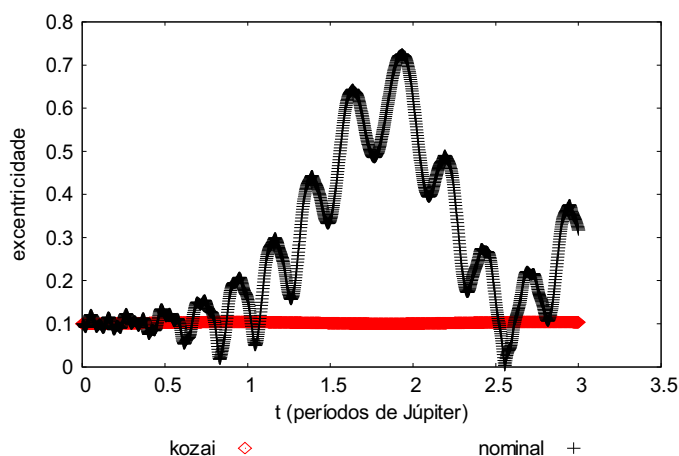


Figura 6.42 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.43 observamos a melhor comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se a mesma tendência verificada na simulação da Figura 6.40 onde a excentricidade no modelo Kozai acompanha os picos de oscilação máxima de curto período apresentados no modelo nominal, entretanto sem apresentar características oscilatórias, que nesse caso inicia-se em 0,3 e avança com o tempo.

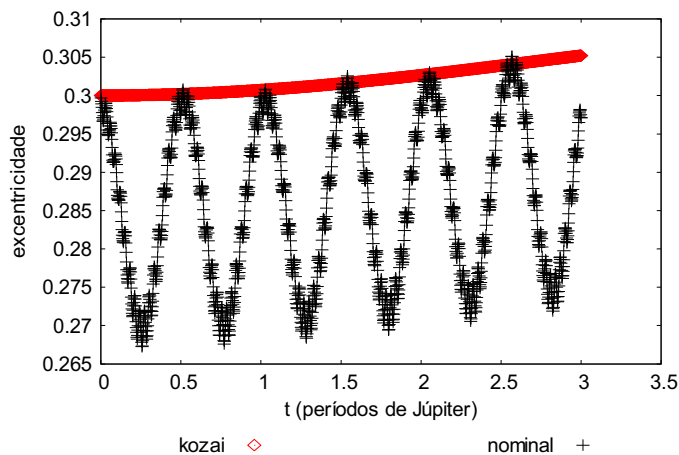


Figura 6.43 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e = 0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.44 observa-se o comportamento da excentricidade para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, é possível afirmar que o avanço verificado na Figura 6.43 é o início do comportamento oscilatório da excentricidade no modelo Kozai. Os resultados são similares aos apresentados na simulação da Figura 6.42 onde no modelo Kozai a excentricidade acompanha os picos máximos de oscilação apresentados no modelo nominal que se mantém entorno do valor médio 0,305 neste caso. Novamente, o modelo Kozai contribui para as oscilações de longo período e se mostra bastante próximo até o tempo de integração de 16 períodos orbitais de Júpiter.

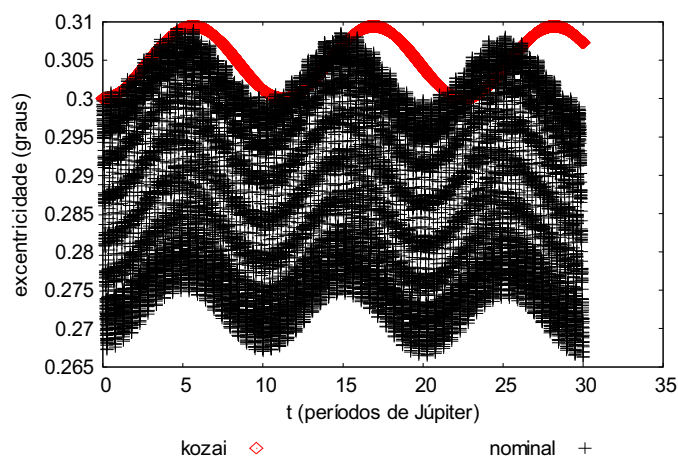


Figura 6.44 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.45 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Novamente os modelos se divergem bastante, no modelo Kozai a excentricidade se mantém praticamente constante entorno do valor médio 0,3 e o modelo nominal tem um aumento das oscilações de curto período, apresentando fases distintas.

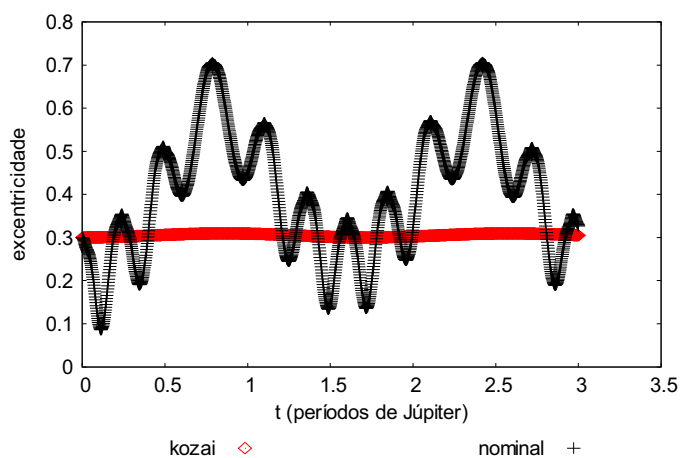


Figura 6.45 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.46 observamos a melhor comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. A tendência se repete, pois a excentricidade no modelo Kozai acompanha os picos de oscilação máxima apresentados no modelo nominal, que neste caso inicia-se em 0,5.

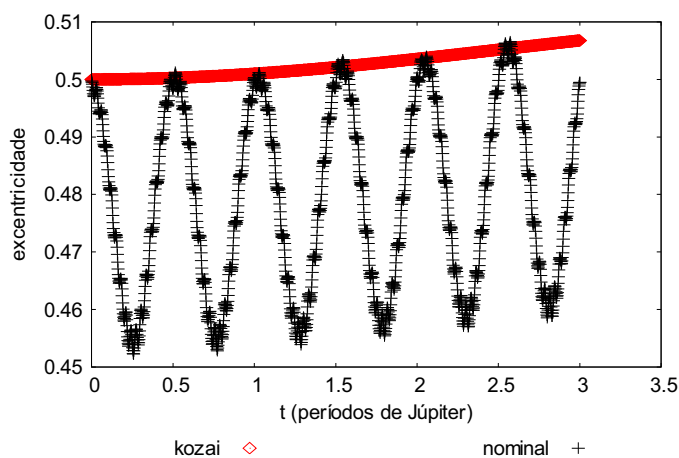


Figura 6.46 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.47 observa-se o comportamento da excentricidade para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, verificamos resultados similares aos apresentados nas Figuras 6.42 e 6.44 onde no modelo Kozai a excentricidade acompanha os picos máximos de oscilação apresentados no modelo nominal que se mantém entorno do valor médio 0,505. O modelo Kozai contribui para as oscilações de longo período e se mostra próximo ao modelo nominal até 16 períodos orbitais de Júpiter.

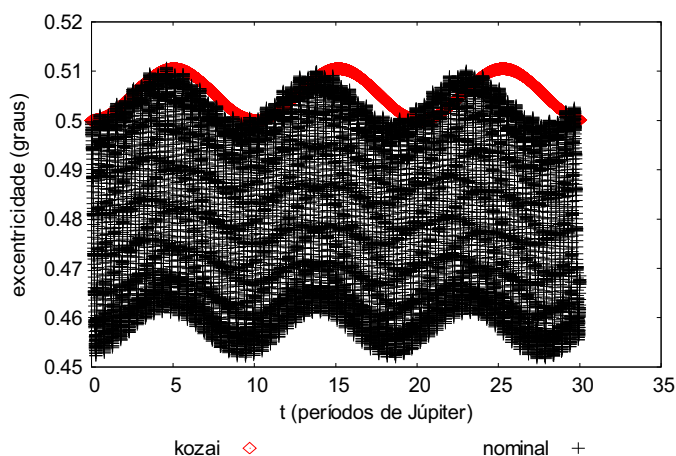


Figura 6.47 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e = 0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.48 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são bem distintos, no modelo Kozai a excentricidade oscila discretamente entorno de 0,5 e no modelo nominal valores diversos.

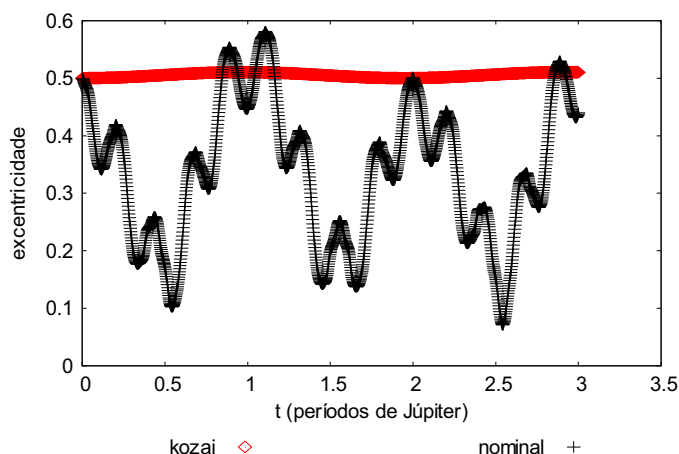


Figura 6.48 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_j$, $e = 0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando na Figura 6.49 o comportamento da excentricidade para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, nota-se a tendência verificada na Figura 6.48, entretanto evidencia-se a colaboração do modelo Kozai, nos picos máximos das oscilações de longo período.

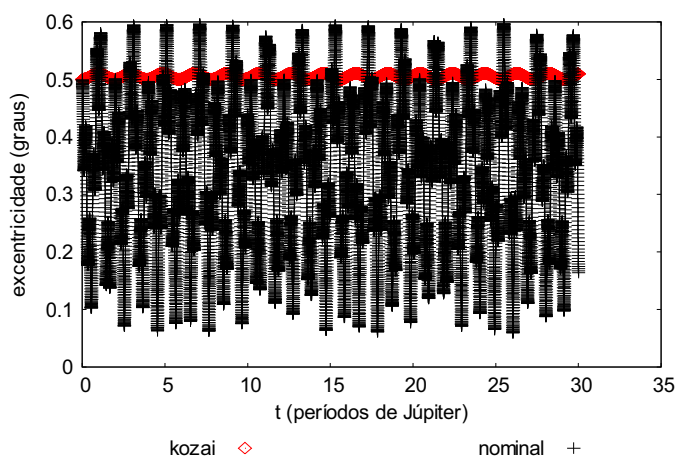


Figura 6.49 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter, a excentricidade do modelo Kozai é caracterizada por acompanhar a excentricidade do modelo nominal, como um envoltório nas oscilações máximas de curtos e longos períodos. Essa característica é verificada na maioria das simulações, porém, apresenta melhores resultados para valores iniciais “baixos” de semi-eixo maior e “altos” de excentricidade.

6.4.3 Inclinação

Nesta seção analisamos o comportamento da inclinação da órbita da partícula comparando os modelos Kozai e nominal, buscando as condições iniciais em que os

dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.50 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que no modelo Kozai a excentricidade acompanha, como um envoltório, o decrescimento dos picos máximos de oscilações de curto período. As oscilações de curto período são bem discretas no modelo Kozai.

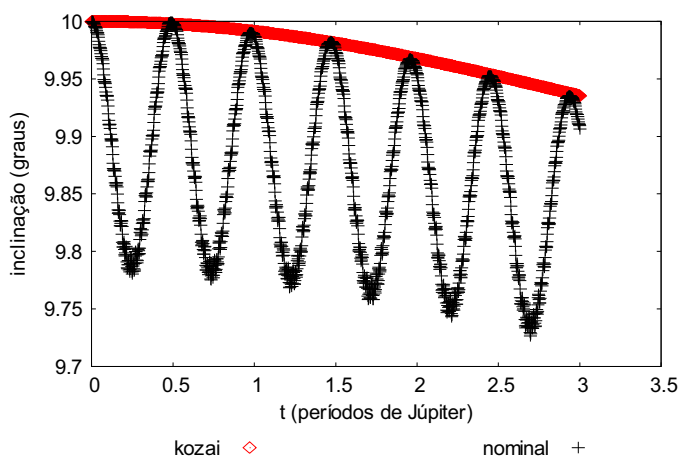


Figura 6.50 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da inclinação para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, notamos na figura 6.51 que o modelo Kozai contribui nas oscilações de longo período e se mostra muito eficiente até valores próximos de 11 períodos orbitais de Júpiter e posteriormente, apesar do avanço de fase, as amplitudes máximas têm características bem próximas.

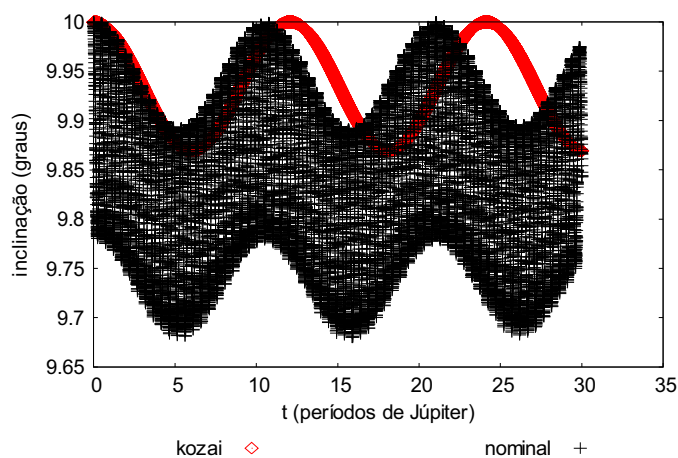


Figura 6.51 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.52 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são muito divergentes, pois enquanto no modelo Kozai a inclinação se mantém oscilando entorno de 10° , no modelo nominal tem suas características oscilatórias mais alteradas a partir de 1,5 períodos orbitais de Júpiter.

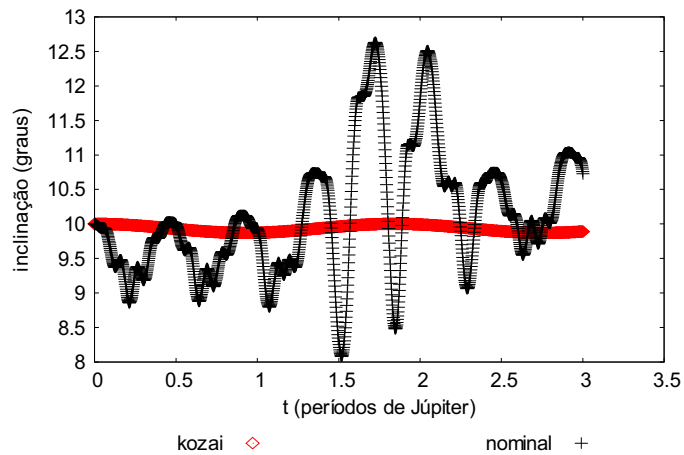


Figura 6.52 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da inclinação para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter notamos na Figura 6.53 alterações de fase e período de oscilação no modelo nominal, por outro lado no modelo Kozai a inclinação se mantém oscilante entorno de 10° por todo período de integração.

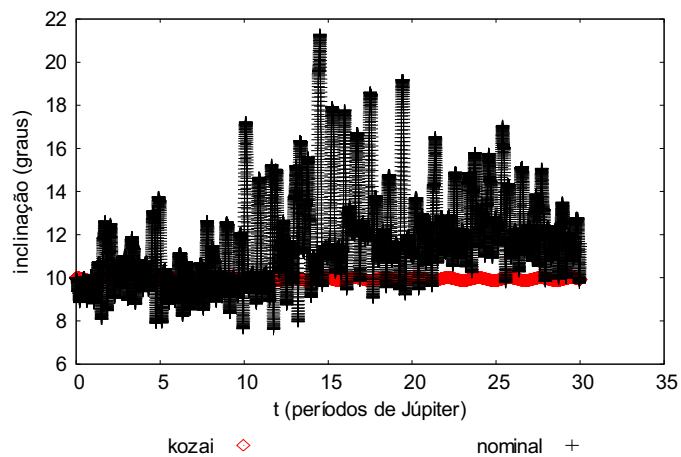


Figura 6.53 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.54 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que no modelo Kozai a excentricidade acompanha o decrescimento dos picos máximos de oscilações de curto período. As oscilações de curto período são bem discretas no modelo Kozai.

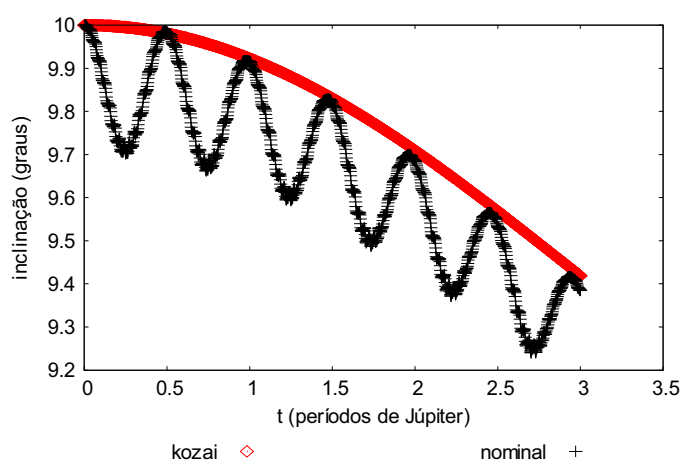


Figura 6.54 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da inclinação para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, notamos na Figura 6.55 que os modelos são bem similares, apesar de haver um avanço de fase. As características oscilatórias, como período e amplitude, são comuns a ambos os modelos.

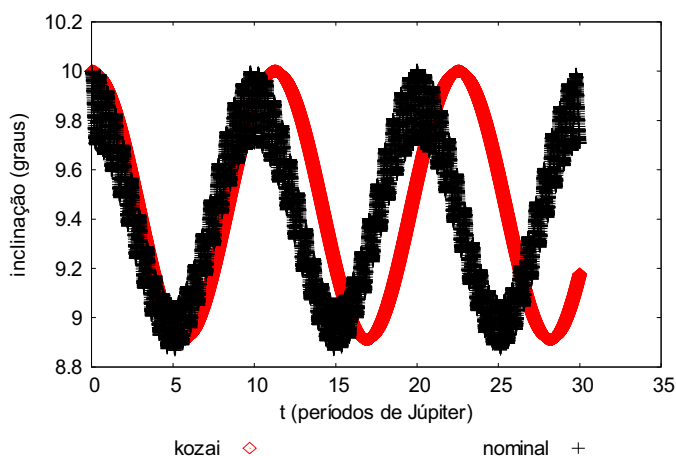


Figura 6.55 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.56 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são muito divergentes em relação às características oscilatórias de fase e amplitude.

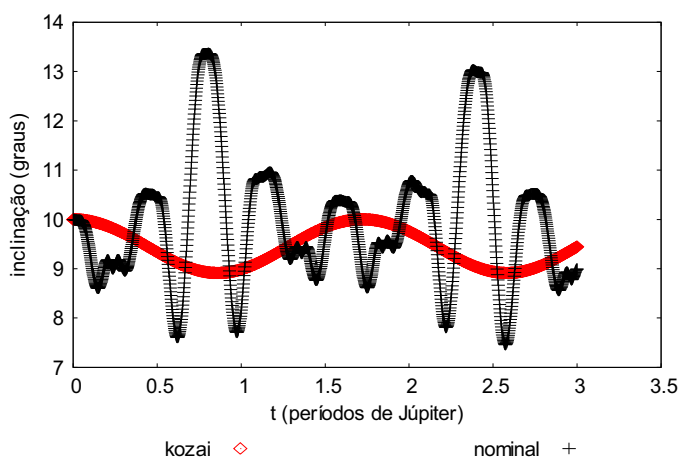


Figura 6.56 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da inclinação para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, notamos na Figura 6.57 que os modelos são muito divergentes em relação às características oscilatórias de fase e amplitude, porém oscilam próximos do valor médio de $9,5^\circ$.

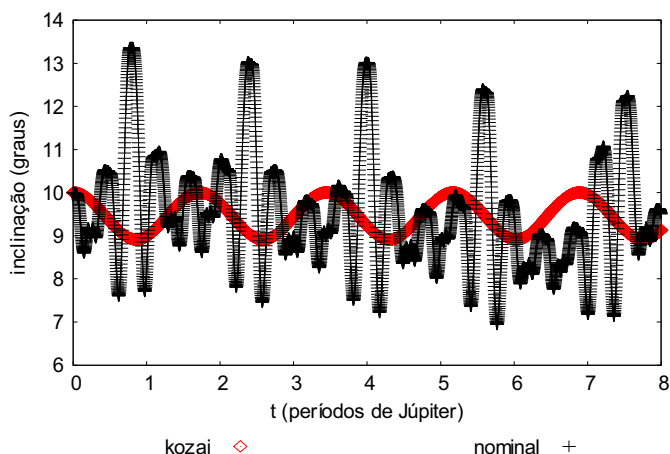


Figura 6.57 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.58 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Notam-se as mesmas características descritas na análise das Figuras 6.50 e 6.54 onde no modelo Kozai a excentricidade acompanha o decrescimento dos picos máximos de oscilações de curto período observados na integração nominal.

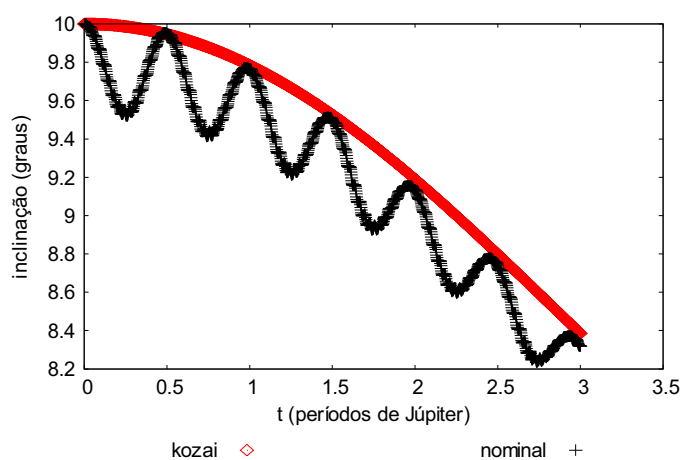


Figura 6.58 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da inclinação para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, notamos na Figura 6.59 que os modelos são bem similares, apesar de haver um avanço de fase a partir de aproximadamente 10 períodos orbitais de Júpiter. As características oscilatórias, como período e amplitude, são comuns a ambos os modelos.

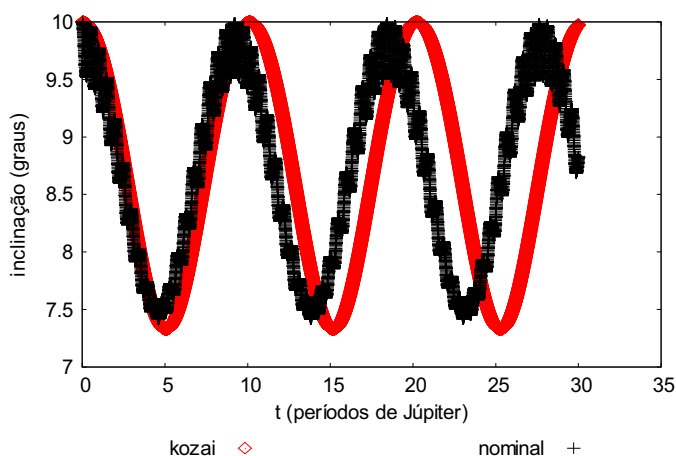


Figura 6.59 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.60 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se divergem em relação à fase e o período de oscilação, mas preservam a característica de oscilarem entorno do mesmo valor médio.

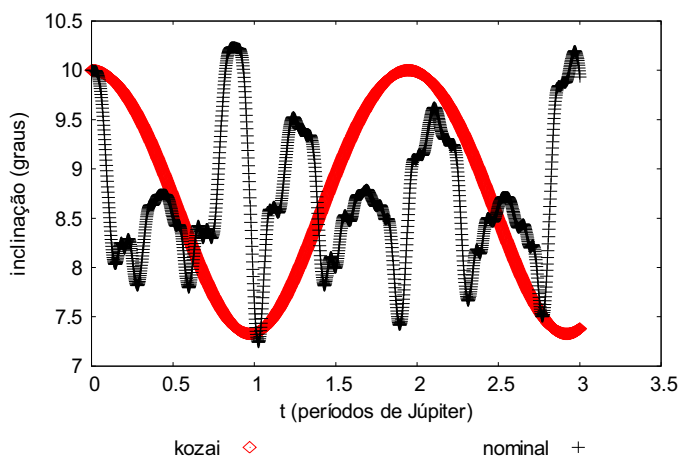


Figura 6.60 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da inclinação para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, notamos na Figura 6.61 a tendência já verificada em casos anteriores, onde os modelos se divergem em relação ao período e amplitude de oscilação, mas preservam as características das inclinações oscilarem praticamente entorno do mesmo valor médio.

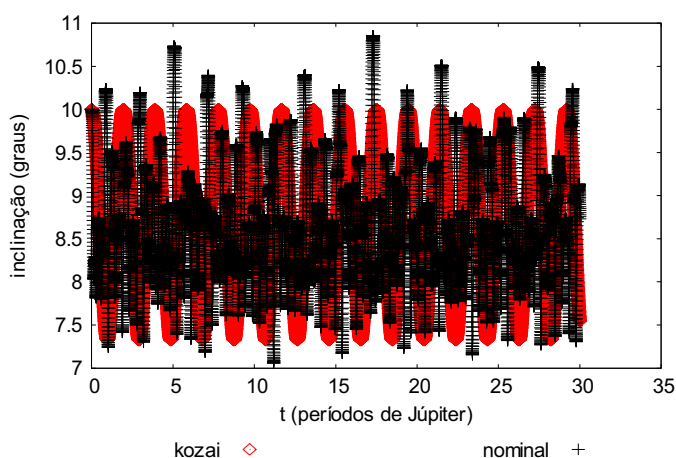


Figura 6.61 – Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter, a inclinação no modelo Kozai é caracterizada por acompanhar a inclinação do modelo nominal, como um envoltório nas oscilações máximas de curto e de longos períodos. Essa característica é verificada na maioria das simulações, porém, apresenta melhores resultados para valores iniciais “baixos” e semi-eixo maior e “altos” de excentricidade. Uma outra característica importante é observada para altos valores iniciais do semi-eixo maior, onde as inclinações tendem a oscilar entorno do mesmo valor médio nos modelos.

6.4.4 Longitude do Nodo Ascendente

Nesta seção analisamos o comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula comparando os modelos Kozai e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas fixando-se o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando-se os valores para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.62 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo Kozai acompanha o modelo nominal na mesma velocidade de regressão da longitude do nodo ascendente por todo período de integração.

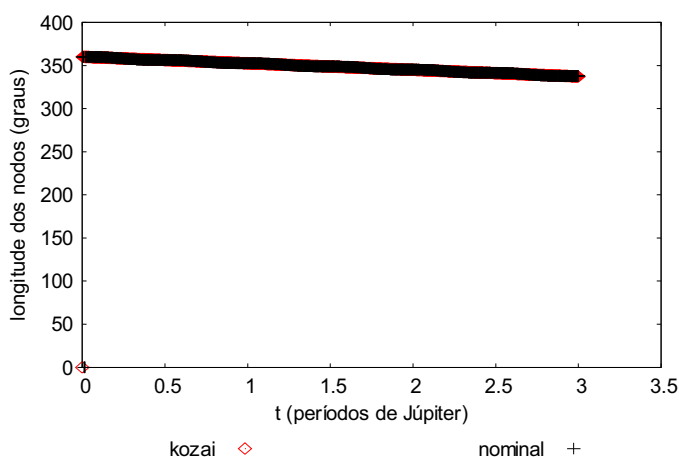


Figura 6.62 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da longitude do nodo ascendente para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, notamos na Figura 6.63 que o modelo Kozai acompanha o modelo nominal com a mesma velocidade de regressão por todo período de integração.

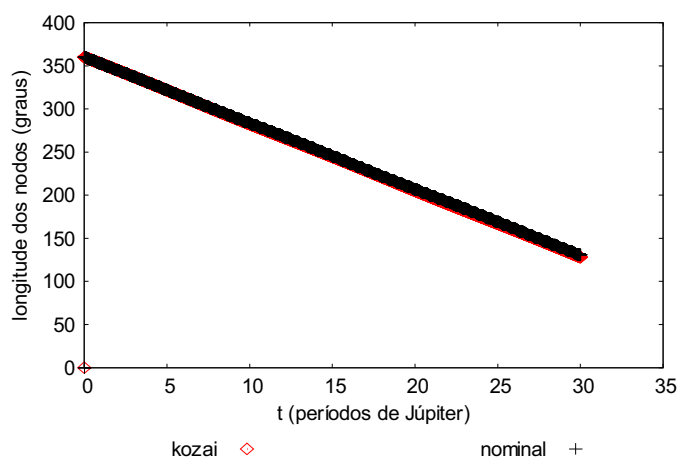


Figura 6.63 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.64 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo Kozai acompanha o nominal até valores próximos do primeiro período orbital de Júpiter, a partir de então há um aumento das oscilações de curto período no modelo nominal e aumento da velocidade de regressão da longitude do nodo ascendente. No modelo Kozai a longitude do nodo ascendente regride com velocidade constante de aproximadamente 50° por período.

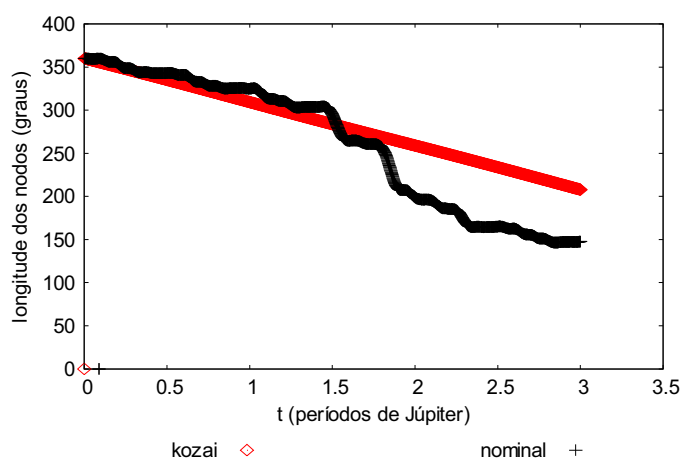


Figura 6.64 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da longitude do nodo ascendente para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, notamos na Figura 6.65 que no modelo Kozai a longitude dos nodos regride mais lentamente que no modelo Kozai (cerca de 50° por período orbital de Júpiter). A presença das oscilações de curto período é mais intensa no modelo nominal.

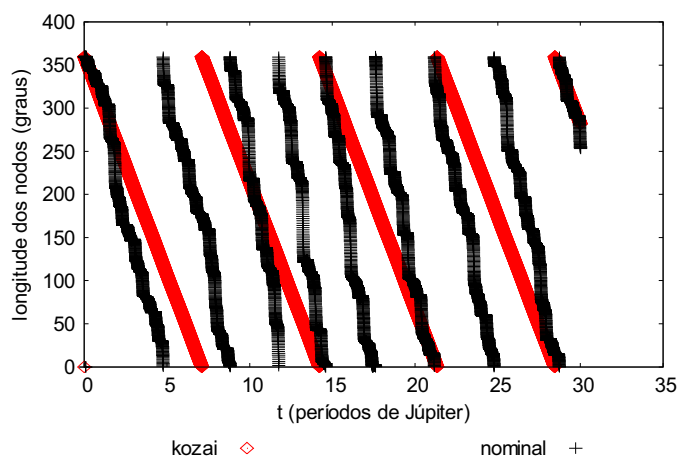


Figura 6.65 - Comportamento da longitude do nó ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas fixando-se o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando-se os valores para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.66 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo Kozai acompanha o modelo nominal na mesma velocidade de regressão por todo período de integração.

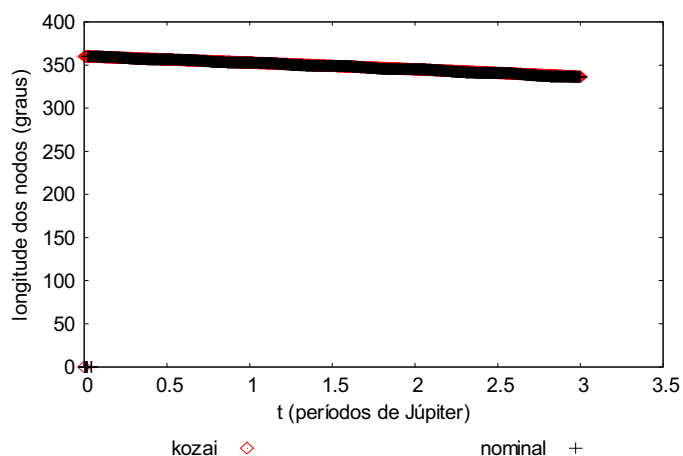


Figura 6.66 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da longitude do nodo ascendente para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, notamos na Figura 6.67 que o modelo Kozai acompanha o modelo nominal com a mesma velocidade de regressão por todo período de integração.

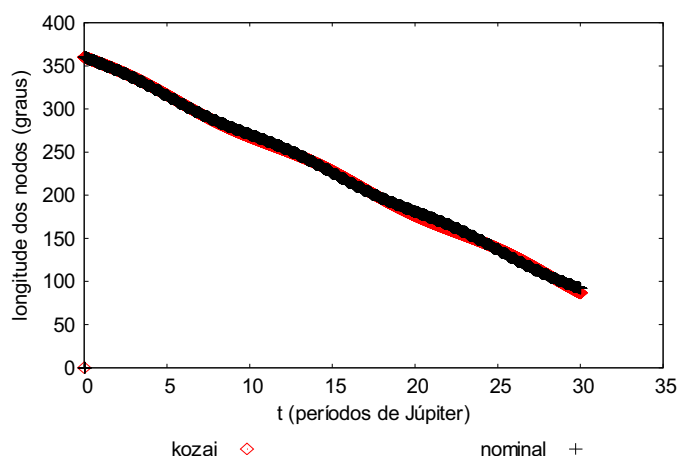


Figura 6.67 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.68 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo Kozai acompanha o nominal até valores próximos da metade do primeiro período orbital de Júpiter, a partir de então há um aumento das oscilações de curto período no modelo nominal e aumento da velocidade de regressão da longitude do nodo ascendente. No modelo Kozai a longitude do nodo ascendente regride com velocidade constante de aproximadamente 50° por período.

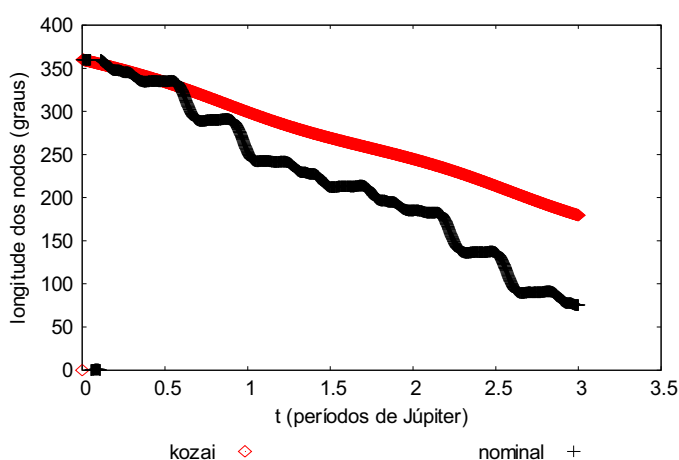


Figura 6.68 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da longitude do nodo ascendente para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, notamos na Figura 6.69 as tendências do caso da Figura 6.68 onde no modelo Kozai a longitude dos nodos regride mais lentamente que no modelo nominal e que a presença das oscilações de curto período é mais intensa no modelo nominal.

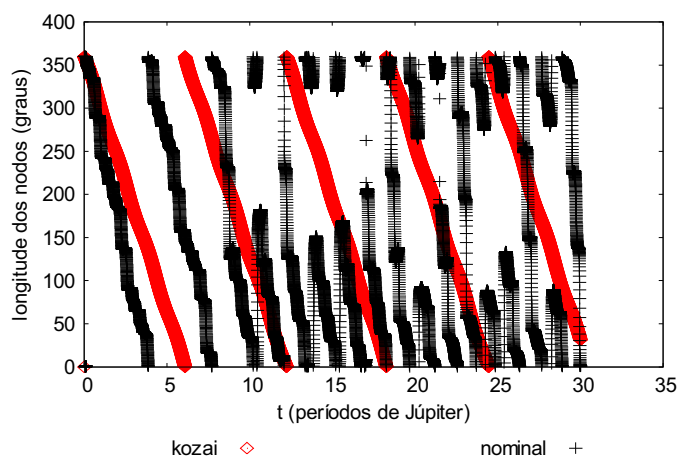


Figura 6.69 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas fixando-se o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando-se os valores para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Observando o comportamento da longitude do nodo ascendente para o período de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter, notamos na Figura 6.70 que o modelo Kozai acompanha o modelo nominal com a mesma velocidade de regressão da longitude dos nodos por todo período de integração.

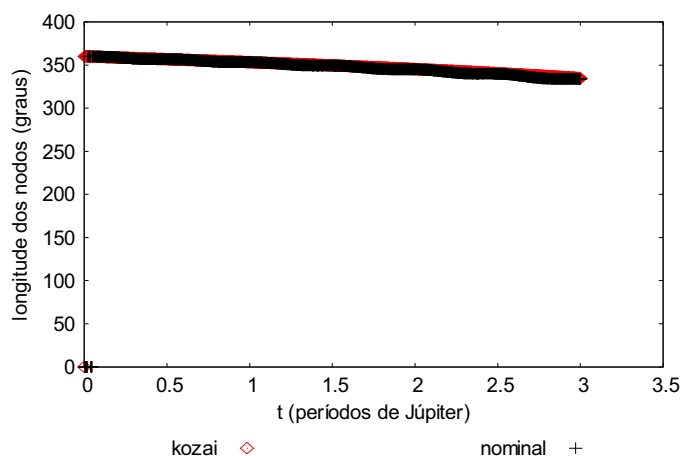


Figura 6.70 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da longitude do nodo ascendente para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, notamos na Figura 6.71 que o modelo kozai acompanha o modelo nominal com a mesma velocidade de regressão da longitude do nodo ascendente por todo período de integração.

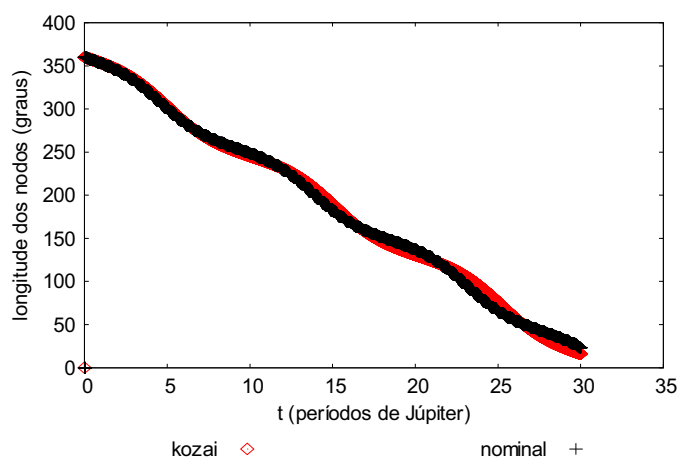


Figura 6.71 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da longitude do nodo ascendente para o período de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter, nota-se na Figura 6.72 que os modelos apresentam velocidades diferentes de regressão da longitude do nodo ascendente os leva a ganharem características distintas com o tempo.

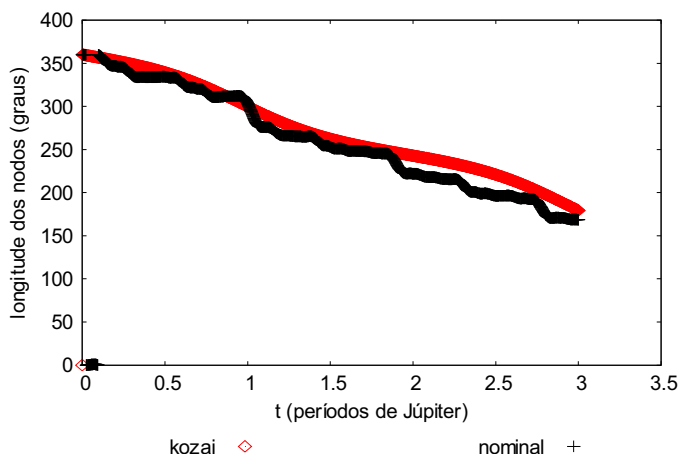


Figura 6.72 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando o comportamento da longitude do nodo ascendente para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, nota-se na Figura 6.73 que os modelos tendem a ganhar características distintas com o tempo, pois a longitude do nodo ascendente no modelo nominal regride mais rapidamente.

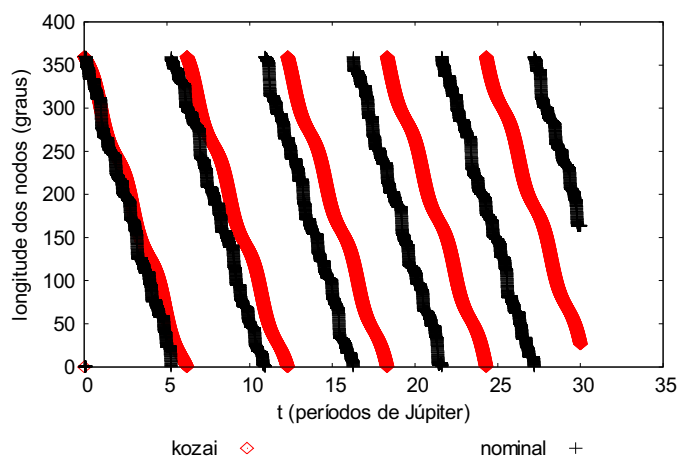


Figura 6.73 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos Kozai e nominal são muito próximos para o valor inicial de semi-eixo maior de $100 R_j$, os valores iniciais atribuídos para a excentricidade não alteraram significativamente as semelhanças entre os modelos. À medida que aumentamos o semi-eixo maior inicial os modelos apresentam características mais distintas, assim podemos dizer que o modelo Kozai apresenta melhores resultados para valores iniciais “baixos” de semi-eixo maior.

6.4.5 Argumento do Pericentro

Nesta seção analisamos o comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula comparando os modelos Kozai e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.74 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os argumentos dos pericentros avançam simultaneamente e com praticamente a mesma velocidade, ou seja, entorno de 20° por período orbital de Júpiter. As oscilações de curto período são mais intensas no modelo nominal.

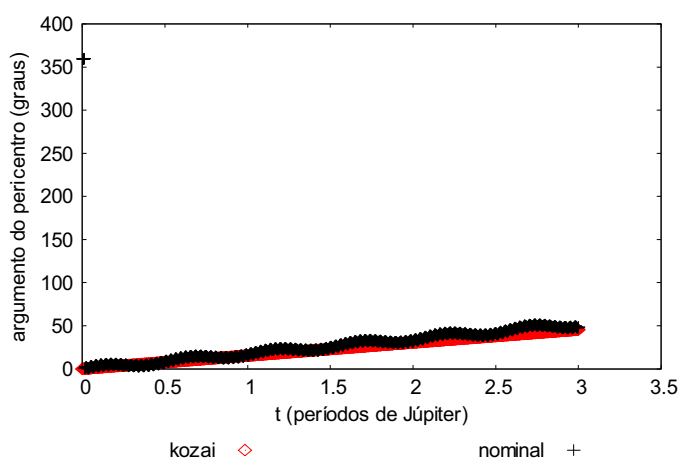


Figura 6.74 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.75 observamos o comportamento dos argumentos dos pericentros para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, nota-se que o avanço é mais rápido no modelo nominal. Estimam-se as velocidades entorno de 18° por período no modelo nominal e 15° por período no modelo Kozai.

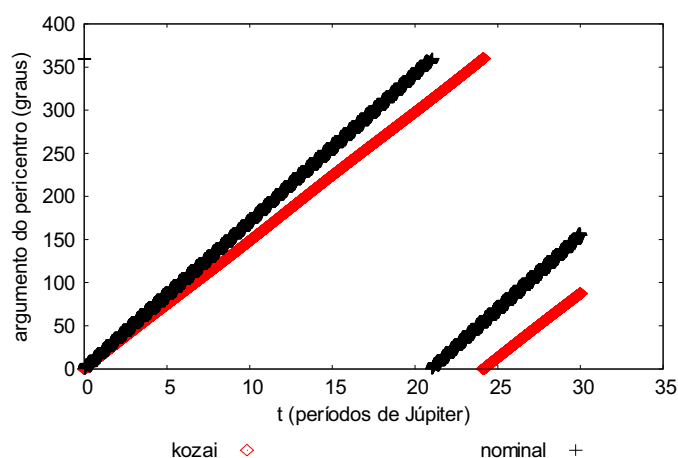


Figura 6.75 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.76 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são muito divergentes, pois enquanto no modelo Kozai o argumento do pericentro avança entorno de 90° por período, no modelo nominal circula cerca de três vezes antes mesmo do primeiro período orbital.

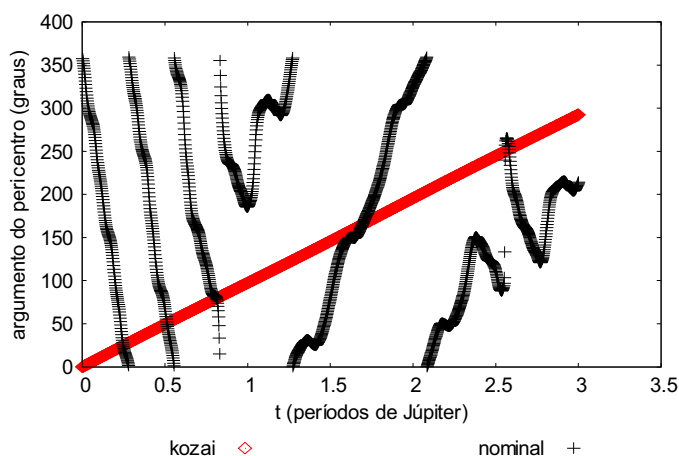


Figura 6.76 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.77 observa-se o comportamento do argumento do pericentro para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, nota-se o avanço linear no modelo Kozai entorno de 90° por período. No modelo nominal o argumento passa a ter um comportamento mais regular a partir de 8 períodos orbitais.

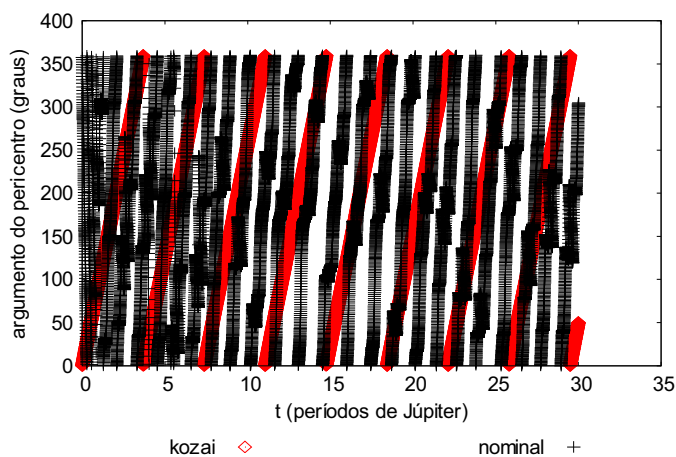


Figura 6.77 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.78 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos, para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se uma semelhança muito grande na simulação mostrada na Figura 6.74, onde a análise do comportamento praticamente a mesma, pois o argumento do pericentro avança simultaneamente com praticamente a mesma velocidade, ou seja, entorno de 20° por período orbital de Júpiter. As oscilações de curto período são mais intensas no modelo nominal.

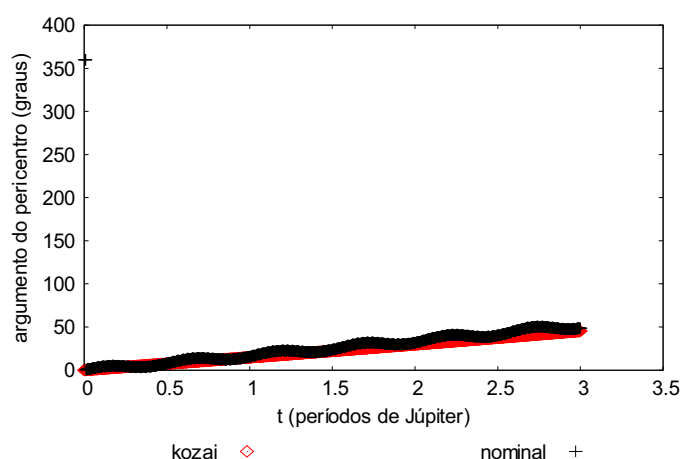


Figura 6.78 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.79 observamos o comportamento do argumento do pericentro para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, nota-se o que as velocidades de avanço do argumento do pericentro são ligeiramente diferentes, porém suficientes para afirmarmos que no modelo nominal avança mais rapidamente.

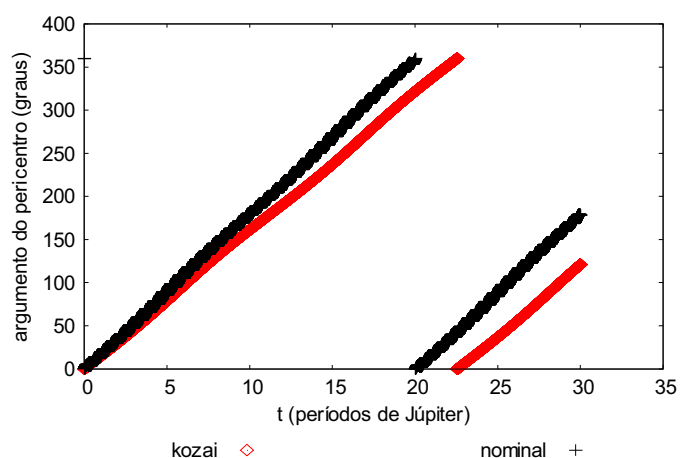


Figura 6.79 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.80 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se divergem bastante, pois enquanto no modelo Kozai o argumento do pericentro avança linearmente entorno de 105° por período, no modelo nominal o argumento do pericentro circula, apresentando oscilações de curto período.

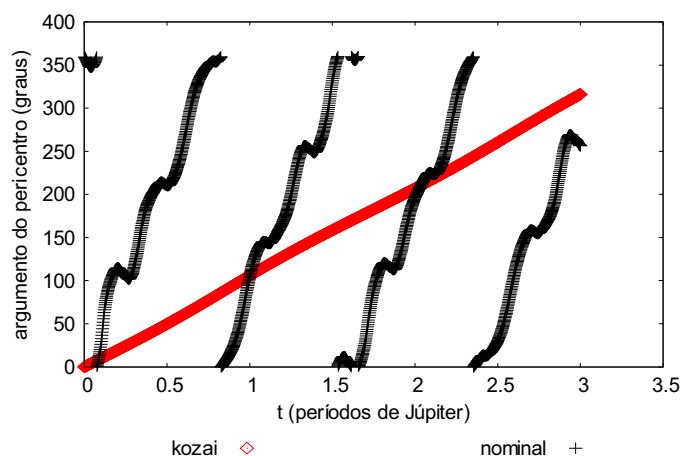


Figura 6.80 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.81 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que não há mudanças significativas das análises nas figuras 6.74 e 6.78.

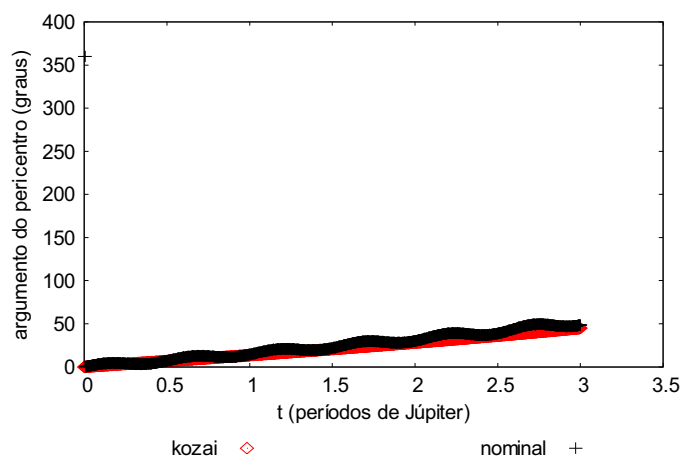


Figura 6.81 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.82 observa-se o comportamento do argumento do pericentro para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, nota-se que com o aumento da excentricidade para 0,5 os modelos têm uma melhor aproximação mantendo as características de crescimento como oscilações de curto período apesar de ficar bem claro que as velocidades de avanço são diferentes como notado a partir de aproximadamente 12 períodos orbitais de Júpiter.

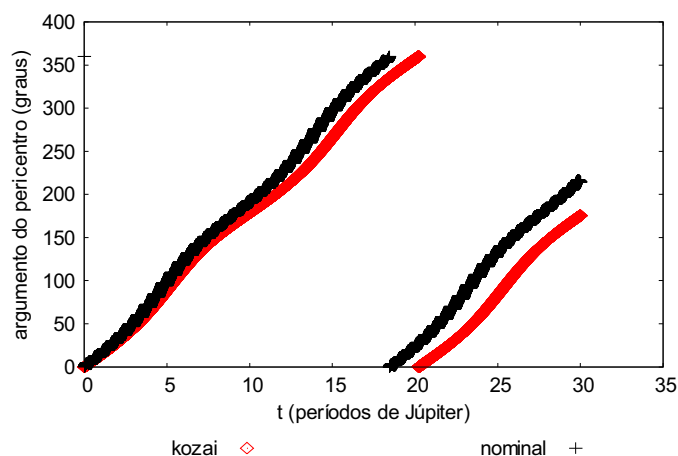


Figura 6.82 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.83 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se divergem bastante, pois enquanto no modelo Kozai o argumento do pericentro avança entorno de 100° por período, no modelo nominal apresenta aumento das oscilações de curto período e avanço variado.

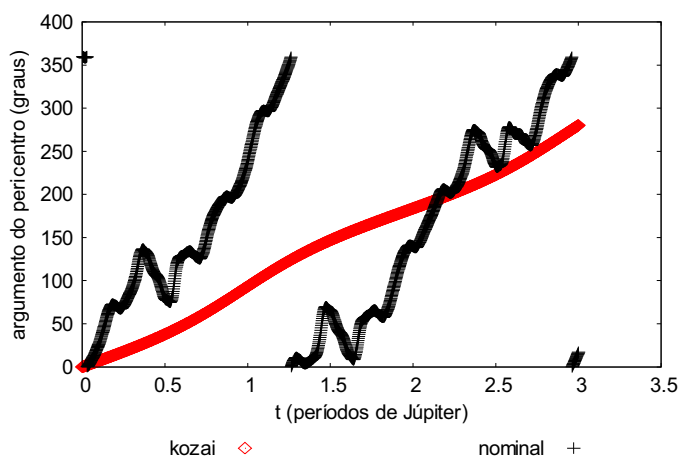


Figura 6.83 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.84 observa-se o comportamento do argumento do pericentro para o período de integração de 30 períodos orbitais de Júpiter, nota-se que há certa regularidade no avanço do argumento do pericentro em ambos os modelos, porém as velocidades de avanço são diferentes,

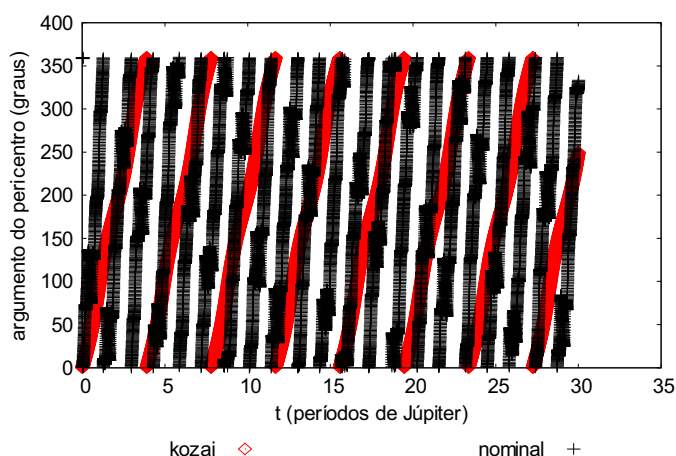


Figura 6.84 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria Kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=30$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos Kozai e nominal são bem próximos para o semi-eixo inicial de $100 R_J$ para todos os valores iniciais atribuídos para a excentricidade. À medida que aumentamos o semi-eixo inicial e diminuimos a excentricidade os modelos apresentam características mais distintas, assim podemos dizer que o modelo Kozai apresenta melhores resultados para valores iniciais “baixos” de semi-eixo maior e “altos” de excentricidade.

6.5 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA REFERENTE À EVECÇÃO DOS NODOS

6.5.1 Ângulo Crítico

A Figura 6.85 mostra o comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a função perturbadora que contem a parcela referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal).

Nota-se que os modelos têm comportamentos mais próximos para o caso 1a, ou seja, para os valores iniciais de $100 R_J$ do semi-eixo maior e excentricidade de 0,1. À medida que aumentamos o valor inicial do semi-eixo maior verificamos no modelo nominal o aumento das oscilações de curto período a partir do caso 6.85c e características perturbativas mais acentuadas no caso 6.85d e no caso 6.85f quando o ângulo crítico circula rapidamente durante o primeiro período orbital de Júpiter e a seguir libra entorno de 180° . Em todos os casos analisados verificamos que no modelo referente à evecção dos nodos o ângulo crítico não apresenta variações, o que mostra que esta parcela referente à evecção dos nodos não contribui nos efeitos relativos à ação do ângulo crítico.

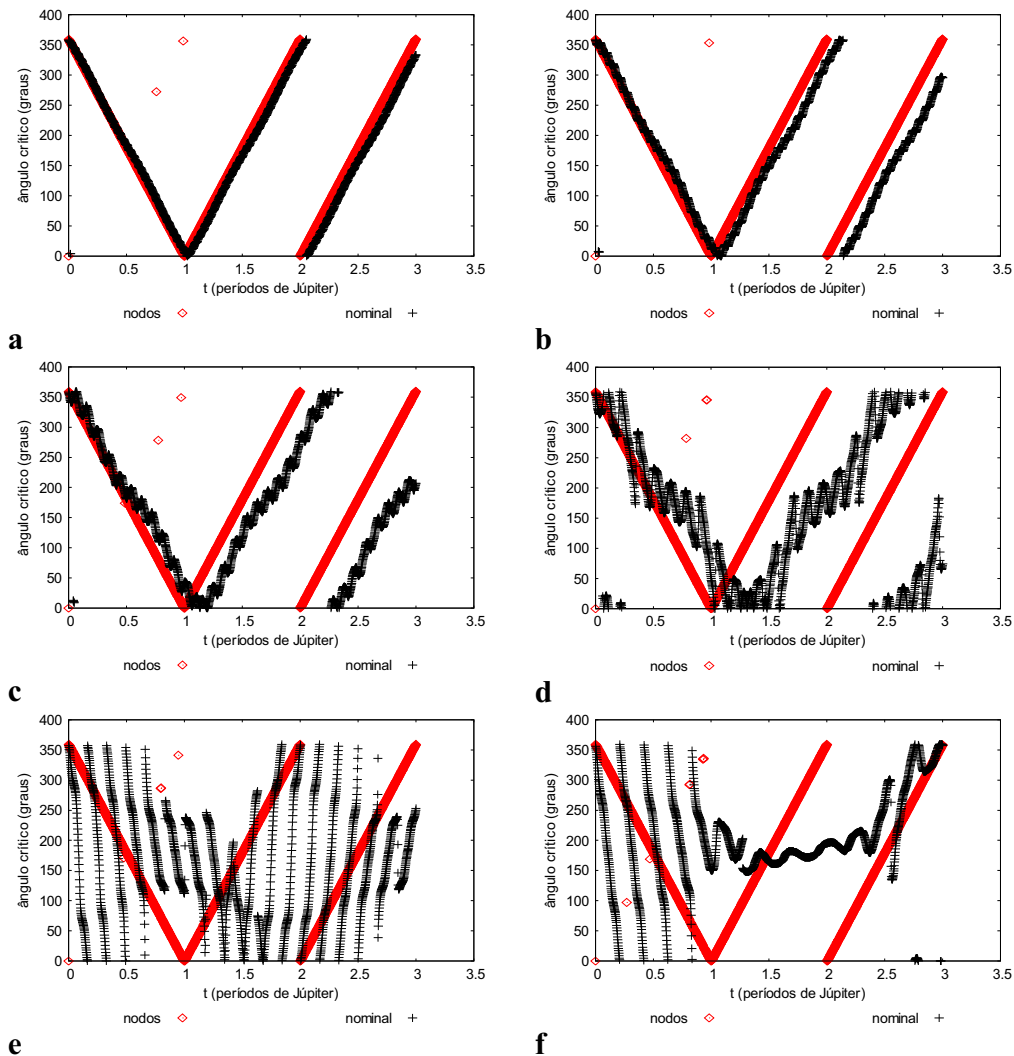


Figura 6.85 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.86 mostra o comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal).

Nota-se que os modelos têm comportamentos mais próximos para o caso 6.86a, ou seja, para os valores iniciais de $100 R_j$ do semi-eixo maior e excentricidade de 0,3.

À medida que aumentamos o valor inicial do semi-eixo maior verificamos no modelo nominal o aumento das oscilações de curto período a partir do caso 6.86c e características perturbativas mais acentuadas no caso 6.86d onde libra entorno de 180° e no caso 6.86f quando o ângulo crítico libra entorno de 0° por todo período de integração. Em todos os casos analisados verificamos que no modelo referente à eveção dos nodos o ângulo crítico não apresenta variações, o que mostra que esta parcela não contribui nos efeitos relativos à ação do ângulo crítico.

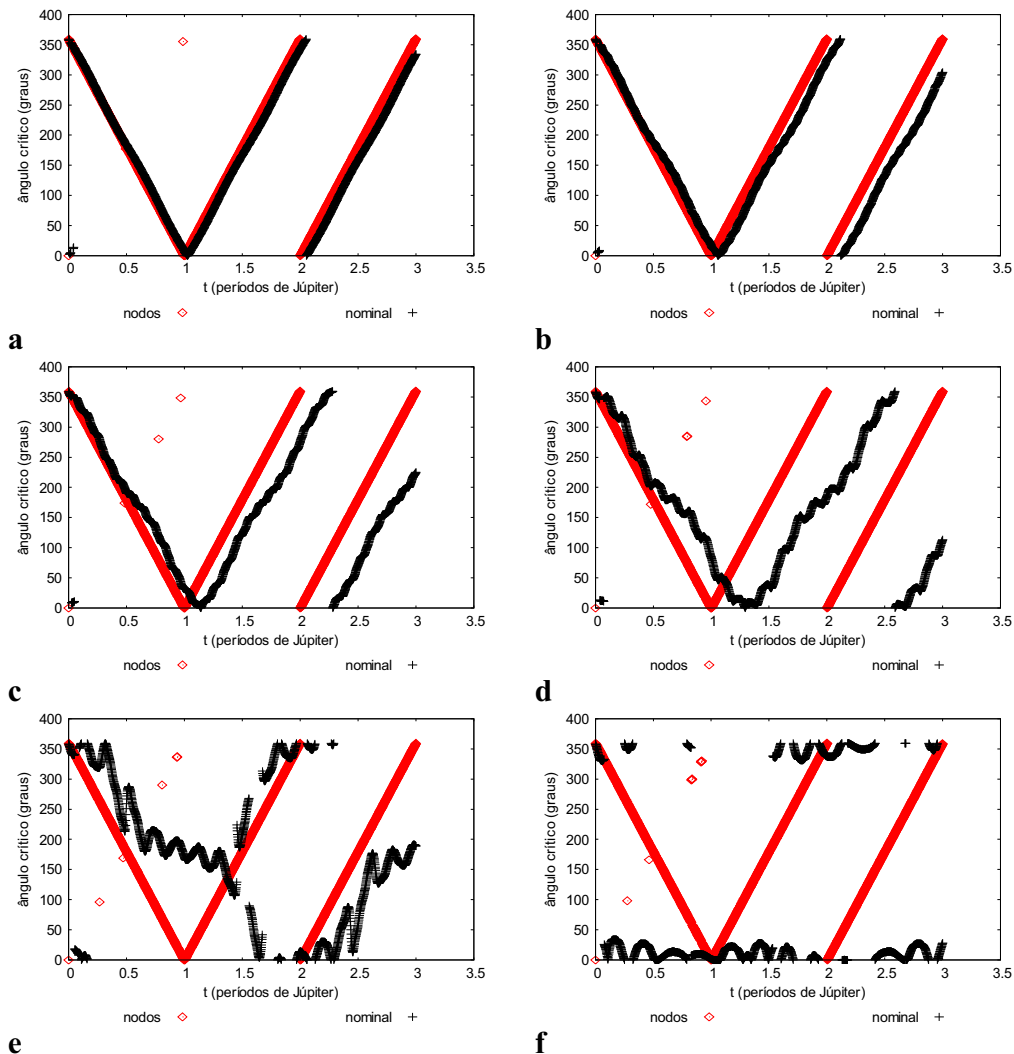


Figura 6.86 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.87 mostra o comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal).

Nota-se que os modelos têm comportamentos mais próximos para o caso 6.87a, ou seja, para os valores iniciais de $100 R_J$ do semi-eixo maior e excentricidade de 0,5.

À medida que aumentamos o valor inicial do semi-eixo maior verificamos no modelo nominal o aumento das oscilações de curto período a partir do caso 6.87c e características perturbativas mais acentuadas no caso 6.87d e no caso 6.87f quando o ângulo crítico libra entorno de 180° durante o primeiro período orbital de Júpiter. Em todos os casos analisados verificamos que no modelo referente à eveccção dos nodos o ângulo crítico não apresenta variações, o que mostra que esta parcela não contribui nos efeitos relativos à ação do ângulo crítico.

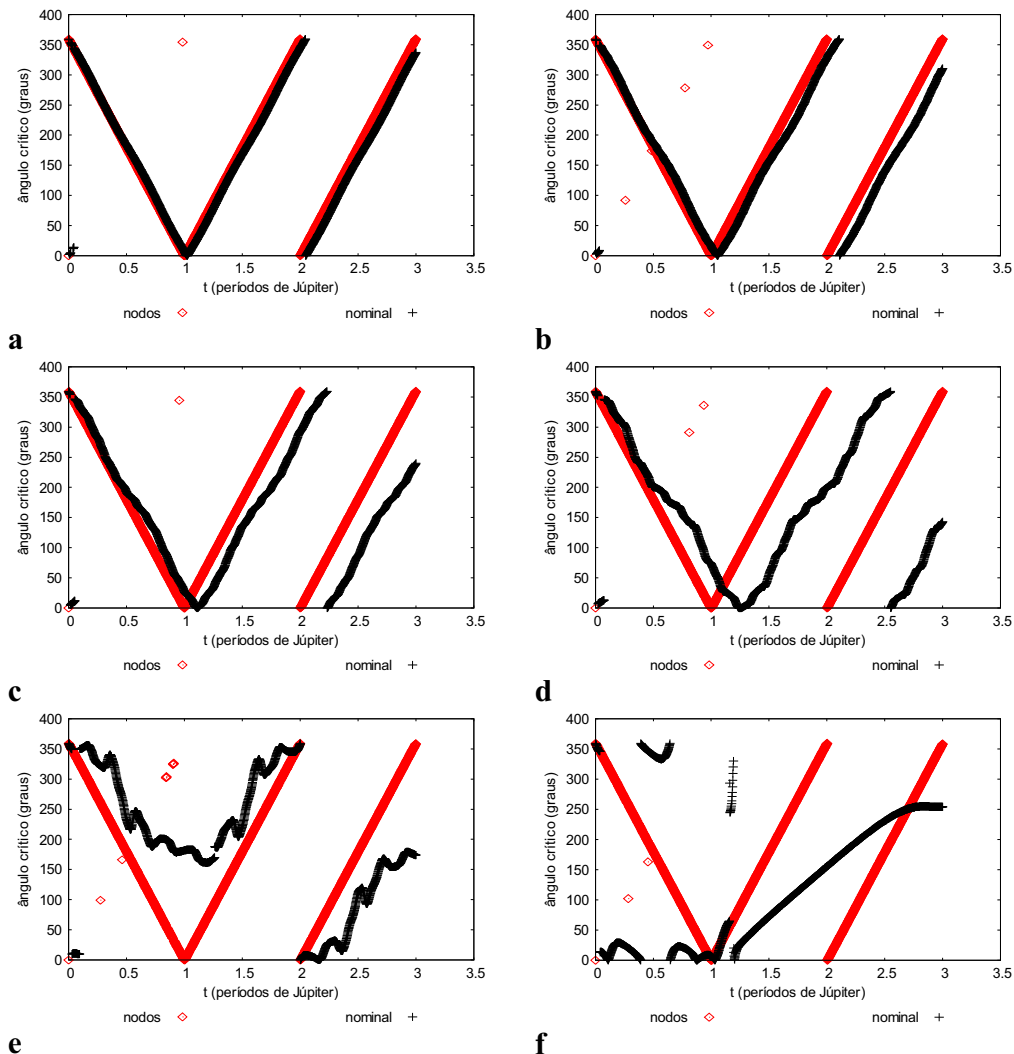


Figura 6.87 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

6.5.2 Excentricidade

Nesta seção ao analisarmos o comportamento da excentricidade verificamos que ela é constante no modelo de eveção dos nodos, pois na equação do movimento

$$\frac{de}{dt} = 0.$$

6.5.3 Inclinação

Nesta seção analisamos o comportamento da inclinação da órbita da partícula comparando os modelos de eveção dos nodos e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.88 observamos a melhor comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o comportamento dos modelos é bem similar, apesar de haver um avanço de fase no modelo eveção dos nodos a partir do primeiro período orbital. No modelo eveção nota-se o que o comportamento é mais estável, ou seja, a inclinação oscila entorno de $9,9^\circ$ enquanto no modelo nominal o comportamento oscilatório da inclinação é decrescente.

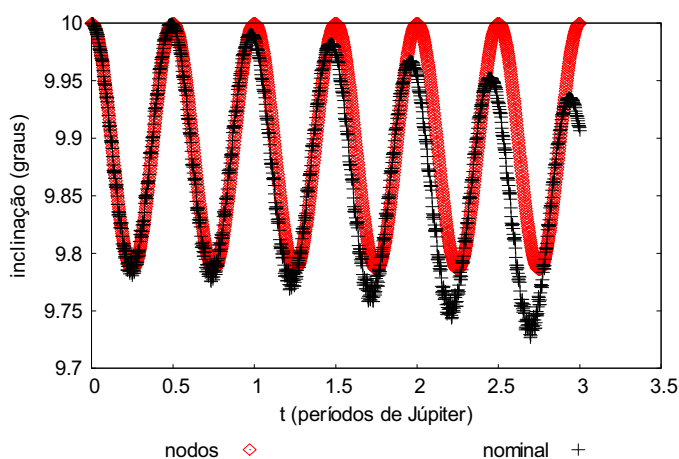


Figura 6.88 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.89 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o comportamento dos modelos é distinto. Os modelos divergem mais acentuadamente a partir do tempo de 0,5 períodos orbital de Júpiter, quando no modelo nominal a inclinação apresenta períodos e amplitudes bem diversificados, por outro lado no modelo evecção dos nodos a inclinação tem um comportamento bem comportado variando em torno do valor médio $9,2^\circ$ por todo período de integração.

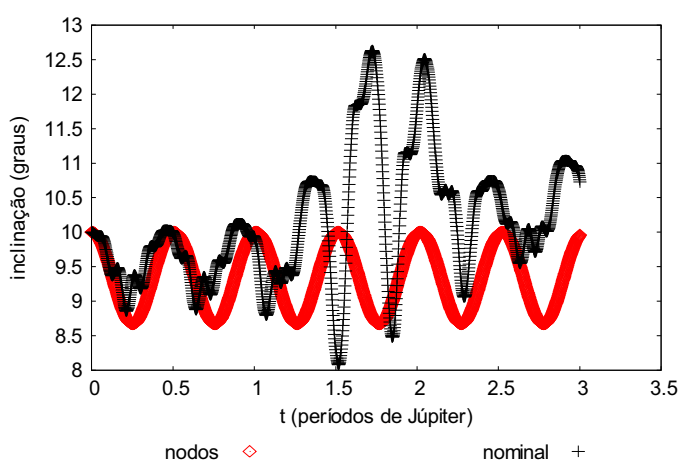


Figura 6.89 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas fixando o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.90 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o comportamento dos modelos apresenta a maioria de suas características distintas, pois as inclinações oscilam em torno de valores médios aproximados por alguns períodos orbitais de Júpiter.

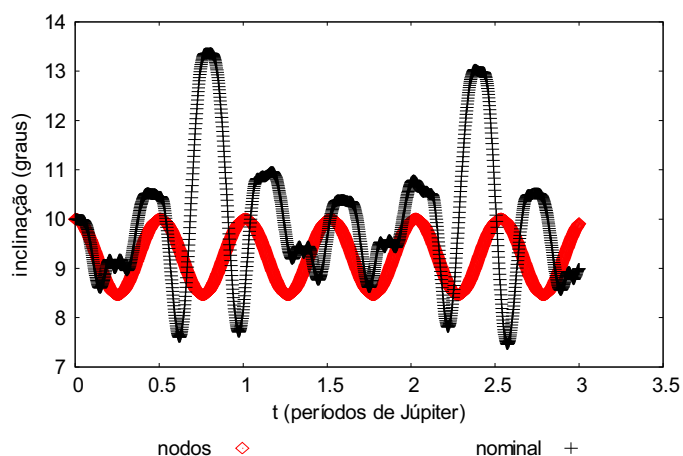


Figura 6.90 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.91 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os comportamentos das inclinações nos modelos são diferentes principalmente após o tempo de 0,5 períodos orbital de Júpiter. No modelo da evecção dos nodos a inclinação oscila entorno de $9,85^\circ$ por todo período de integração e no modelo nominal decresce ao longo do período de integração, variando entorno de no máximo 10° e no mínimo $9,25^\circ$ ao longo do período de integração.

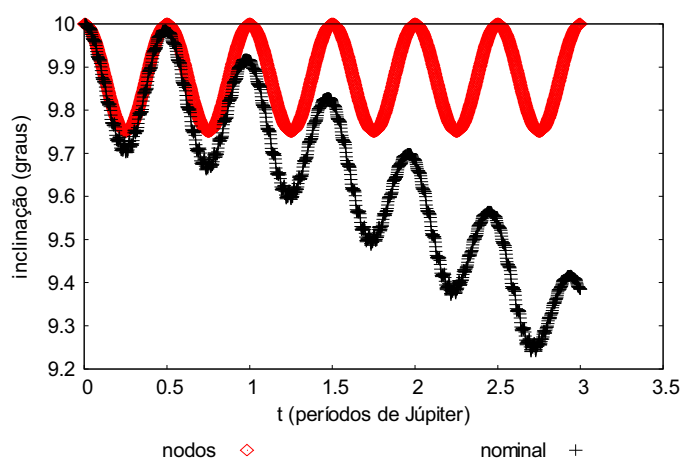


Figura 6.91 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas fixando o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.92 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o comportamento dos modelos é distinto em todas as características oscilatórias.

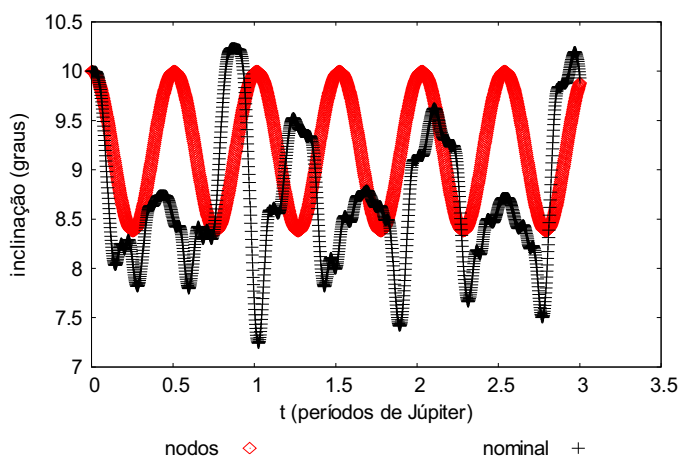


Figura 6.92 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.93 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o comportamento dos modelos é bem distinto principalmente após o tempo de 0,5 períodos orbitais de Júpiter. No modelo da evecção dos nodos a inclinação oscila entorno de $9,8^\circ$ por todo período de integração e no modelo nominal decresce ao longo do período de integração, declinando de 10° par $8,2^\circ$ em pouco menos de 3 períodos orbitais de Júpiter.

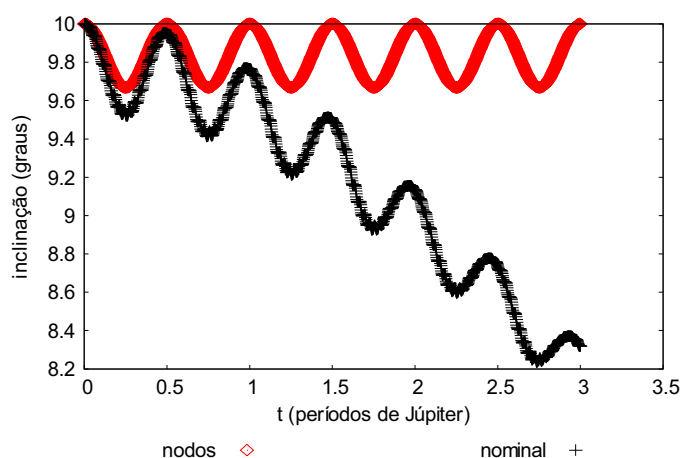


Figura 6.93 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos evecção+nodos e nominal apresentam características mais similares para valores para os valores iniciais de semi-eixo maior de $100 R_J$ e excentricidade de 0,1 onde se observa semelhanças em relação aos períodos, fases e amplitudes da inclinação. Entretanto é importante ressaltar que para valores altos do semi-eixo maior (caso de $350 R_J$) e excentricidades de 0,3 e 0,5 as inclinações tendem a oscilarem entorno de valores médios muito próximos.

6.5.4 Longitude do Nodo Ascendente

Nesta seção analisamos o comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula comparando os modelos evecção dos nodos e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas fixando o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.94 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a longitude do nodo ascendente regride muito lentamente no modelo nominal e no modelo nodos permanece oscilando entorno de 0° por todo período de integração.

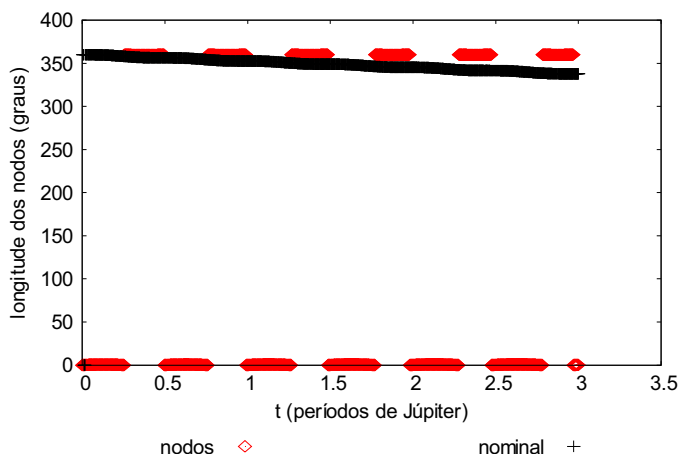


Figura 6.94 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.95 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a longitude do nodo ascendente no modelo nodos avança lentamente e apresenta discretas oscilações de curto período, por outro, no modelo nominal regride mais rapidamente e as oscilações de curto período são mais intensas por todo período de integração.

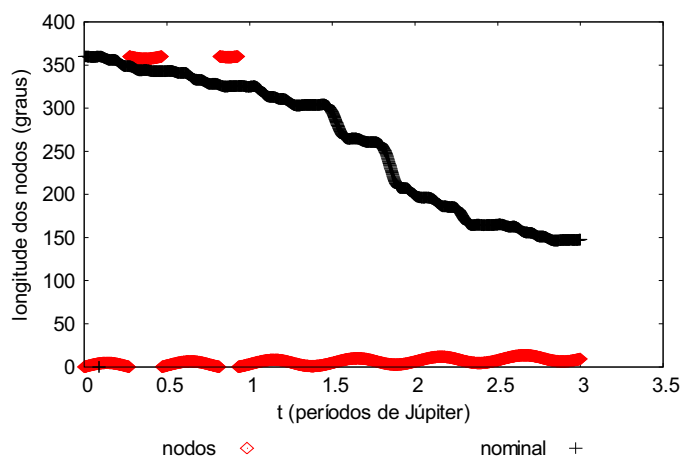


Figura 6.95 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas fixando o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.96 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apresentam comportamentos análogos aos verificados no caso da Figura 6.94

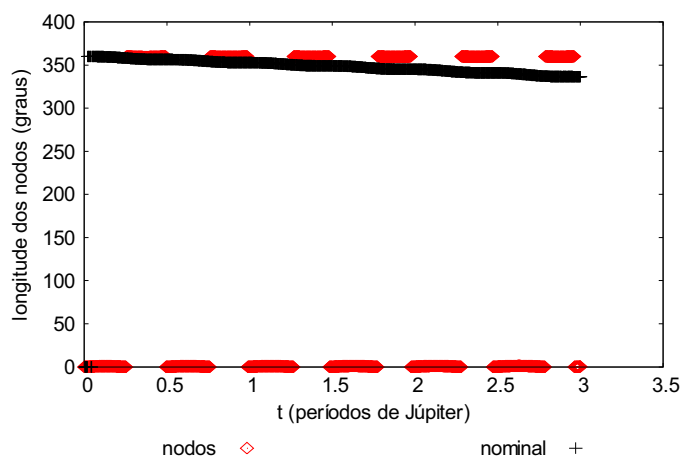


Figura 6.96 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.97 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que em relação o caso verificado na Figura 2, a longitude do nodo ascendente no modelo nodos tem um pequeno avanço a partir de 0,5 períodos orbital de Júpiter e apresenta características oscilatórias entorno de 0° . No modelo nominal a longitude dos nodos regride rapidamente com a presença intensa das oscilações de curto período.

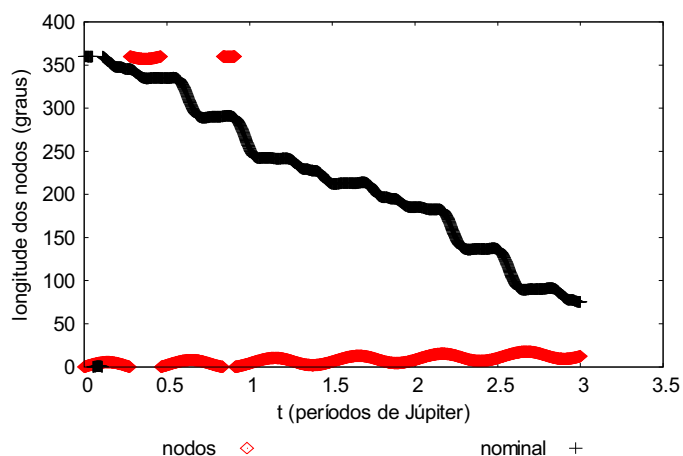


Figura 6.97 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas fixando o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.98 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apresentam comportamentos análogos aos verificados nos casos das Figuras 6.94 e 6.96.

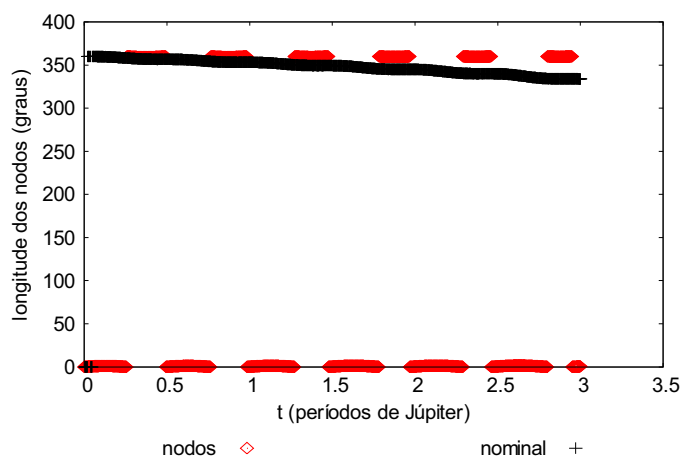


Figura 6.98 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.99 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se para o primeiro período orbital de Júpiter que os modelos são bem distintos. A longitude do nodo ascendente apresenta um pequeno avanço no modelo nodos e discretas oscilações de curto período, por outro, no modelo nominal regride e as oscilações de curto período são mais intensas por todo período de integração.

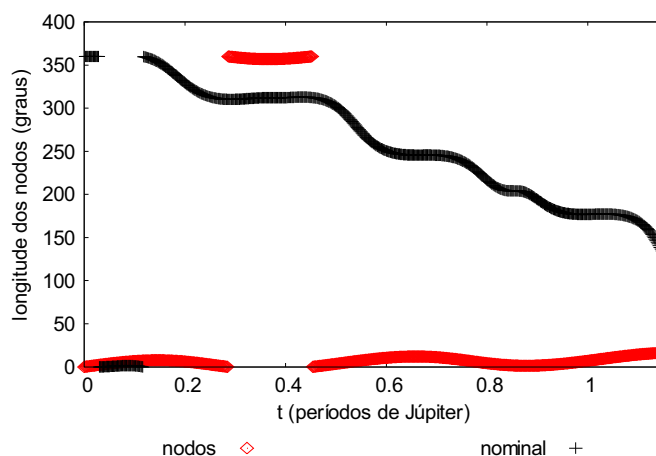


Figura 6.99 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos nodos e nominal têm comportamentos muito distintos para todos os casos e as diferenças se acentuam ainda mais com o aumento dos valores iniciais do semi-eixo maior da órbita da partícula.

6.5.5 Argumento do Pericentro

Nesta seção analisamos o comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula comparando os modelos de eveção dos nodos e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.100 observamos a melhor caso para comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que argumento do pericentro no modelo eveção dos nodos oscila entorno de 0° , por outro

lado no modelo nominal avança a uma taxa média de aproximadamente 18° por período, verifica-se também a presença das oscilações de curto período.

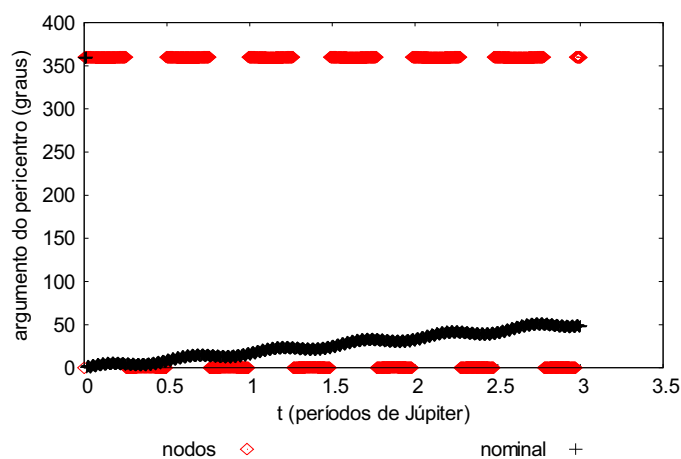


Figura 6.100 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.101 observamos pior caso para comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que após o avanço sistemático do semi-eixo maior inicial o argumento do pericentro no modelo evecção continua a oscilar de entorno de 0° , por outro lado no modelo nominal o argumento do pericentro circula, avança e sofre efeitos de ressonâncias.

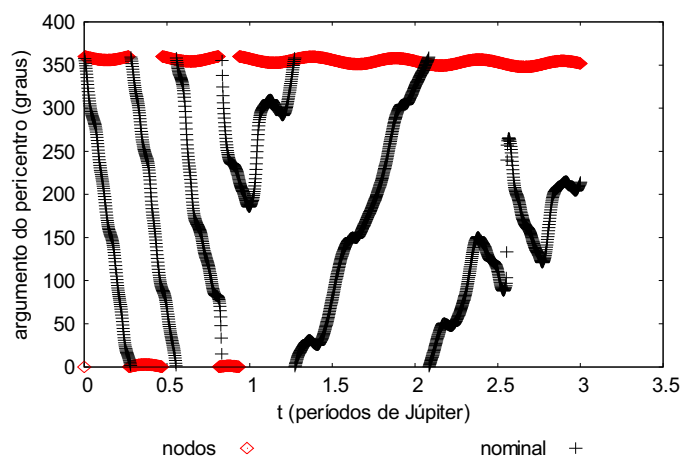


Figura 6.101 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.102 observamos a melhor caso para comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se o comportamento análogo ao observado no caso da figura 6.100 onde o argumento do pericentro no modelo evecção dos nodos oscila entorno de 0° e no modelo nominal avança a uma taxa média de aproximadamente 18° por período, e o aumento das oscilações de curto período.

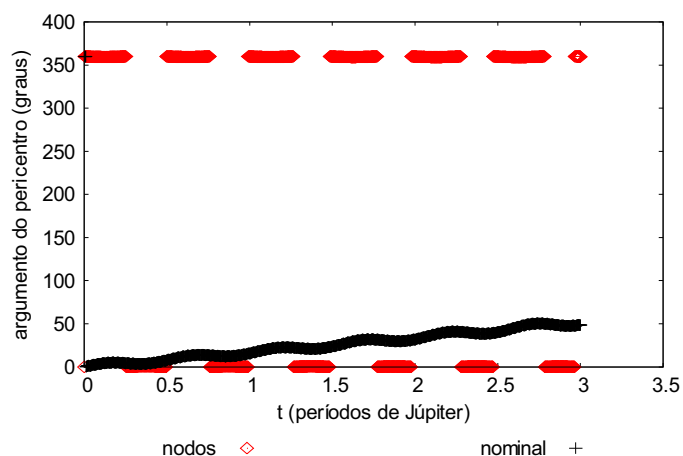


Figura 6.102 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.103 observamos pior caso para comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são bem distintos. No modelo eveção dos nodos o argumento do pericentro oscila entorno do valor médio 0° e apresenta um decréscimo a partir do primeiro período orbital de Júpiter. No modelo nominal o argumento do pericentro circula rapidamente e completa cada um de seus ciclos oscilatórios em um tempo inferior a um período orbital de Júpiter.

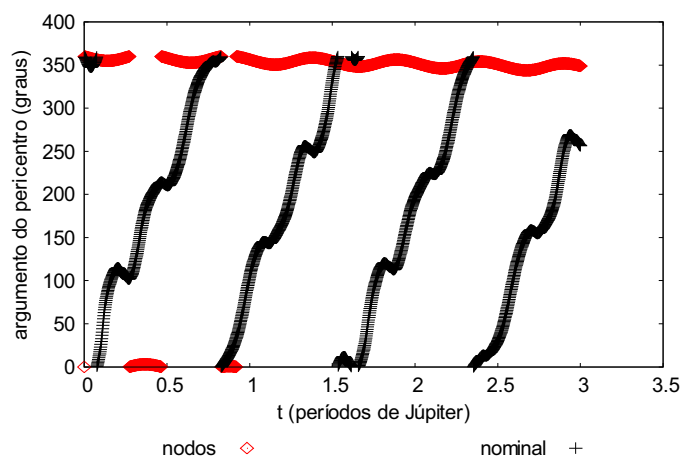


Figura 6.103 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.104 observamos a melhor caso para comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se o comportamento análogo ao observado nos casos das Figuras 6.100 e 6.102, onde argumento do pericentro no modelo evecção dos nodos oscila entorno do mesmo valor médio por todo período de integração e no modelo nominal avança a uma taxa média de aproximadamente 18° por período.

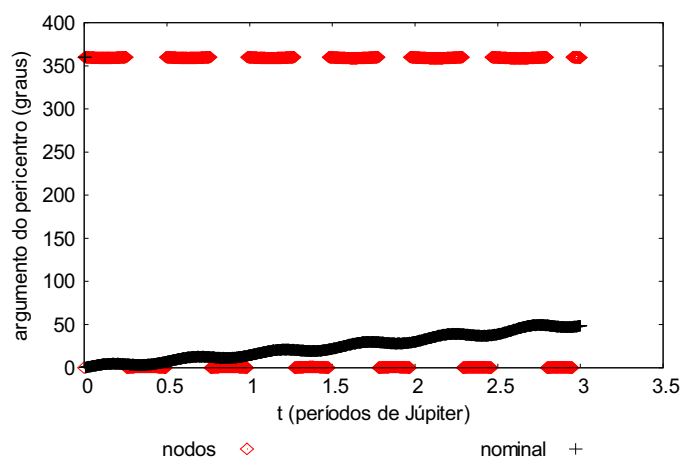


Figura 6.104 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.105 observamos pior caso para comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os comportamentos dos modelos durante o tempo do primeiro período orbital os são bem distintos. O modelo eveção dos nodos apresenta características de recuo do argumento do pericentro a partir de 0,5 períodos orbital de Júpiter. O modelo nominal circula rapidamente e apresenta efeitos das perturbações de curto período.

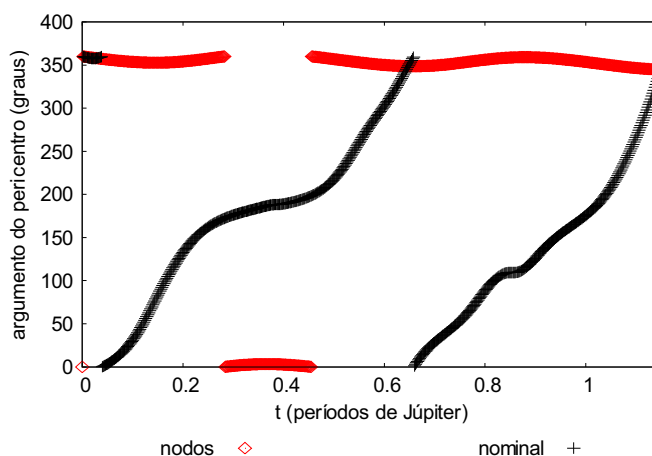


Figura 6.105 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos nodos e nominal são muito distintos em todos os casos e as diferenças se acentuam ainda mais com o avanço dos valores iniciais do semi-eixo maior da órbita da partícula.

6.6 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA EVECÇÃO + PARCELA EVECÇÃO DOS NODOS

6.6.1 Ângulo Crítico

A Figura 6.106 mostra o comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda)$, comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à evecção (evecção) + a parcela referente à evecção dos nodos com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos muito distintos para todos os casos considerados. No modelo evecção+nodos o ângulo crítico apresenta pequenas oscilações entorno de 0° no caso 6.106a, nos casos 6.106b, 6.106d e 6.106e mostra variações no intervalo de 0° e 50° , nos casos 6.106d e 6.106f varia de 0° a 50° sendo

que no caso 6.106d avança a partir de 2,5 períodos orbitais e no caso 6.106f o avanço ocorre a partir de dois períodos orbitais de Júpiter. No modelo nominal o comportamento do ângulo crítico fica sujeito às perturbações de curto período e de efeitos de ressonância com o avanço dos valores iniciais do semi-eixo maior da partícula.

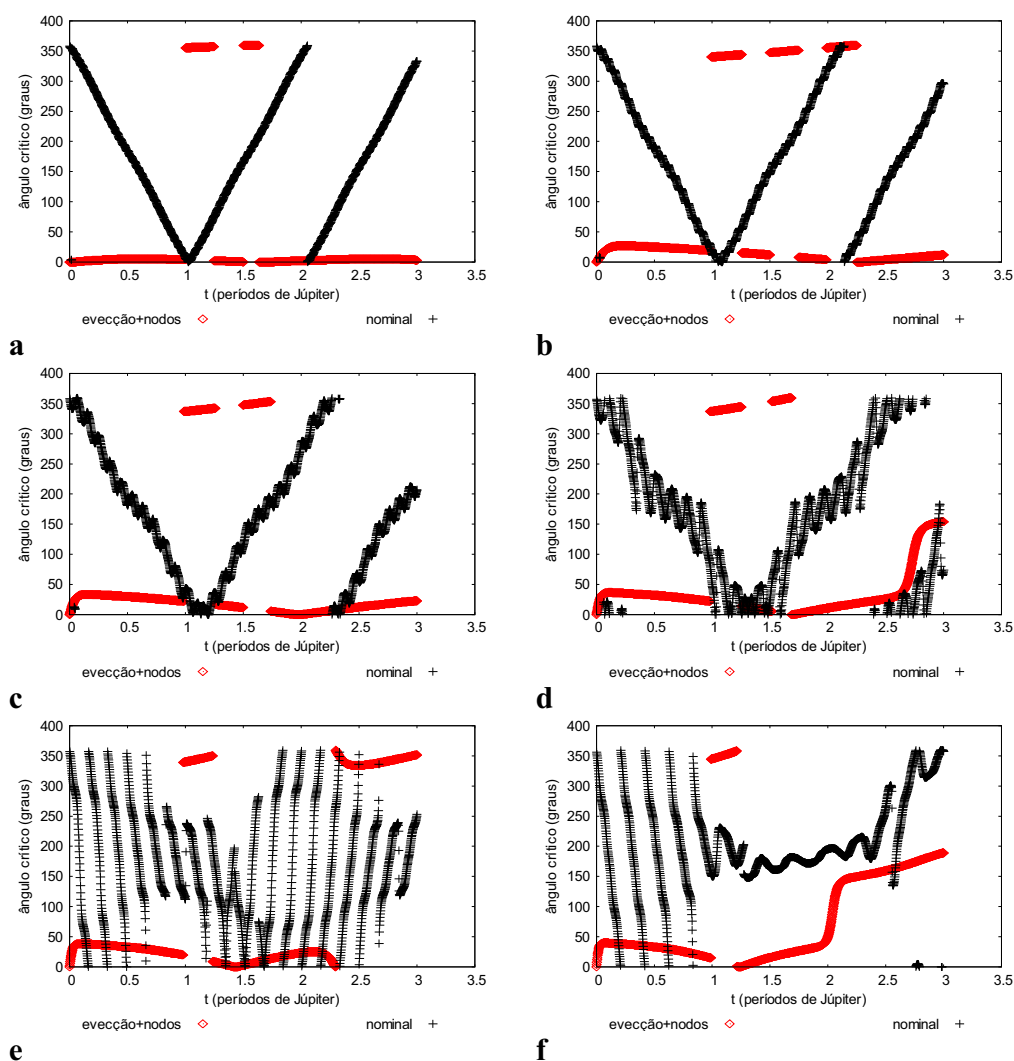


Figura 6.106 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando à parcela da função perturbadora que contém os termos da eveção + a eveção dos nodos (evecção + nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.107 mostra o comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à evecção (evecção) + a parcela referente à evecção dos nodos com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos similares no caso 6.107a de valor inicial de $100 R_J$ para o semi-eixo maior da partícula e no caso 6.107f de valor inicial de $350 R_J$ para o semi-eixo maior da partícula. No caso 6.107a os modelos estão sincronizados e no caso 6.107f o ângulo crítico mostra-se librando entorno de 0° em ambos os modelos.

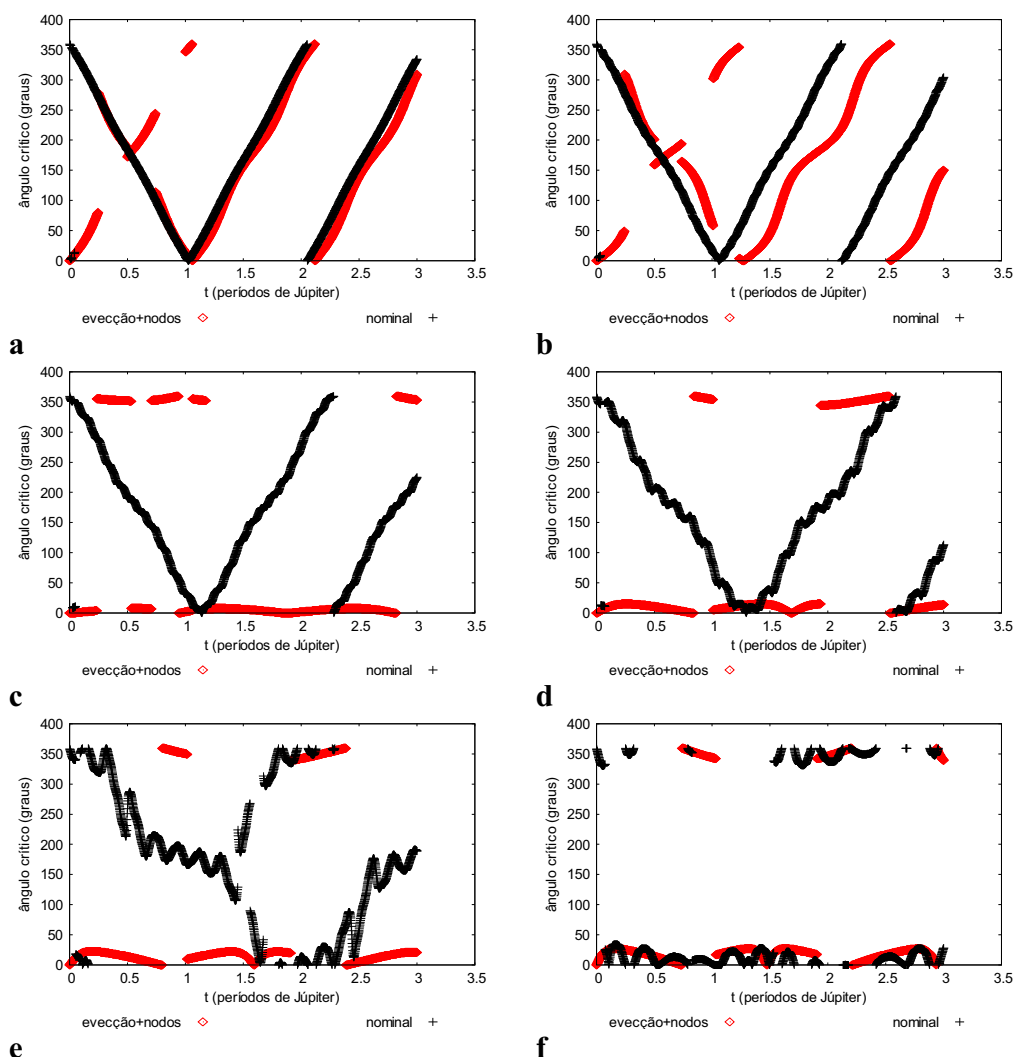


Figura 6.107 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando à parcela da função perturbadora que contém os termos da eveccção + a eveccção dos nodos (eveccção + nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.108 mostra o comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à eveccção (eveccção) + a parcela referente à eveccção dos nodos com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos estão praticamente sincronizados nos caso 6.108a e 6.108b para valores iniciais do semi-eixo maior de $100 R_J$ e $150 R_J$ respectivamente.

No caso 6.108f os modelos são similares até o primeiro período orbital de Júpiter quando libram entorno de 0° .

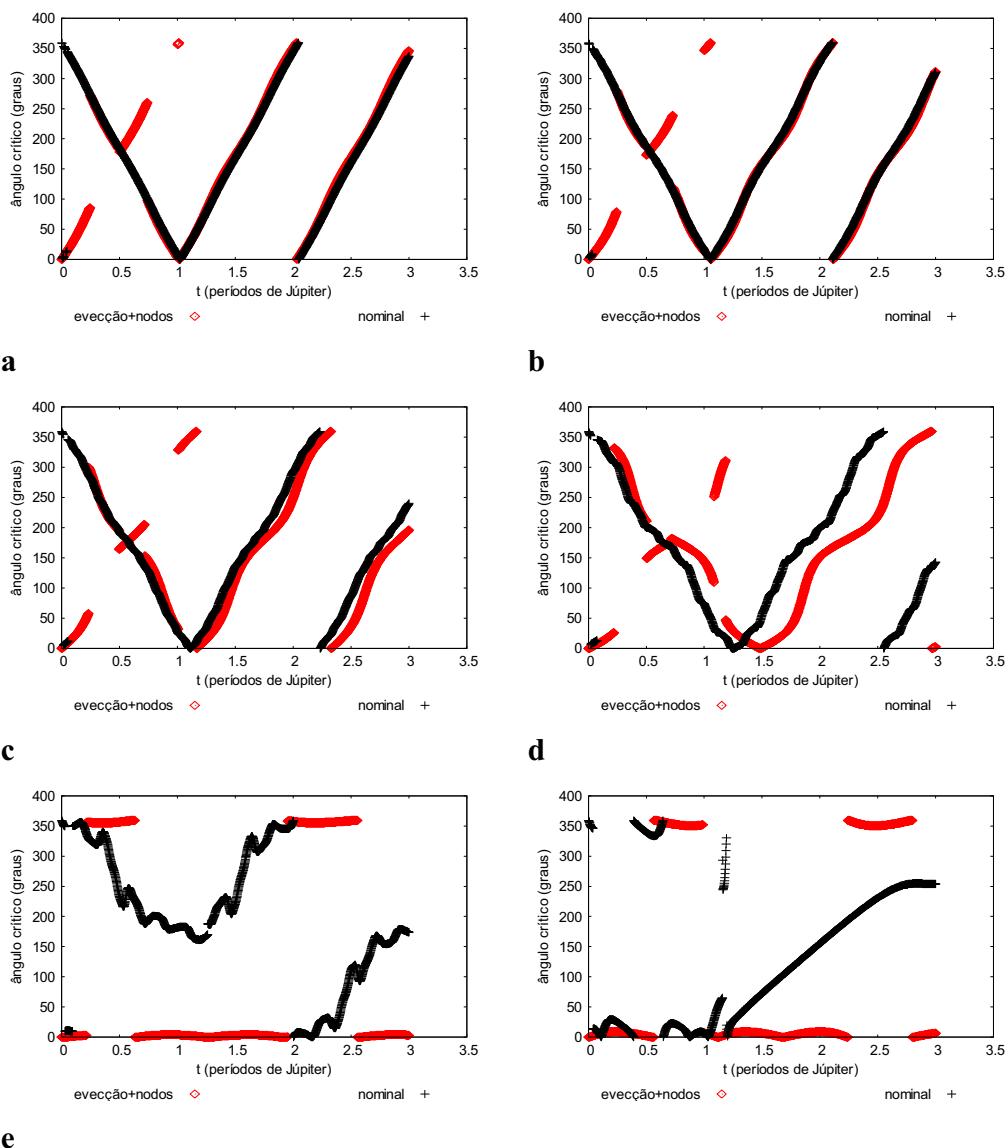


Figura 6.108 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando à parcela da função perturbadora que contém os termos da eveccção + a eveccção dos nodos (eveccção + nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (**a**), $150 R_J$ (**b**), $200 R_J$ (**c**), $250 R_J$ (**d**), $300 R_J$ (**e**) e $350 R_J$ (**f**).

6.6.2 Excentricidade

Nesta seção ao analisarmos o comportamento da excentricidade da órbita da partícula comparando os modelos de evecção + evecção dos nodos e nominal, verificamos que este estudo é análogo ao estudo da excentricidade no modelo de evecção. No modelo evecção dos nodos temos $\frac{de}{dt} = 0$, portanto a soma evecção + evecção dos nodos conserva somente a parte referente ao modelo de evecção ($\frac{de}{dt} \neq 0$).

6.6.3 Inclinação

Nesta seção analisamos o comportamento da inclinação da órbita da partícula comparando os modelos de evecção + evecção dos nodos e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.109 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são similares até o primeiro período orbital. No modelo soma a inclinação se comporta oscilante entorno do mesmo valor médio $9,87^\circ$ e no modelo nominal diminui a partir do 1º período orbital de Júpiter.

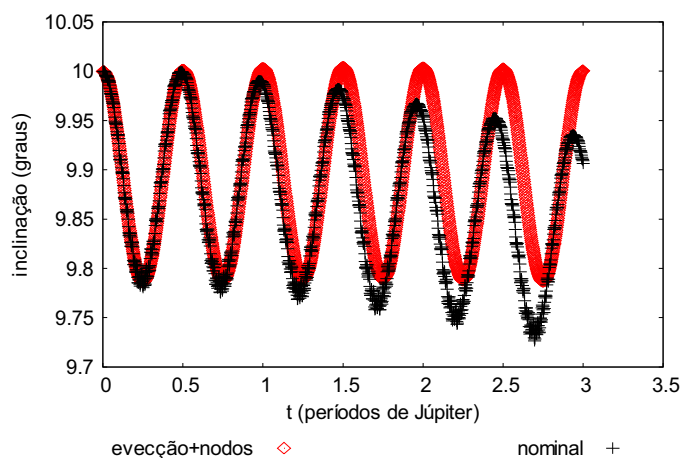


Figura 6.109 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na figura 6.110 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos caminham juntos perto de completarem o primeiro período orbital, a partir de então se diferem em relação às amplitudes de oscilação.

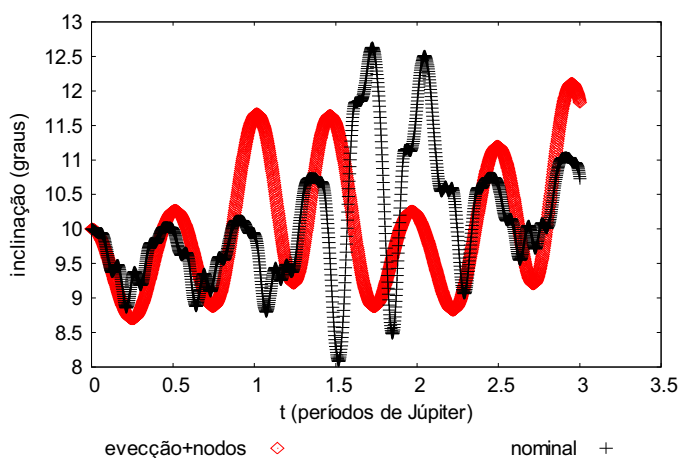


Figura 6.110 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.111 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apresentam alguns comportamentos similares. O modelo soma acompanha o nominal mantendo praticamente o mesmo valor médio de oscilação da inclinação.

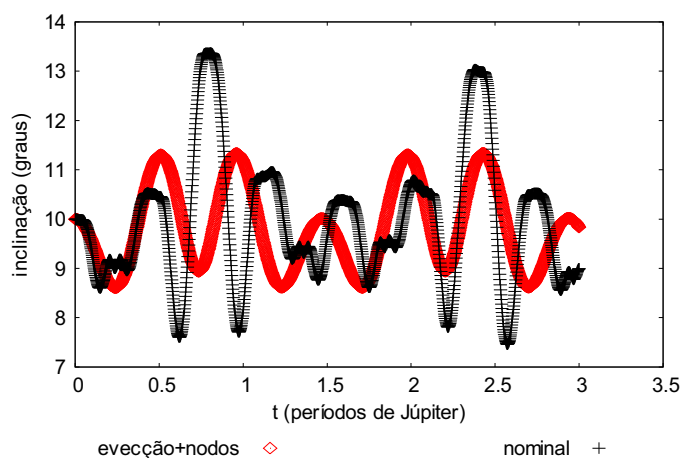


Figura 6.111 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.112 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apresentam comportamentos distintos a partir de 0,5 períodos orbitais de Júpiter.

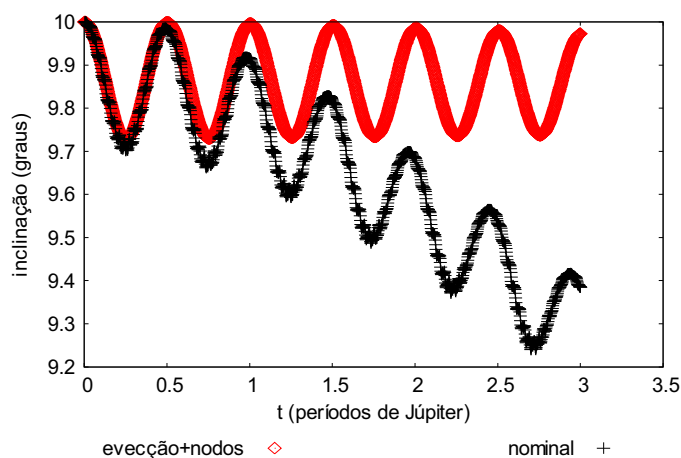


Figura 6.112 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.113 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que nos modelos as inclinações oscilam entorno de médias diferentes e suas características oscilatórias como períodos e amplitudes de fases são bem distintos, entretanto este é o caso menos divergente para as condições iniciais consideradas.

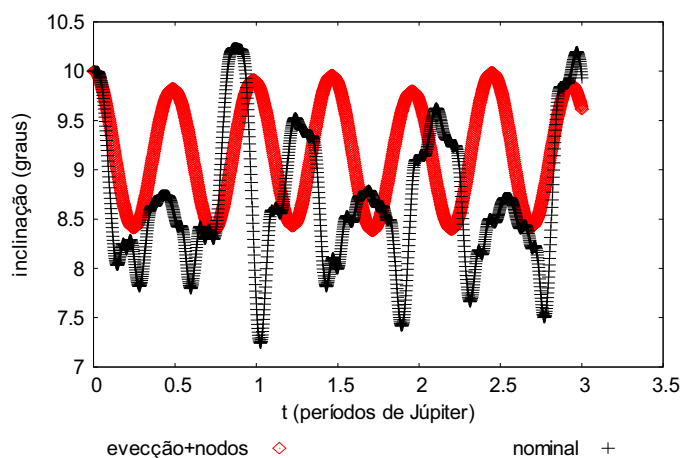


Figura 6.113 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.114 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que no primeiro período de integração os modelos são distintos em relação características oscilatórias das inclinações, como períodos e amplitudes.

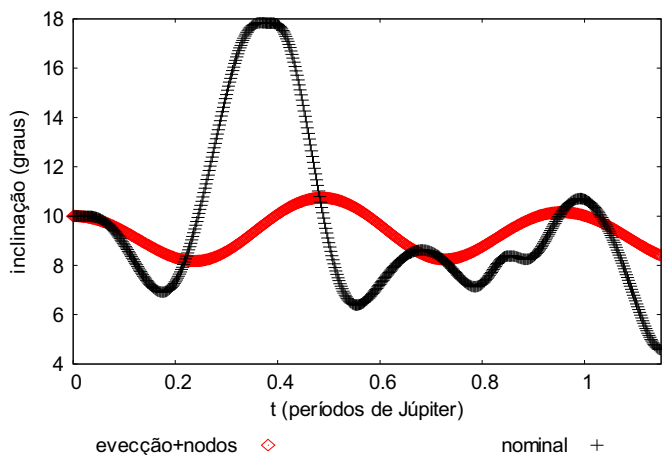


Figura 6.114 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos evecção+nodos e nominal apresentam características mais similares para valores para os valores iniciais de semi-eixo maior de $100 R_j$ e excentricidade de 0,1 onde se observa semelhanças em relação aos períodos e amplitudes da inclinação.

Nota-se que para “altos” valores do semi-eixo maior (caso de $350 R_j$) as inclinações tendem a oscilarem por valores médios muito próximos.

6.6.4 Longitude do Nodo Ascendente

Nesta seção analisamos o comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula comparando os modelos de evecção + evecção dos nodos e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.115 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a longitude do nodo ascendente regride muito lentamente no modelo nominal e no modelo evecção+nodos permanece oscilando entorno de 0° por todo período de integração.

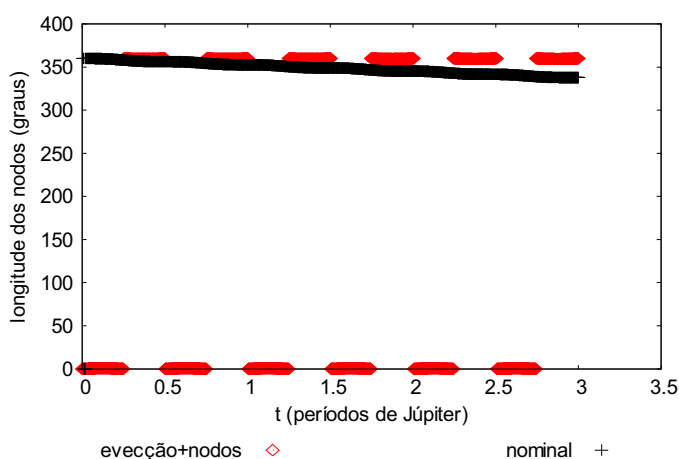


Figura 6.115 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.116 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a longitude do nodo ascendente no modelo evecção+nodos regride lentamente e apresenta discretas oscilações de curto período, por outro, no modelo nominal regride mais rapidamente e as oscilações de curto período são mais intensas por todo período de integração.

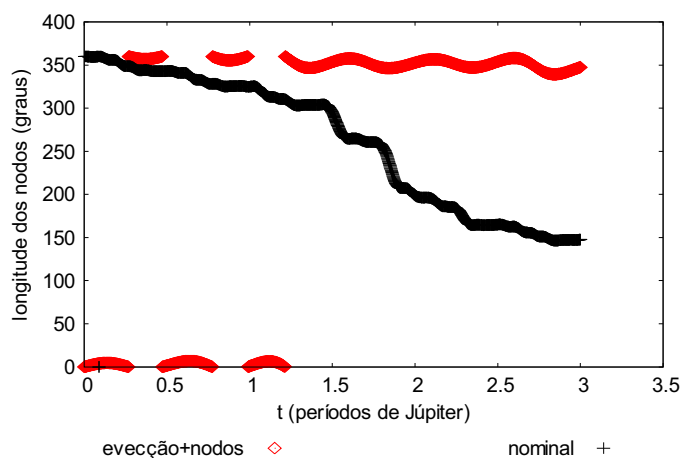


Figura 6.116 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.117 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apresentam comportamentos análogos aos verificados no caso da Figura 6.115.

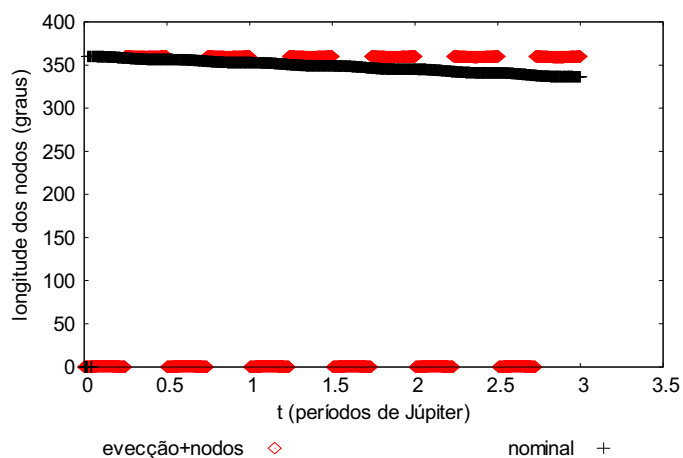


Figura 6.117 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.118 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que em relação o caso verificado na Figura 6.116, a longitude dos nodos tem uma pequena variação na intensidade de regressão no modelo evecção+nodos, entretanto, continua a regride bem mais lenta que no modelo nominal.

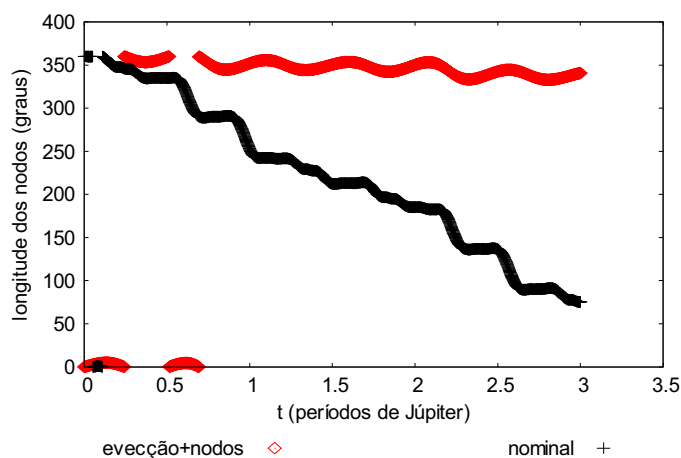


Figura 6.118 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.119 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apresentam comportamentos análogos aos verificados nos casos das Figuras 6.115 e 6.117.

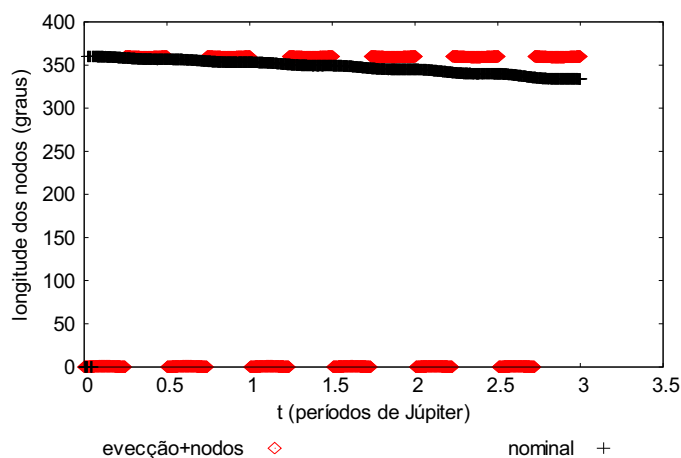


Figura 6.119 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.120 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são bem distintos. A longitude do nodo ascendente no modelo evecção+nodos regride lentamente e apresenta discretas oscilações de curto período, por outro, no modelo nominal regride mais rapidamente e as oscilações de curto período são mais intensas por todo período de integração.

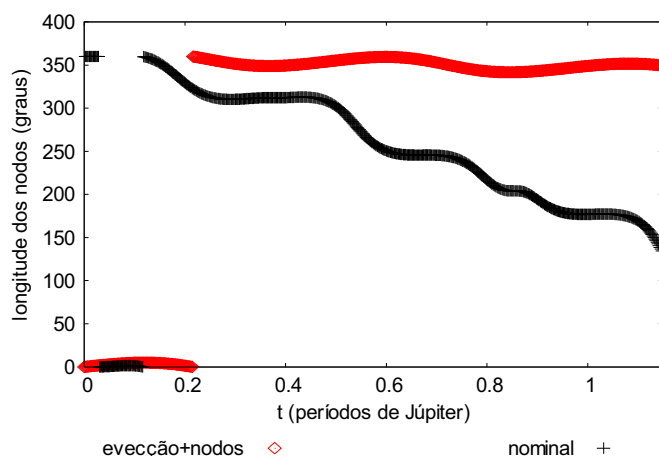


Figura 6.120 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos para a análise do comportamento da longitude do nodo ascendente no tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter que os modelos evecção+nodos e nominal apresentam comportamentos distintos. Em todos os casos analisados a longitude dos nodos regride lentamente no modelo evecção+nodos e mais rapidamente no modelo nominal à medida que aumentamos os valores iniciais do semi-eixo maior. Os valores iniciais da excentricidade não alteram significativamente os resultados dos casos analisados. Os casos em que os modelos menos se diferem são os de menores valores iniciais do semi-eixo maior da órbita da partícula, ou seja, $100 R_j$.

6.6.5 Argumento do Pericentro

Nesta seção analisamos o comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula comparando os modelos de evecção + evecção dos nodos e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.121 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Notamos que os modelos são bem distintos. O argumento do pericentro no modelo evecção+nodos circula cerca de uma vez por período orbital de Júpiter avançando dessa forma mais rapidamente que no modelo nominal cuja velocidade aproximada é de 20° por período.

As oscilações de curto período são mais intensas no modelo nominal.

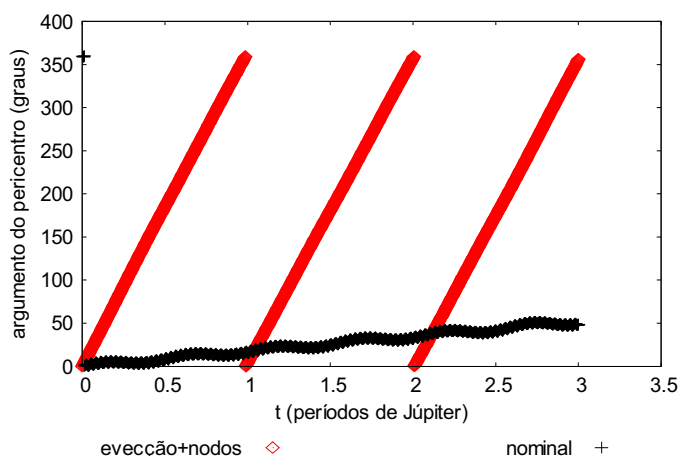


Figura 6.121 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.122 observamos mais um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são muito divergentes, pois enquanto no modelo evecção+nodos o argumento do pericentro avança entorno de 90° por período, no modelo nominal circula cerca de três vezes antes mesmo do primeiro período orbital.

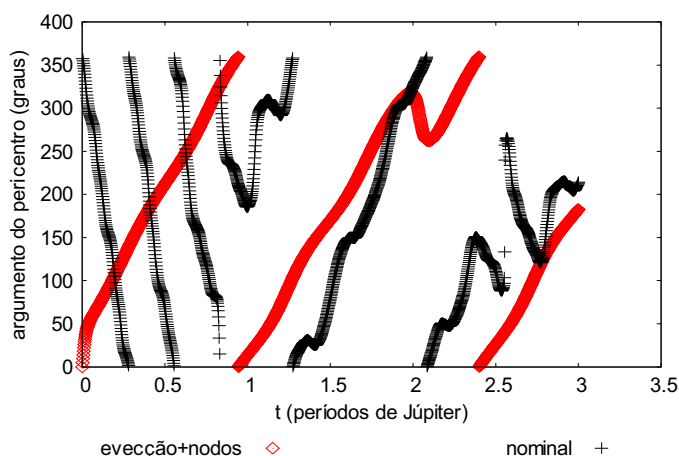


Figura 6.122 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

De modo geral, as simulações realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula, mostram resultados muito divergentes na comparação dos modelos evecção+nodos e nominal.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.123 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os comportamentos dos modelos são bem similares, apesar da presença das oscilações de curto período ser mais intensas no modelo evecção+nodos. Nota-se, também, que o modelo apresenta um avanço médio do argumento do pericentro de aproximadamente 21° por período orbital de Júpiter mostrando-se mais veloz que o modelo nominal que avança a taxa média de 18° por período orbital de Júpiter.

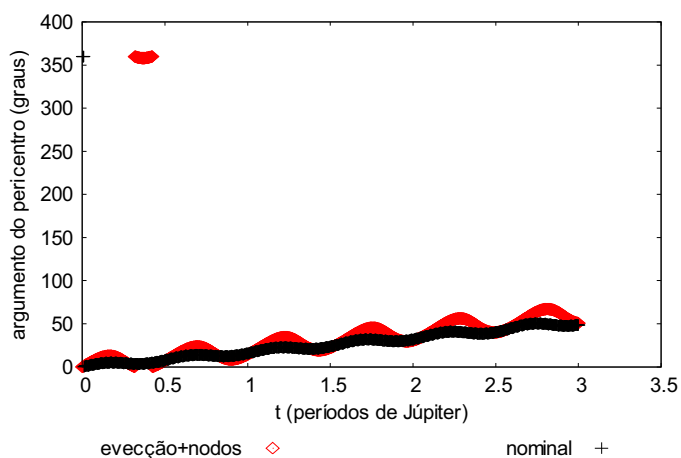


Figura 6.123 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.124 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são muito divergentes. No modelo evecção+nodos o avanço do argumento do pericentro é mais rápido, circula cerca de uma vez por período orbital de Júpiter e as oscilações de curto período são mais discretas. No modelo nominal o argumento do pericentro avança a uma taxa média de aproximadamente 73° por período e as oscilações de curto período são mais intensas.

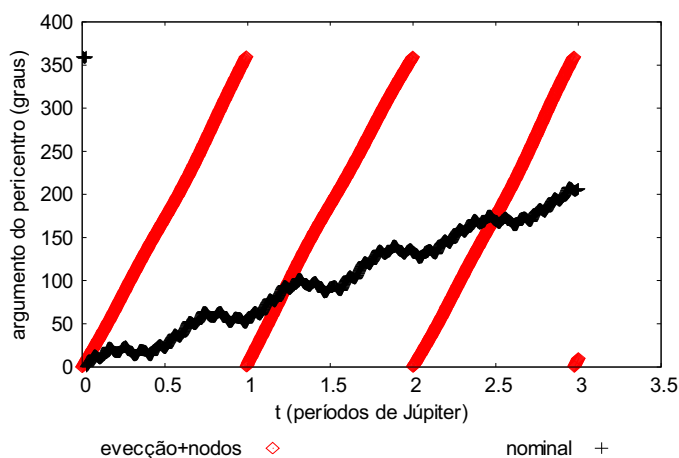


Figura 6.124 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.125 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os comportamentos dos modelos são bem similares. É muito boa a sincronia dos modelos no avanço dos argumentos dos pericentros. Apesar das alternâncias nos períodos das oscilações de curto período os argumentos dos pericentros avançam praticamente na mesma velocidade.

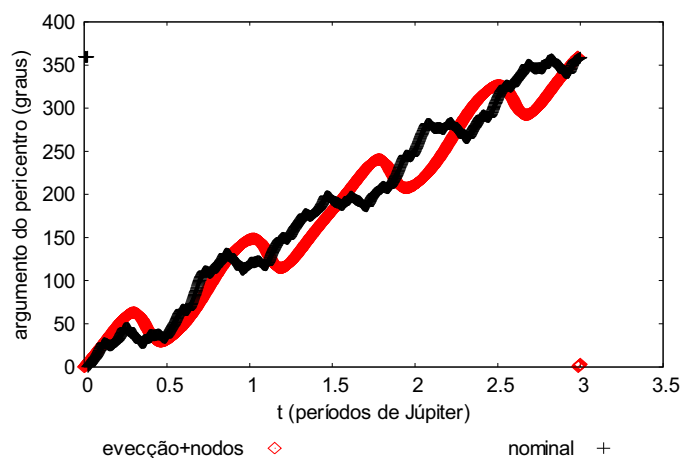


Figura 6.125 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos evecção+nodos e nominal têm comportamentos mais próximos à medida que aumentamos o valor inicial do semi-eixo maior da partícula. Os comportamentos são mais próximos ao analisarmos os casos onde o valor inicial da excentricidade é de 0,5.

6.7 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA KOZAI + PARCELA EVECÇÃO

6.7.1 Ângulo Crítico

A Figura 6.126 mostra o comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a função perturbadora que contem a parcela referente à teoria Kozai + à parcela referente à evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos distintos para todos os casos considerados.

No modelo Kozai+evecção o ângulo crítico apresenta pequenas oscilações entorno de 0° no caso 1a, nos casos 6.126b, 6.126c e 6.126d mostra variações entre 0° e 50° , nos casos das Figuras 6.126e e 6.126f varia de 0° a 50° sendo que no caso 6.126d avança próximo de 2,5 períodos orbitais de Júpiter e no caso 6.126f o avanço ocorre a partir de 1,5 períodos orbitais de Júpiter. No modelo nominal o comportamento do ângulo crítico fica sujeito às perturbações de curto período e de efeitos ressonantes com o avanço dos valores iniciais do semi-eixo maior da partícula.

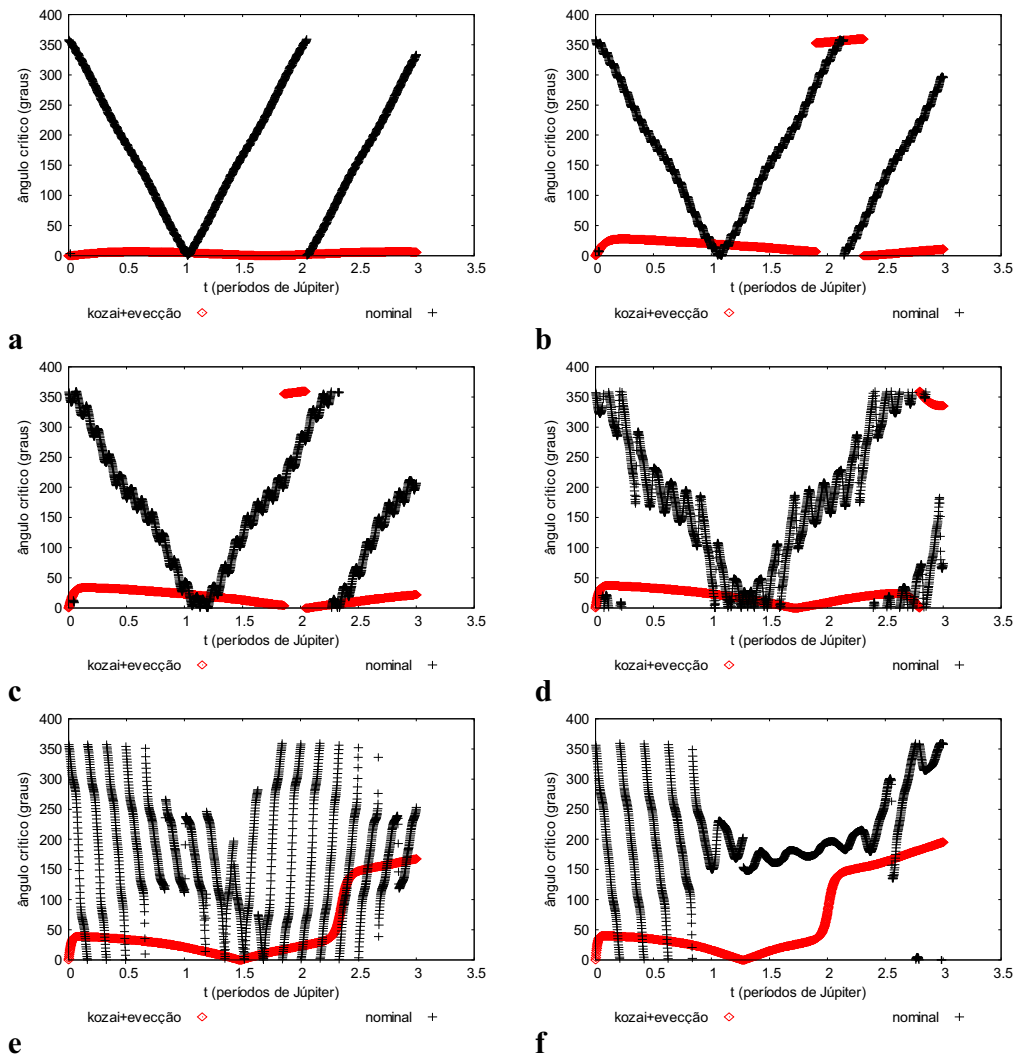


Figura 6.126 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + eveccção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.127 mostra o comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à teoria Kozai + à parcela referente à eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos similares no caso 6.127a de valor inicial de $100 R_J$ para o semi-eixo maior e no caso 6.127f para valor

inicial de $350 R_J$. No caso 6.127a os modelos estão sincronizados e no caso 6.127f os ângulos críticos mostram-se librando entorno de 0° .

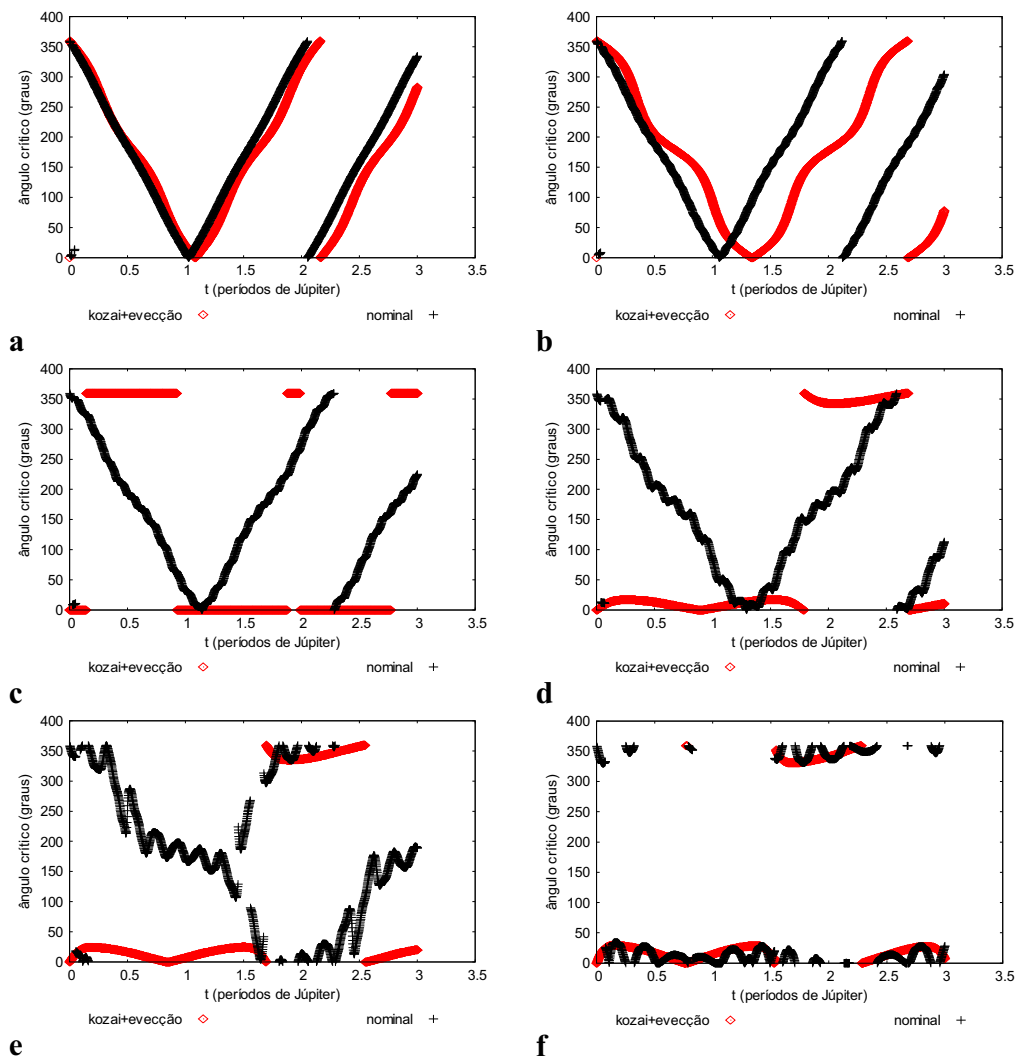


Figura 6.127 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + eveccão dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.128 mostra o comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à teoria Kozai + à parcela referente à eveccão (kozai+eveccão) com a força gravitacional de Newton com três

corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos similares no caso 6.128a de valor inicial de $100 R_J$ para o semi-eixo maior e no caso 6.128b de valor inicial de $150 R_J$. No caso 6.128a os modelos estão sincronizados e no caso 6.128b apresentam características de avanço próximas, entretanto, no modelo nominal o ângulo circula mais rapidamente. Nota-se para o modelo nominal, no caso 6.128e, que o ângulo crítico libra entorno de 180° e no modelo Kozai+evecção entorno de 0° .

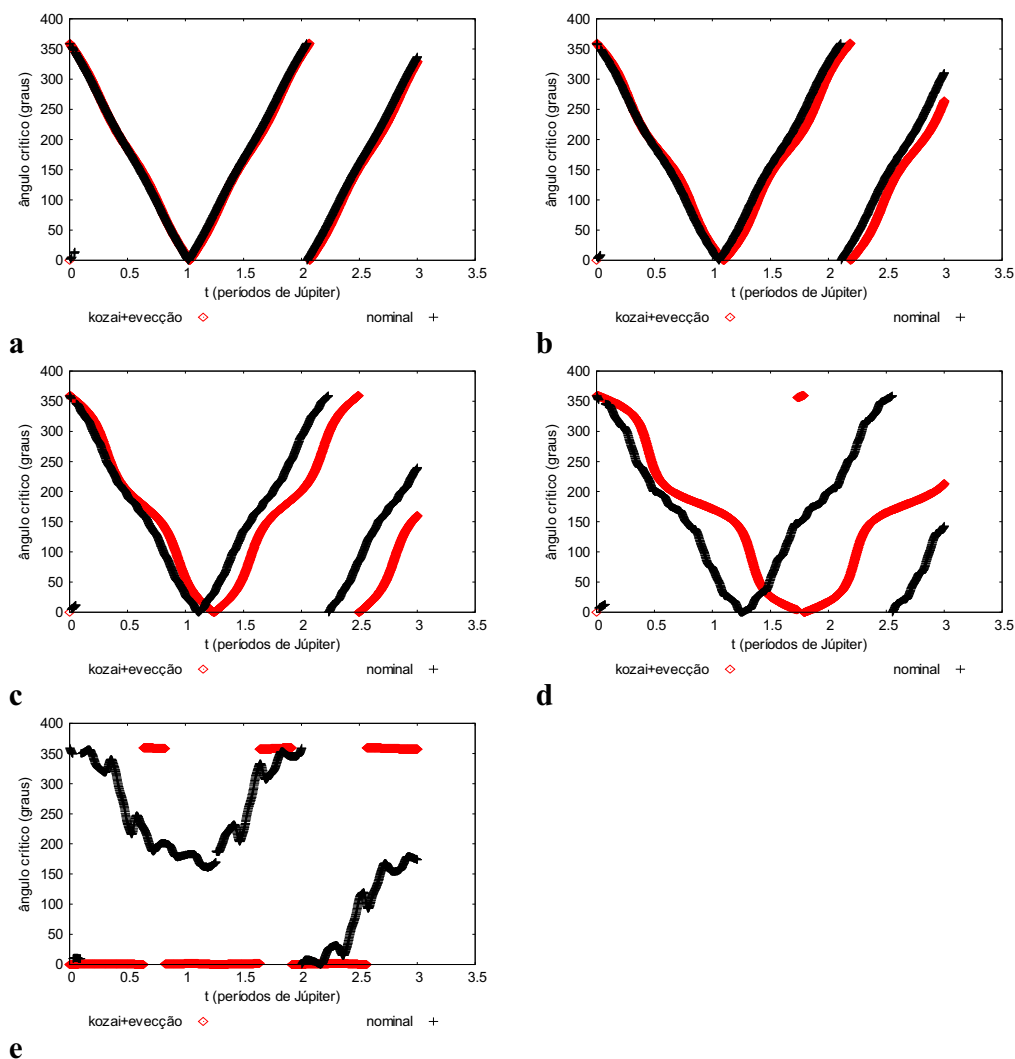


Figura 6.128 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).

6.7.2 Excentricidade

Nesta seção analisamos o comportamento da excentricidade da órbita da partícula comparando os modelos Kozai + evecção e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.129 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que apesar do atraso de fase da excentricidade observado no modelo Kozai+evecção os modelos se mantêm oscilantes entorno de praticamente o mesmo valor médio por todo o período de integração. As oscilações de curto período são percebidas no modelo nominal.

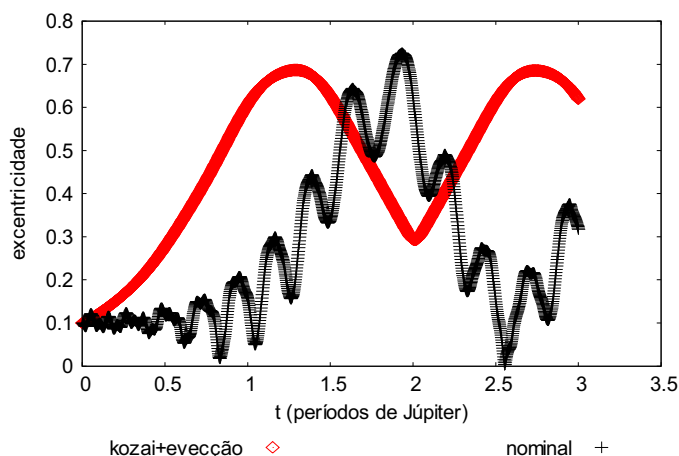


Figura 6.129 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.130 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se diferem bastante em todas as suas características oscilatórias.

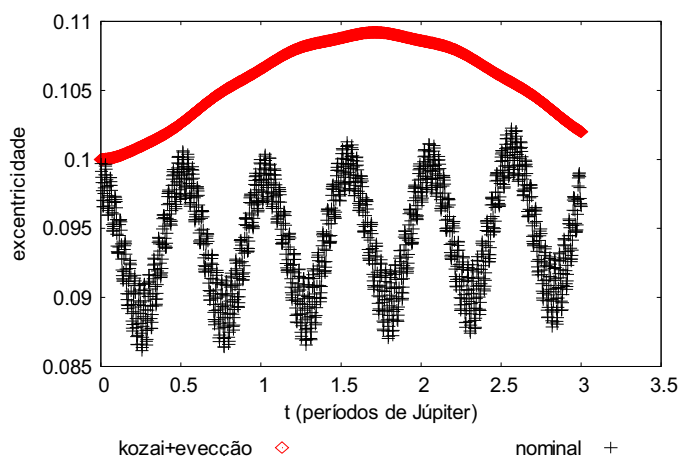


Figura 6.130 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.131 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo Kozai+evecção acompanha o modelo nominal em relação aos períodos e amplitudes de fase da excentricidade. As oscilações de curto período são percebidas no modelo nominal.

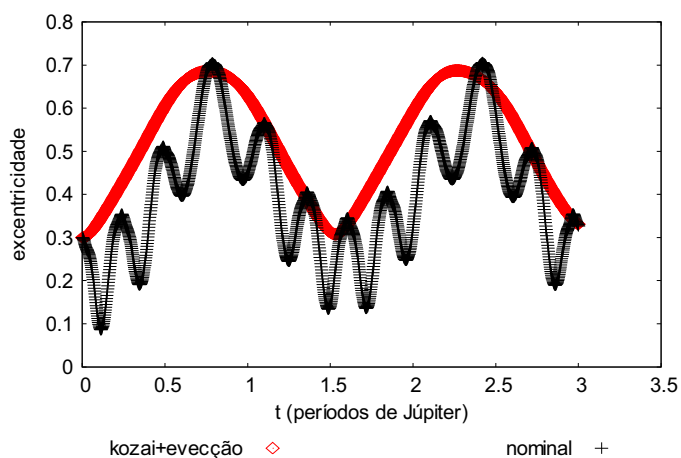


Figura 6.131 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.132 observamos o um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se diferem, porém no modelo Kozai+evecção apesar de apresentar um recuo de fase, a excentricidade acompanha os picos máximos de oscilação apresentados no modelo nominal.

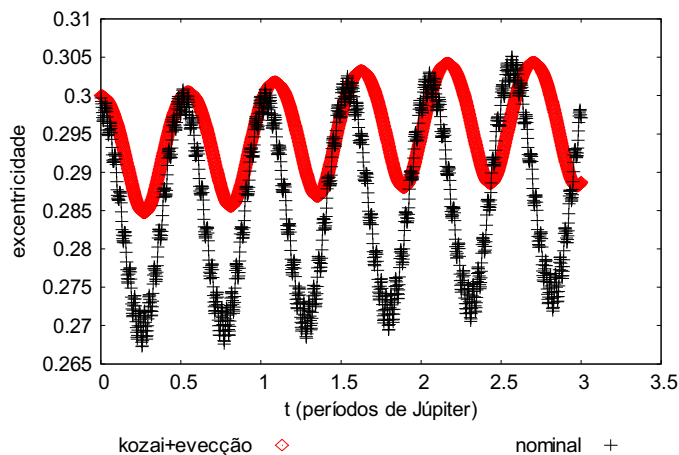


Figura 6.132 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.133 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se diferem bastante. O modelo em todas as suas características oscilatórias. O modelo soma acompanha os picos máximos de oscilação apresentados no modelo nominal.

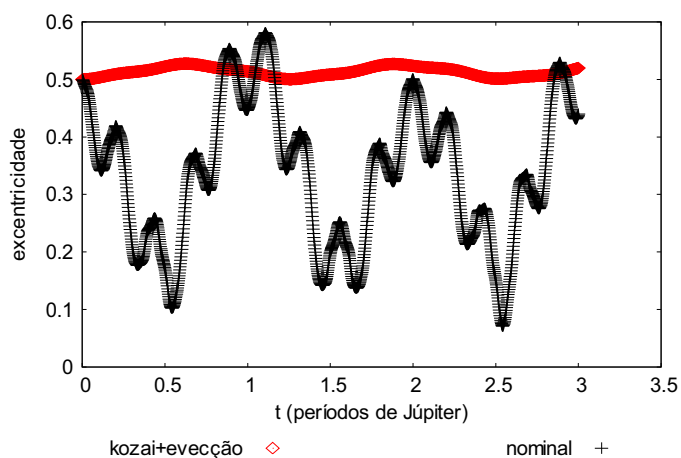


Figura 6.133 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.134 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo soma acompanha o modelo nominal nos períodos e picos máximos de oscilação da excentricidade por todo período de integração.

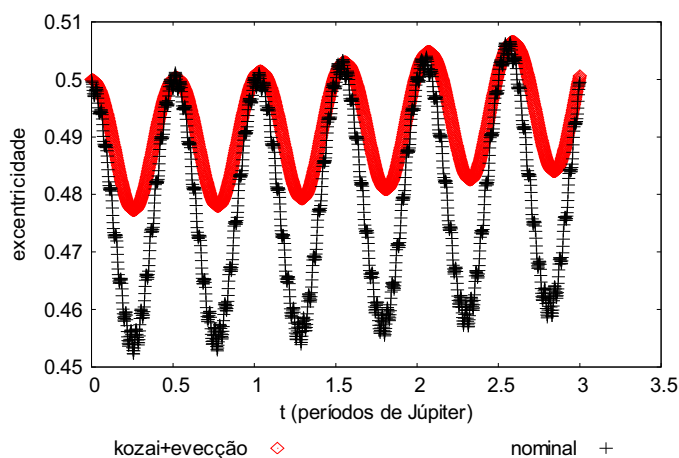


Figura 6.134 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluí-se ao comparar o comportamento da excentricidade nos modelos de Kozai+evecção e nominal, que existe uma relação direta, ou seja, com o aumento dos valores iniciais do semi-eixo maior e da excentricidade os modelos têm comportamentos mais similares.

6.7.3 Inclinação

Nesta seção analisamos o comportamento da inclinação da órbita da partícula comparando os modelos Kozai + evecção e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.135 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a inclinação no modelo Kozai + evecção acompanha, com certa proximidade, os picos

de oscilação máxima apresentados no modelo nominal, porém com a presença discreta das oscilações de curto período.

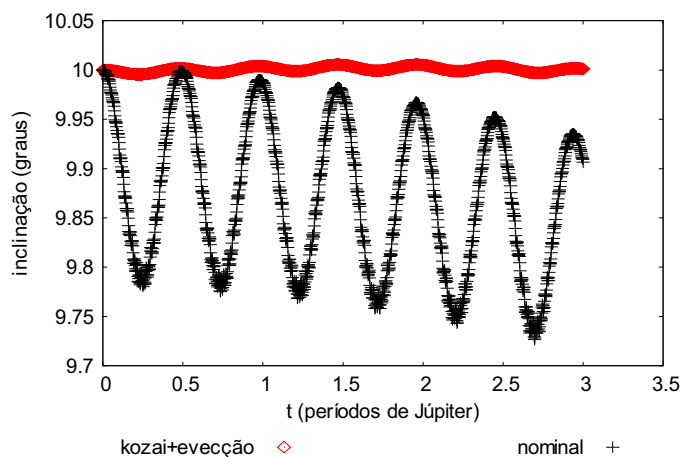


Figura 6.135 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na figura 6.136 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a inclinação apresenta características oscilatórias bem distintas em ambos os modelos por todo período de integração.

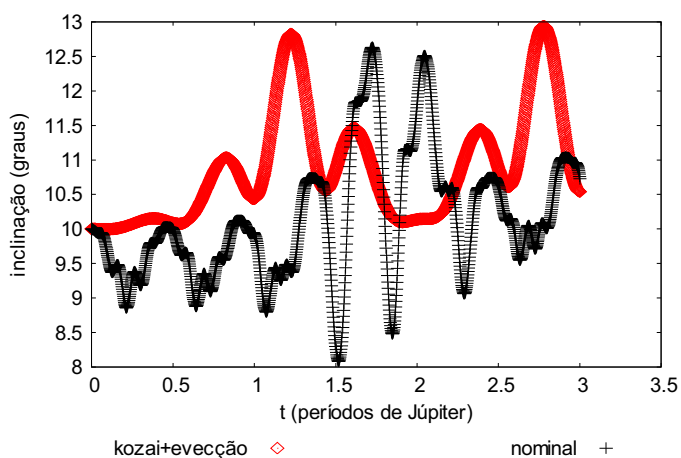


Figura 6.136 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.137 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a inclinação no modelo Kozai + evecção acompanha o decrescimento da inclinação do modelo nominal a partir do primeiro período orbital de Júpiter até o final do segundo período.

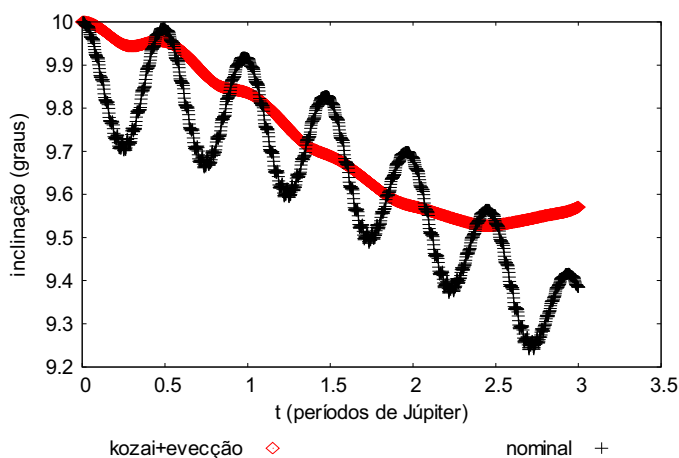


Figura 6.137 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.138 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que as amplitudes das inclinações caminham com características similares, porém com médias de oscilações distintas.

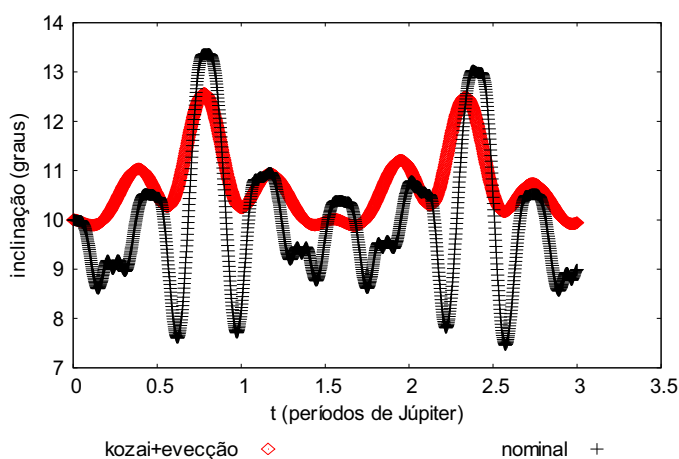


Figura 6.138 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.139 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a inclinação no modelo Kozai + evecção acompanha o decrescimento da inclinação do modelo nominal a partir do primeiro período orbital de Júpiter.

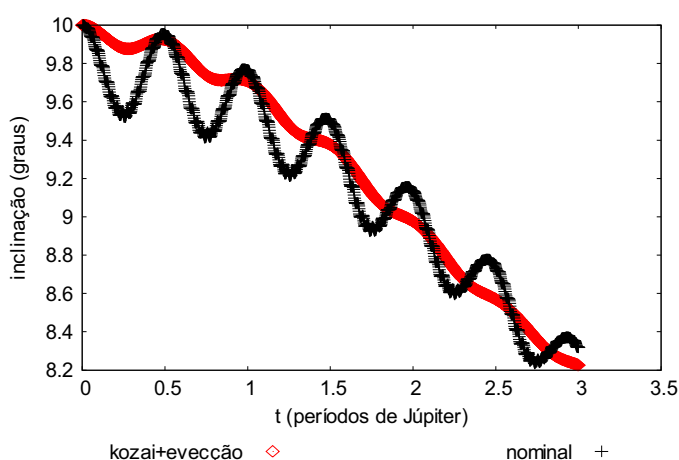


Figura 6.139 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.140 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a inclinação nos modelos tem características oscilatórias bem distintas por todo período de integração.

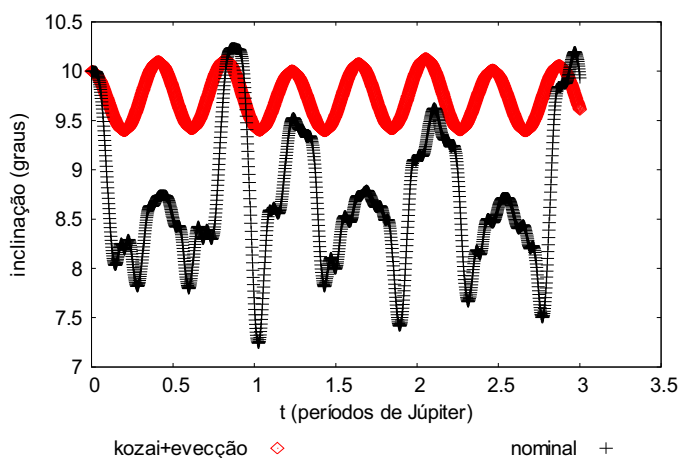


Figura 6.140 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter, a inclinação no modelo Kozai+evecção é caracterizada por acompanhar os valores médios da inclinação do modelo nominal para “baixos” valores iniciais do semi-eixo inicial da partícula principalmente nos casos onde os valores iniciais da excentricidade são de 0,5 e 0,3.

6.7.4 Longitude do Nodo Ascendente

Nesta seção analisamos o comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula comparando os modelos Kozai + evecção e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.141 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo Kozai+evecção acompanha o modelo nominal com praticamente a mesma

velocidade de regressão da longitude do nodo ascendente por todo período de integração.

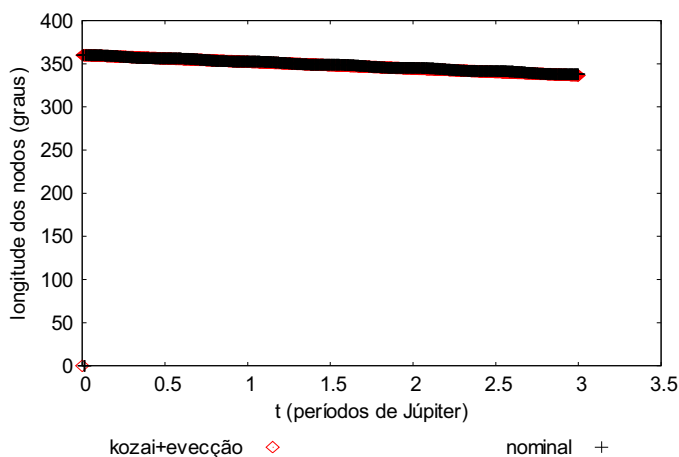


Figura 6.141 - Comportamento da longitude dos nodos da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.142 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são distintos. No modelo Kozai+evecção a longitude do nodo ascendente regride mais rapidamente. A presença das oscilações de curto período é mais intensa no modelo nominal.

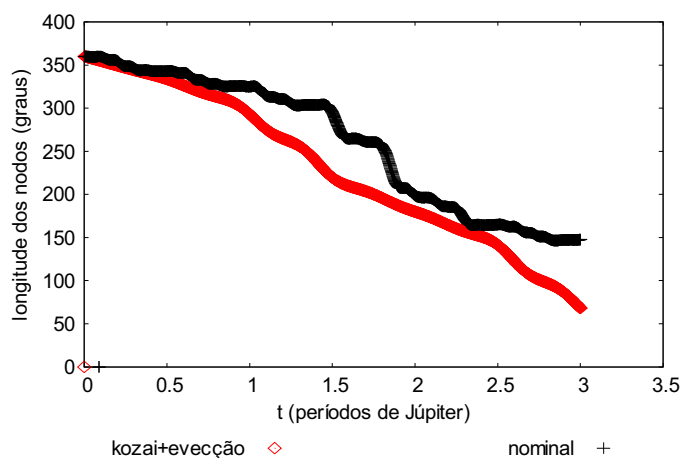


Figura 6.142 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.143 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo Kozai+evecção acompanha o modelo nominal com praticamente a mesma velocidade de regressão nodo ascendente por todo período de integração.

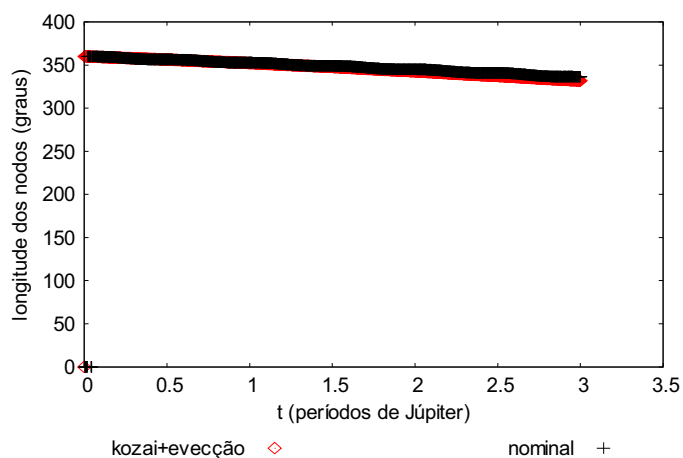


Figura 6.143 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.144 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a longitude dos nodos no modelo Kozai+evecção acompanha o modelo nominal com velocidade aproximada. No modelo Kozai+evecção a longitude do nodo ascendente regride mais rapidamente. A presença das oscilações de curto período é mais intensa no modelo nominal.

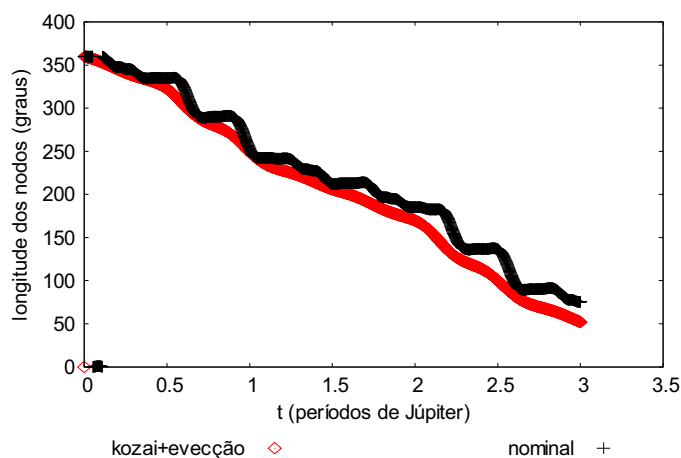


Figura 6.144 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.145 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo Kozai+evecção acompanha o modelo nominal com praticamente a mesma velocidade de regressão da longitude do nodo ascendente por todo período de integração.

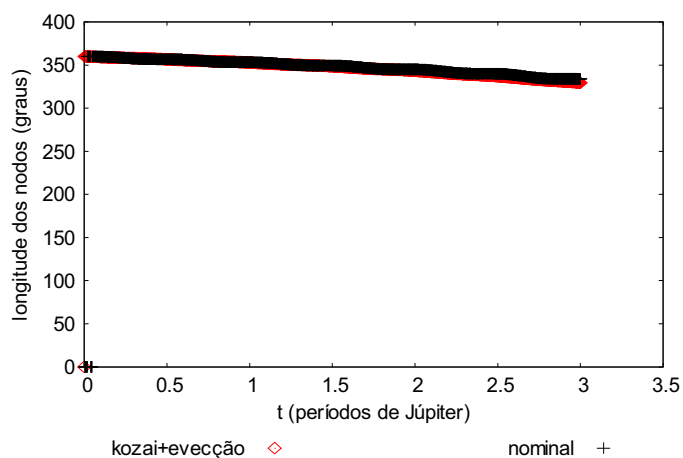


Figura 6.145 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.146 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que a longitude dos nodos no modelo Kozai+evecção acompanha o modelo nominal com velocidade aproximada.

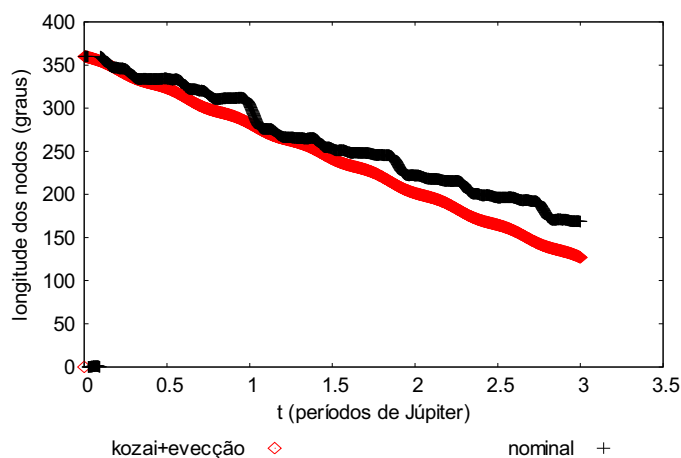


Figura 6.146 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos Kozai+evecção e nominal são muito similares para o valor iniciais “baixos” do semi-eixo maior da órbita da partícula. O valor inicial da excentricidade de 0,5 contribui para que os modelos demorem a obterem características diferentes com o aumento do semi-eixo maior.

6.7.5 Argumento do Pericentro

Nesta seção analisamos o comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula comparando os modelos Kozai + evecção e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.147 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os

modelos apresentam comportamentos similares no intervalo de tempo compreendido entre o primeiro e o segundo períodos orbitais de Júpiter.

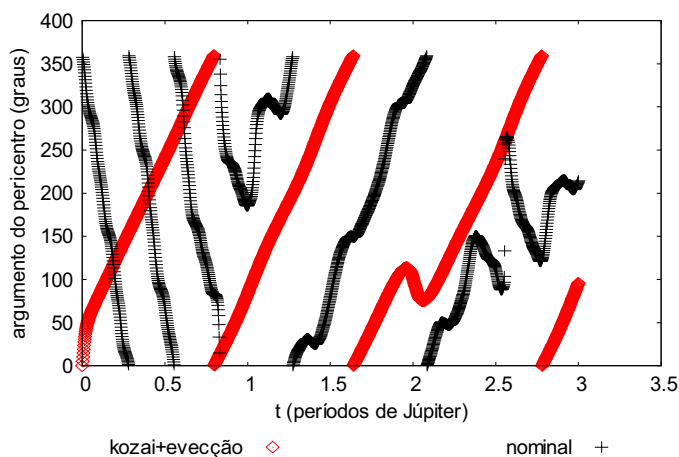


Figura 6.147 – Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.148 observamos pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que no caso do modelo Kozai+evecção o argumento do pericentro circula cerca de uma vez por período orbital de Júpiter, avançando mais rapidamente que no modelo nominal cujo avanço médio entorn de 20° por período orbital de Júpiter.

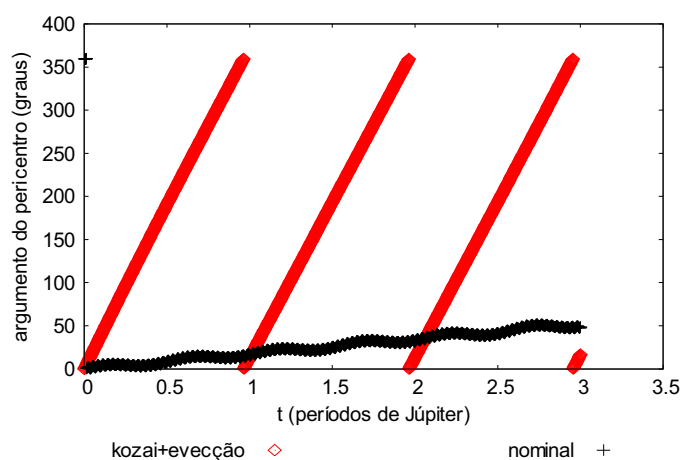


Figura 6.148 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.149 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apresentam comportamentos similares onde os argumentos dos pericentros avançam com praticamente a mesma velocidade.

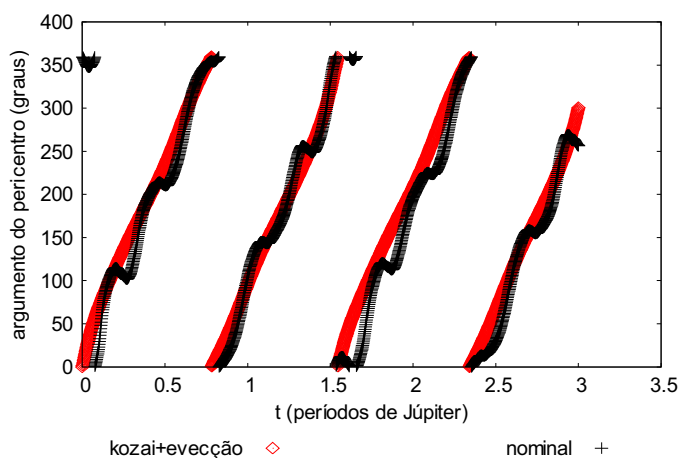


Figura 6.149 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.150 observamos pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que no caso do modelo Kozai+evecção o argumento do pericentro circula pouco mais de uma vez por período orbital de Júpiter, mostrando-se avançar mais rapidamente que o argumento do pericentro no modelo nominal cujo avanço médio está entorno de 63° por período orbital de Júpiter. As oscilações de curto período são mais intensas no modelo nominal.

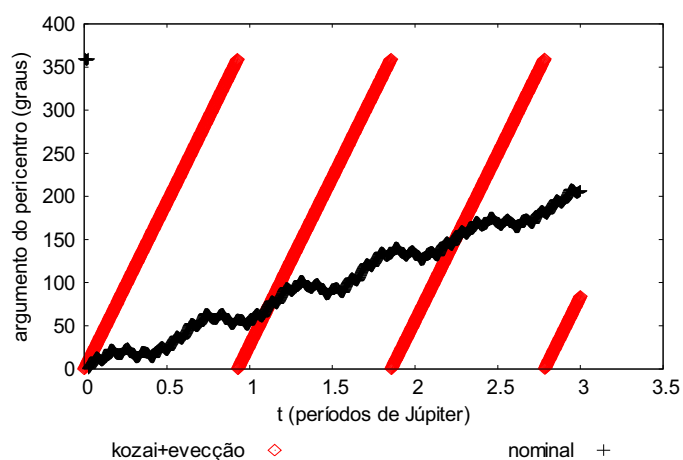


Figura 6.150 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=200 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.151 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o argumento do pericentro no modelo Kozai+evecção avança um pouco mais rápido que no modelo nominal.

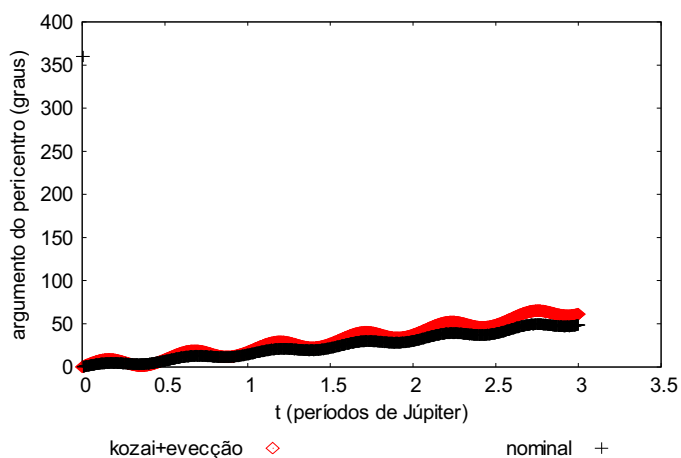


Figura 6.151 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.152 observamos pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que no caso do modelo Kozai+evecção o argumento do pericentro circula mais rapidamente que o argumento do pericentro no modelo nominal. Os modelos apresentam oscilações de curto período, porém, mais intensas no modelo nominal.

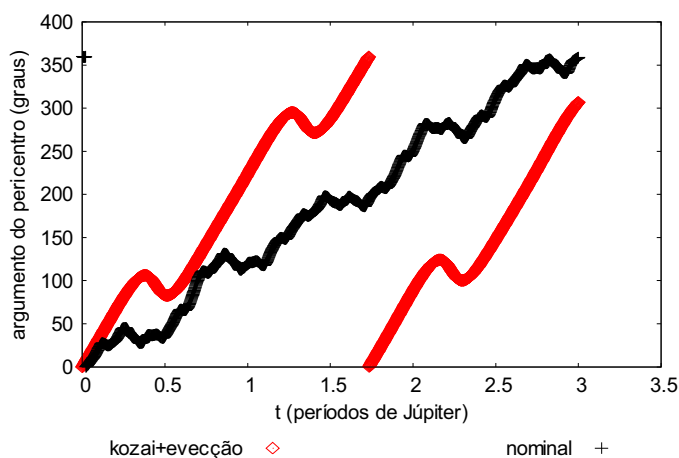


Figura 6.152 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos Kozai+evecção e nominal são bem próximos para os valores iniciais de semi-eixo maior de $350 R_J$ e excentricidade 0,3. Nos casos em que os valores iniciais da excentricidade são de 0,1 e 0,3 os modelos têm comportamentos mais próximos à medida que aumentamos os valores iniciais do semi-eixo maior da partícula e nos casos onde o valor inicial da excentricidade é de 0,5 os modelos apresentam comportamentos distintos com o aumento dos valores iniciais do semi-eixo maior.

6.8 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS PARCELA KOZAI + PARCELA EVECÇÃO DOS NODOS

6.8.1 Ângulo Crítico

A Figura 6.153 mostra o comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a função perturbadora que contem a parcela referente à teoria Kozai + à parcela referente à evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton

com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos mais próximos para “baixos” valores iniciais do semi-eixo maior (sendo 6.153a a melhor aproximação) para a excentricidade inicial de 0,1. À medida que avançamos com o valor inicial do semi-eixo maior verificamos no modelo nominal o aumento das oscilações de curto período a partir do caso 6.153c e características ressonantes mais acentuadas no caso 6.153d e no caso 6.153f quando o ângulo crítico circula rapidamente durante o primeiro período orbital de Júpiter e a seguir libra entorno de 180° . No modelo Kozai+nodos o ângulo crítico não apresenta variações significativas com o aumento dos valores iniciais do semi-eixo maior da partícula.

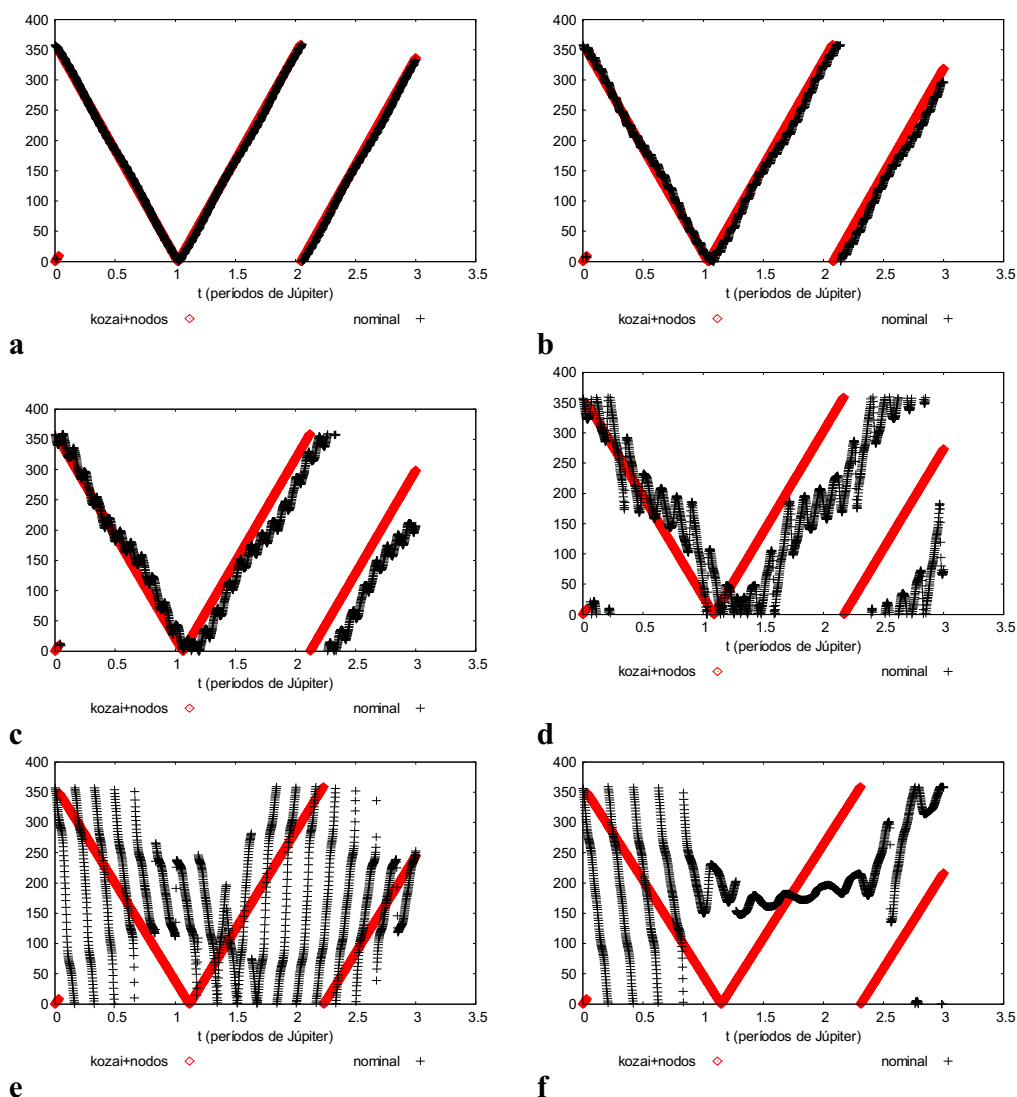


Figura 6.153 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$ $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.154 mostra o comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à teoria Kozai + à parcela referente à evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos mais

próximos para “baixos” valores iniciais do semi-eixo maior (sendo 6.154a a melhor aproximação) e para a excentricidade inicial de 0,3. À medida que avançamos com o valor inicial do semi-eixo maior verificamos no modelo nominal o aumento das oscilações de curto período a partir do caso 6.154c e características ressonantes mais acentuadas no caso 6.154d quando o ângulo crítico libra entorno de 180° e no caso 6.154f quando o ângulo crítico libra entorno de 0° por todo período de integração. No modelo Kozai+nodos o ângulo crítico não apresenta variações significativas com o aumento dos valores iniciais do semi-eixo maior da partícula.

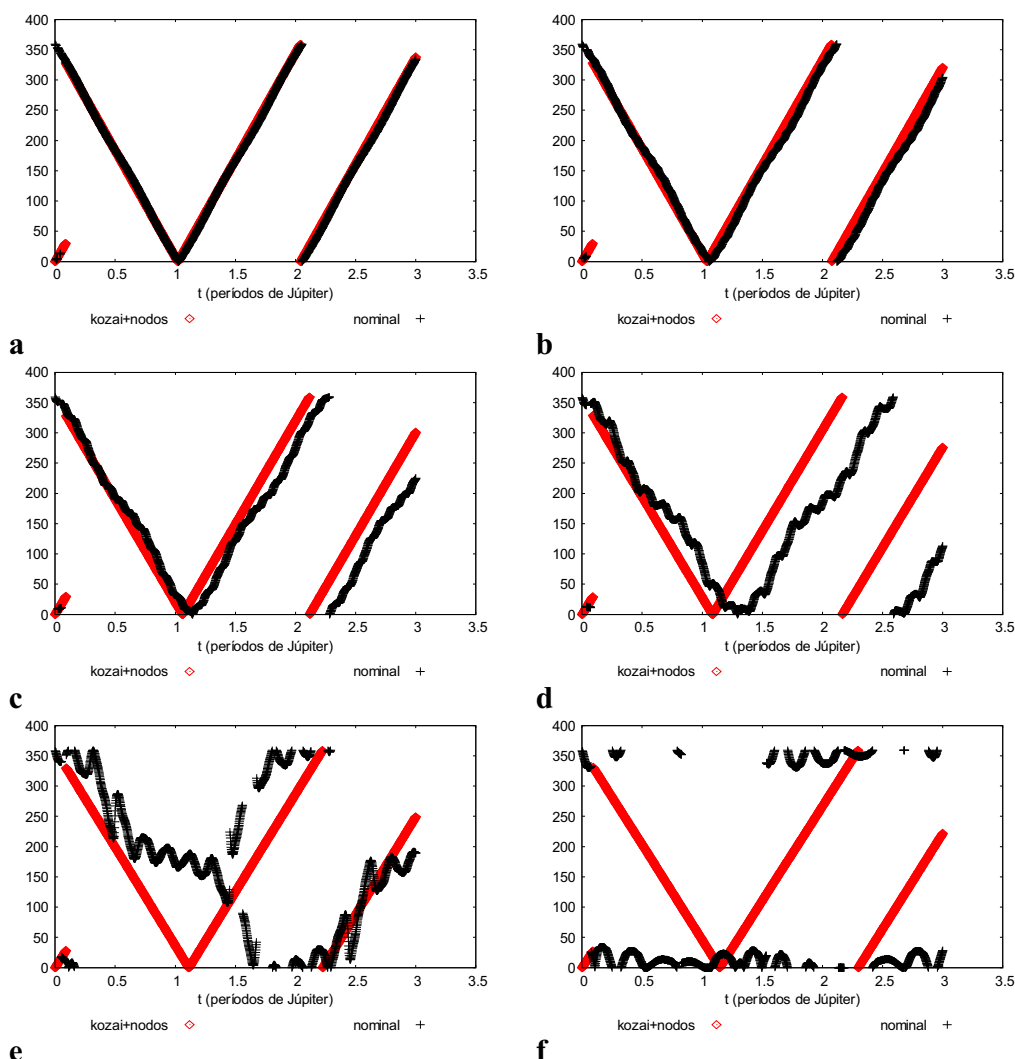


Figura 6.154 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.155 mostra o comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a função perturbadora que contém a parcela referente à teoria Kozai + à parcela referente à evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos mais próximos para “baixos” valores iniciais do semi-eixo maior (sendo 6.155a e 6.155b as

melhores aproximações) para a excentricidade inicial de 0,5. À medida que avançamos com o valor inicial do semi-eixo maior verificamos no modelo nominal o aumento das oscilações de curto período e a presença mais intensa de características ressonantes a partir do caso 6.155c. No modelo Kozai+nodos o ângulo crítico não apresenta variações significativas com o aumento dos valores iniciais do semi-eixo maior da partícula.

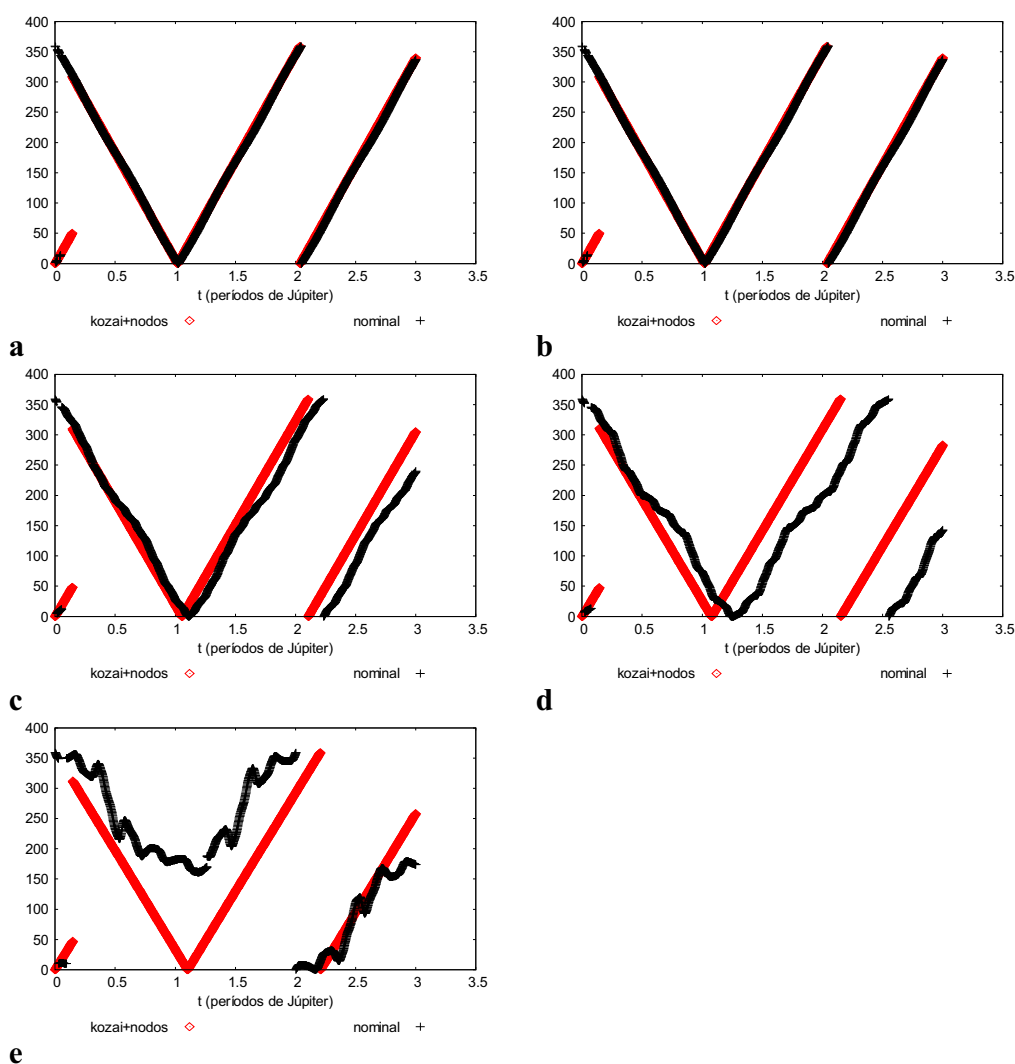


Figura 6.155 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, comparando a parcela da função perturbadora que contém os termos da teoria Kozai + evecção (kozai+evectão) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).

6.8.2 Excentricidade

Nesta seção ao analisarmos o comportamento da excentricidade da órbita da partícula comparando os modelos Kozai + eveção dos nodos e nominal, verificamos que este estudo é análogo ao estudo da excentricidade no modelo Kozai. No modelo eveção dos nodos tem $\frac{de}{dt} = 0$, portanto a soma Kozai+eveção dos nodos conserva somente a parte referente ao modelo Kozai ($\frac{de}{dt} \neq 0$).

6.8.3 Inclinação

Nesta seção analisamos o comportamento da inclinação da órbita da partícula comparando os modelos Kozai + eveção dos nodos e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na figura 6.156 observamos a melhor comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os comportamentos dos modelos são similares em todas as características oscilatórias por todo período de integração.

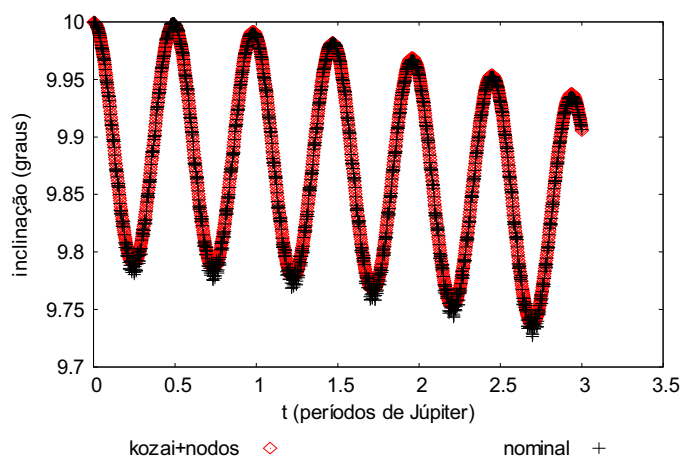


Figura 6.156 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na figura 6.157 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que as características oscilatórias das inclinações que acompanham os modelos são bem próximas até o primeiro período orbital, a partir de então a inclinação no modelo Kozai + nodos se mantém oscilante entorno do valor médio 9,3 enquanto no modelo nominal a inclinação ganha características oscilatórias diversas.

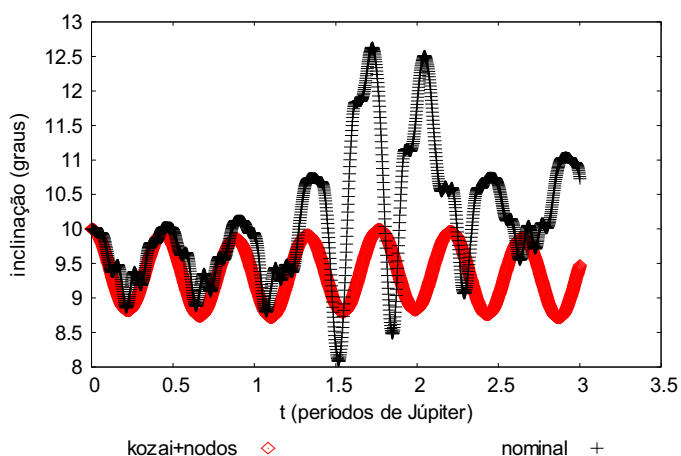


Figura 6.157 - Variação da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na figura 6.158 observamos a melhor caso de comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os comportamentos são bem próximos e apresentam diminuição das amplitudes nas oscilações de curto período da inclinação em relação ao observado no caso da Figura 6.156.

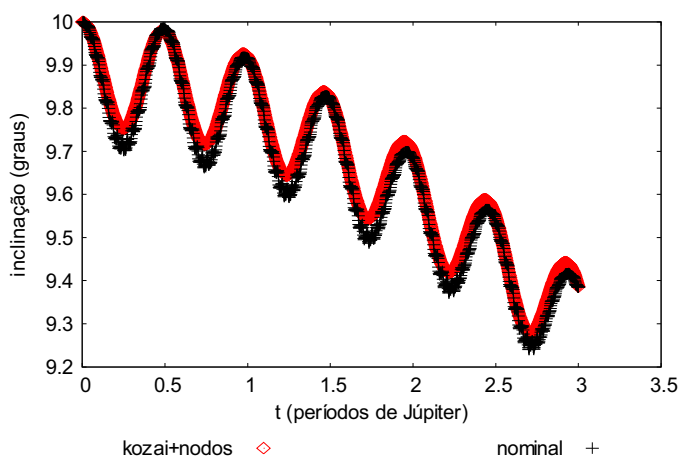


Figura 6.158 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na figura 6.159 observamos a pior caso de comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os comportamentos são bem distintos em todas as características oscilatórias.

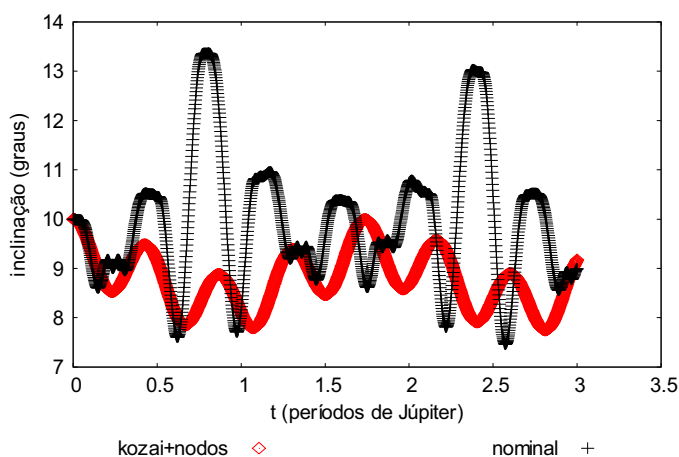


Figura 6.159 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na figura 6.160 apesar de observamos o melhor caso de comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter, nota-se desde o princípio do período de integração um afastamento das amplitudes da inclinação, porém as demais características oscilatórias são mantidas.

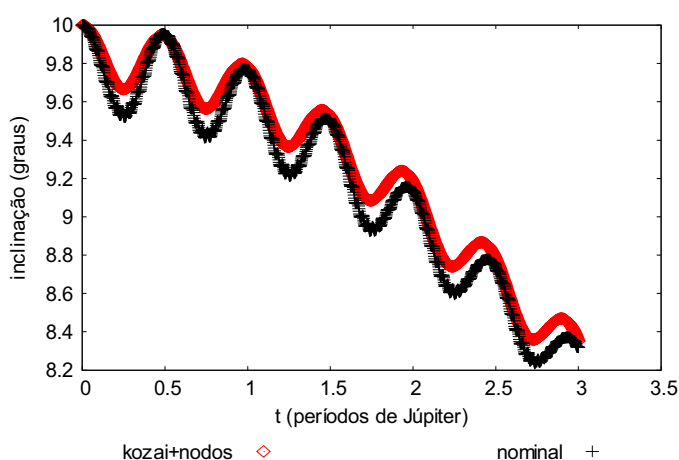


Figura 6.160 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na figura 6.161 observamos a pior caso de comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os comportamentos são bem distintos em todas as características oscilatórias.

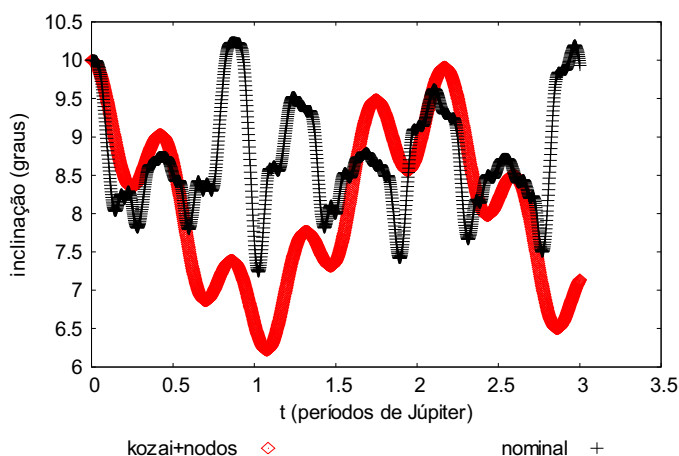


Figura 1.161 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter, a inclinação no modelo Kozai+nodos acompanha o comportamento da inclinação no modelo nominal e apresenta melhores resultados para “baixos” valores iniciais de semi-eixo maior e de excentricidade.

6.8.4 Longitude do Nodo Ascendente

Nesta seção analisamos o comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula comparando os modelos Kozai + eveção dos nodos e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.162 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos têm comportamentos similares por todo período de integração.

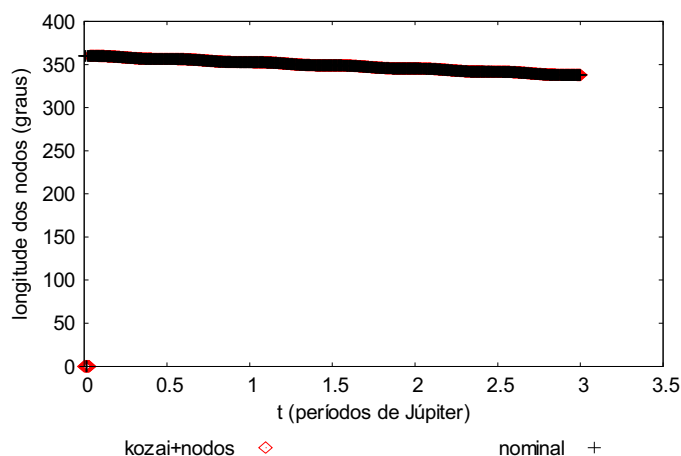


Figura 6.162 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.163 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que no modelo Kozai+nodos a longitude do nodo ascendente regride a uma velocidade média de aproximadamente 100° por período e apresenta discretas oscilações de curto período. No modelo nominal a longitude dos nodos acompanha o modelo Kozai+nodos até 1,5 períodos orbitais de Júpiter onde a partir de então regride rapidamente apresentando intensas oscilações de curto período.

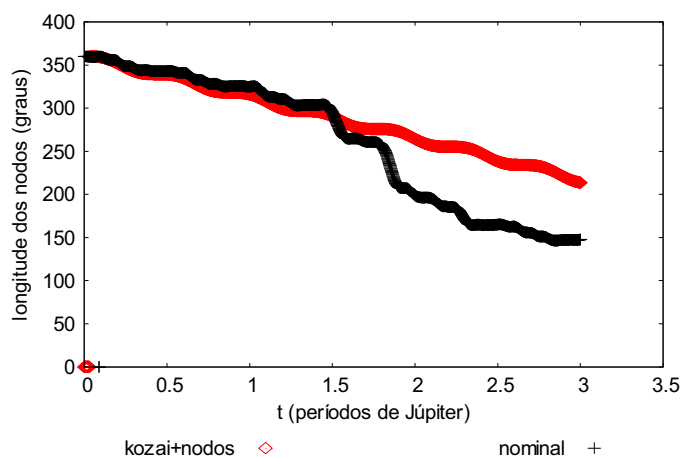


Figura 6.163 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.164 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo Kozai+nodos acompanha o modelo nominal na mesma velocidade de regressão por todo período de integração.

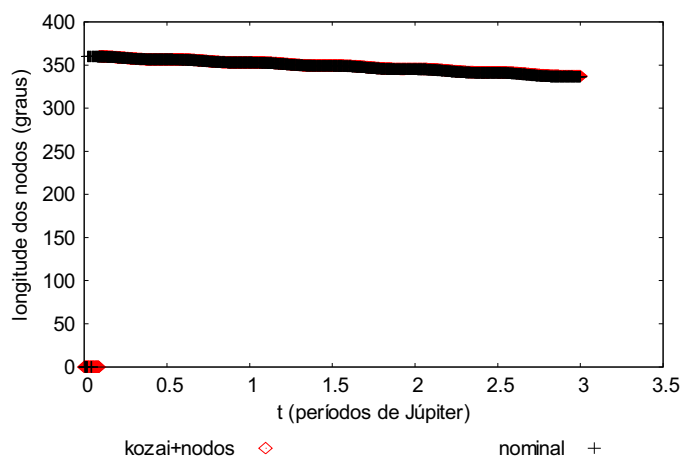


Figura 6.164 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.165 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que no modelo Kozai+nodos a longitude do nodo ascendente regride a uma velocidade média de aproximadamente 100° por período e apresenta discretas oscilações de curto período. No modelo nominal a longitude dos nodos acompanha o modelo Kozai+nodos até 1,5 períodos orbitais de Júpiter onde a partir de então regride rapidamente apresentando intensas oscilações de curto período.

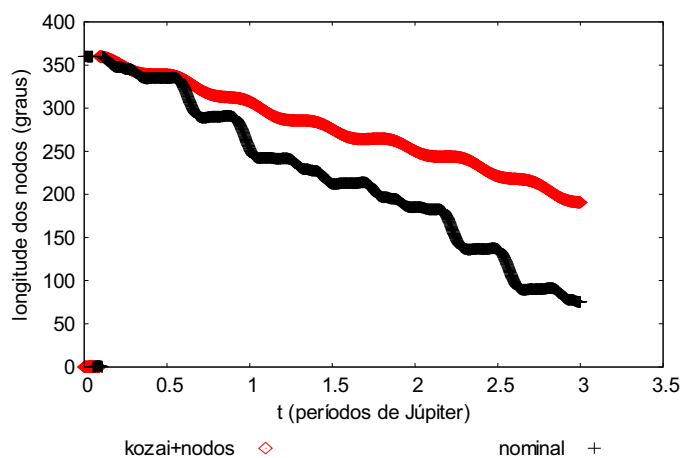


Figura 6.165 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e à evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.166 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo Kozai+evecção acompanha o modelo nominal na mesma velocidade de regressão por todo período de integração.

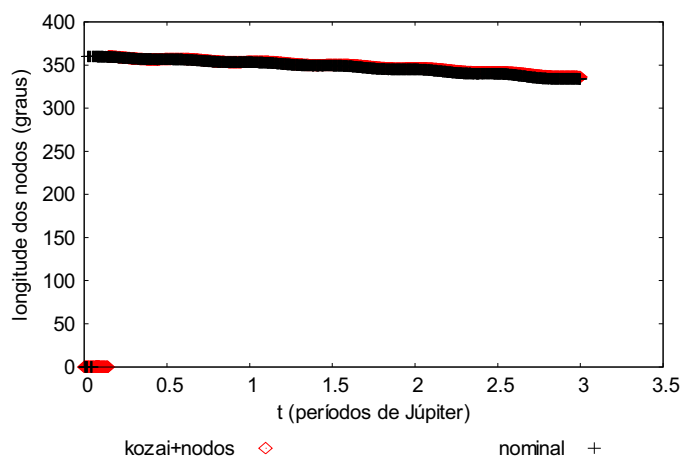


Figura 6.166 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.167 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos mantêm a característica de regressão, entretanto no modelo Kozai+nodos a velocidade de regressão da longitude do nodo ascendente é menor. Os modelos apresentam oscilações de curto período.

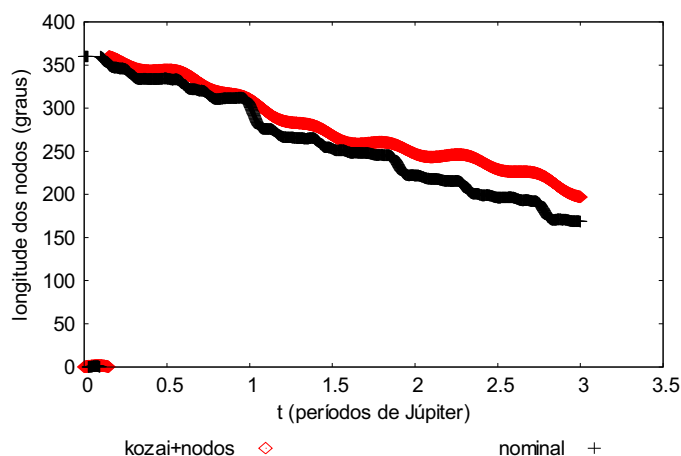


Figura 6.167 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos Kozai+nodos e nominal são muito próximos para o valor inicial de semi-eixo maior de $100 R_j$, os valores iniciais atribuídos para a excentricidade não alteraram significativamente as semelhanças entre os modelos. À medida que aumentamos o semi-eixo maior inicial os modelos apresentam características mais distintas, assim podemos dizer que os melhores resultados são de “baixos” valores iniciais de semi-eixo maior.

6.8.5 Argumento do Pericentro

Nesta seção analisamos o comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula comparando os modelos Kozai + evecção dos nodos e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas fixando-se o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando-se os valores para o semi-eixo

maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.168 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os argumentos dos pericentros avançam simultaneamente e com velocidades muito próximas. As oscilações de curto período são mais intensas no modelo nominal.

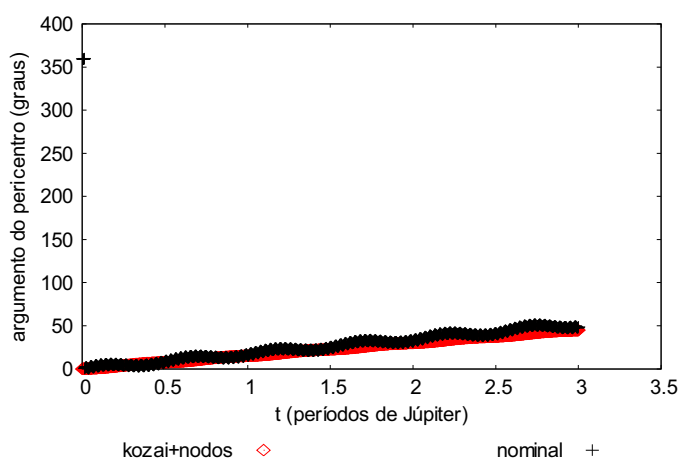


Figura 6.168 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.169 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos têm comportamentos muito distintos. O argumento do pericentro no modelo Kozai+nodos avança continuamente com velocidade média entorno de 100° por período orbital de Júpiter, por outro lado, no modelo nominal o argumento do pericentro circula rapidamente durante o 1º período orbital de Júpiter e após esse tempo apresenta intensa influência das oscilações de curto período.

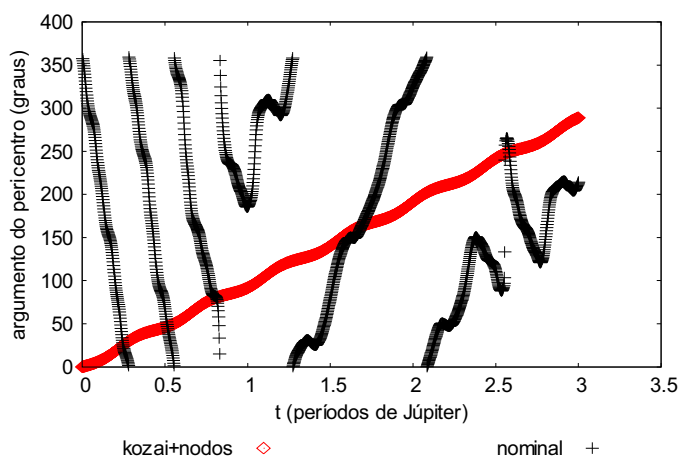


Figura 6.169 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas fixando-se o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando-se os valores para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.170 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os argumentos dos pericentros avançam simultaneamente e com velocidades muito próximas. As oscilações de curto período são mais intensas no modelo nominal.

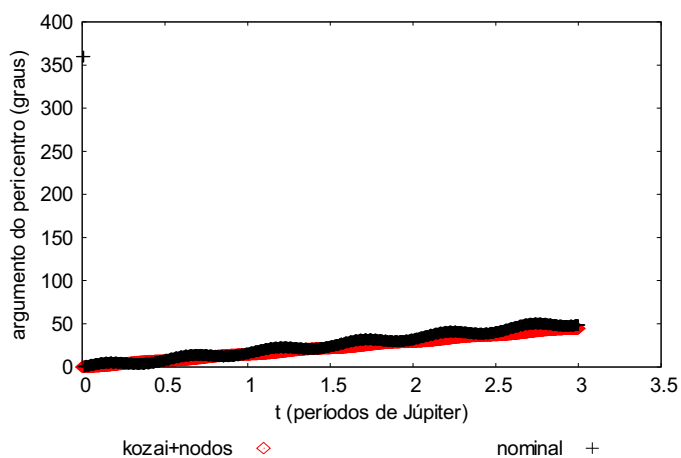


Figura 6.170 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.171 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos têm comportamentos distintos. O argumento do pericentro no modelo Kozai+nodos avança continuamente com velocidade média entorno de 100° por período orbital de Júpiter. No modelo nominal o argumento do pericentro circula aproximadamente quatro vezes mais rápido que o modelo Kozai+nodos.

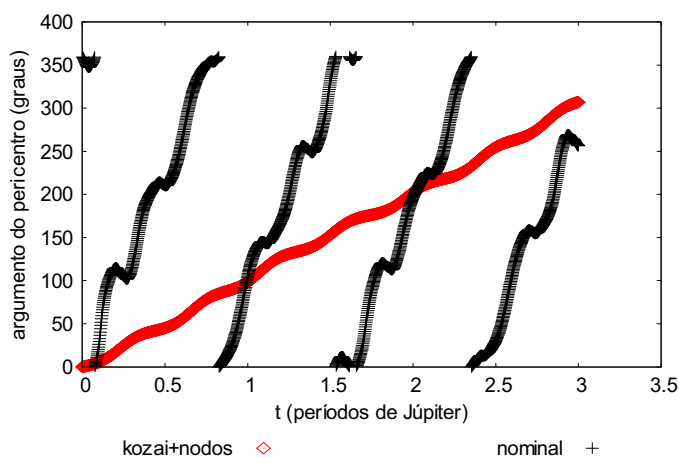


Figura 6.171 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas fixando-se o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando-se os valores para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.172 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os argumentos dos pericentros avançam simultaneamente e com velocidades muito próximas. As oscilações de curto período são mais intensas no modelo nominal.

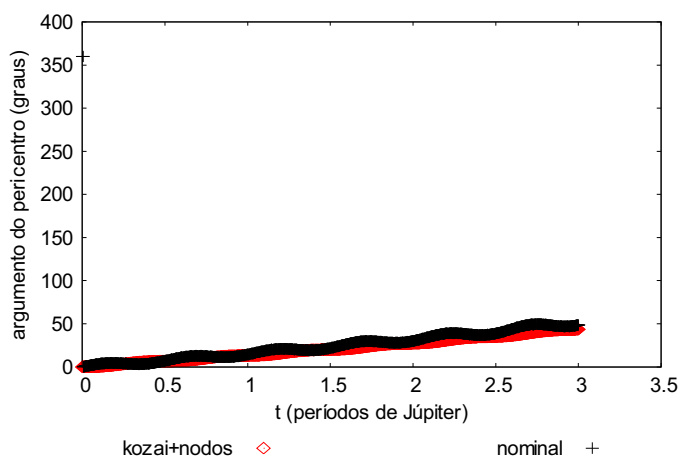


Figura 6.172 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.173 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos têm comportamentos muito distintos. O argumento do pericentro no modelo Kozai+nodos avança continuamente com velocidade média entorno de 90° por período orbital de Júpiter. No modelo nominal o argumento do pericentro apresenta aumento da intensidade das oscilações de curto período e avança pouco mais que o dobro do modelo Kozai+nodos.

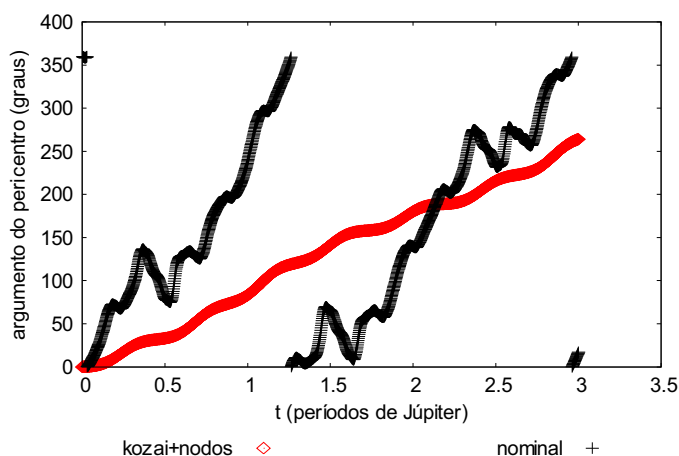


Figura 6.173 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria Kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter os modelos Kozai+nodos e nominal são bem próximos para o valor inicial do semi-eixo maior de $100 R_j$. Com o aumento da excentricidade nota-se que os argumentos dos pericentros avançam mais rapidamente para “baixos” valores do semi-eixo maior. À medida que aumentamos o semi-eixo inicial os modelos apresentam características mais distintas, assim podemos dizer que o modelo Kozai apresenta melhores resultados para valores iniciais “baixos” de semi-eixo maior.

6.9 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS MODELO COMPLETO

6.9.1 Ângulo Crítico

A Figura 6.174 mostra o comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda)$, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos muito distintos para todos os casos considerados. No modelo soma o ângulo crítico apresenta pequenas

oscilações entorno de 0° no caso 6.174a, nos casos 6.174b, 6.174d e 6.174e mostra variações entre 0° e 50° , nos casos 6.174d e 6.174f variam de 0° a 50° sendo que no caso 6.174d avança a partir de 2,5 períodos orbitais e no caso 6.174f o avanço ocorre a partir de 2 períodos orbitais de Júpiter. No modelo nominal o comportamento do ângulo crítico fica sujeito às perturbações de curto período e de efeitos de ressonância com o avanço dos valores iniciais do semi-eixo maior da partícula.

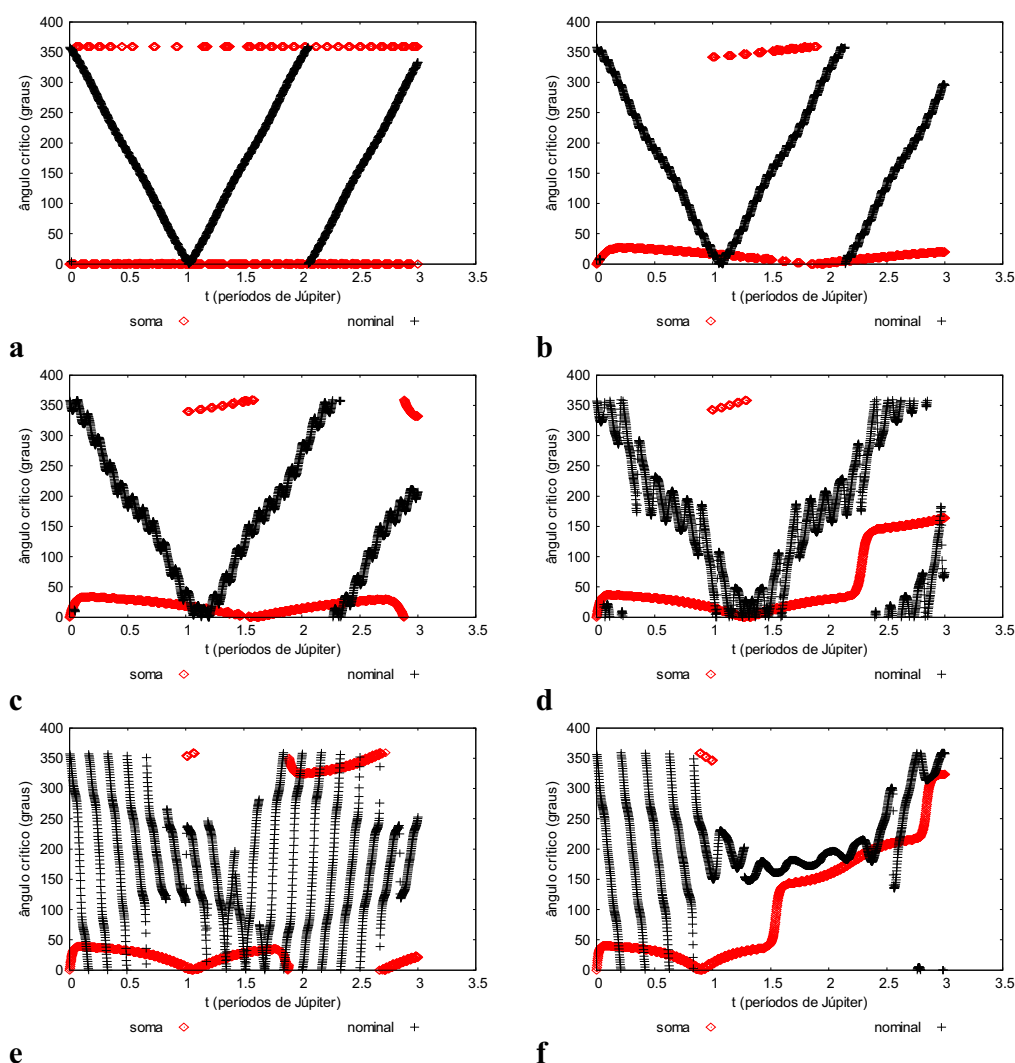


Figura 6.174 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.175 mostra o comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos similares nos casos 6.175a, 6.175b e 6.175f. No modelo soma, o ângulo crítico entra em ressonância a partir do caso 6.174c. Nos casos 6.174d, 6.174e e 6.174f vibra entorno de 0° por todo período de integração e no caso 6.174c entorno de 180° por aproximadamente um período orbital de Júpiter. O caso 6.174f representa a melhor situação, pois os modelos caminham juntos “presos” em ressonância entorno do ângulo de 0° por todo o período de integração.

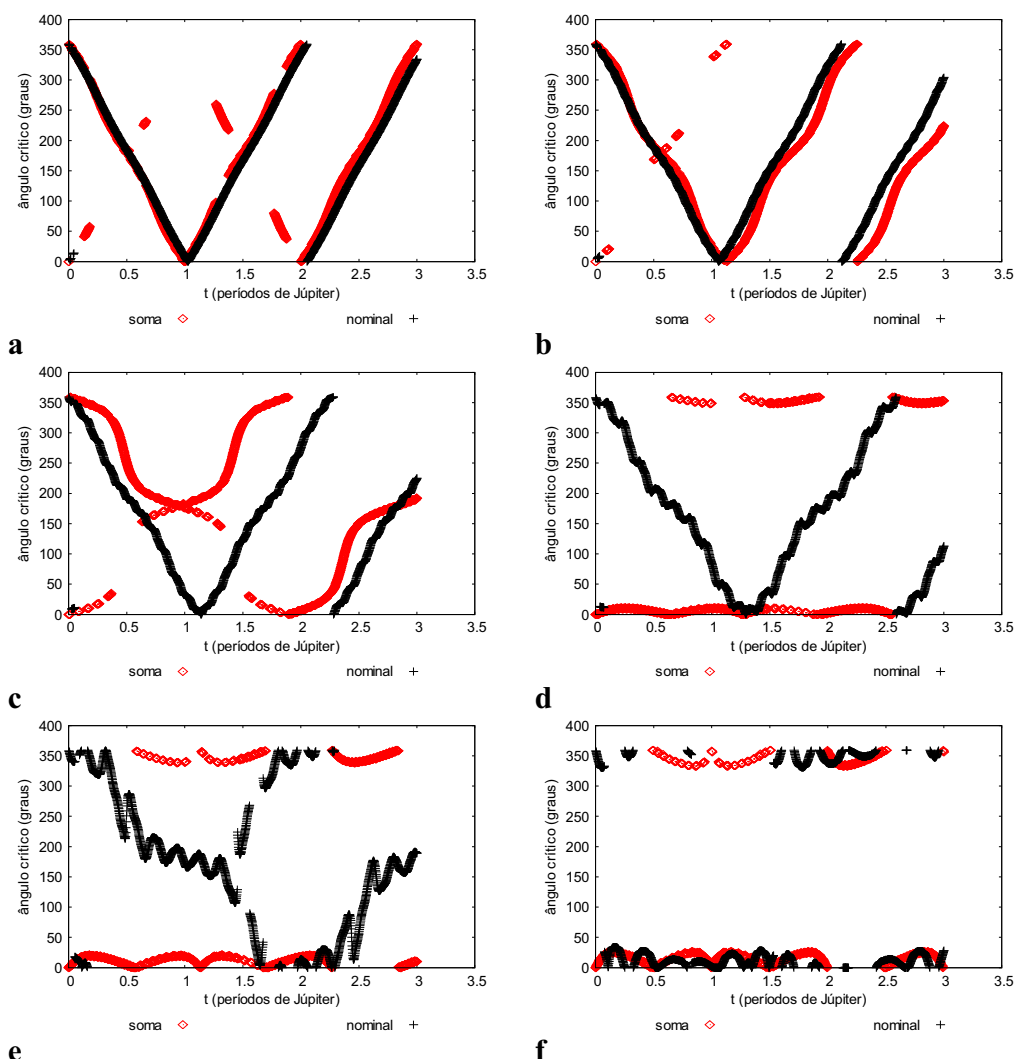


Figura 6.175 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 6.176 mostra o comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se que os modelos têm comportamentos muito similares para todos os casos considerados. O ângulo crítico no modelo nominal apresenta maior intensidade das oscilações de curto período com o aumento do valor inicial do semi-eixo maior, o que não impede o modelo soma de acompanhar o modelo nominal em

todos os casos. O valor inicial de 0,5 para a excentricidade demonstrou ser ideal para a proximidade do comportamento dos ângulos críticos nos modelos.

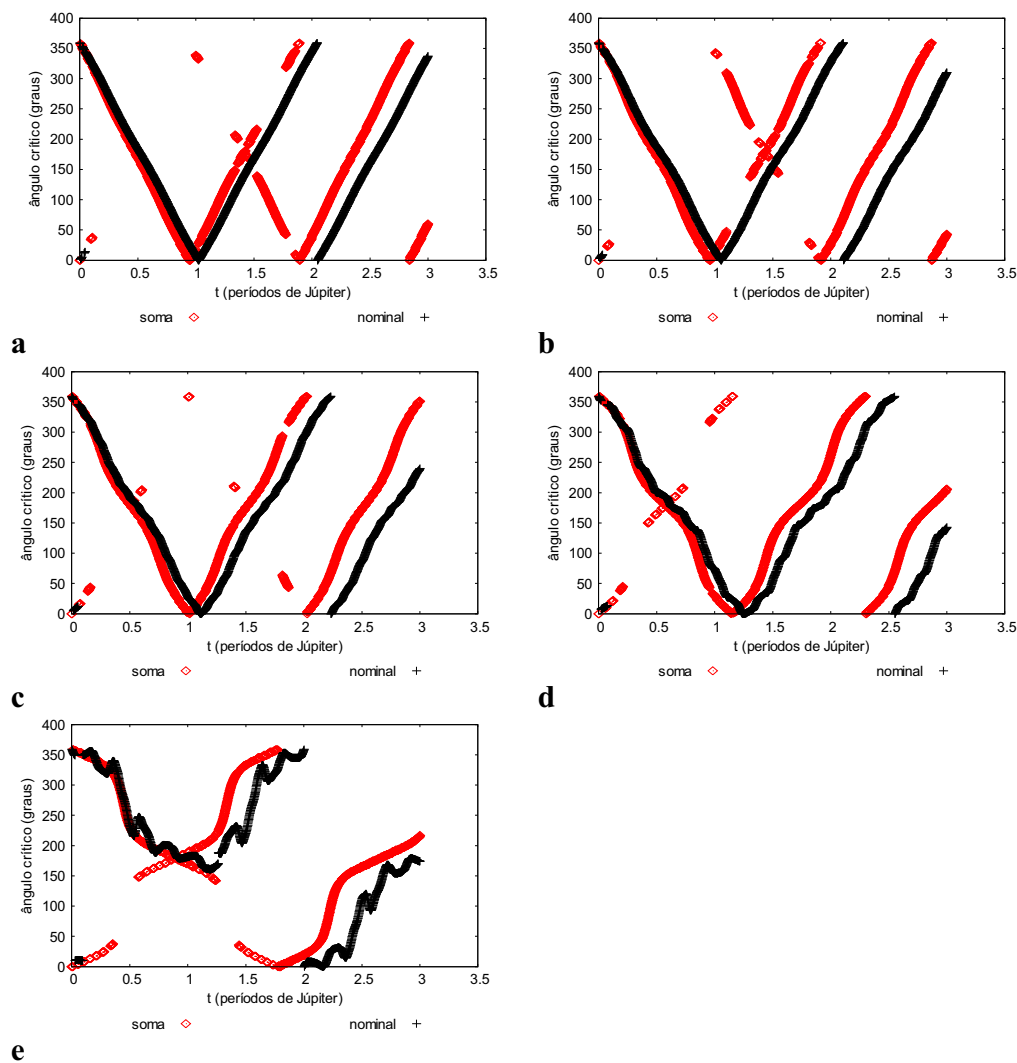


Figura 6.176 - Comportamento do ângulo crítico ($\varpi - \lambda'$), comparando a parcela da função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).

6.9.2 Excentricidade

Nesta seção analisamos o comportamento da excentricidade da órbita da

partícula comparando os modelos soma e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.177 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se diferem em fase e as excentricidades se matem oscilante entorno de praticamente do mesmo valor médio 0,4. As oscilações de curto período são percebidas no modelo nominal.

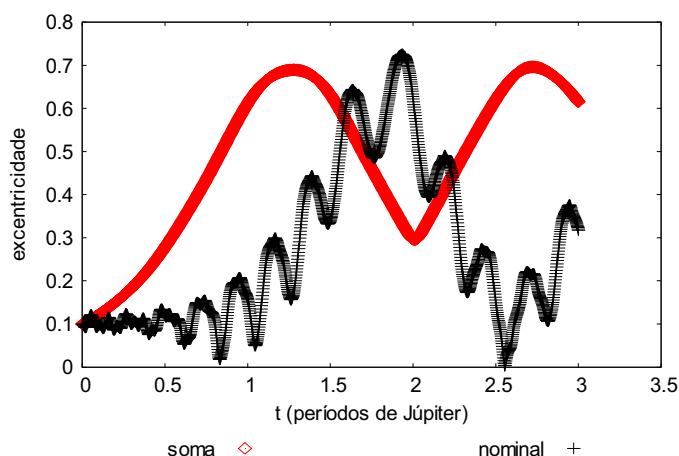


Figura 6.177 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.178 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se diferem bastante em todas as suas características oscilatórias.

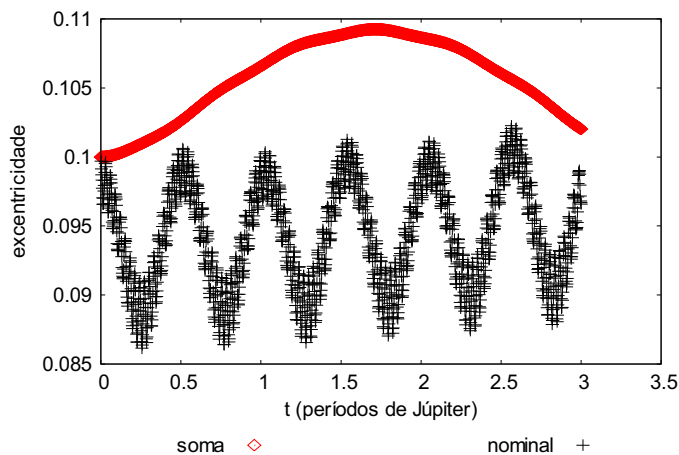


Figura 6.178 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.179 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo soma acompanha o modelo nominal conservando as características oscilatórias de amplitude e fase. As oscilações de curto período são percebidas no modelo nominal.

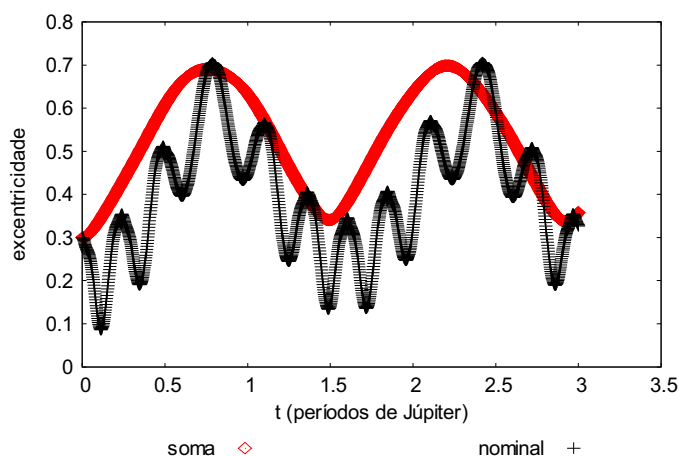


Figura 6.179 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Observando a Figura 6.180 o comportamento da excentricidade para o período de integração de 8 períodos orbitais de Júpiter, nota-se que os modelos são bem similares, apesar do atraso de fase do modelo nominal a partir do segundo período orbital, as características oscilatórias são mantidas por todo o período de integração.

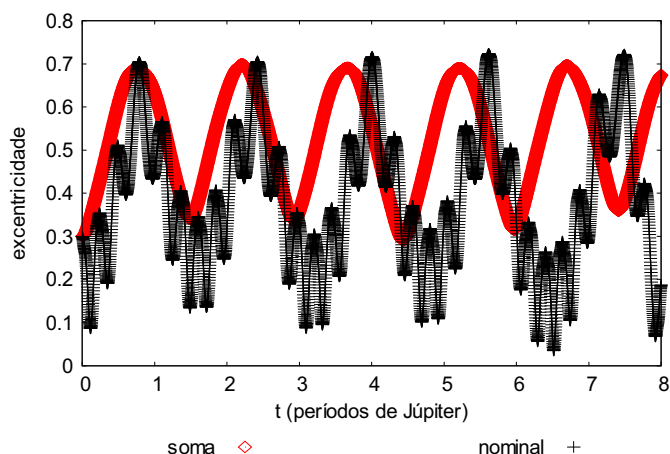


Figura 6.180 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.181 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se diferem bastante em todas as suas características oscilatórias.

O modelo soma acompanha os picos máximos de oscilação apresentados no modelo nominal.

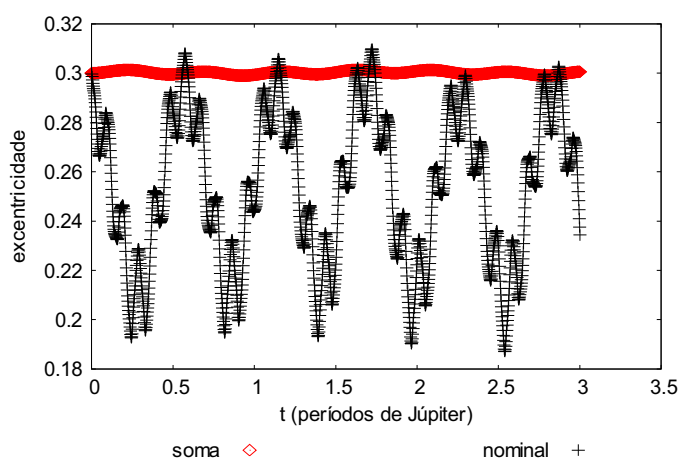


Figura 6.181 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=200 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.182 observamos um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo soma acompanha o modelo nominal com períodos similares e picos máximos de oscilação sincronizados para a excentricidade por todo período de integração.

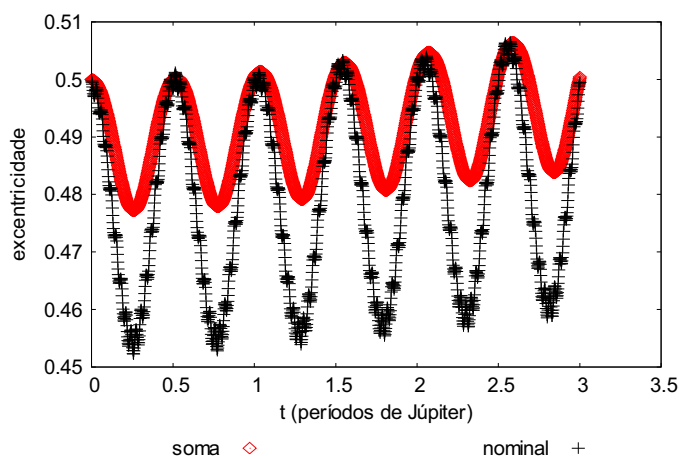


Figura 6.182 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.183 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são bem distintos em relação às características oscilatórias, porém o modelo soma acompanha os picos máximos de oscilação apresentados no modelo nominal.

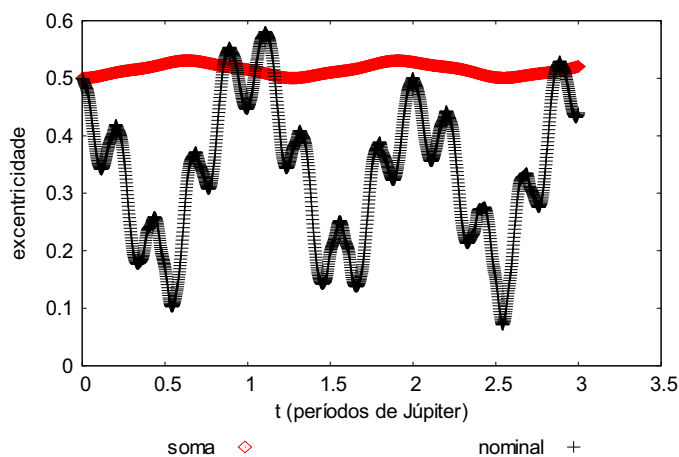


Figura 6.183 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluí-se ao comparar o comportamento da excentricidade nos modelos de eveção e nominal que os melhores casos são para os valores iniciais de excentricidade de 0,3 e valores iniciais do semi-eixo maior de $100 R_J$ e $350 R_J$, onde existe uma tendência das excentricidades oscilarem próximas do mesmo valor médio e apresentarem períodos e amplitudes semelhantes.

6.9.3 Inclinação

Nesta seção analisamos o comportamento da inclinação da órbita da partícula comparando os modelos soma e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.184 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são muito similares até o primeiro período orbital de Júpiter. No modelo soma a inclinação se comporta oscilante entorno do mesmo valor médio $9,85^\circ$ e no modelo nominal diminui com o passar do tempo.

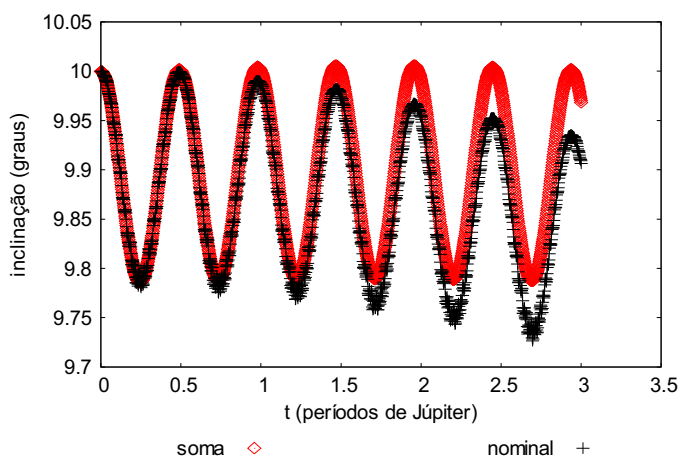


Figura 6.184 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.185 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos caminham juntos próximos de completarem o primeiro período orbital, a partir de então se diferem em relação às amplitudes de oscilação.

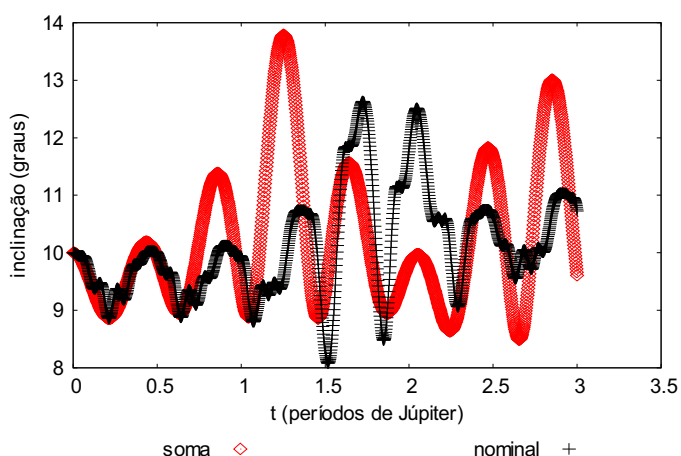


Figura 6.185 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.186 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apresentam comportamentos muito similares, onde o modelo soma acompanha o nominal mantendo praticamente todas as características oscilatórias da inclinação como períodos e amplitudes.

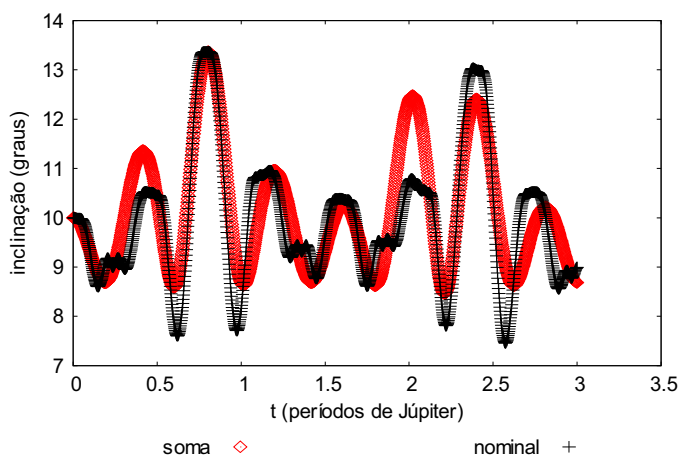


Figura 6.186 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_j$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.187 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apresentam comportamentos muito distintos em todas as características oscilatórias das inclinações por todo período de integração.

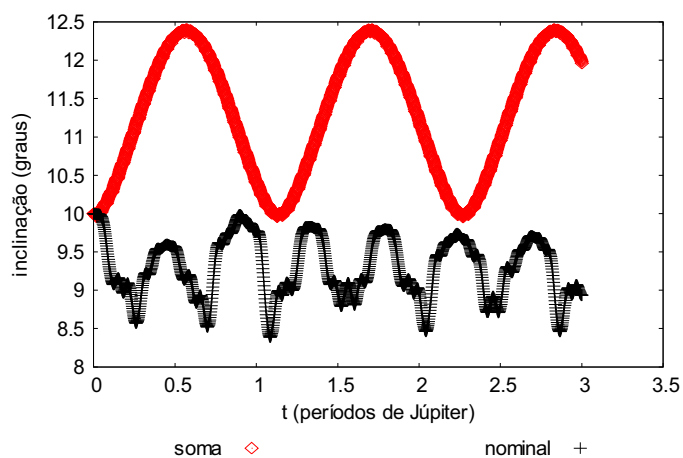


Figura 6.187 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.188 observamos a melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apresentam comportamentos muito similares, onde o modelo soma acompanha o nominal mantendo praticamente todas as características oscilatórias como os períodos e as amplitudes.

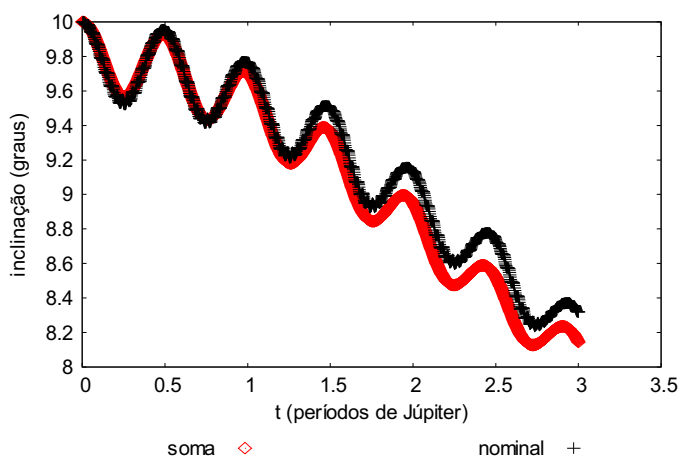


Figura 6.188 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.188 observamos um dos casos intermediários na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos apresentam comportamentos distintos nas características oscilatórias das inclinações. Essa tendência é percebida na maioria das simulações de valores iniciais intermediários.

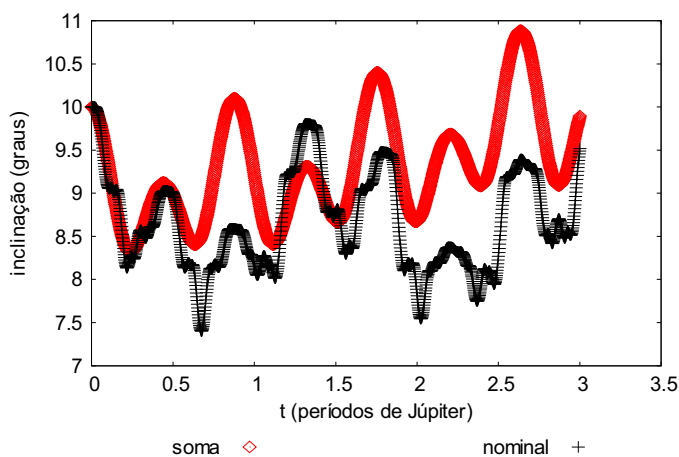


Figura 6.189 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t = 3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter, a inclinação no modelo soma acompanha o comportamento da inclinação no modelo nominal. Os comportamentos são mais próximos para valores iniciais “baixos” ou muito “altos” do semi-eixo maior. Os valores iniciais da excentricidade da órbita da partícula não alteram significativamente o comportamento da inclinação.

6.9.4 Longitude do Nodo Ascendente

Nesta seção analisamos o comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula comparando os modelos soma e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.190 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo soma acompanha o modelo nominal por todo período de integração.

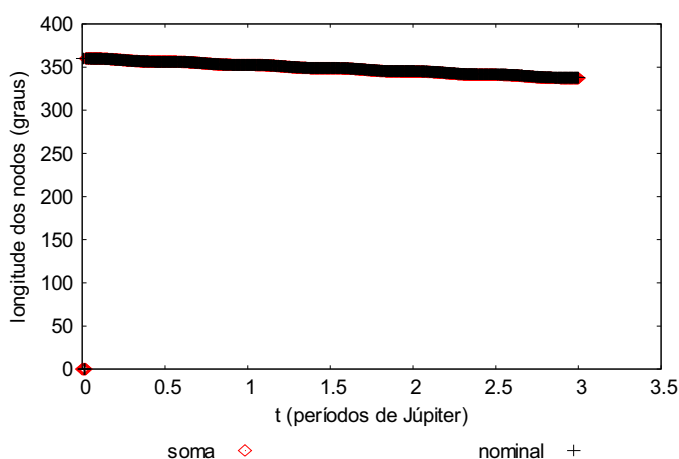


Figura 6.190 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.191 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se divergem a partir do primeiro período orbital. No modelo soma a longitude do nodo ascendente regride mais rapidamente e as oscilações de curto período são mais intensas.

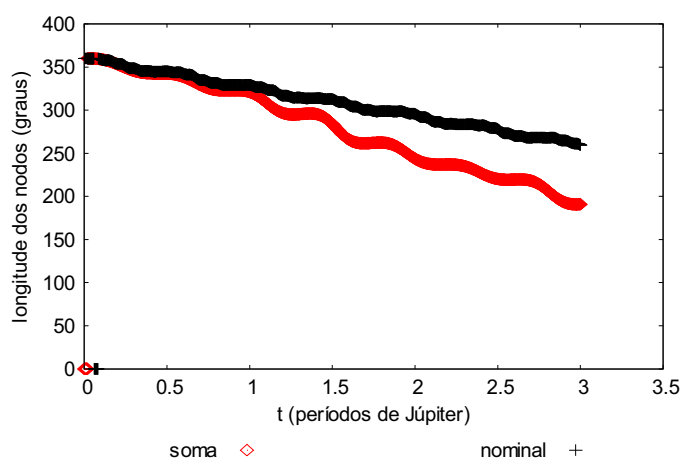


Figura 6.191 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.192 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo soma acompanha o modelo nominal por todo período de integração.

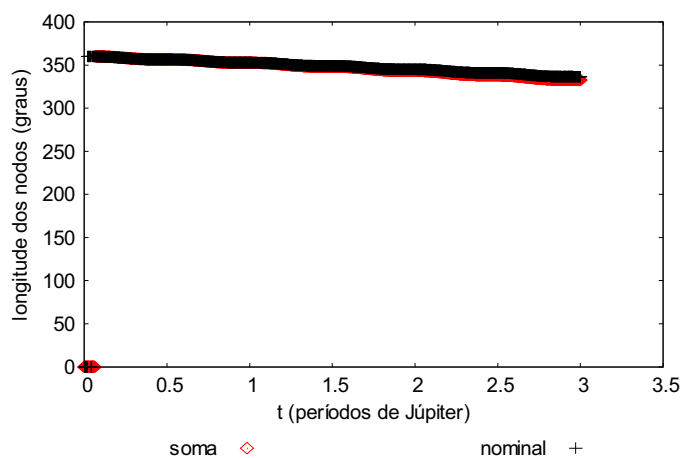


Figura 6.192 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.193 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se divergem a partir de 0,5 períodos orbitais de Júpiter. No modelo soma a longitude do nodo ascendente regride mais rapidamente. Um aumento na frequência das oscilações de curto período é observado em ambos os modelos.

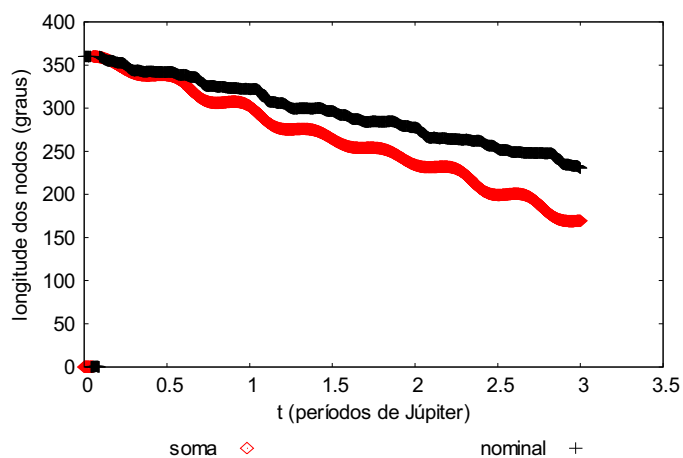


Figura 6.193 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal) para valores iniciais $a=300 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.194 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que o modelo soma acompanha o modelo nominal por todo período de integração.

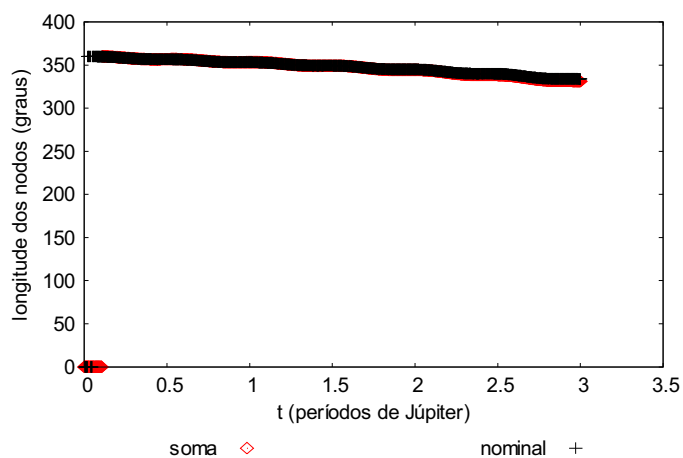


Figura 6.194 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

No caso da Figura 6.195 procuramos expressar o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que apesar de chamarmos de pior caso este não é tão ruim, pois o modelo soma segue o nominal por praticamente todo o período de integração diferenciando-se muito sutilmente em relação às amplitudes das oscilações de curto período.

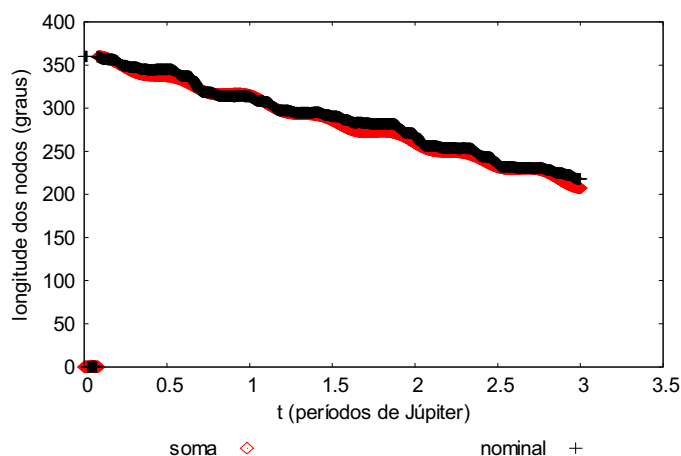


Figura 6.195 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter o modelo soma e nominal são muito próximos para valores iniciais “baixos” do semi-eixo maior, os valores iniciais atribuídos para a excentricidade não alteraram significativamente as semelhanças entre os modelos. À medida que aumentamos o valor inicial do semi-eixo maior os modelos apresentam características pouco distintas, assim podemos dizer que o modelo soma apresenta melhores resultados para valores iniciais “baixos” de semi-eixo maior.

6.9.5 Argumento do Pericentro

Nesta seção analisamos o comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula comparando os modelos soma e nominal, buscando as condições iniciais em que os dois modelos mais se aproximam e que mais se diferem.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,1, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.196 observamos o um dos casos na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se divergem antes do primeiro período orbital, porém após este tempo apresentam algumas características comuns como velocidades de avanço bem próximas. O avanço do pericentro se mostra mais estável no modelo soma.

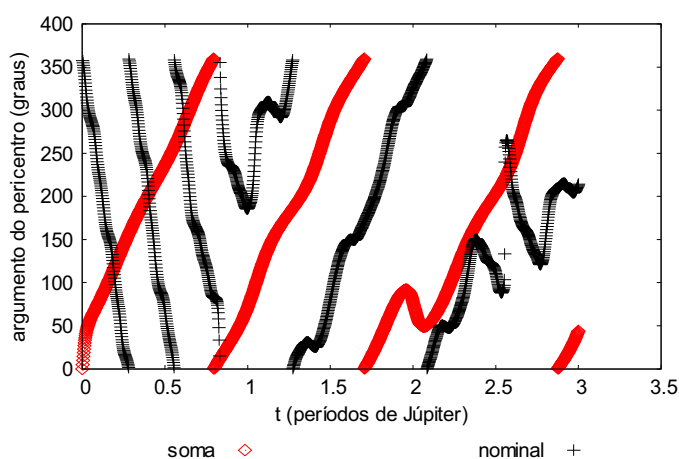


Figura 6.196 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.197 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se divergem bastante. No modelo soma o argumento do pericentro circula em menos de um período orbital de Júpiter e o no modelo nominal avança entorno de 18° por período. As oscilações de curto período são mais intensas no modelo nominal.

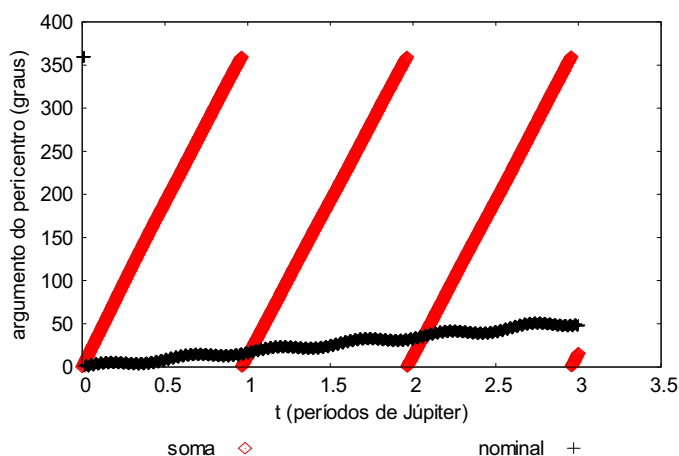


Figura 6.197 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,1$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,3, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.198 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se um excelente resultado na semelhança entre os modelos, pois os argumentos dos pericentros avançam com praticamente a mesma velocidade por todo período de integração. As oscilações de curto período são mais intensas no modelo nominal.

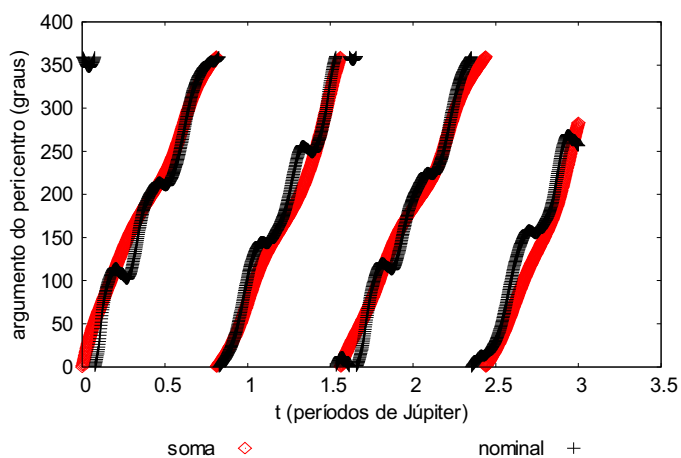


Figura 6.198 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=350 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.199 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos têm comportamentos distintos. No modelo soma o argumento do pericentro avança mais rapidamente que no modelo nominal e de modo constante diferentemente do modelo nominal onde a presença das oscilações de curto período é mais intensa.

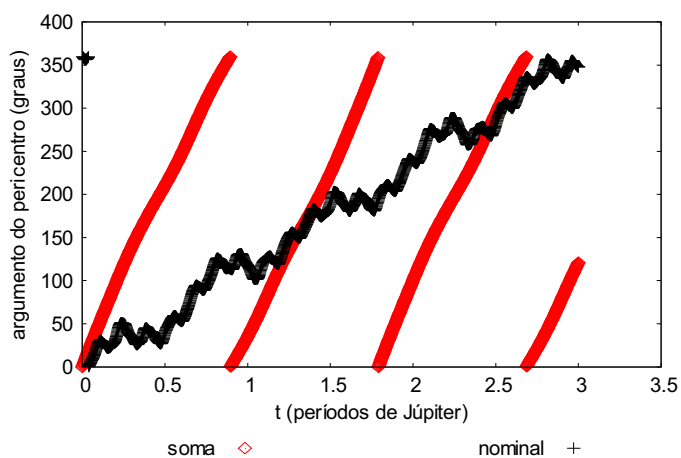


Figura 6.199 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,3$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

As simulações que seguem são realizadas com o valor inicial da excentricidade em 0,5, a inclinação em 10° e variando os valores iniciais para o semi-eixo maior da órbita da partícula.

Na Figura 6.200 observamos o melhor caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos são similares. Os argumentos dos pericentros avançam praticamente juntos.

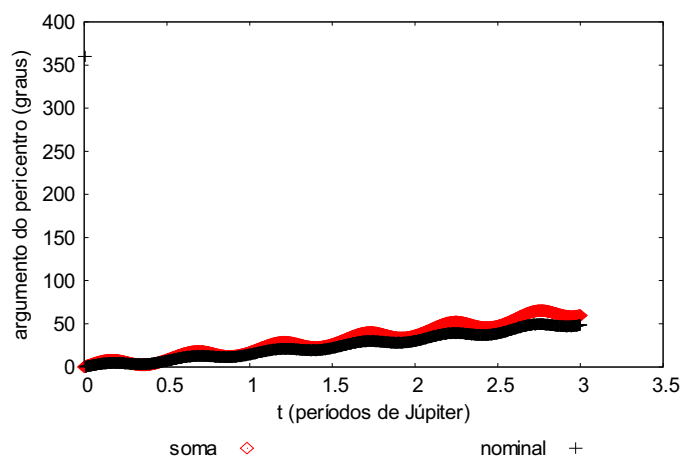


Figura 6.200 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=100 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Na Figura 6.201 observamos o pior caso na comparação entre os dois modelos para o tempo de integração de 3 períodos orbitais de Júpiter. Nota-se que os modelos se divergem em relação às velocidades com que os argumentos dos pericentro avançam. No modelo soma o avanço é mais rápido e apresenta oscilações de curto período mais discretas, por outro lado no modelo nominal a presença dessas oscilações é mais intensa.

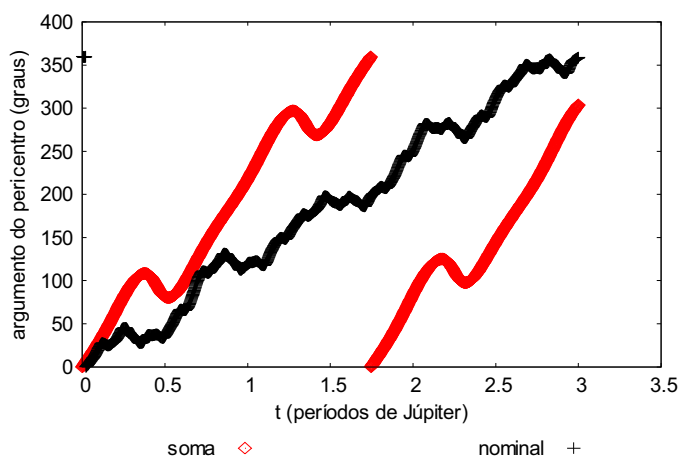


Figura 6.201 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora completa (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $a=250 R_J$, $e=0,5$, $i=10^\circ$ e $t=3$ períodos orbitais de Júpiter.

Concluimos que para o tempo de integração de três períodos orbitais de Júpiter o modelo soma e nominal são bem próximos para os valores iniciais do semi-eixo de $350 R_J$ e excentricidade de 0,3. Nos casos em que os valores iniciais da excentricidade são de 0,1 e 0,3 os modelos têm comportamentos mais próximos à medida que aumentamos os valores iniciais do semi-eixo maior e nos casos onde o valor inicial da excentricidade é de 0,5 os modelos se divergem com o aumento dos valores iniciais do semi-eixo maior.

7 CONTRIBUIÇÃO DAS PARCELAS DA FUNÇÃO PERTURBADORA PARA A RESSONÂNCIA DE EVECÇÃO

Nesta seção analisamos a contribuição de cada parcela da função perturbadora e a contribuição total na equação do movimento da longitude do pericentro na órbita da partícula.

7.1 CONTRIBUIÇÃO DE R_K

A Contribuição de R_K (parcela da função perturbadora que carrega termos da teoria Kozai) no cálculo da equação movimento da longitude do pericentro é dada por

$$\dot{\varpi}_K = \dot{\Omega}_K + \dot{\omega}_K \quad (7.1)$$

Para calcularmos a contribuição da equação 7.1 consideramos o procedimento a seguir:

7.1.1 Longitude do Nodo Ascendente

Das equações de Lagrange temos a equação do movimento para a longitude do nodo ascendente dada por:

$$\dot{\Omega}_K = \frac{1}{na^2 \sqrt{1-e^2} \text{sen} i} \frac{\partial R_K}{\partial i}$$

onde

$$\frac{\partial R_K}{\partial i} = \frac{\mu' a^2}{2r'^3} \left\{ \left(-\frac{3}{4} \right) (1-e^2) \text{sen}(2i) + \left(\frac{15}{8} \right) e^2 [-\text{sen}(2i) + \text{sen}(2i) \cos(2\omega)] \right\}$$

Assim

$$\dot{\Omega}_K = \frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\text{sen}i} \frac{\mu' a^2}{2r^3} \left\{ \left(-\frac{3}{4} \right) (1-e^2)\text{sen}(2i) + \left(\frac{15}{8} \right) e^2 [-\text{sen}(2i) + \text{sen}(2i)\cos(2\omega)] \right\}$$

Chamando $\text{sen}(2i) = 2\text{sen}i\cos i$ e rearranjando a equação, temos:

$$\dot{\Omega}_K = \frac{1}{n\sqrt{1-e^2}} \frac{\mu'}{2r^3} \left\{ \left(-\frac{3}{2} \right) (1-e^2)\cos i + \left(\frac{15}{8} \right) e^2 [-2\cos i + 2\cos i\cos(2\omega)] \right\}$$

Agora, se considerarmos $i \approx e \approx 0$, temos a equação do movimento para a longitude do nodo ascendente:

$$\dot{\Omega}_K = \left(-\frac{3}{4} \right) \frac{\mu'}{nr^3} \quad (7.2)$$

7.1.2 Argumento do Pericentro

Das equações de Lagrange temos a equação do movimento para o argumento do pericentro:

$$\dot{\omega}_K = -\frac{\cos i}{na^2\sqrt{1-e^2}\text{sen}i} \frac{\partial R_K}{\partial i} + \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e} \frac{\partial R_K}{\partial e}$$

onde

$$\frac{\partial R_K}{\partial i} = \frac{\mu' a^2}{2r^3} \left\{ \left(-\frac{3}{4} \right) (1-e^2)\text{sen}(2i) + \left(\frac{15}{8} \right) e^2 [-\text{sen}(2i) + \text{sen}(2i)\cos(2\omega)] \right\}$$

e

$$\frac{\partial R_K}{\partial e} = \frac{\mu' a^2}{2r^3} \left\{ -6e + \left(\frac{3}{2}\right) e \operatorname{sen}^2 i + \left(\frac{15}{4}\right) e \left[1 + \cos^2 i + \operatorname{sen}^2 i \cos(2\omega) \right] \right\}$$

Assim

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_K = & -\frac{\cos i}{na^2 \sqrt{1-e^2} \operatorname{sen} i} \frac{\mu' a^2}{2r^3} \left\{ \left(-\frac{3}{4}\right) (1-e^2) \operatorname{sen}(2i) + \left(\frac{15}{8}\right) e^2 \left[-\operatorname{sen}(2i) + \operatorname{sen}(2i) \cos(2\omega) \right] \right\} \\ & + \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\mu' a^2}{2r^3} \left\{ -6e + \left(\frac{3}{2}\right) e \operatorname{sen}^2 i + \left(\frac{15}{4}\right) e \left[1 + \cos^2 i + \operatorname{sen}^2 i \cos(2\omega) \right] \right\} \end{aligned}$$

Chamando $\operatorname{sen}(2i) = 2\operatorname{sen}i \cos i$ e rearranjando a equação, temos:

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_K = & -\frac{\cos i}{n\sqrt{1-e^2}} \frac{\mu'}{2r^3} \left\{ \left(-\frac{3}{2}\right) (1-e^2) \cos i + \left(\frac{15}{4}\right) e^2 \left[-\cos i + \cos i \cos(2\omega) \right] \right\} \\ & + \frac{\sqrt{1-e^2}}{n} \frac{\mu'}{2r^3} \left\{ -6 + \left(\frac{3}{2}\right) \operatorname{sen}^2 i + \left(\frac{15}{4}\right) \left[1 + \cos^2 i + \operatorname{sen}^2 i \cos(2\omega) \right] \right\} \end{aligned}$$

Agora, se considerarmos $i \approx e \approx 0$, temos a equação do movimento para o argumento do pericentro:

$$\dot{\omega}_K = \left(\frac{3}{2}\right) \frac{\mu'}{nr^3} \quad (7.3)$$

Somando as equações (7.2) e (7.3), obtemos a equação para o movimento da longitude do pericentro referente à parcela da função perturbadora que contém termos da teoria Kozai.

$$\dot{\omega}_K = \left(\frac{3}{4}\right) \frac{\mu'}{nr^3} \quad (7.4)$$

7.2 – CONTRIBUIÇÃO DE R_I

A Contribuição de R_I (parcela da função perturbadora que carrega a eveccção dos nodos) no cálculo da equação movimento da longitude do pericentro é dada por

$$\dot{\omega}_I = \dot{\Omega}_I + \dot{\omega}_I \quad (7.5)$$

Para calcularmos a contribuição da equação (7.5), consideramos o procedimento a seguir:

7.2.1 Longitude do Nodo Ascendente

Das equações de Lagrange temos a equação do movimento para a longitude do nodo ascendente dada por:

$$\dot{\Omega}_I = \frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\text{sen}i} \frac{\partial R_I}{\partial i}$$

onde

$$\frac{\partial R_I}{\partial i} = \frac{\mu' a^2}{2r^3} \left[\left(\frac{3}{4} \right) (1-e^2) + \left(\frac{15}{8} \right) e^2 \right] \text{sen}^2(2i) \cos(2\lambda' - 2\Omega)$$

Assim

$$\dot{\Omega}_I = \frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\text{sen}i} \frac{\mu' a^2}{2r^3} \left[\left(\frac{3}{4} \right) (1-e^2) + \left(\frac{15}{8} \right) e^2 \right] \text{sen}^2(2i) \cos(2\lambda' - 2\Omega)$$

Chamando $\text{sen}(2i) = 2\text{sen}i \cos i$ e rearranjando a equação, temos:

$$\dot{\Omega}_I = \frac{\mu'}{2nr'^3\sqrt{1-e^2}} \left[\left(\frac{3}{4} \right) (1-e^2) + \left(\frac{15}{8} \right) e^2 \right] 2 \cos i \cos(2\lambda' - 2\Omega)$$

Agora, se considerarmos $i \approx e \approx 0$, temos a equação do movimento para a longitude do nodo ascendente:

$$\dot{\Omega}_I = \left(\frac{3}{4} \right) \frac{\mu'}{nr'^3} \cos(2\lambda' - 2\Omega) \quad (7.6)$$

7.2.2 Argumento do Pericentro

Das equações de Lagrange temos a equação do movimento para o argumento do pericentro:

$$\dot{\omega}_I = - \frac{\cos i}{na^2 \sqrt{1-e^2} \operatorname{sen} i} \frac{\partial R}{\partial i} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial R_I}{\partial e}$$

onde

$$\frac{\partial R_I}{\partial i} = \frac{\mu' a^2}{2r'^3} \left[\left(\frac{3}{4} \right) (1-e^2) + \left(\frac{15}{8} \right) e^2 \right] \operatorname{sen}^2(2i) \cos(2\lambda' - 2\Omega)$$

e

$$\frac{\partial R_I}{\partial e} = \frac{\mu' a^2}{2r'^3} \left(\frac{9}{4} e \right) \operatorname{sen}^2 i \cos(2\lambda' - 2\Omega)$$

Assim

$$\begin{aligned}\dot{\omega}_l = & -\frac{\cos i}{na^2\sqrt{1-e^2}\text{sen}i} \frac{\mu' a^2}{2r^3} \left[\left(\frac{3}{4}\right)(1-e^2) + \left(\frac{15}{8}\right)e^2 \right] \text{sen}^2(2i) \cos(2\lambda' - 2\Omega) \\ & + \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e} \frac{\mu' a^2}{2r^3} \left(\frac{9}{4}\right) \text{sen}^2 i \cos(2\lambda' - 2\Omega)\end{aligned}$$

Chamando $\text{sen}(2i) = 2\text{sen}i \cos i$ e rearranjando a equação, temos.

$$\begin{aligned}\dot{\omega}_l = & -\frac{\cos i}{n\sqrt{1-e^2}} \frac{\mu'}{2r^3} \left[\left(\frac{3}{4}\right)(1-e^2) + \left(\frac{15}{8}\right)e^2 \right] 2\cos i \cos(2\lambda' - 2\Omega) \\ & + \frac{\sqrt{1-e^2}}{n} \frac{\mu'}{2r^3} \left(\frac{9}{4}\right) \text{sen}^2 i \cos(2\lambda' - 2\Omega)\end{aligned}$$

Agora, se considerarmos $i \approx e \approx 0$, temos a equação do movimento para o argumento do pericentro:

$$\dot{\omega}_l = \left(-\frac{3}{4}\right) \frac{\mu'}{nr^3} \cos(2\lambda' - 2\Omega) \quad (7.7)$$

Somando as equações (7.6) e (7.7), obtemos a equação para o movimento da longitude do pericentro referente à parcela da função perturbadora que contém termos da eveção dos nodos.

$$\ddot{\omega}_l = 0 \quad (7.8)$$

7.3 – CONTRIBUIÇÃO DE R_E

A Contribuição de R_E (parcela da função perturbadora que carrega a eveção) no cálculo da equação movimento da longitude do pericentro é dada por

$$\dot{\omega}_E = \dot{\Omega}_E + \dot{\omega}_E \quad (7.9)$$

Para calcularmos a contribuição da equação (7.9), consideramos o procedimento a seguir:

7.3.1 Longitude do Nodo Ascendente

Das equações de Lagrange temos a equação do movimento para a longitude do nodo ascendente dada por:

$$\dot{\Omega}_E = \frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\text{sen}i} \frac{\partial R_E}{\partial i}$$

onde

$$\frac{\partial R_E}{\partial i} = \left(\frac{15}{16}\right) \frac{\mu' a^2}{r^3} e^2 \left\{ -\text{sen}(2i) \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) - 2\text{sen}i \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \right\}$$

Assim

$$\dot{\Omega}_E = \frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\text{sen}i} \left(\frac{15}{16}\right) \frac{\mu' a^2}{r^3} e^2 \left\{ -\text{sen}(2i) \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) - 2\text{sen}i \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \right\}$$

Chamando $\text{sen}(2i) = 2\text{sen}i \cos i$ e rearranjando a equação, temos:

$$\dot{\Omega}_E = \left(\frac{15}{16}\right) \frac{\mu'}{nr^3\sqrt{1-e^2}} e^2 \left\{ -4\cos i \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) - 2\text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \right\}$$

Agora, se considerarmos $i \approx e \approx 0$, temos a equação do movimento para a longitude do nodo ascendente:

$$\dot{\Omega}_E = 0 \tag{7.10}$$

7.3.2 Argumento do Pericentro

Das equações de Lagrange temos a equação do movimento para o argumento do pericentro:

$$\dot{\omega}_E = -\frac{\cos i}{na^2\sqrt{1-e^2}\text{sen}i} \frac{\partial R_E}{\partial i} + \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e} \frac{\partial R_E}{\partial e}$$

onde

$$\frac{\partial R_E}{\partial i} = \left(\frac{15}{16}\right) \frac{\mu' a^2}{r^3} e^2 \left\{ -\text{sen}(2i) \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) - 2\text{sen}i \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \right\}$$

e

$$\frac{\partial R_E}{\partial e} = \left(\frac{15}{8}\right) \frac{\mu' a^2}{r^3} e \left\{ (1 + \cos^2 i) \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) + 2 \cos i \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \right\}$$

Assim

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_E = & -\frac{\cos i}{na^2\sqrt{1-e^2}\text{sen}i} \left(\frac{15}{16}\right) \frac{\mu' a^2}{r^3} e^2 \left\{ -\text{sen}(2i) \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) - 2\text{sen}i \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \right\} \\ & + \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e} \left(\frac{15}{8}\right) \frac{\mu' a^2}{r^3} e \left\{ (1 + \cos^2 i) \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) + 2 \cos i \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \right\} \end{aligned}$$

Chamando $\text{sen}(2i) = 2\text{sen}i \cos i$ e rearranjando a equação, temos:

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_E = & -\left(\frac{15}{8}\right) \frac{\cos i}{n\sqrt{1-e^2}} \frac{\mu'}{r^3} e^2 \left\{ -\cos i \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) - \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \right\} \\ & - \left(\frac{15}{8}\right) \frac{\sqrt{1-e^2}}{n} \frac{\mu'}{r^3} \left\{ (1 + \cos^2 i) \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) + 2 \cos i \text{sen}(2\omega) \text{sen}(2\lambda' - 2\Omega) \right\} \end{aligned}$$

Agora, se considerarmos $i \approx e \approx 0$, temos a equação do movimento para o argumento do pericentro:

$$\dot{\omega}_E = \left(\frac{15}{8}\right) \frac{\mu'}{nr^3} \{2 \cos(2\omega) \cos(2\lambda' - 2\Omega) + 2 \operatorname{sen}(2\omega) \operatorname{sen}(2\lambda' - 2\Omega)\}$$

Da identidade trigonométrica da diferença de ângulos para os co-senos, podemos reescrever a equação:

$$\dot{\omega}_E = \left(\frac{15}{4}\right) \frac{\mu'}{nr^3} \cos(2\omega - 2\lambda' + 2\Omega)$$

Como $\varpi = \omega + \Omega$, temos

$$\dot{\omega}_E = \left(\frac{15}{4}\right) \frac{\mu'}{nr^3} \cos(2\varpi - 2\lambda') \quad (7.11)$$

Somando as equações (7.10) e (7.11), obtemos a equação para o movimento da longitude do pericentro referente à parcela da função perturbadora que contém a evecção.

$$\dot{\varpi}_E = 0 + \left(\frac{15}{4}\right) \frac{\mu'}{nr^3} \cos(2\varpi - 2\lambda')$$

$$\dot{\varpi}_E = \left(\frac{15}{4}\right) \frac{\mu'}{nr^3} \cos(2\varpi - 2\lambda')$$

Relembrando que a ressonância de evecção, no caso prógrado, ocorre para $\varpi - \lambda' = 0^\circ$ ou $\varpi - \lambda' = 180^\circ$, temos:

$$\dot{\omega}_E = \left(\frac{15}{4}\right) \frac{\mu'}{nr^3} \quad (7.12)$$

O resultado geral da soma das contribuições de R_K , R_I e R_E no movimento da longitude do pericentro ($\dot{\omega}$), é:

$$\dot{\omega} = \left(\frac{3}{4}\right) \frac{\mu'}{nr^3} + 0 + \left(\frac{15}{4}\right) \frac{\mu'}{nr^3}$$

$$\dot{\omega} = \frac{1}{4} \left(3 \frac{\mu'}{nr^3} + 0 + 5 \frac{\mu'}{nr^3} \right)$$

Concluimos que as partes da função perturbadora contribuem na variação da longitude do pericentro da órbita na proporção $3R_K : 0R_I : 5R_E$. Nota-se dessa forma que a parcela da função perturbadora que contém termos da evecção dos nodos não influencia na equação do movimento da longitude do pericentro, por outro lado a parcela que contém os termos da evecção é predominante no movimento da longitude do pericentro.

A equação geral para o movimento da longitude do pericentro é dada por

$$\dot{\omega} = \frac{9}{2} \frac{\mu'}{nr^3} \quad (7.13)$$

Com esse valor podemos encontrar o valor do semi-eixo ressonante, como em Yokoyama et al 2007.

8 ELEMENTOS FORÇADOS

Nessa seção mantemos fixo o valor para o movimento aparente do Sol (n') que no caso da função perturbadora desenvolvida numericamente encontra-se adimensionalizado, ou seja, $n' = 1$ e utilizamos a equação $\dot{\varpi} = n'$ para analisarmos o comportamento dos elementos orbitais da partícula e do ângulo crítico $(\varpi - \lambda')$, fazendo dessa forma com que o pericentro da órbita da partícula acompanhe a órbita do Sol.

Esse procedimento objetiva observarmos de modo “forçado” os efeitos da ressonância de evecção que estão presentes na função perturbadora completa, entretanto, notamos que o modelo nominal encontra-se inalterado, sendo assim, os modelos terão resultados mais similares à medida que aumentarmos os valores iniciais do semi-eixo maior da partícula, ou seja, quando afastamos a partícula do Planeta.

Consideramos as condições iniciais da órbita da partícula em relação a Júpiter os valores de 100 a 350 raios de Júpiter para o semi-eixo maior com o incremento de 50 raios. Para cada um desses valores atribuí-se a excentricidade inicial de 0,1, 0,3 e 0,5, respectivamente. A inclinação é fixa em 10° e o tempo dado em períodos orbitais de Júpiter.

Os elementos orbitais, neste caso, chamaremos de excentricidade forçada e_f , inclinação forçada i_f , longitude dos nodos forçada Ω_f , argumento do pericentro forçado ω_f e ângulo crítico forçado $(\varpi - \lambda')_f$.

8.1 COMPORTAMENTO DOS ELEMENTOS ORBITAIS – EVECÇÃO FORÇADA

8.1.1 O ângulo Crítico $(\varpi - \lambda')_f$

A Figura 8.1 mostra o comportamento do ângulo crítico forçado $(\varpi - \lambda')_f$, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se nesta figura que no modelo soma a ressonância deste

ângulo ocorre para todos os casos entorno de 50° até valores próximos de 1,5 períodos orbitais de Júpiter e continua entorno de 325° nos casos das 8.1a, 8.1b, 8.1c e 8.1d. Observa-se também que no modelo nominal o argumento do pericentro começa a librar a partir de $200 R_J$, Figura 8.1d, e conforme esperado apresenta melhores resultados para o semi-eixo maior de $350 R_J$ quando, então, libra entorno de entorno 200° por aproximadamente 1,5 períodos orbitais.

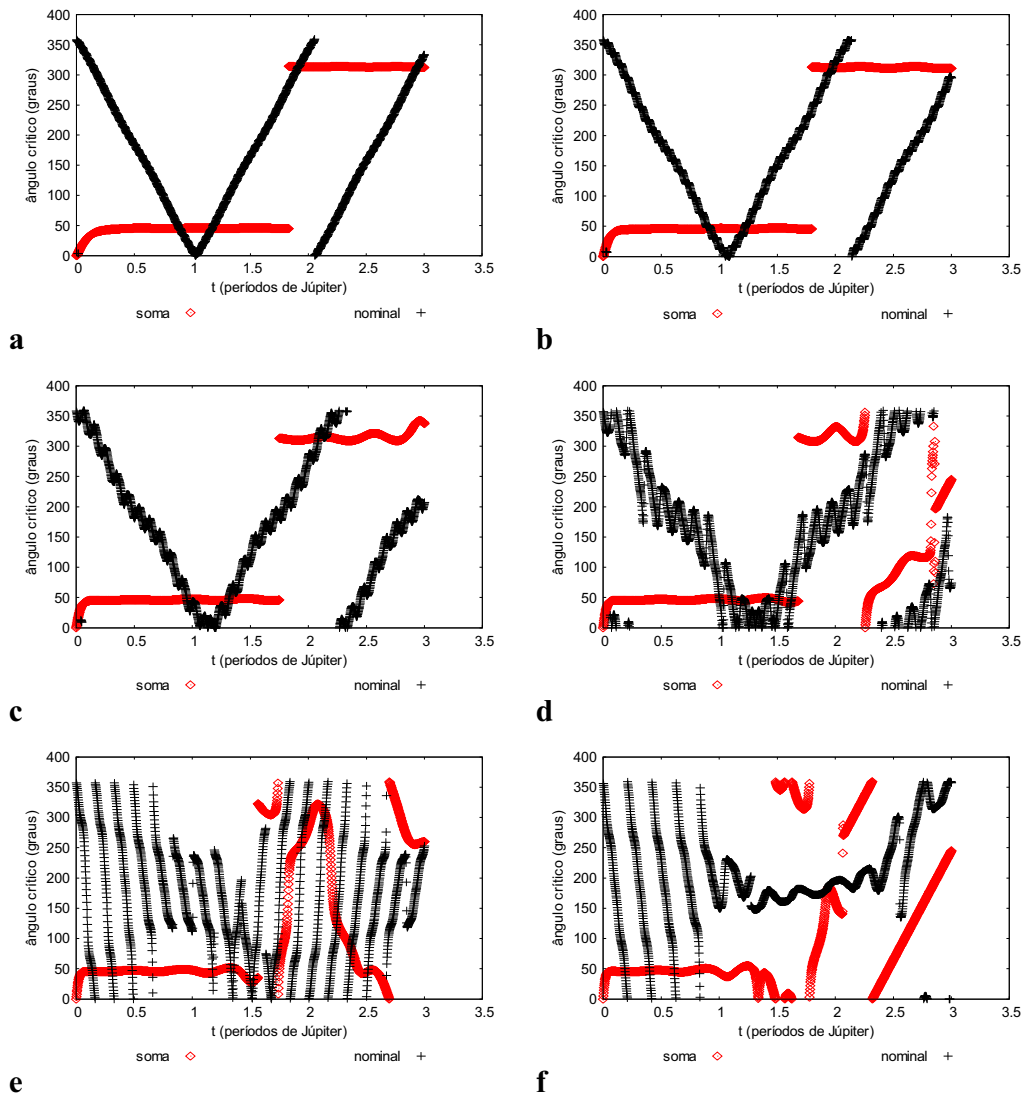


Figura 8.1 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda)'_f$, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 8.2 mostra o comportamento do ângulo crítico forçado $(\varpi - \lambda)'_f$, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se nesta figura, que os modelos têm comportamentos mais similares à medida que o semi-eixo maior da partícula avança. O modelo soma apresenta a ressonância entorno de 50° para todos os casos e também entorno de 325°

para Figuras 8.2a e 8.2b. Para as Figuras 8.2c e 8.2d a ressonância ocorre entorno de 50° e também por um tempo maior entorno de 0° para o caso da Figura 8.2d. Nota-se a presença ressonância por todo período de integração para a Figura 8.2d no caso do modelo soma e na Figura 8.2f no caso do modelo nominal, em ambos os casos o ângulo oscila entorno do valor médio de 0° .

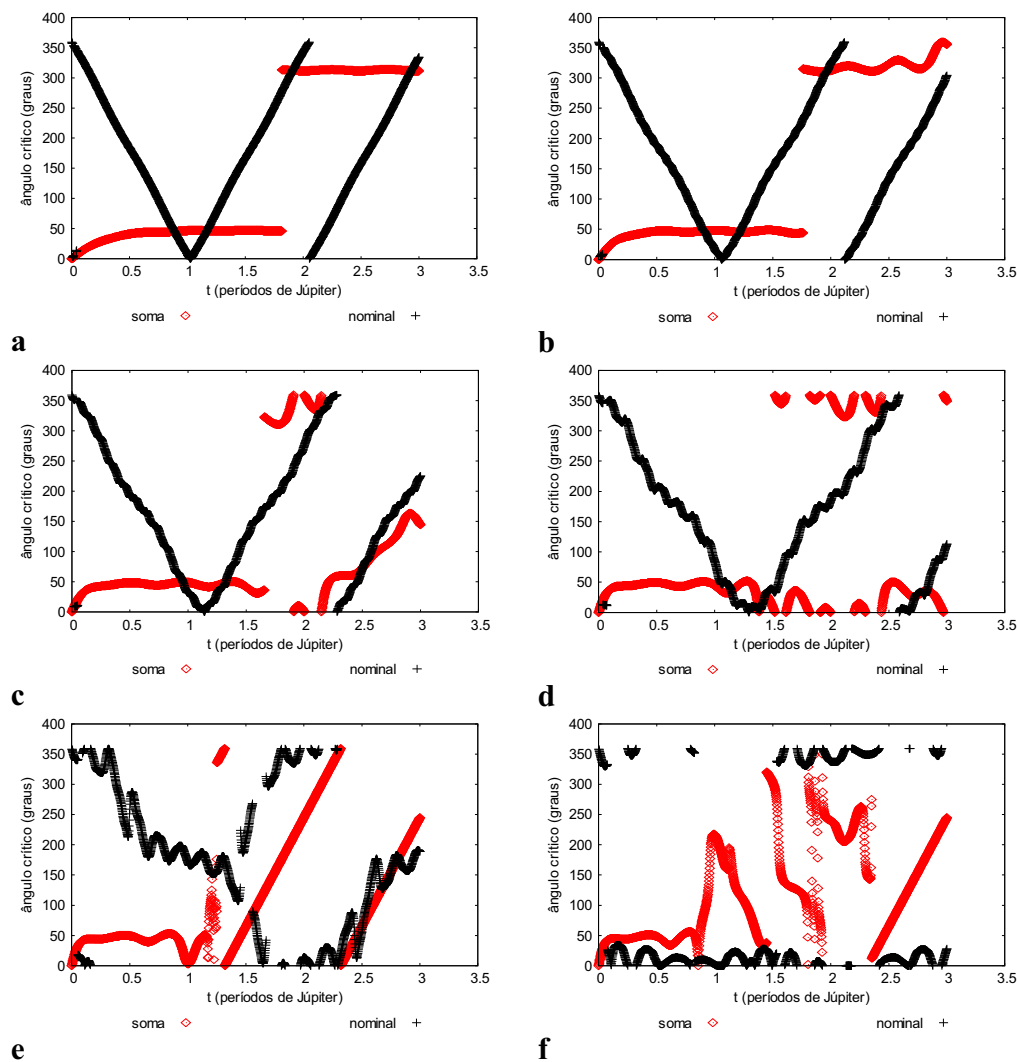


Figura 8.2 - Comportamento do ângulo crítico $((\varpi - \lambda)')$, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A Figura 10.3 mostra o comportamento do ângulo crítico forçado $(\varpi - \lambda)'_f$, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal). Nota-se a presença da ressonância em todos os casos do modelo soma, ou seja, entorno de 50° para todos, entorno de 325° para o caso 8.3a, entorno de 0° para os casos 8.3b, 8.3c, 8.3d e 8.3e. Os modelos apresentam certa similaridade na figura 8.3e quando a partir de 2,5 períodos orbitais avançam com ressonâncias e velocidades próximas.

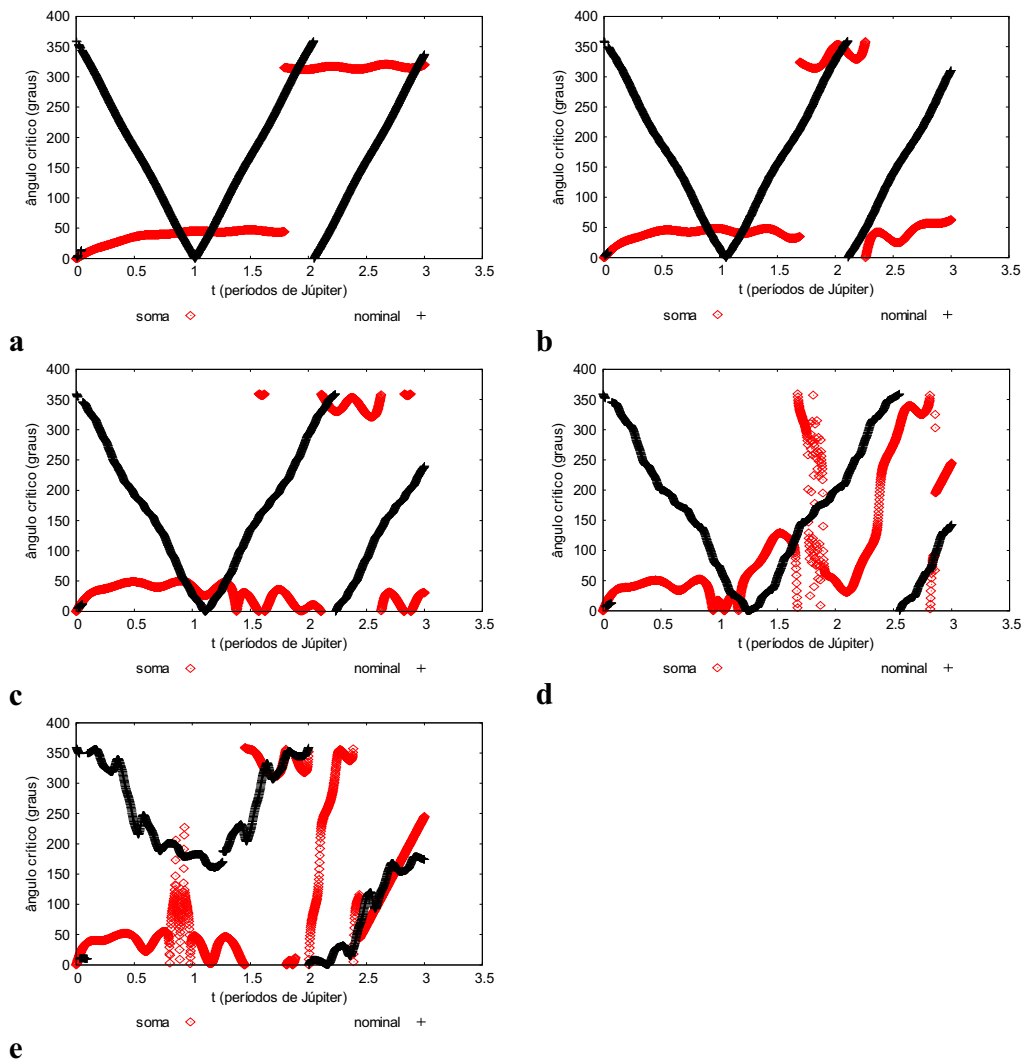


Figura 8.3 - Comportamento do ângulo crítico $(\varpi - \lambda)'_f$, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).

Concluí-se que todos os casos mostram a ressonância do modelo completo da função perturbadora para o caso forçado e que os melhores resultados estão presentes para os maiores valores de semi-eixo maior, ou seja, quanto mais à partícula se afasta do planeta maior é a intensidade da ressonância de evecção e mais próximo são os comportamentos dos modelos comparados.

8.1.2 A Excentricidade e_f

Na figura 8.4 verifica-se a variação temporal da excentricidade (e_f) da órbita à medida que se aumenta o semi-eixo maior da partícula. Conforme estabelecido na seção 8.1 o modelo soma encontra-se sob os efeitos da evecção forçada, o mesmo não acontece para o modelo nominal, dessa forma este último entrará em ressonância quando estiver próximo da região habitadas pelos satélites irregulares, ou seja, para altos valores do semi-eixo maior.

Nota-se na Figura 8.4 que no modelo soma a excentricidade cresce com o aumento do semi-eixo maior. Nos casos das Figuras 8.4d e 8.4e oscila entorno de seu valor máximo e no caso da Figura 8.4f alcança seu valor máximo próximo de dois períodos orbitais, quando então resultaria no provável escape da partícula.

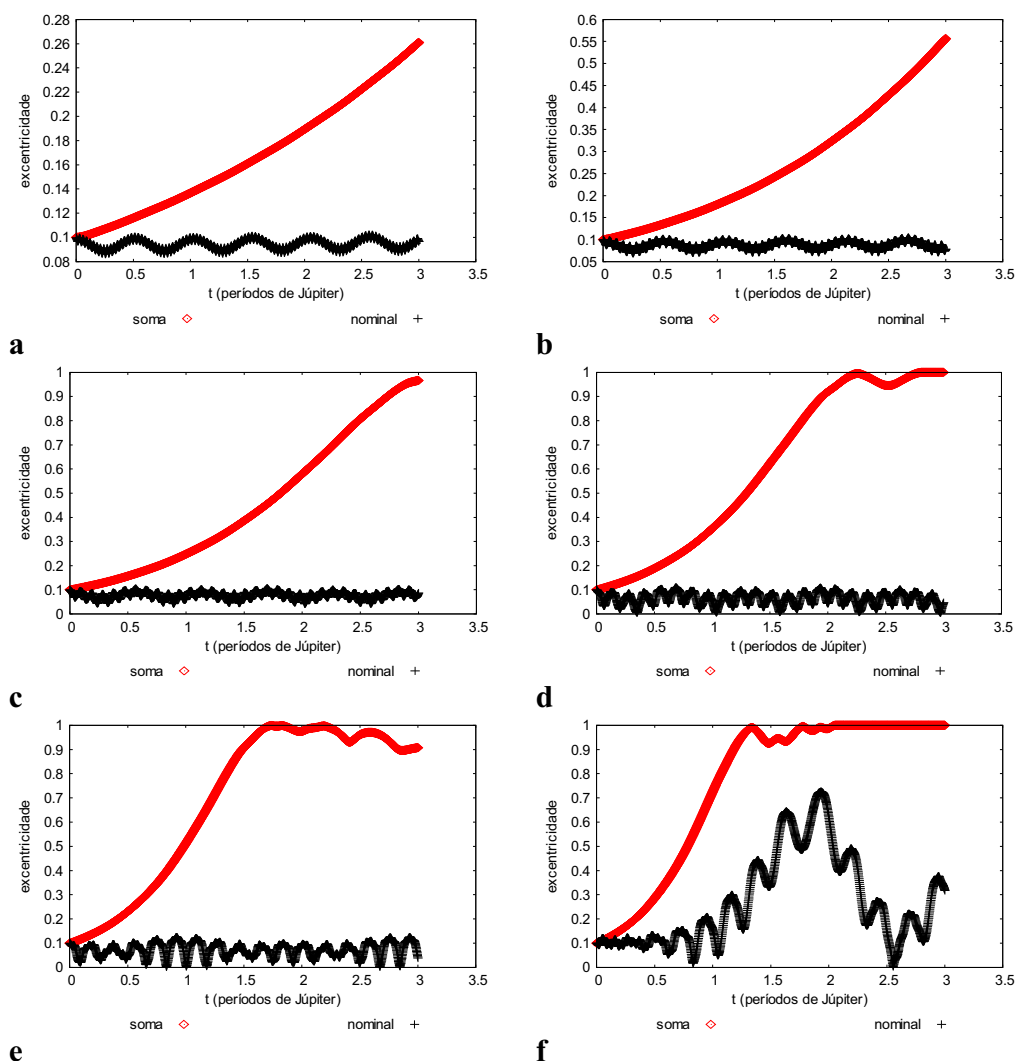


Figura 8.4 - Comportamento da excentricidade e_f da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

Nos casos vistos na Figura 8.5 a excentricidade atinge seu valor máximo para o valor inicial do semi-eixo de $200 R_J$ nos casos da Figura 8.4, nos casos da Figura 8.5 alcança seu valor máximo para valor inicial do semi-eixo de $100 R_J$ Figura 8.5b, portanto na figura 8.5 nota-se no modelo soma que a excentricidade cresce alcançando seu valor máximo mais rapidamente com o aumento da excentricidade inicial da

partícula e o semi-eixo maior avança.

Verifica-se no caso da Figura 8.5d que a excentricidade alcança seu valor máximo entorno do 1º período orbital de Júpiter quando, então, ocorre o escape da partícula.

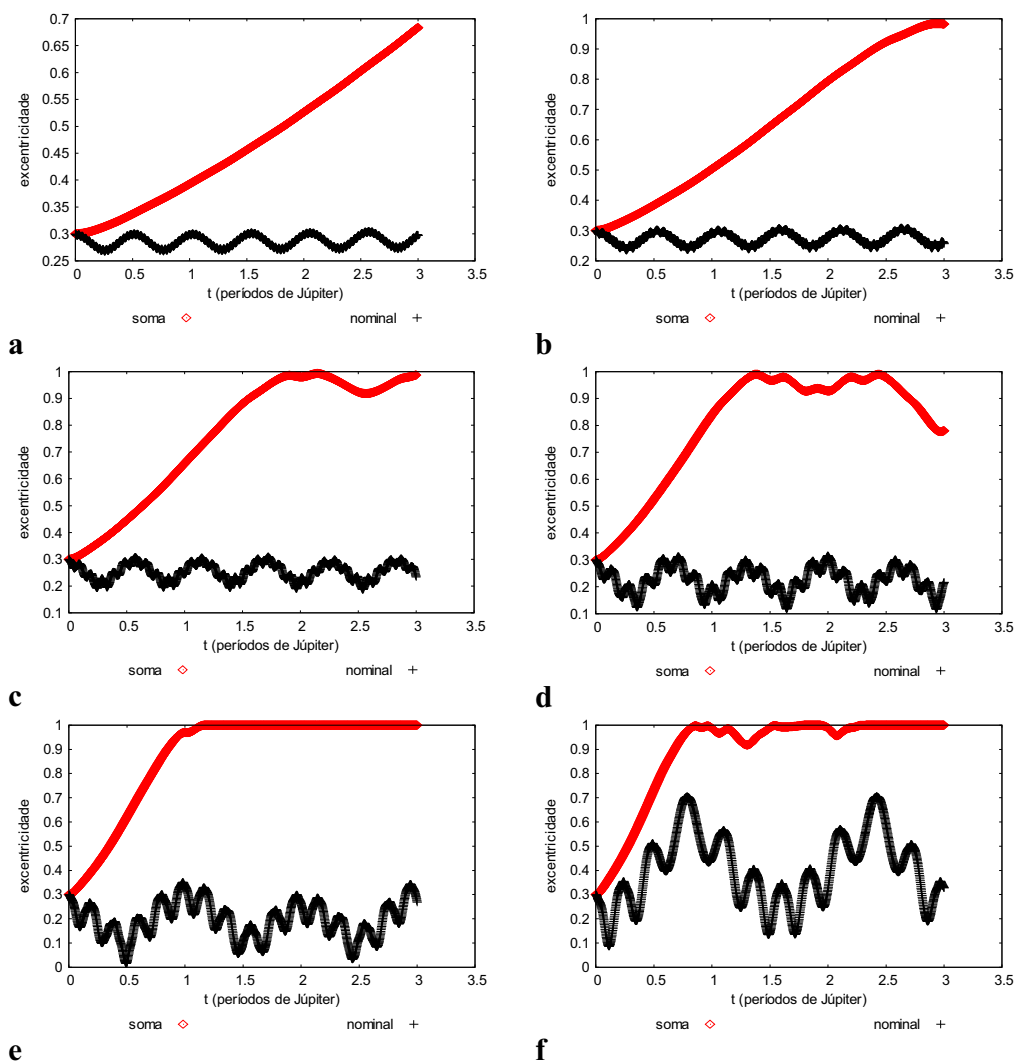


Figura 8.5 - Comportamento da excentricidade e_f da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

Nota-se na Figura 8.6 que no modelo soma a excentricidade alcança mais rapidamente seus valores máximos. No caso da Figura 8.6a alcança seu valor máximo

próximo de 0,95 e na Figura 8.6a próximo de 0,7, essa característica também é observada nos outros casos que têm o mesmo valor de semi-eixo maior inicial o que nos faz concluir que isso ocorre pelo aumento da excentricidade inicial da órbita da partícula.

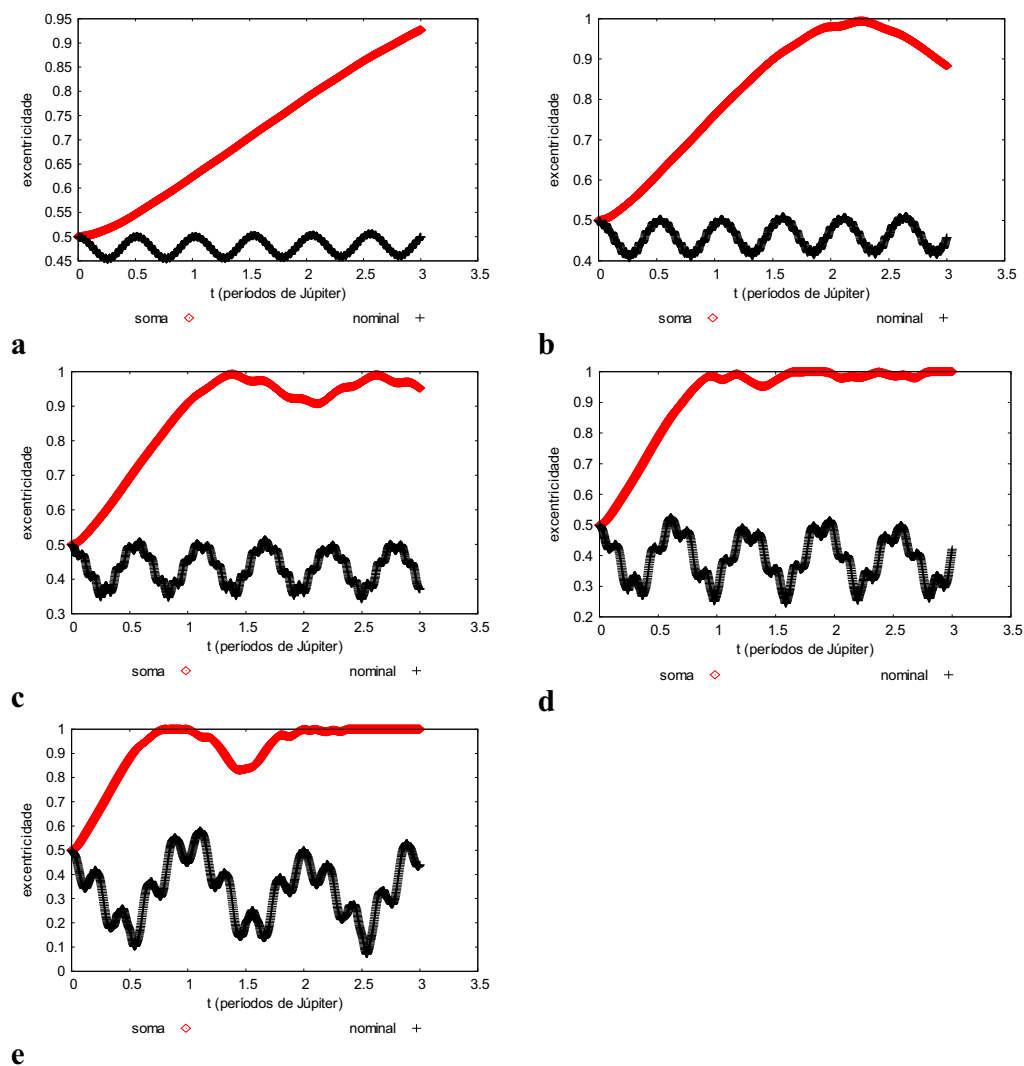


Figura 8.6 - Comportamento da excentricidade e_f da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).

Concluimos que a excentricidade cresce na razão direta do avanço do semi-eixo maior da partícula, e com o aumento da excentricidade inicial alcança seu valor máximo mais rapidamente.

8.1.3 A Inclinação i_f

Na figura 8.7 nota-se que o modelo soma acompanha o modelo em nominal em quase todos os casos (8.7a, 8.7b, 8.7c, 8.7d e 8.7e) pelo tempo de até 1,5 períodos orbitais de Júpiter e no caso da Figura 8.7f até próximo de completar o primeiro período orbital. A partir desses tempos, verifica-se que a inclinação ganha picos de oscilação cada vez maiores devidos à perturbação e mostra o caso mais crítico na Figura 8.7f, quando os picos de oscilação avançam e a partícula poderia escapar.

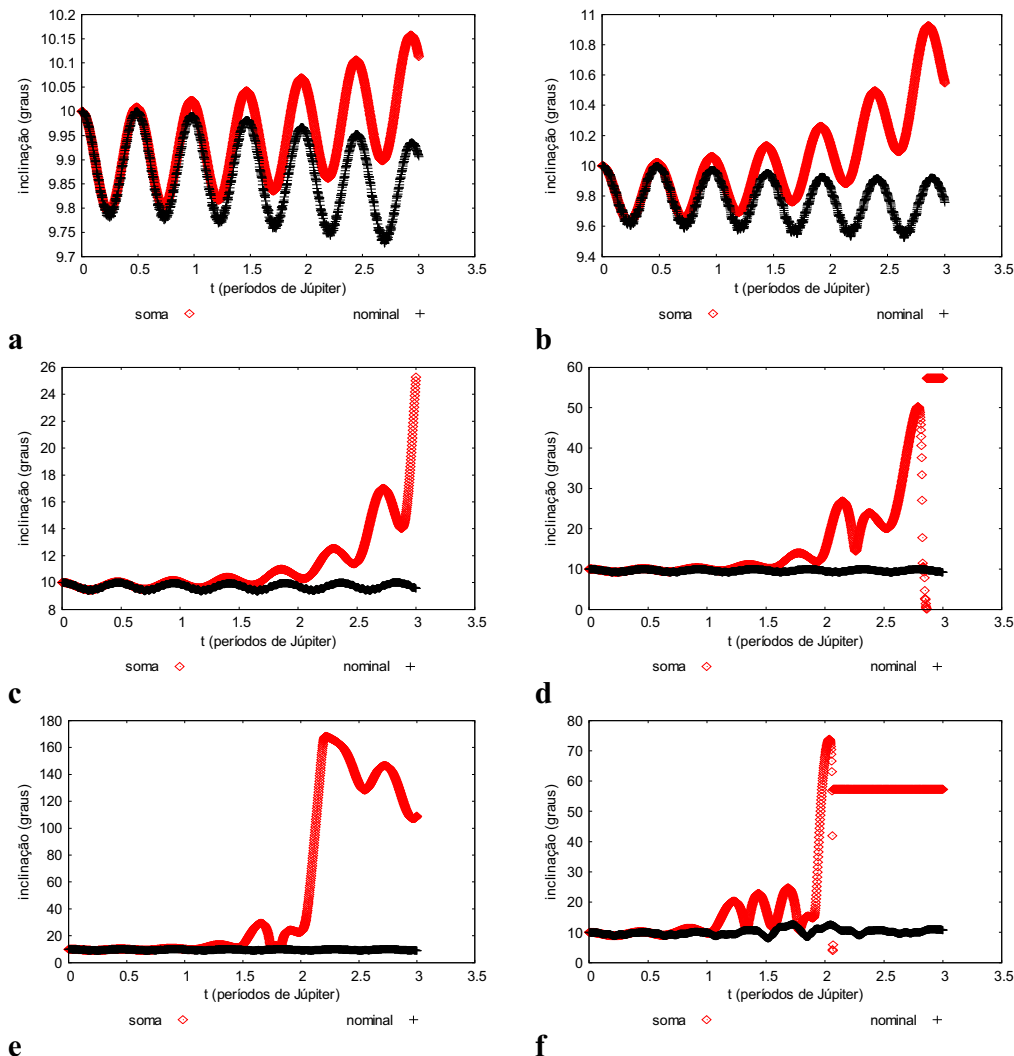


Figura 8.7 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

Na figura 8.8 nota-se que o modelo soma deixa de acompanhar o modelo nominal mais rapidamente que nos casos verificados na Figura 8.7, fato este esperado visto que o modelo soma é forçado. Verifica-se que no modelo soma a inclinação oscila e cresce rapidamente. As Figuras 8.8b, 8.8c e 8.8d têm características comuns e oscilam com picos máximos entorno de 30° e 34° por todo o período de integração. A Figura 8.8e mostra que a inclinação oscila e cresce rapidamente logo após o primeiro período orbital de Júpiter, quando poderia ocorrer o provável escape da partícula.

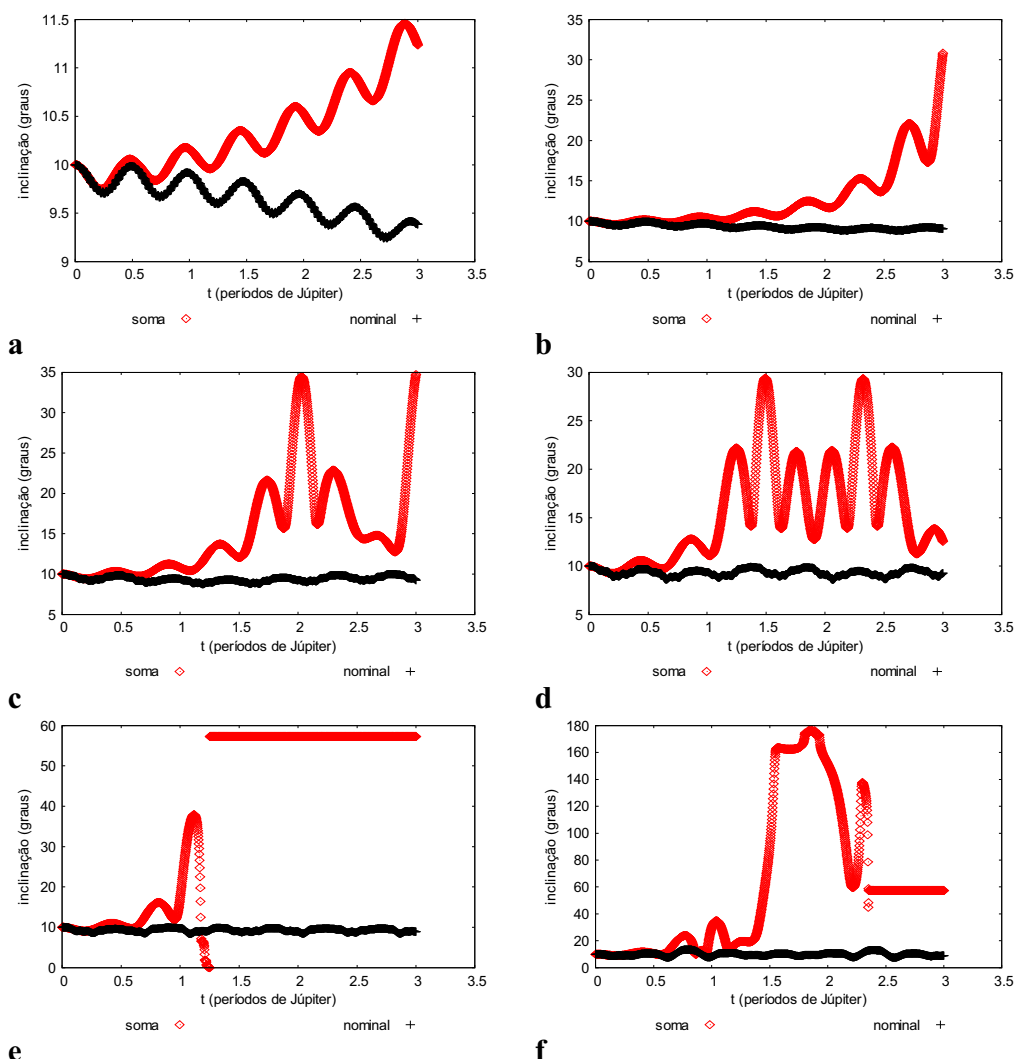


Figura 8.8 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

Na figura 8.9 nota-se, novamente que os modelos são bem distintos. A inclinação oscila e avança mais rapidamente que nos casos verificados na Figura 8.8. Verifica-se que os efeitos perturbativos são mais intensos.

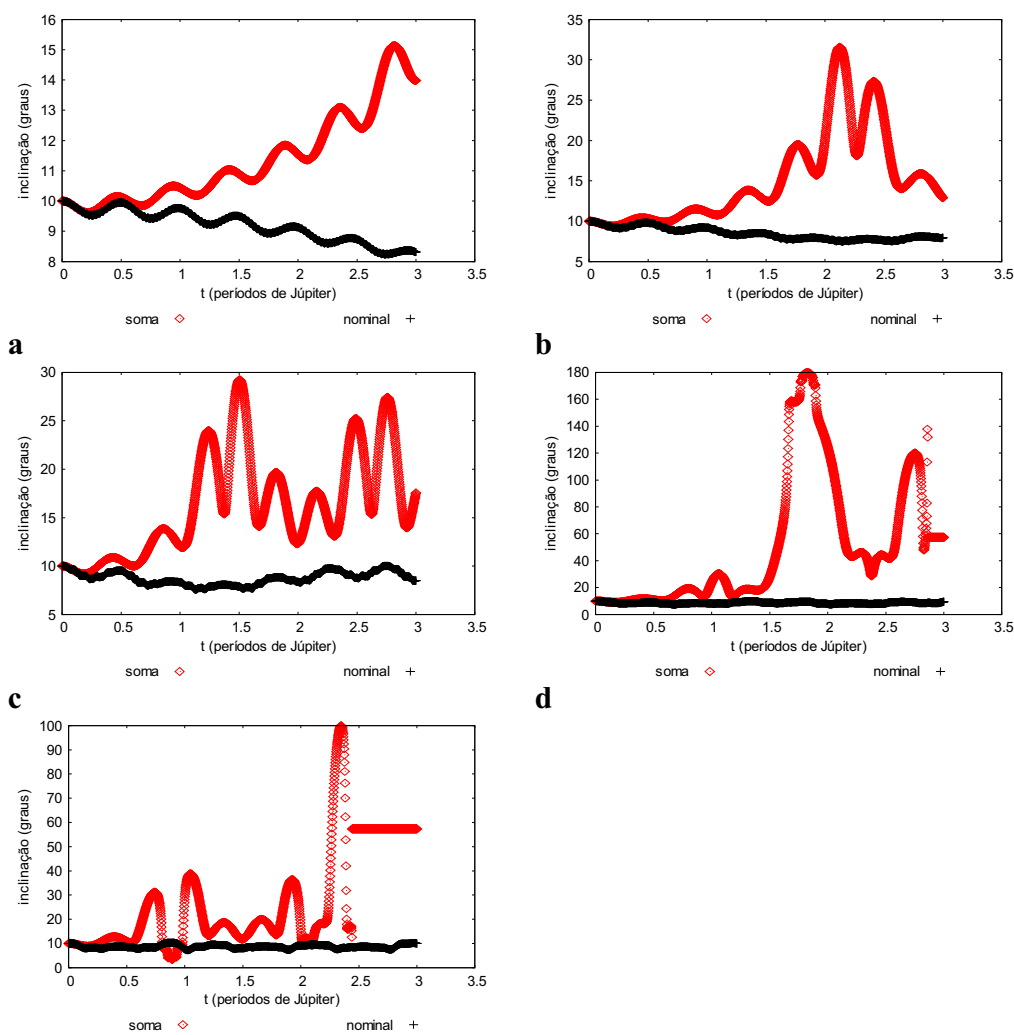


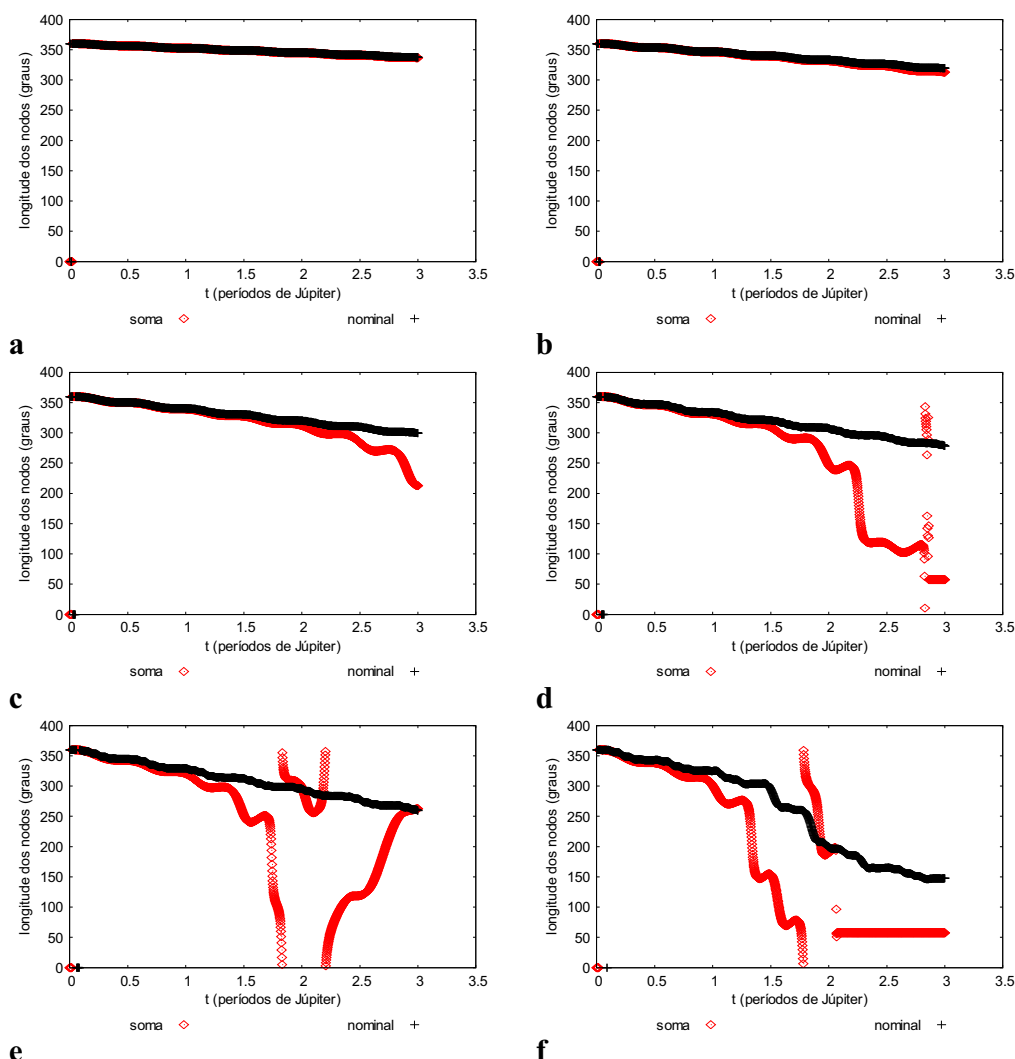
Figura 8.9 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).

Concluí-se que quanto maior são os valores iniciais da excentricidade e semi-eixo maior da órbita da partícula mais intenso são os efeitos perturbativos nas oscilações e avanço da inclinação.

8.1.4 A Longitude do Nodo Ascendente Ω_f

Nota-se na figura 8.10 que o modelo nominal acompanha o modelo nominal nos casos 8.10a e 8.10b por todo período de integração. Percebe-se que a ação das perturbações a partir da Figura 8.10c se acentua com o avanço do semi-eixo maior.

Verifica-se no caso da Figura 8.10d que no modelo soma a longitude dos nodos decresce e libra entorno de 100° durante o tempo de aproximadamente um período orbital de Júpiter, quando poderia ocorrer o escape da partícula. No caso da Figura 8.10d decresce por 1,7 períodos orbitais, oscila entorno de 300° por aproximadamente um período orbital.



e **f**
 Figura 8.10 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

Na figura 8.11 nota-se que o modelo soma acompanha o modelo nominal nos casos 8.11a por todo período de integração e 8.11b para valores próximos de 2 períodos orbitais de Júpiter. A longitude do nodo ascendente regride mais rapidamente que nos casos verificados na Figura 8.10, fato este esperado visto que o modelo soma é forçado. Verifica-se que no modelo soma a inclinação oscila e cresce rapidamente. A partir da Figura 8.11c verifica-se que no modelo soma a ação das perturbações faz a

longitude dos nodos regredirem mais rapidamente. Na Figura 8.11e verificamos que a longitude dos nodos regride até valores próximos do primeiro período orbital e a partir de então poderia ocorrer o escape da partícula.

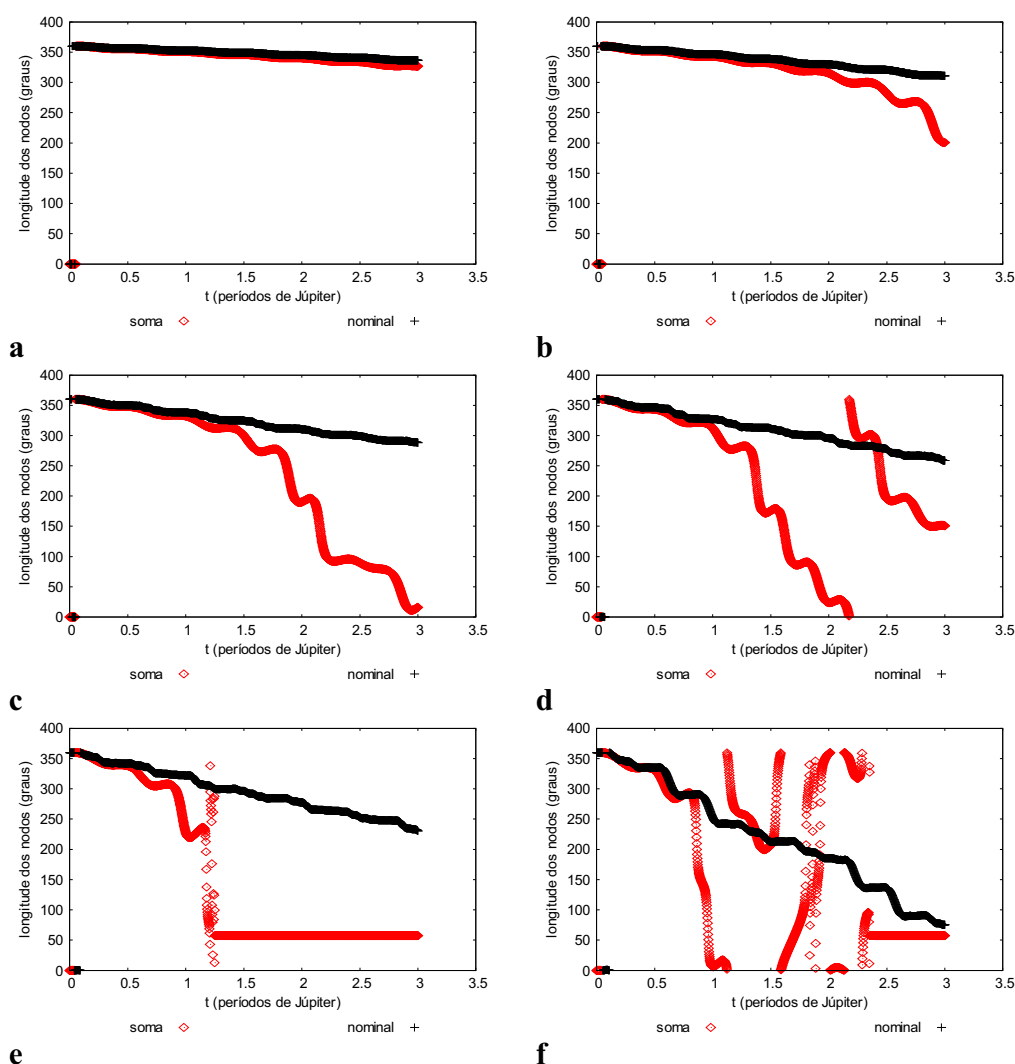


Figura 8.11 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

Na Figura 8.12 nota-se que a partir do caso 8.12a, os modelos já começam a se diferenciar. No modelo soma a longitude dos nodos regride mais rapidamente nos

casos 8.12a, 8.12b e 8.12c. Verifica-se que neste modelo a ação perturbativa é mais intensa nos casos 8.12d e 8.12e. No caso da Figura 8.12d, a longitude dos nodos apresenta efeitos perturbativos entorno de 60° .

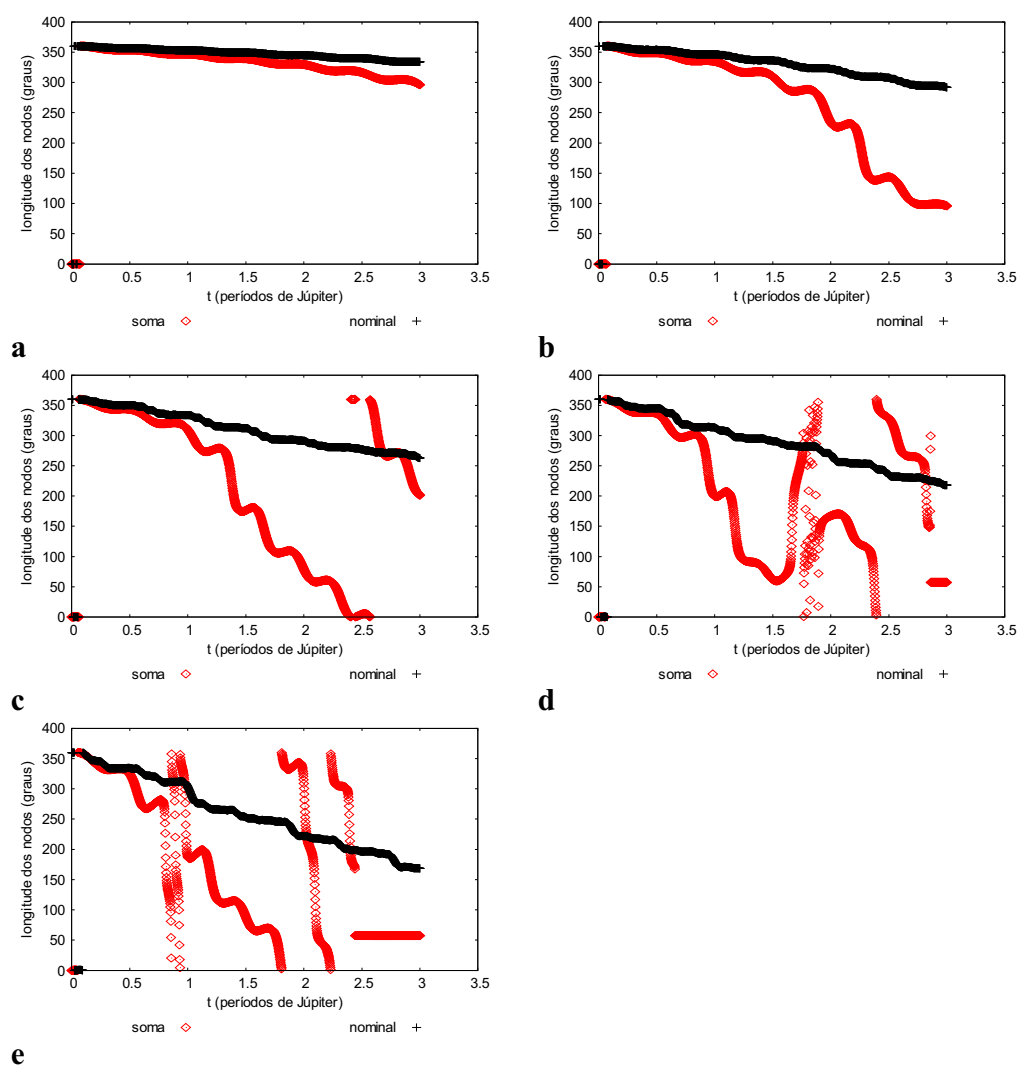


Figura 8.12 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).

8.1.5 O Argumento do Pericentro ω_f

Na Figura 8.13 verifica-se a variação temporal do argumento do pericentro (ω_f) da órbita da partícula. Os modelos são bem distintos nos casos 8.13a, 8.13b, 8.13c e 8.13d, onde nota-se que no modelo nominal o argumento do pericentro avança mais rapidamente. Nas Figuras 8.13e e 8.13f verifica-se que o argumento do pericentro é perturbado a partir do primeiro período orbital e no caso 8.13f os modelos apresentam avanços similares em relação à velocidade e oscilações de curto período a partir de 1,5 períodos orbitais de Júpiter.

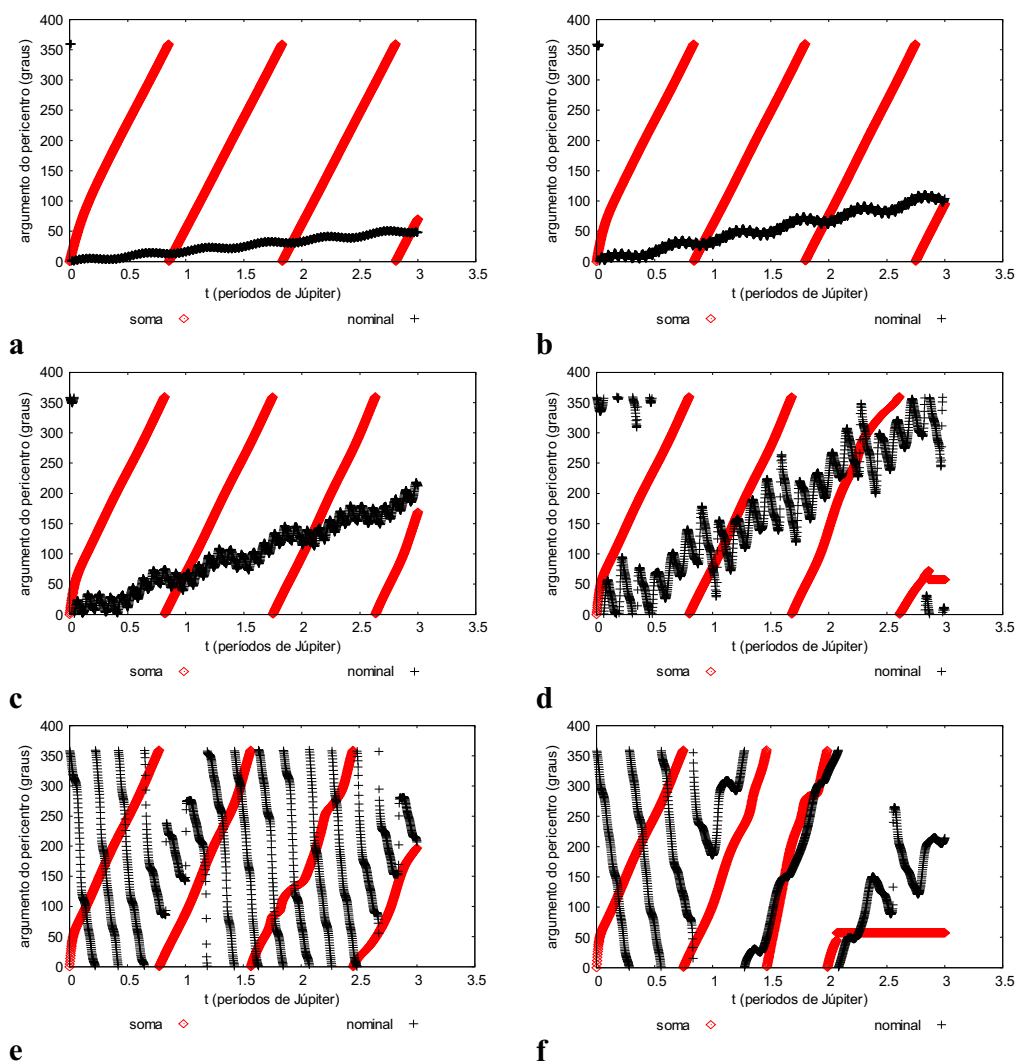
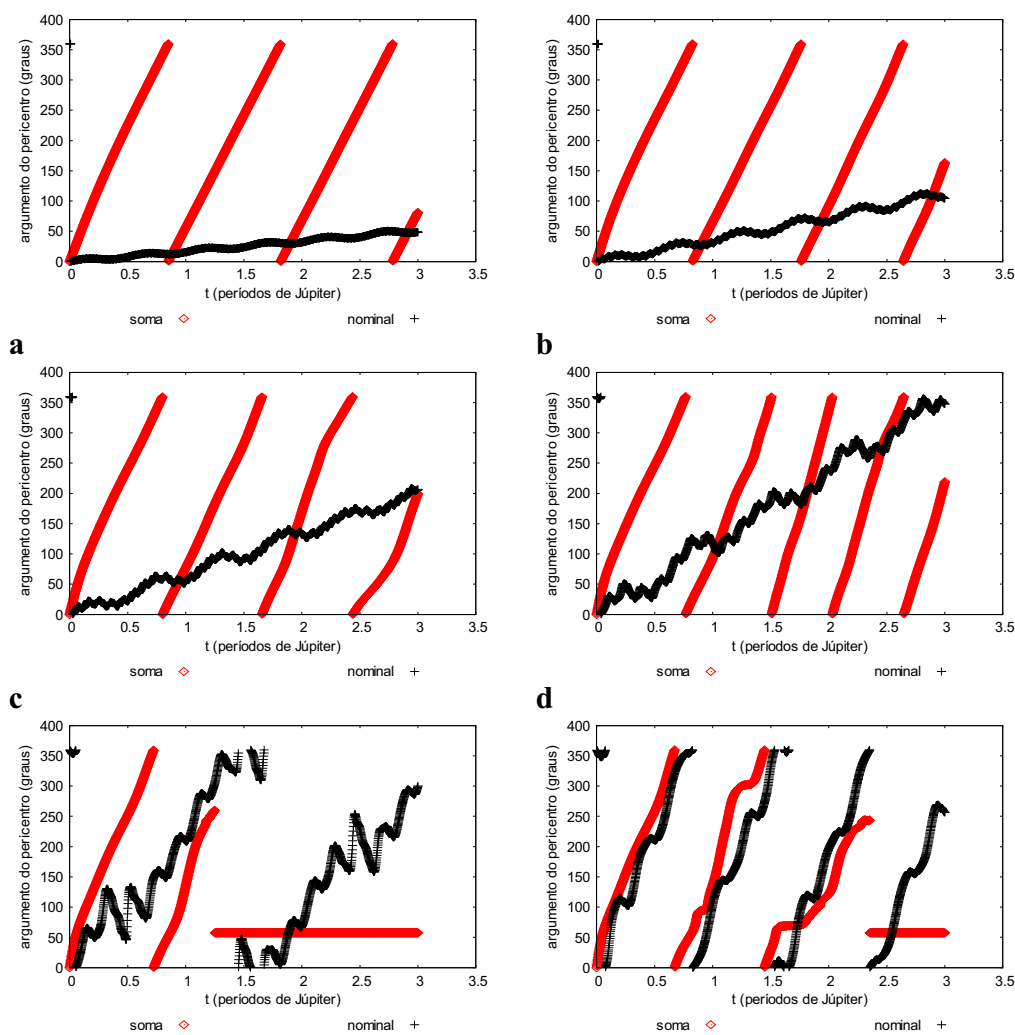


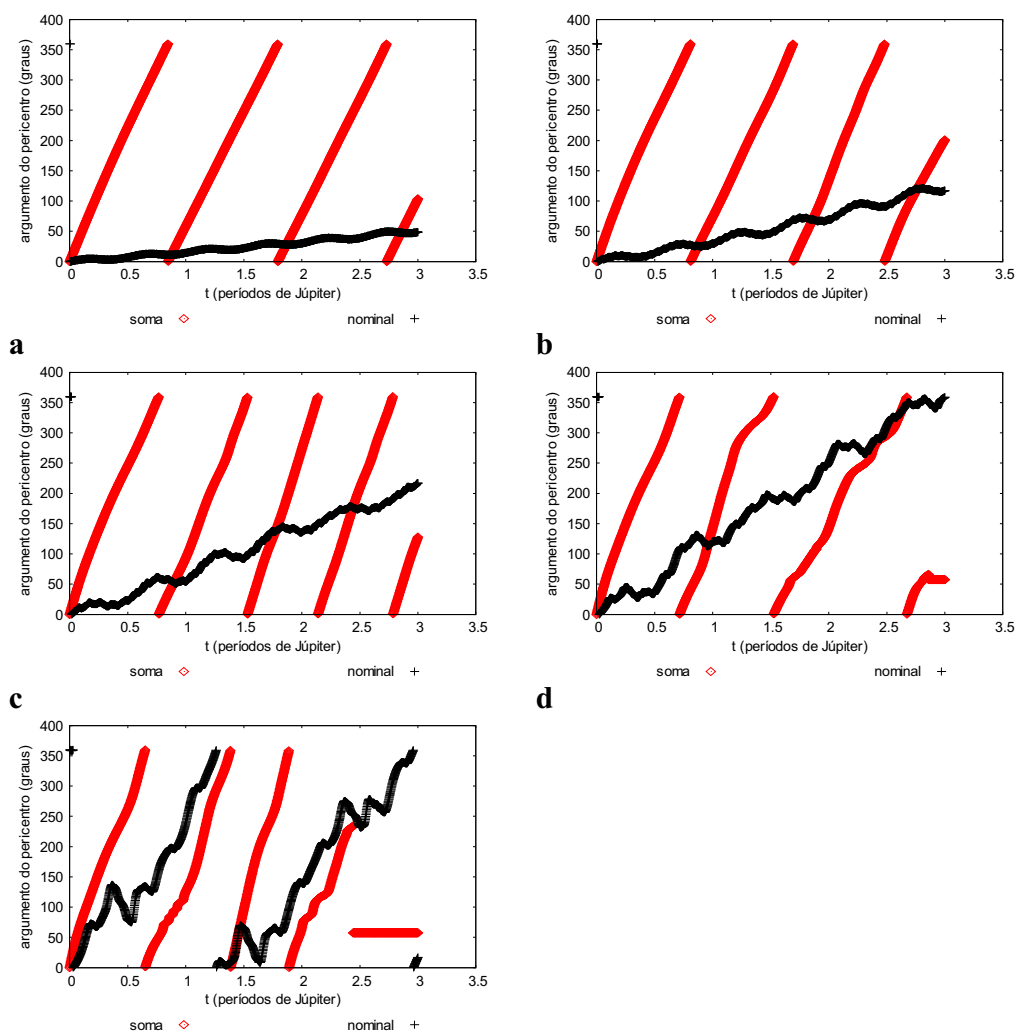
Figura 8.13 - Comportamento do argumento do pericentro, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

Na Figura 8.14 verifica-se a variação temporal do argumento do pericentro (ω_f) da órbita da partícula. Os modelos são bem distintos e no modelo soma que o argumento do pericentro avança mais rapidamente se comparado com os casos da Figura 8.13.



e Figura 8.14 - Comportamento do argumento do pericentro, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

Na Figura 8.15 verifica-se a variação temporal do argumento do pericentro (ω_f) da órbita da partícula. Os modelos são bem distintos e seguindo as tendências observadas nos casos anteriores, no modelo soma o argumento do pericentro avança mais rapidamente se comparado com os casos da Figura 8.13 e Figura 8.14.



e Figura 8.15 - Comportamento do argumento do pericentro, comparando a função perturbadora (soma) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ e (d), $300 R_J$.

9 CONSIDERAÇÕES FINAIS

O conjunto de soluções das equações do movimento relacionado com a função perturbadora completa nos mostra que não há mudanças seculares no semi-eixo maior da partícula, que a excentricidade varia apresentando aspectos de oscilação senoidal, que o argumento do pericentro avança com o tempo ($\frac{d\omega}{dt} > 0$) e a longitude dos nodos regride com o tempo ($\frac{d\Omega}{dt} < 0$).

Após extensa análise no comportamento dos elementos orbitais concluímos que o modelo proposto, apesar de não contemplar o princípio da média na longitude aparente do Sol, apresenta resultados satisfatórios na comparação com a integração numérica direta (nominal). Verificamos de modo “forçado” a ressonância de evecção com o objetivo de verificar o comportamento dos outros elementos orbitais, entretanto, os efeitos dessa ressonância também são observados em outros momentos, porém tornam-se mais evidentes na análise do ângulo crítico quando o modelo encontra-se em sua forma completa (soma).

Estudou-se separadamente cada uma das parcelas da função perturbadora: evecção, evecção dos nodos e Kozai. Fizemos uma análise aos pares: evecção+evecção dos nodos, prevalecendo as características do modelo de evecção; Kozai+evecção dos nodos, prevalecendo as características do modelo Kozai e o par Kozai+evecção, o que aproximou nossos resultados do modelo nominal. Em todos esses casos verificamos que os modelos se comportavam muito bem para valores iniciais “baixos” do semi-eixo maior e a medida que introduzimos a soma de todas as parcelas da função perturbadora (modelo soma) verificamos que os resultados obtidos foram mais próximos do modelo nominal para valores iniciais “altos” do semi-eixo maior, ou seja, a medida que afastamos a partícula do planeta verificamos a maior intensidade dos efeitos de evecção no movimento orbital da partícula.

Foi realizado um estudo analítico da contribuição de cada uma das parcelas da função perturbadora e constatamos que a evecção prevalece como sendo o principal fator de contribuição na função perturbadora para satélites irregulares. Com esse estudo foi possível determinar uma equação geral para a longitude do pericentro da

partícula, possibilitando a determinação do semi-eixo ressonante

9.1 PROPOSTAS FUTURAS

Nesse trabalho as órbitas estudadas referem-se aos satélites irregulares prógrados, assim sendo, uma primeira proposta de trabalho futuro é estudar as órbitas dos satélites irregulares retrógrados de Júpiter.

Uma segunda sugestão é expandir a função perturbadora em polinômios de Legendre de ordem 3, aplicar o princípio da média e integrá-la numericamente.

Uma outra sugestão seria calcular as condições de ressonância em eveção para os ângulos de 0° , 90° , 180° e 270° para os casos prógrados e retrógrados, observando o comportamento da excentricidade e inclinação da órbita do satélite.

REFERÊNCIAS

BROUWER, D.; CLEMENCE, G.M., **Celestial Mechanics**, New York and London, 1961.

BROWN, E.W., **An Introductory Treatise on the Lunar Theory**, Cambridge University Press, 1896 (republished by Dover, 1960).

AGNOR, C.B.; HAMILTON, D.P., **Neptune's capture of its moon Triton in a binary-planet gravitational encounter**, (2006).

CARRUBA, V., BURNS, J. A., NICHOLSON, P. D., & GLADMAN, B. J. 2002, *Icarus*, 158,434

CARRUBA, V., BURNS, J. A., NICHOLSON, P. D., & GLADMAN, B. J. 2003, *Icarus*, 162,230

CUK, M.; BURNS, J. A., **A New Model for the Secular Behavior of the Irregular Satellites**, American Astronomical Society, DDA meeting #35, #09.03; Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 36, p.864

CUK, M.; BURNS, J. A. **A New Model for the Secular Behavior of the Irregular Satellites**, American Astronomical Society, DDA meeting #35, #09.03; Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 36, p.864

CUK, M.; BURNS, J. A. **On the Secular Behavior of the Irregular Satellites**. Cornell University, 2004

DANBY, J.M.A., 1992, **Fundamentals of Celestial Mechanics** (2nd ed.), Richmond: Willmann-Bell

KOZAI, Y., 1962, **Secular Perturbations of Asteroids With High Inclinations and Eccentricities**, *The Astronomical Journal*, **67**, pp. 591-598

KOZAI, Y. **The Earth's gravitational potential derived from the motion of satellite.** Washington D. C. : Smithsonian Inst. Astrophysical Observatory, Special Report. 52, March, 1958.

KOZAI, Y. **On the effects of the sun and the moon upon the motion of close-earth satellite.** Washington D. C. : Smithsonian Inst. Astrophysical Observatory, Special Report. 52, March, 1959a.

KOZAI, Y. **The motion of close earth satellite.** Washington D. C. : Smithsonian Inst. Astrophysical Observatory, Special Report. 52, March, 1959b.

KOZAI, Y. **A new method to compute lunisolar perturbations in satellite motions.** Massachusetts: Smithsonian Inst. Astrophysical Observatory, Cambridge, 1973.

NESVORNÝ, D.; BEAUGÉ, C.; DONES, L., **Collisional Origin of Families of Irregular Satellites,** The Astronomical Journal, **127** (2004), pp. 1768–1783

NESVORNÝ, D.; ALVARELLOS, J. L. A.; DONES L.; LEVISON, H. F., **Orbital and Collisional Evolution of the Irregular Satellites,** The Astronomical Journal, **126** (2003).

HAMILTON, D.P., & BURNS, J.A. 1991, *Icarus*, 92, 118

HAMILTON, D.P., & BURNS, J.A. 1992, *Icarus*, 96, 43

KINOSHITA, H., & NAKAI, H. 1999, *Celestial Mechanics and Dynamical Astron.*, 75, 125

HOLMAN, M.; KAVELAARS, JJ.; GLADMAN, B.; GRAV, T.; FRASER, W.; MILISAVLJEVIC, D.; NICHOLSON, P.; BURNS, J.; CARRUBA, V.; PETIT, J.M.; ROUSSELOT, P.; MOUSIS, O.; MARSDEN, B.; JACOBSON, R., **Discovery of five irregular moons of Neptune,** Nature, **430** (2004), pp. 865-867.

MURRAY, C.D.; DERMOTT, S.F., **Solar system dynamics**. Cambridge University Press, ; 1999.

NESVORNY, D.; BEAUGÉ, C.; DONES, L., 2004, *Aj*, 127, 1768

POLLACK, J.B., BURNS, J.A., E TAUBER, M. E.1979, *Icarus*, 37, 587

SCOTT S. SHEPPARD, DAVID C. JEWITT., **An abundant population of small irregular satellites around Jupiter**, *Nature*, **423** (May 2003), pp.261-263

SHEPPARD,SCOTT S., **Outer irregular satellites of the planets and their relationshipwith asteroids, comets and Kuiper Belt objects** *Asteroids, Comets and Meteors*, 2005.

TOMMY GRAV AND MATTHEW J. HOLMAN., **Near-Infrared Photometry of the Irregular Satellites of Jupiter and Saturn**, *The Astrophysical Journal*, **605**, (2004), pp. L141–L144

V.CARRUBA, J.BURNS, P.NICHOLSON, B.GLADMAN., **On the Inclination Distribution of the Jovian Irregular Satellites** *Icarus*, 158 (2002), pp. 434–449

VIEIRA NETO, E., & WINTER, O.C.2001, *AJ*, 122, 440

VIEIRA NETO, E., WINTER, O.C., & YOKOYAMA, T. 2004, *A e A*, 414, 727

APÊNDICE A

A.1 – RESULTADO PARA A FUNÇÃO PERTURBADORA REFERENTE À PARCELA QUE CONTÉM A EVECÇÃO

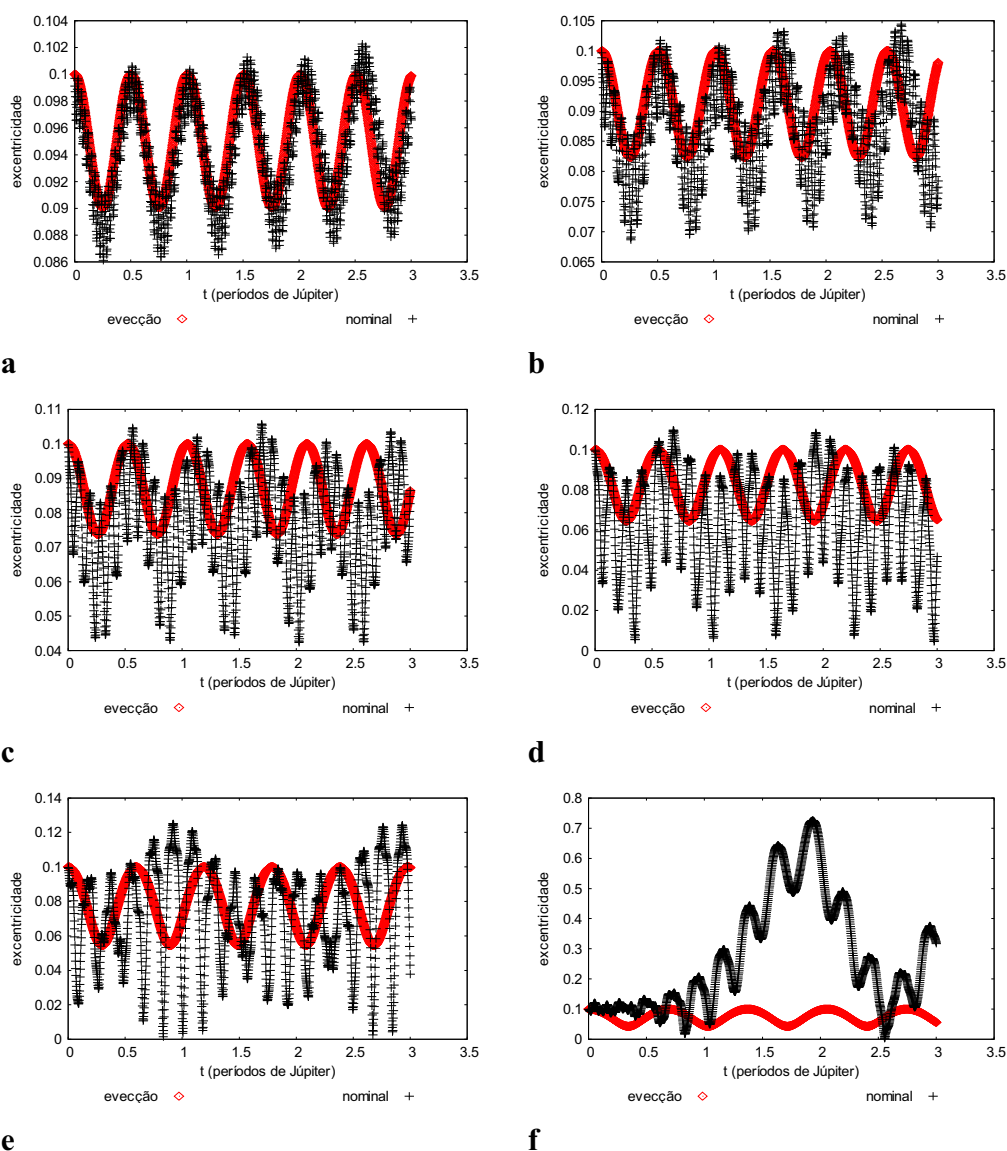


Figura A.1 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveção (eveção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

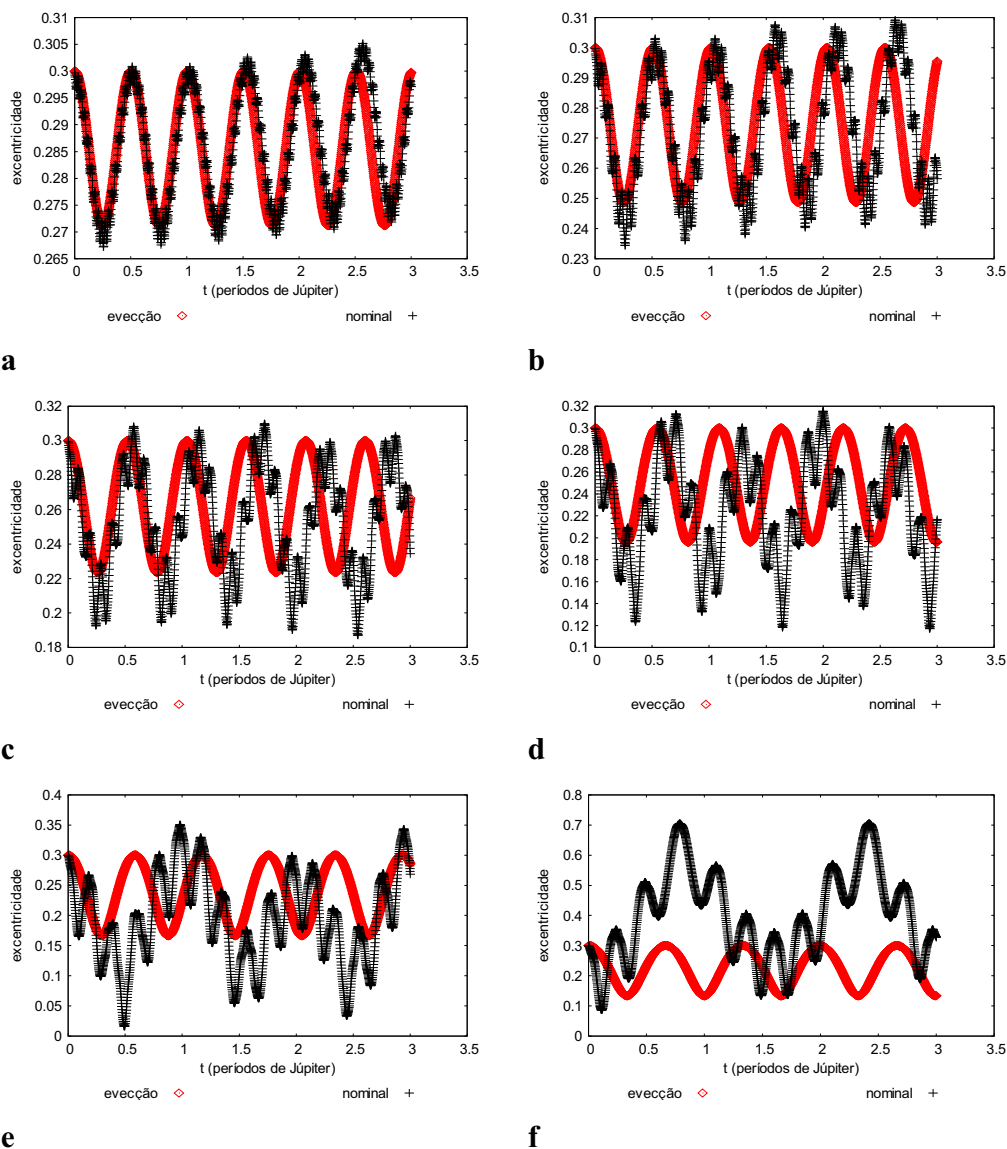


Figura A.2 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

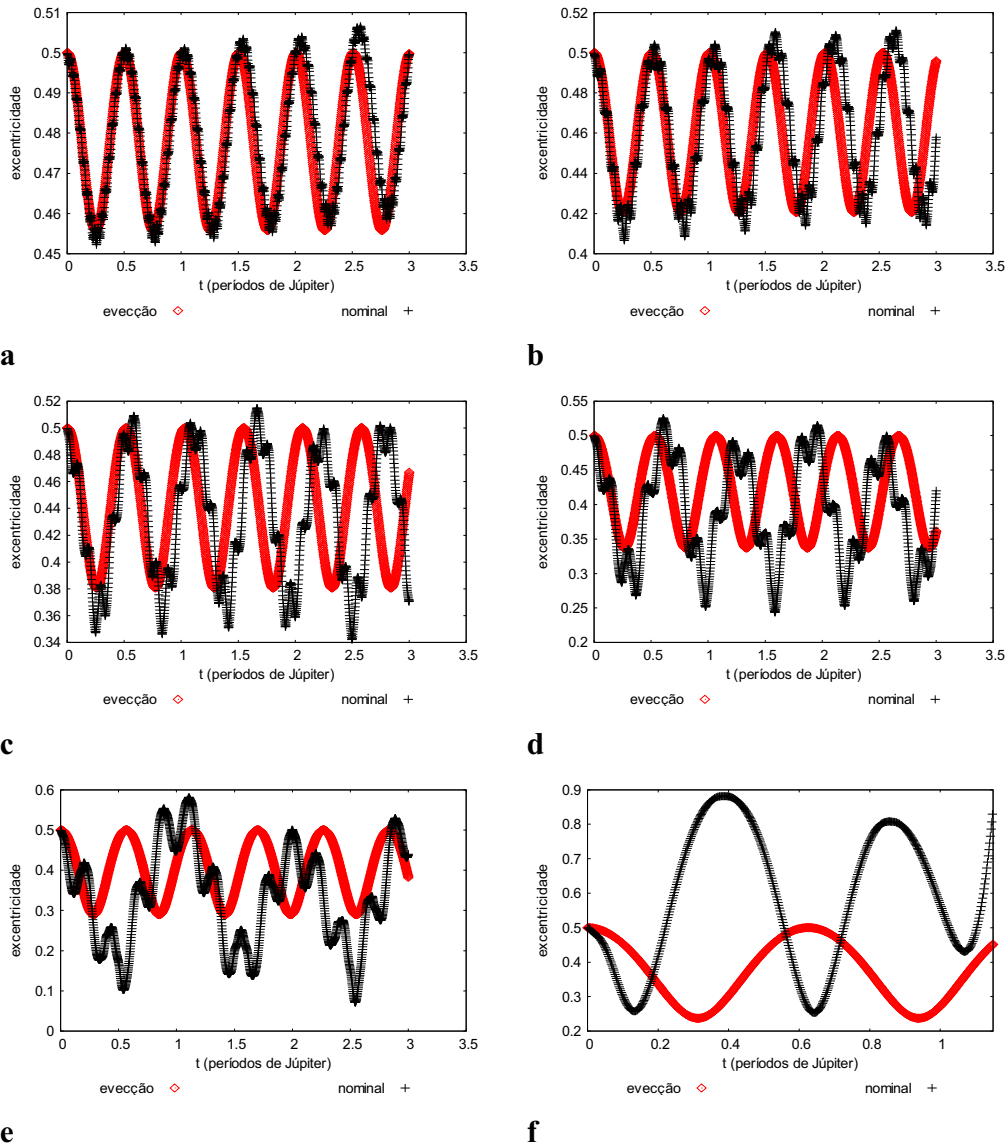


Figura A.3 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

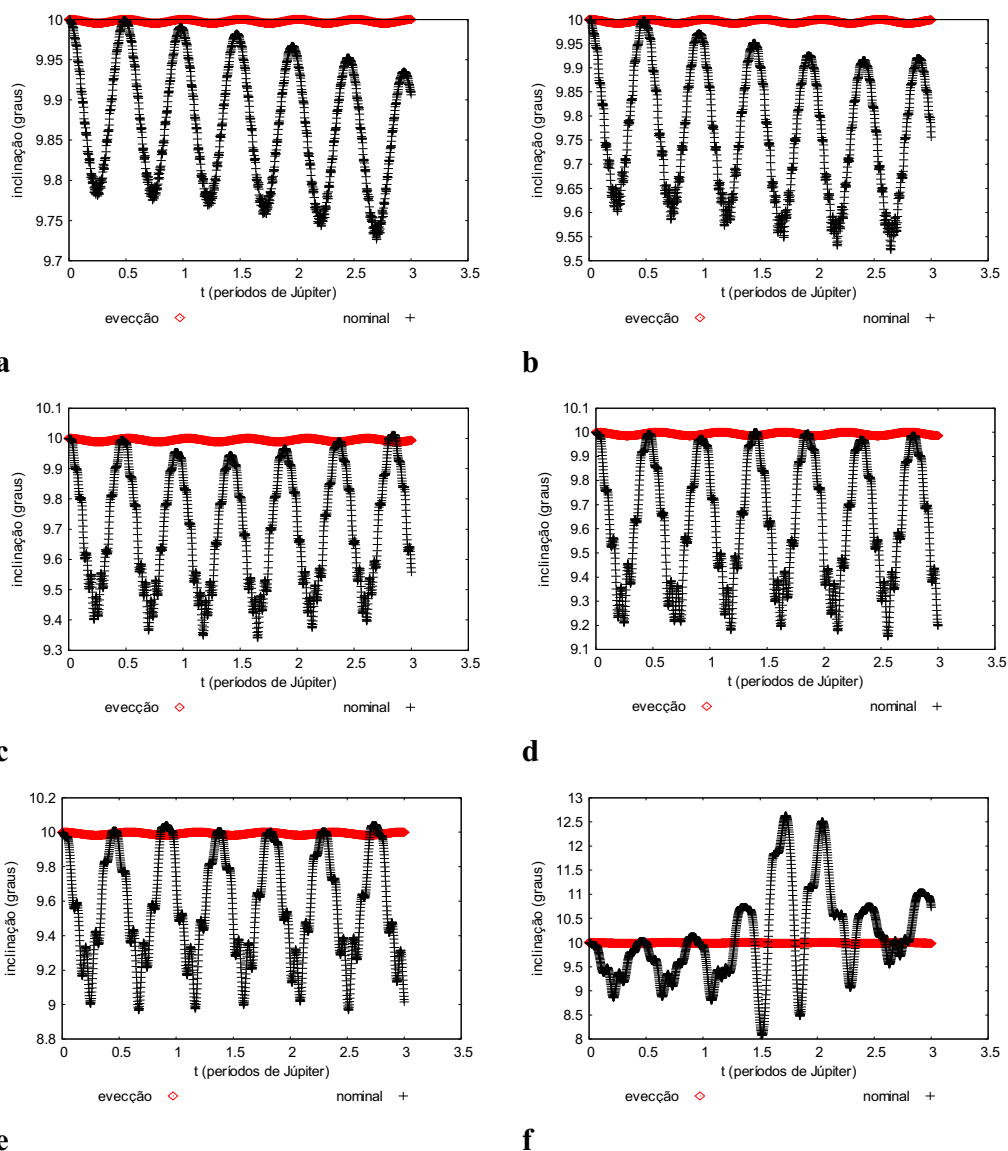


Figura A.4 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

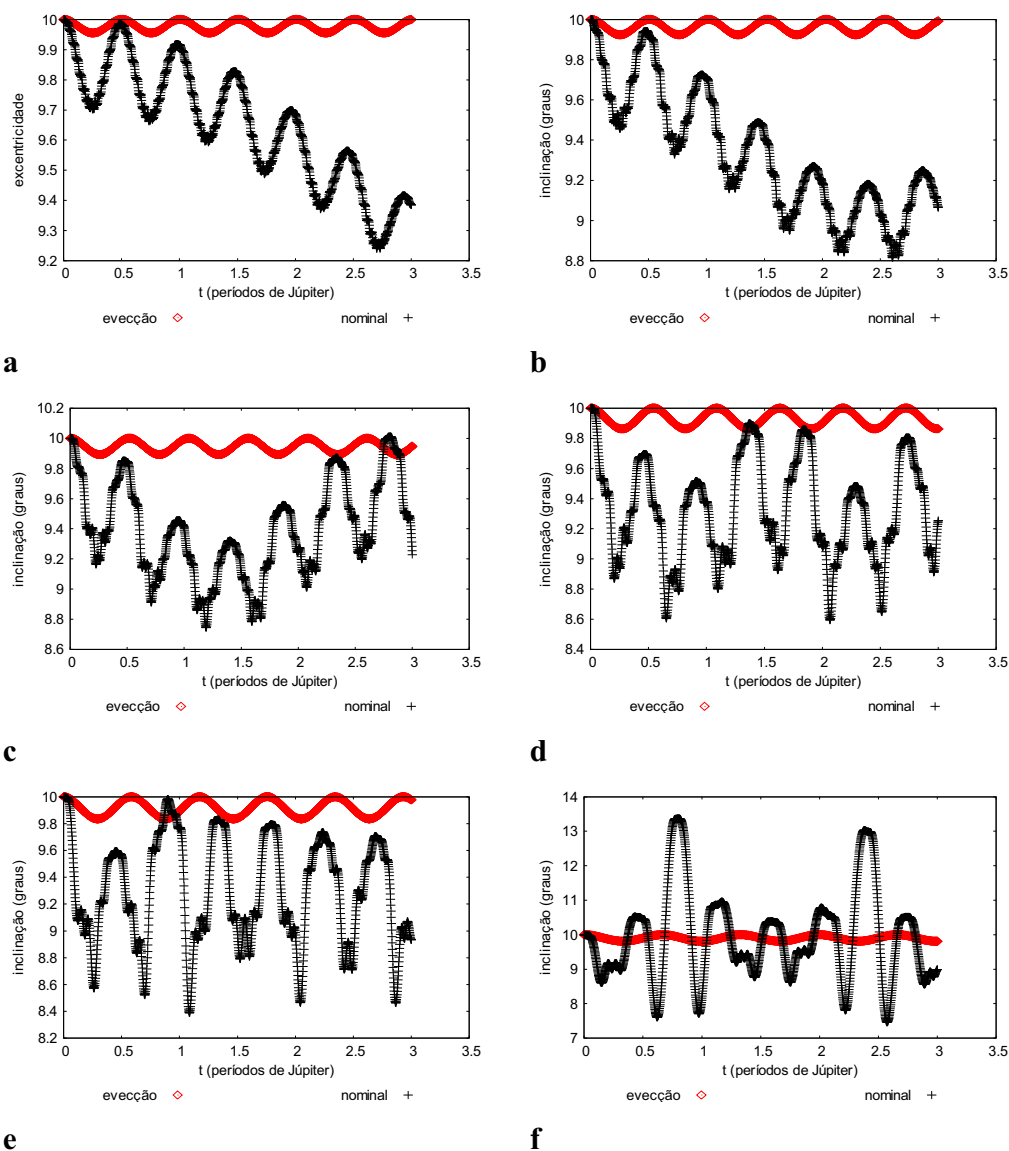


Figura A.5 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

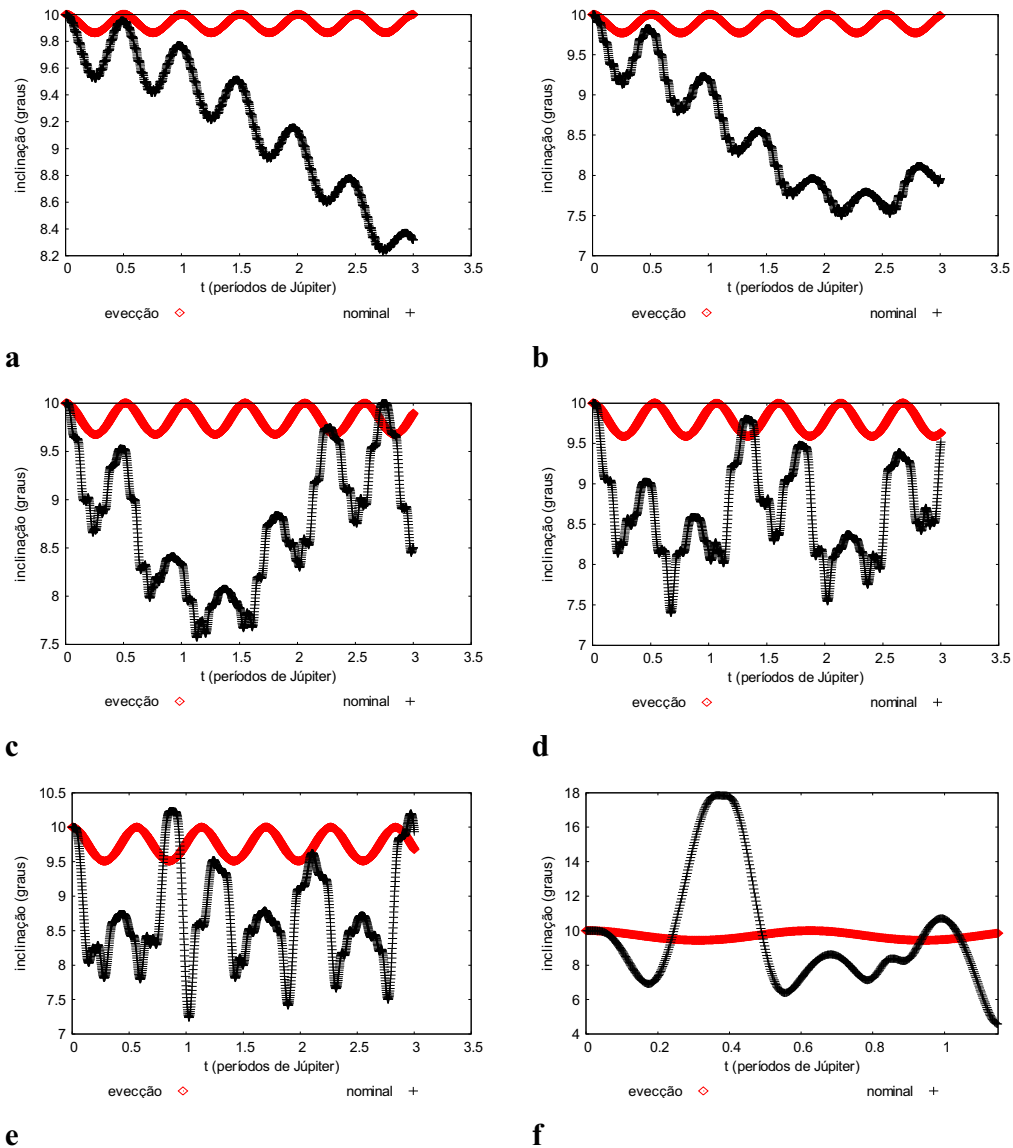


Figura A.6 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

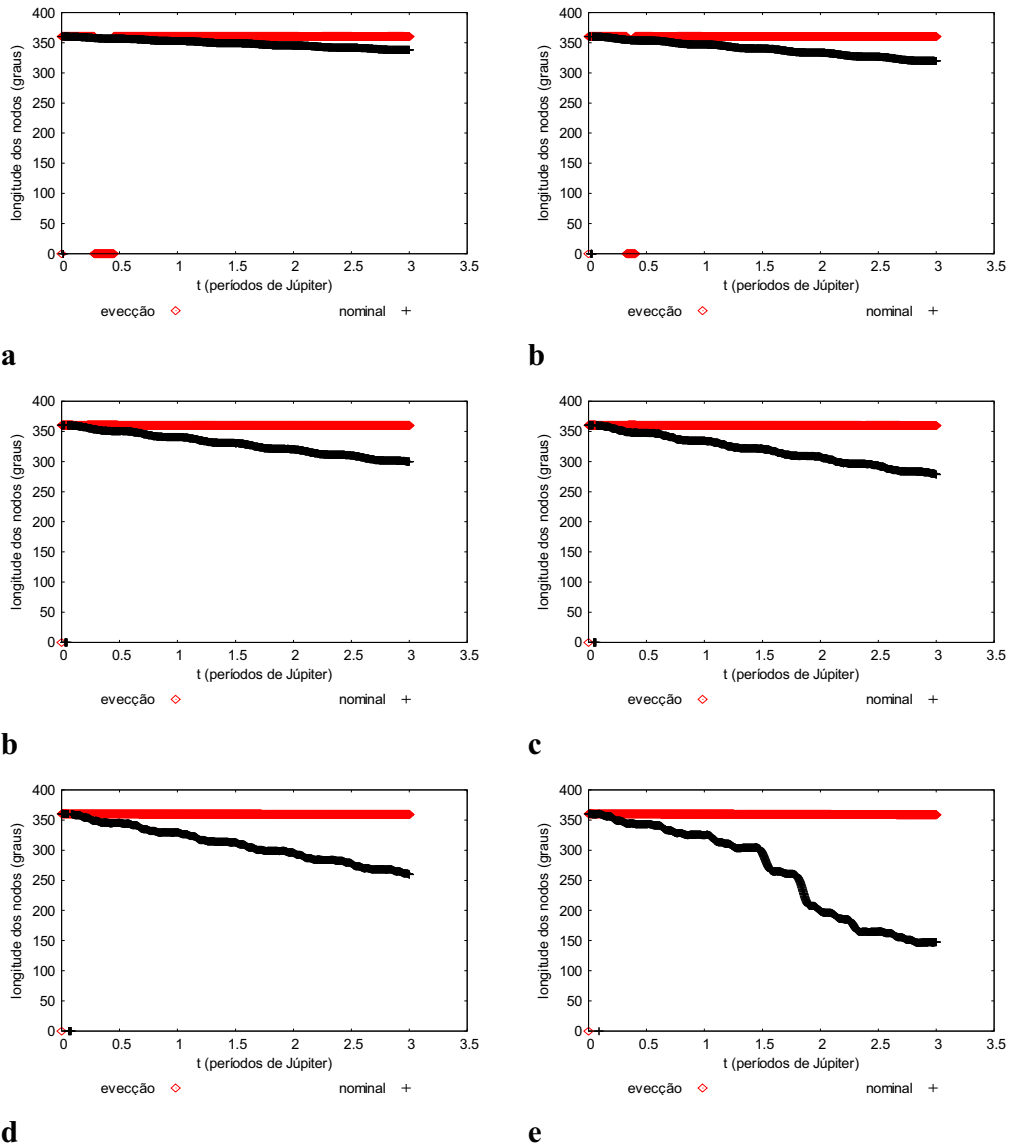


Figura A.7 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

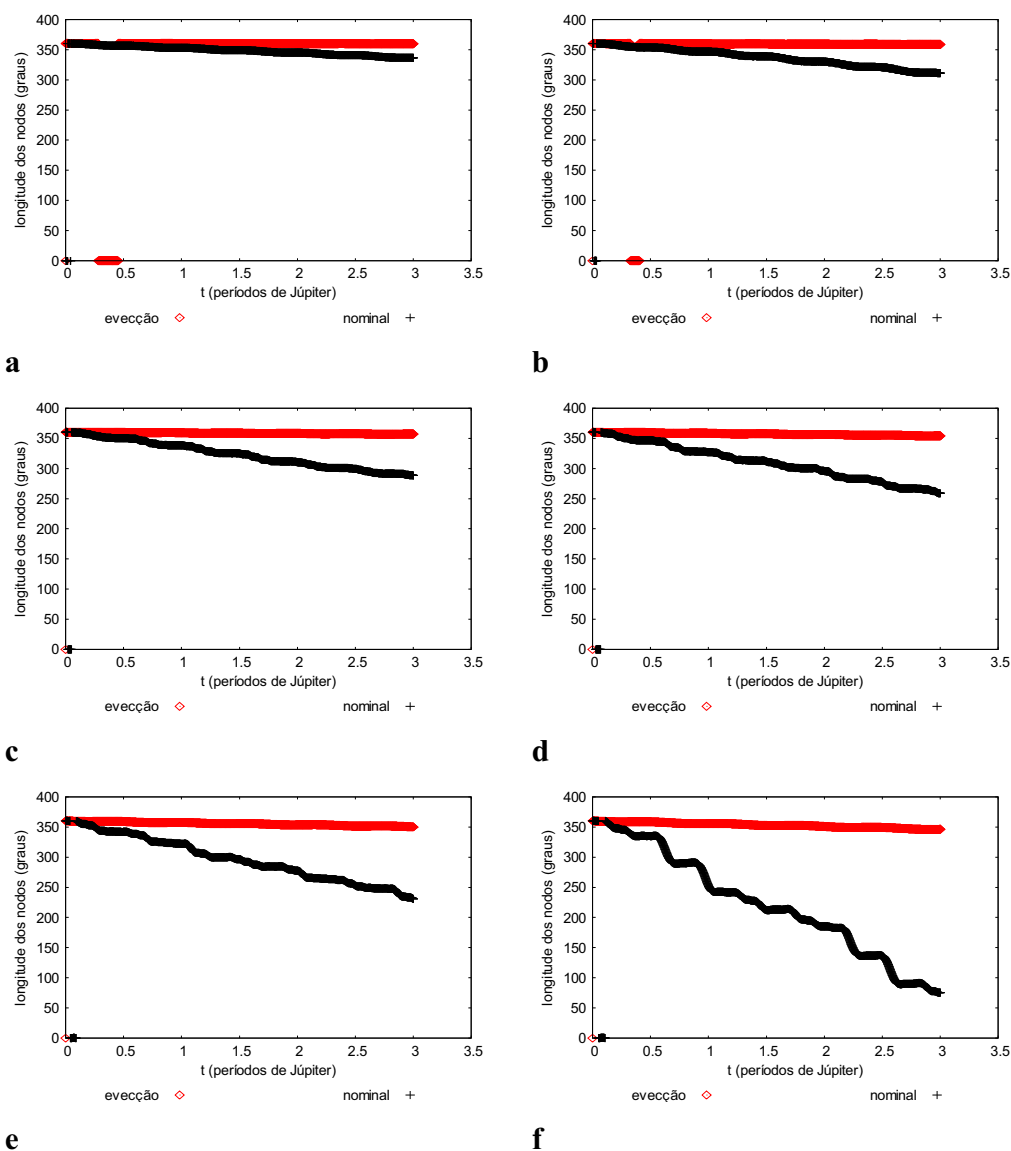


Figura A.8 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

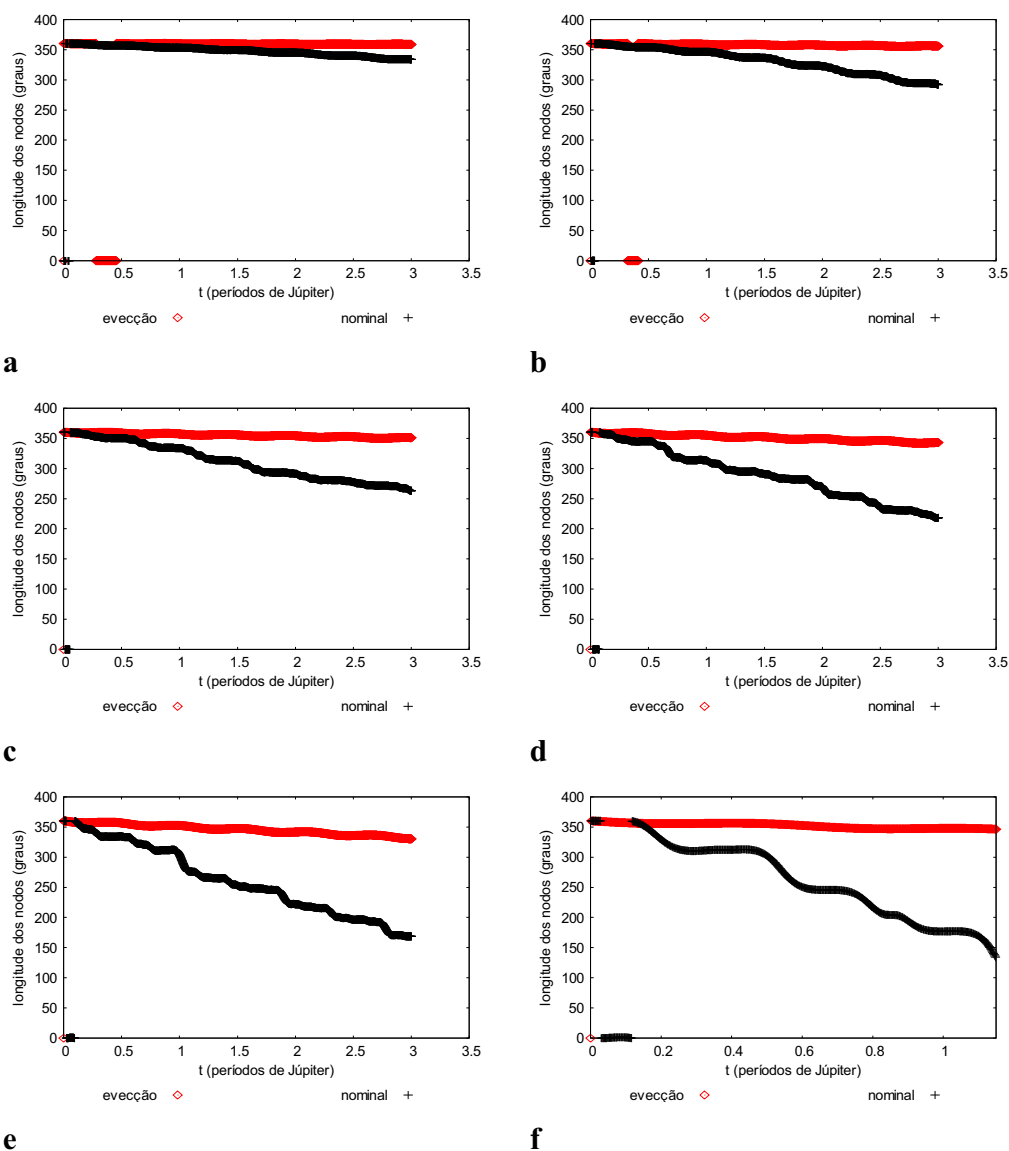


Figura A.9 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

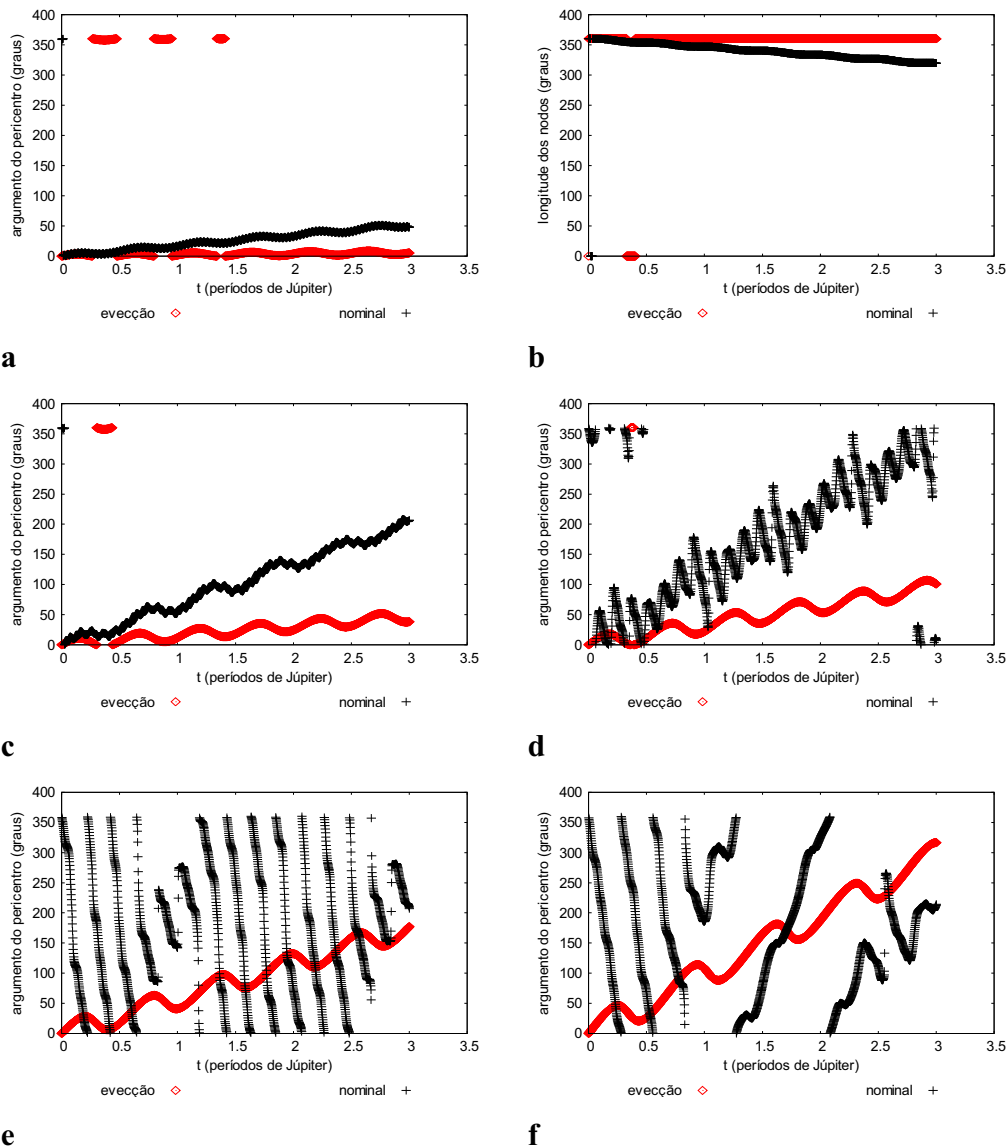


Figura A.10 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveção (eveção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

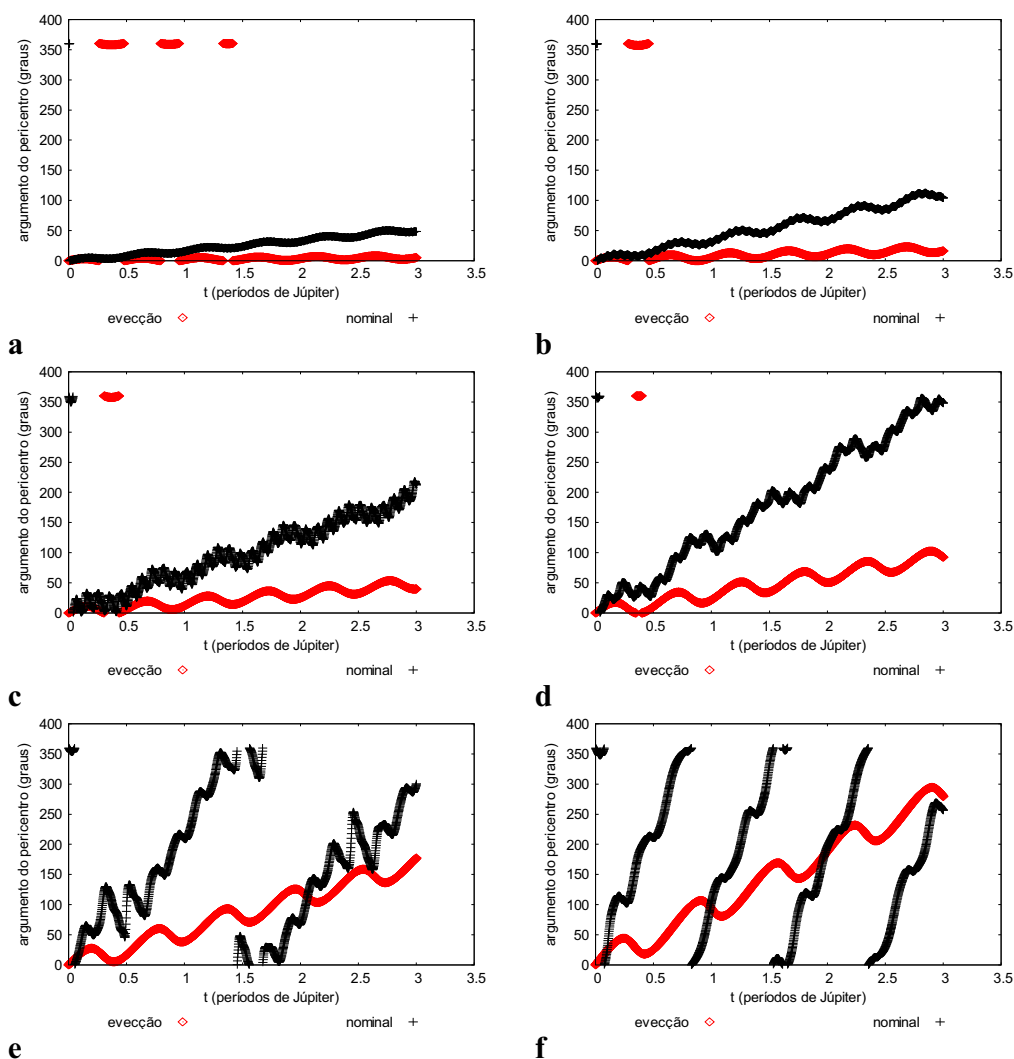


Figura A.11 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à evecção (evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

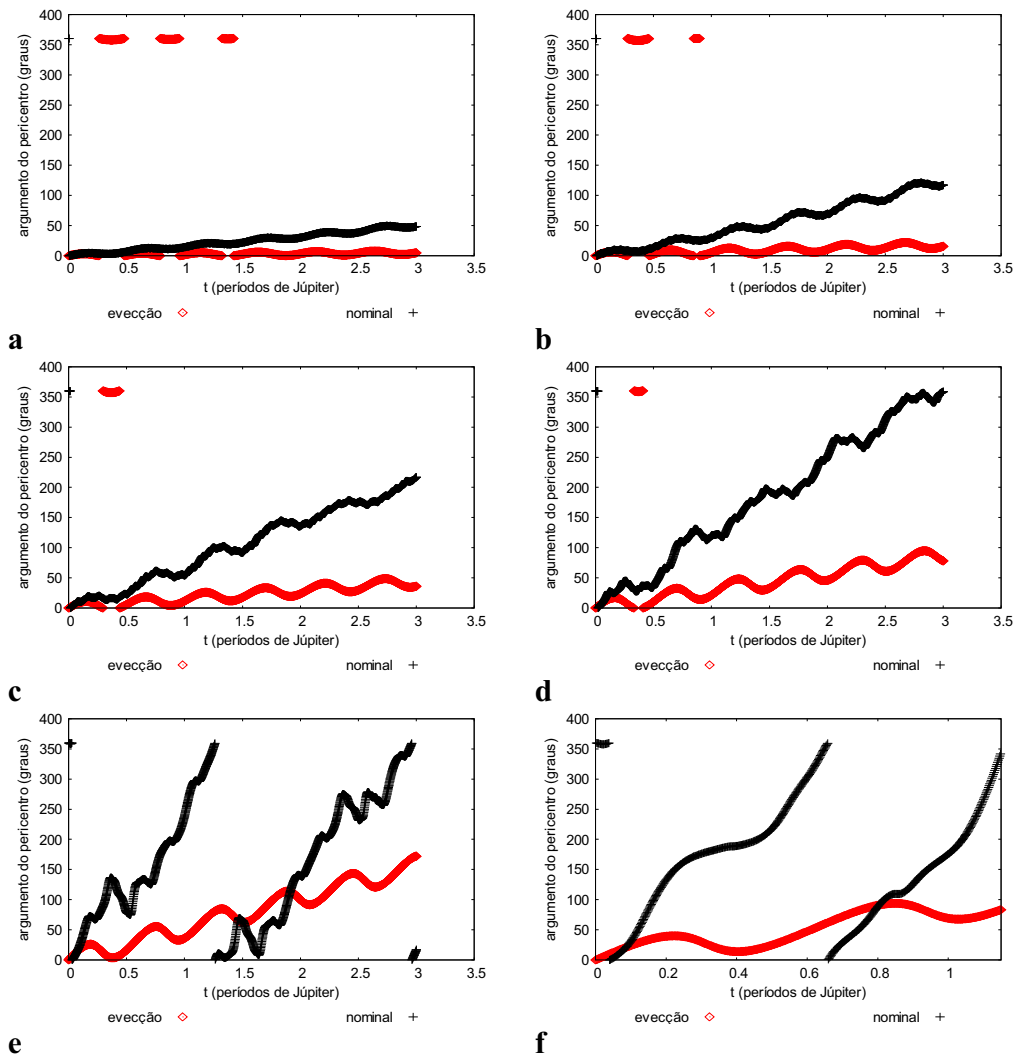


Figura A.12 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a função perturbadora referente à eveccção (eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

A.2 – RESULTADO PARA A FUNÇÃO PERTURBADORA REFERENTE À PARCELA DA TEORIA KOZAI

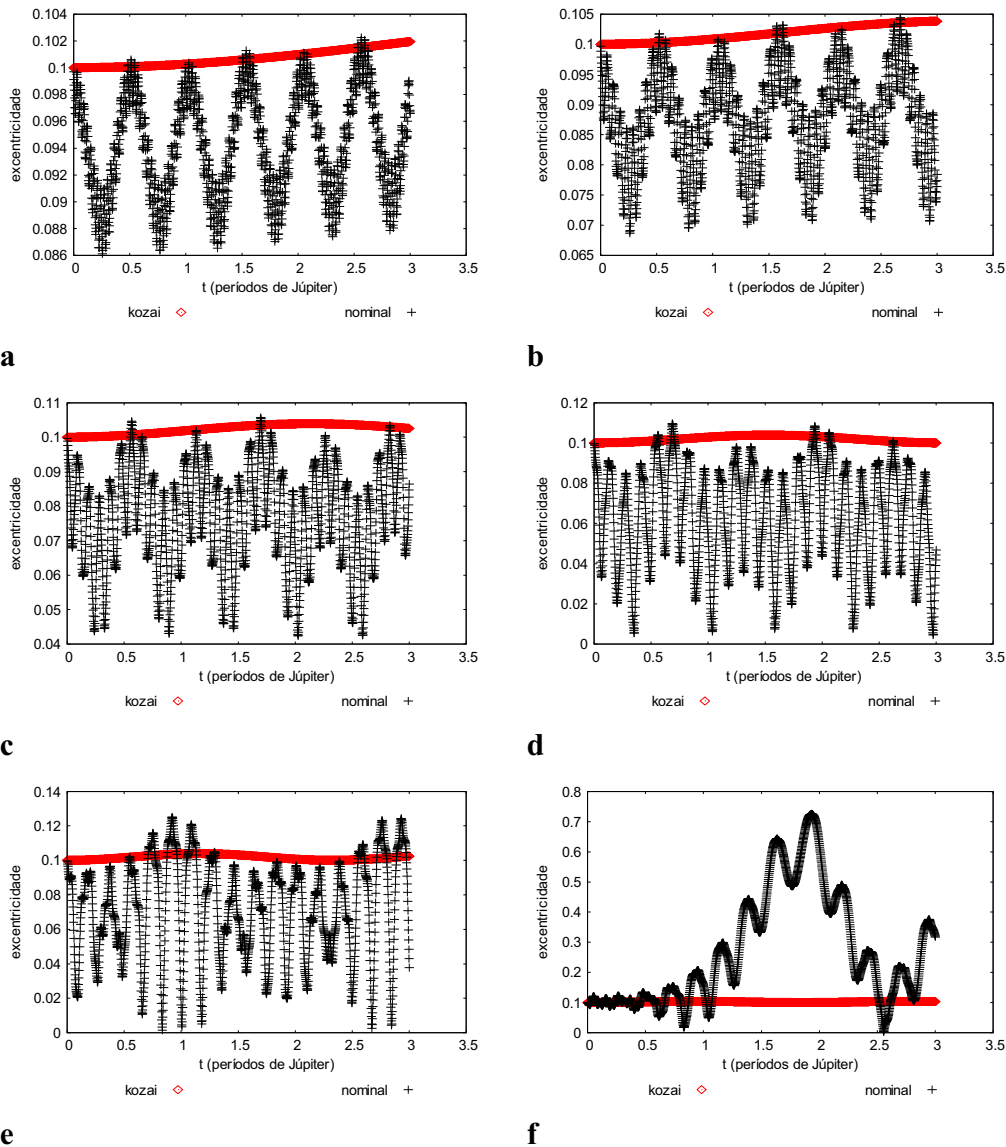


Figura A.13 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

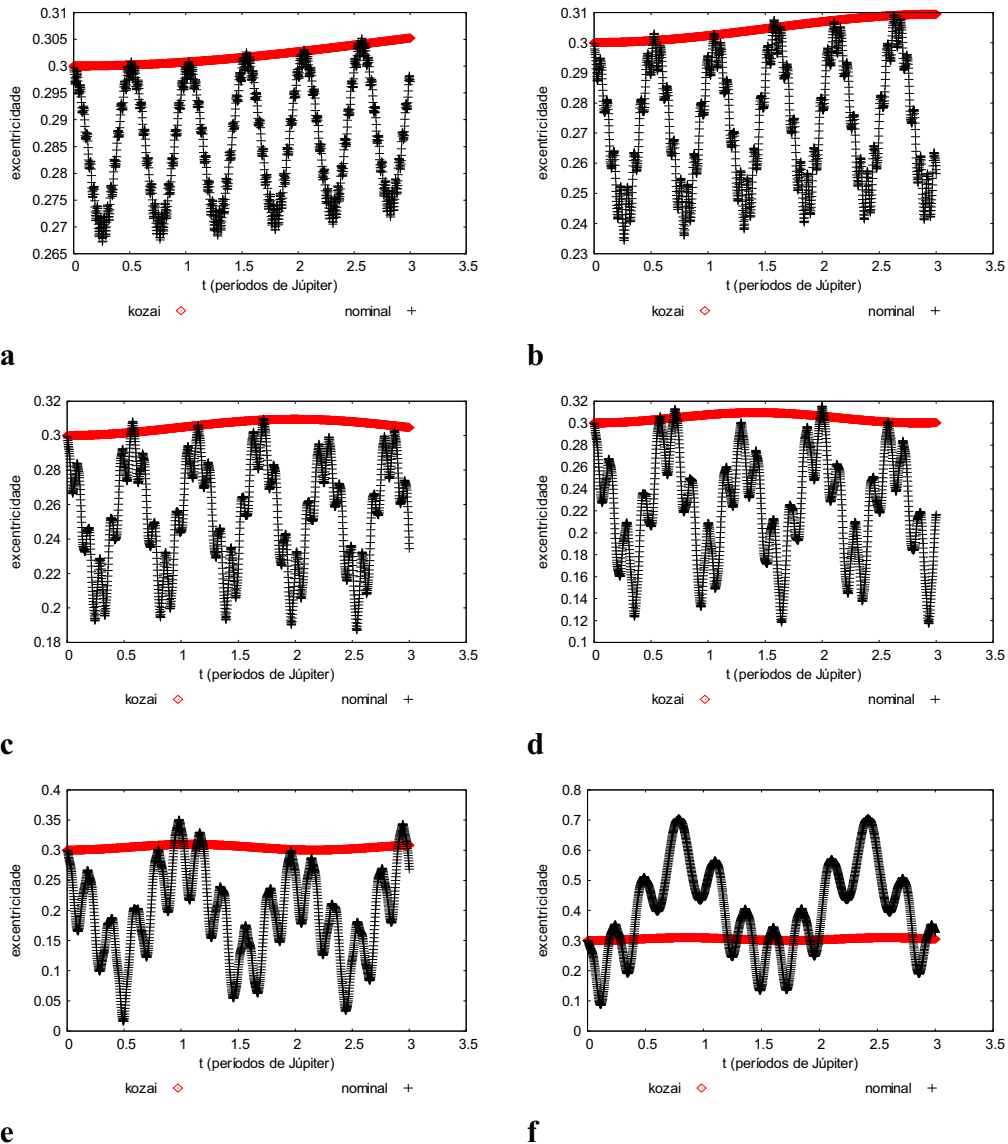


Figura A.14 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

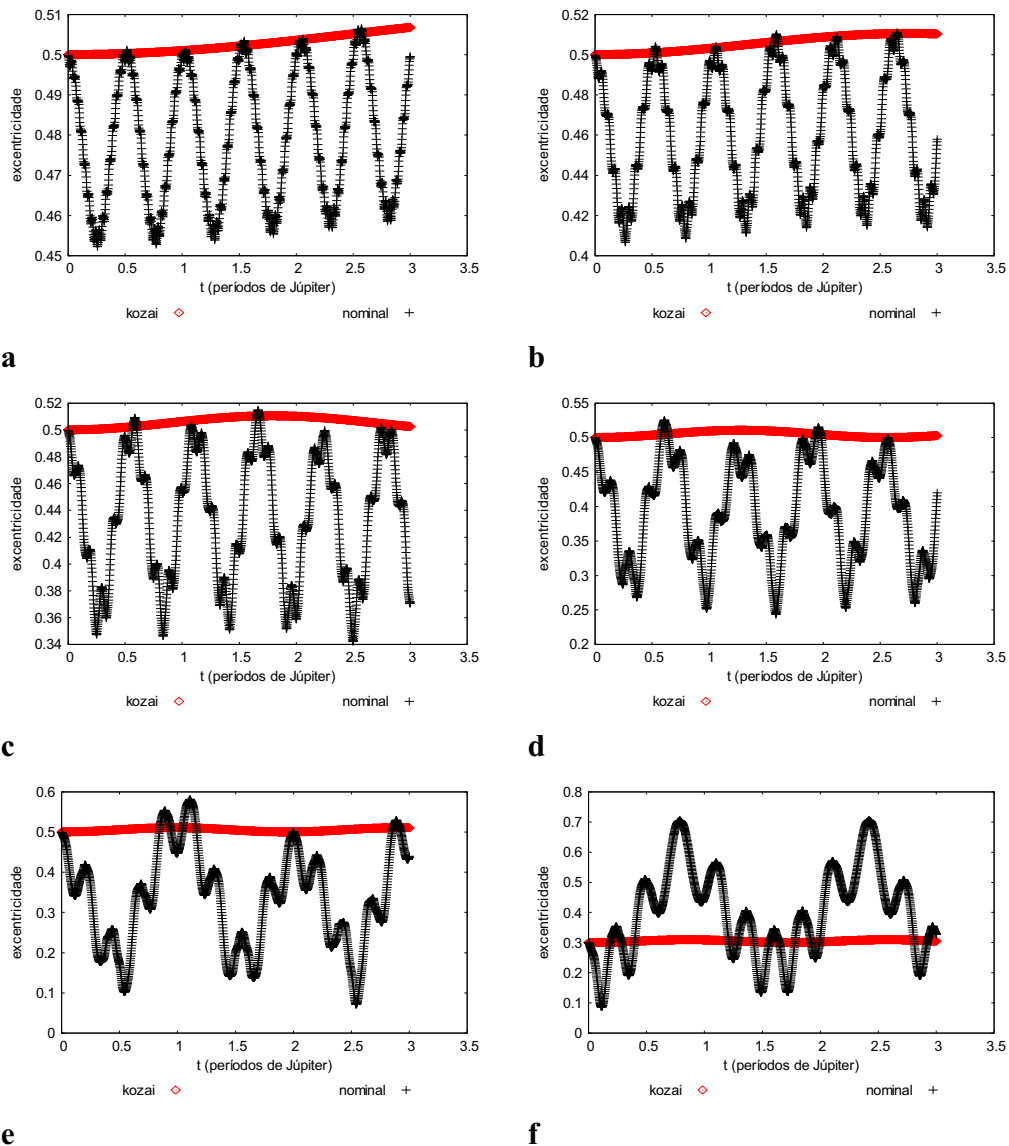


Figura A.15 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

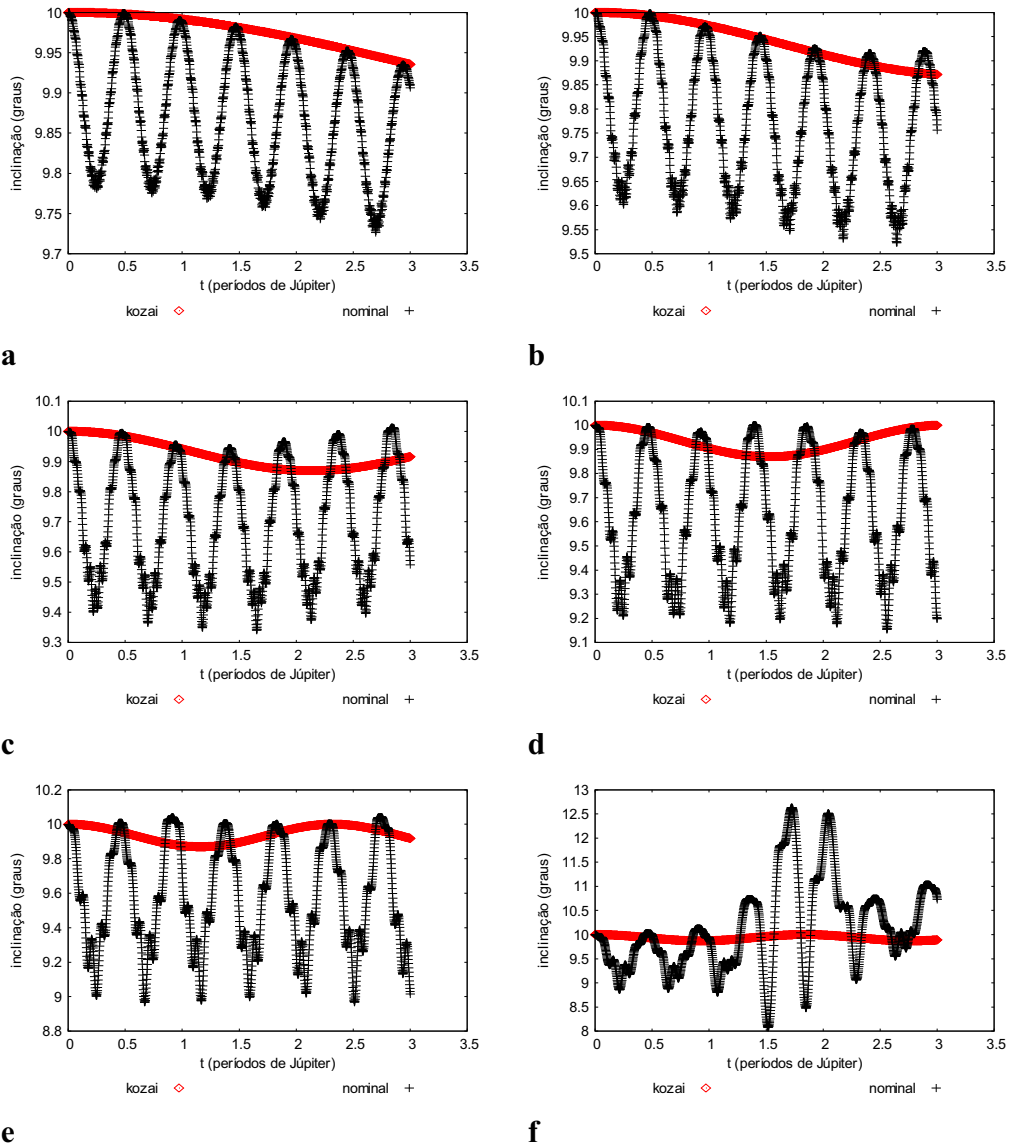


Figura A.16 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

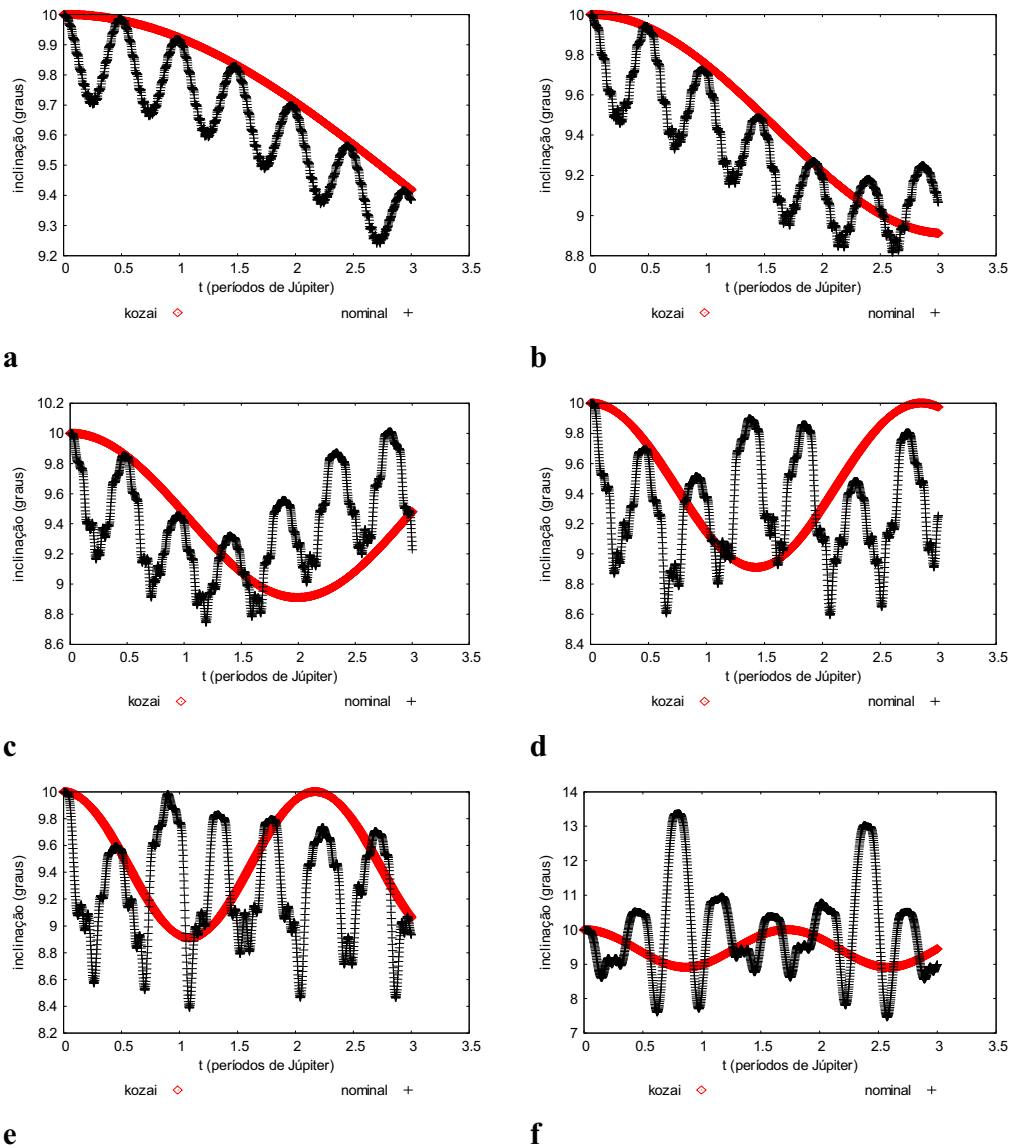


Figura A.17 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

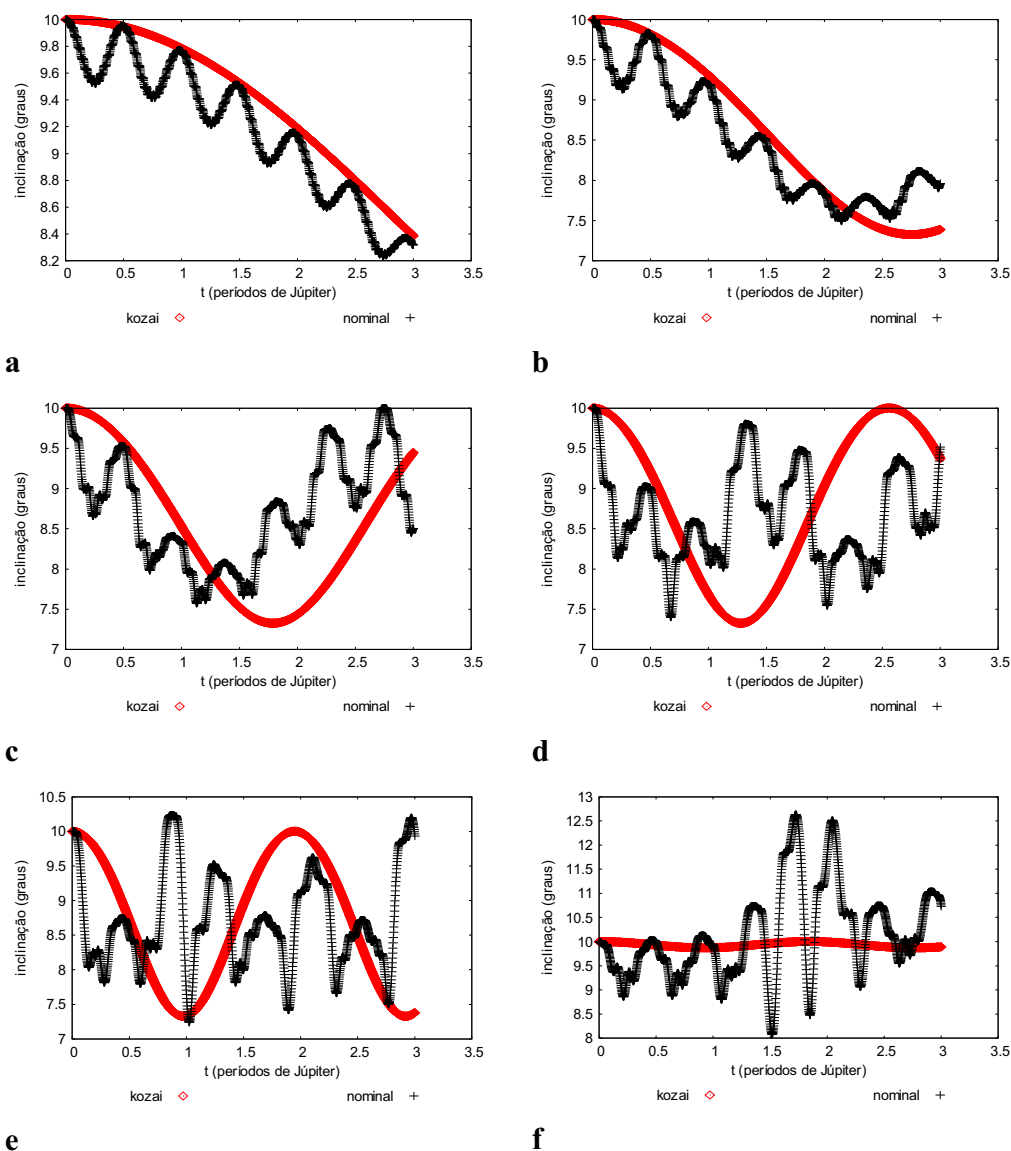


Figura A.18 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

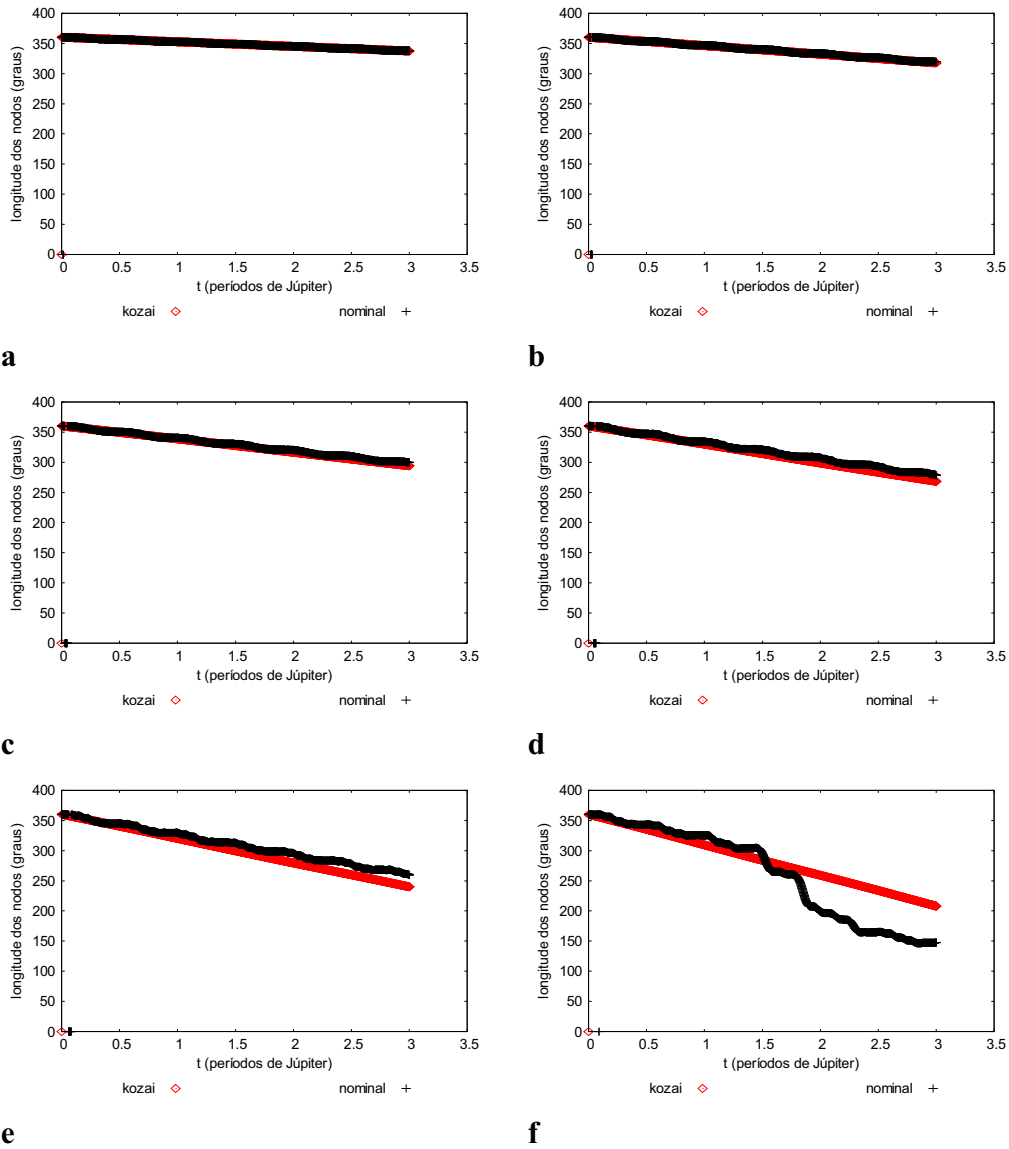


Figura A.19 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

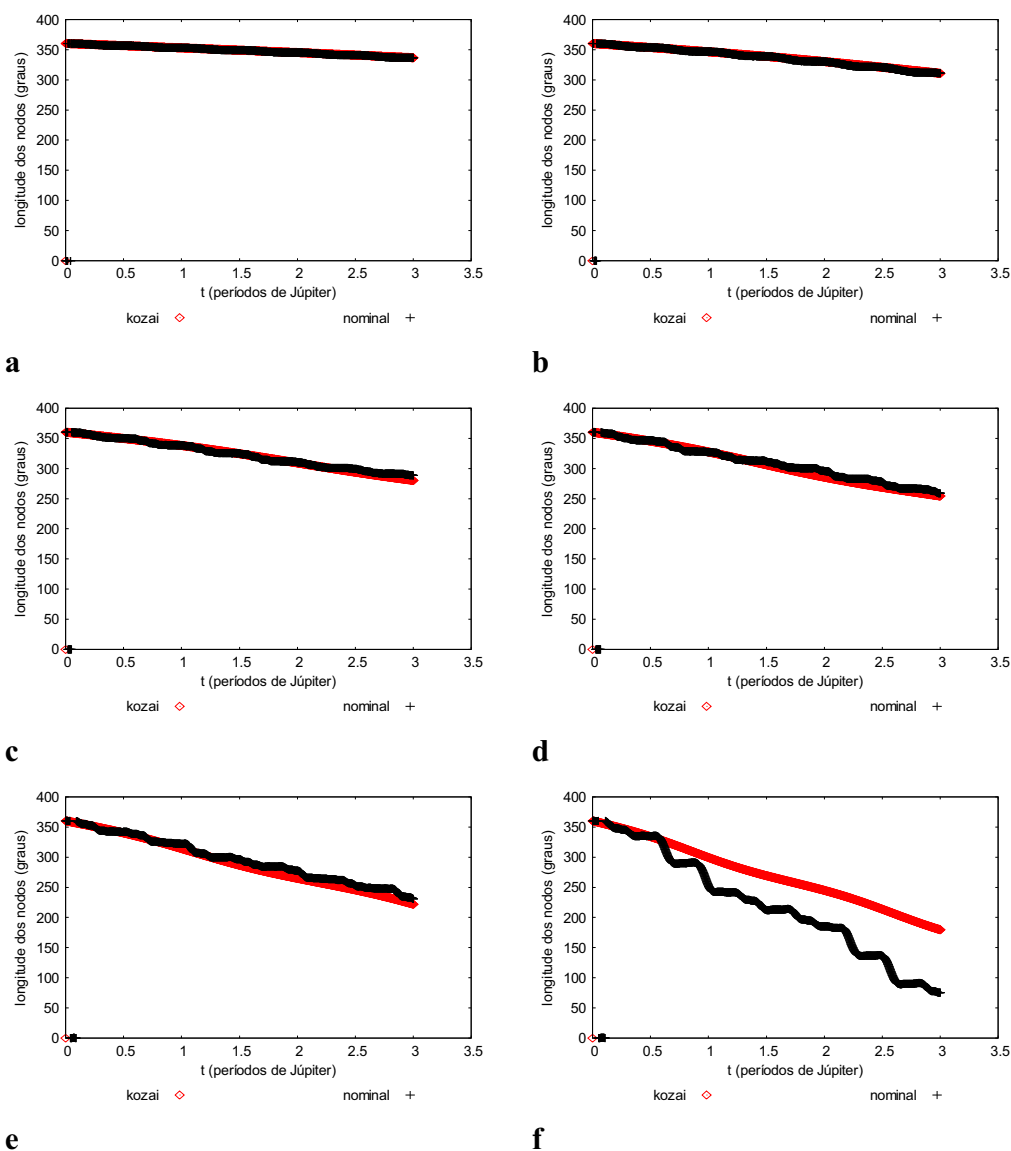


Figura A.20 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

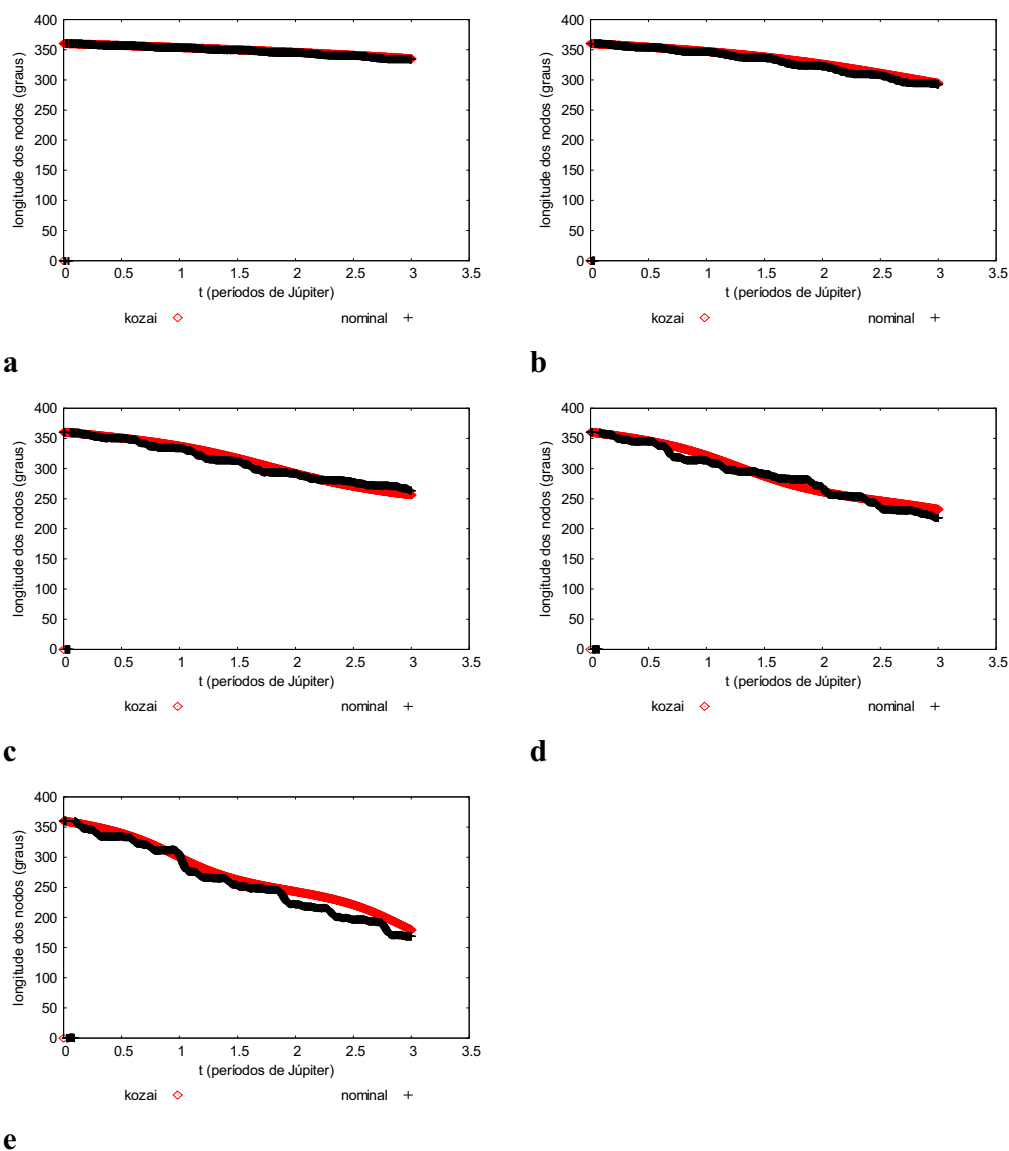


Figura A.21 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$.

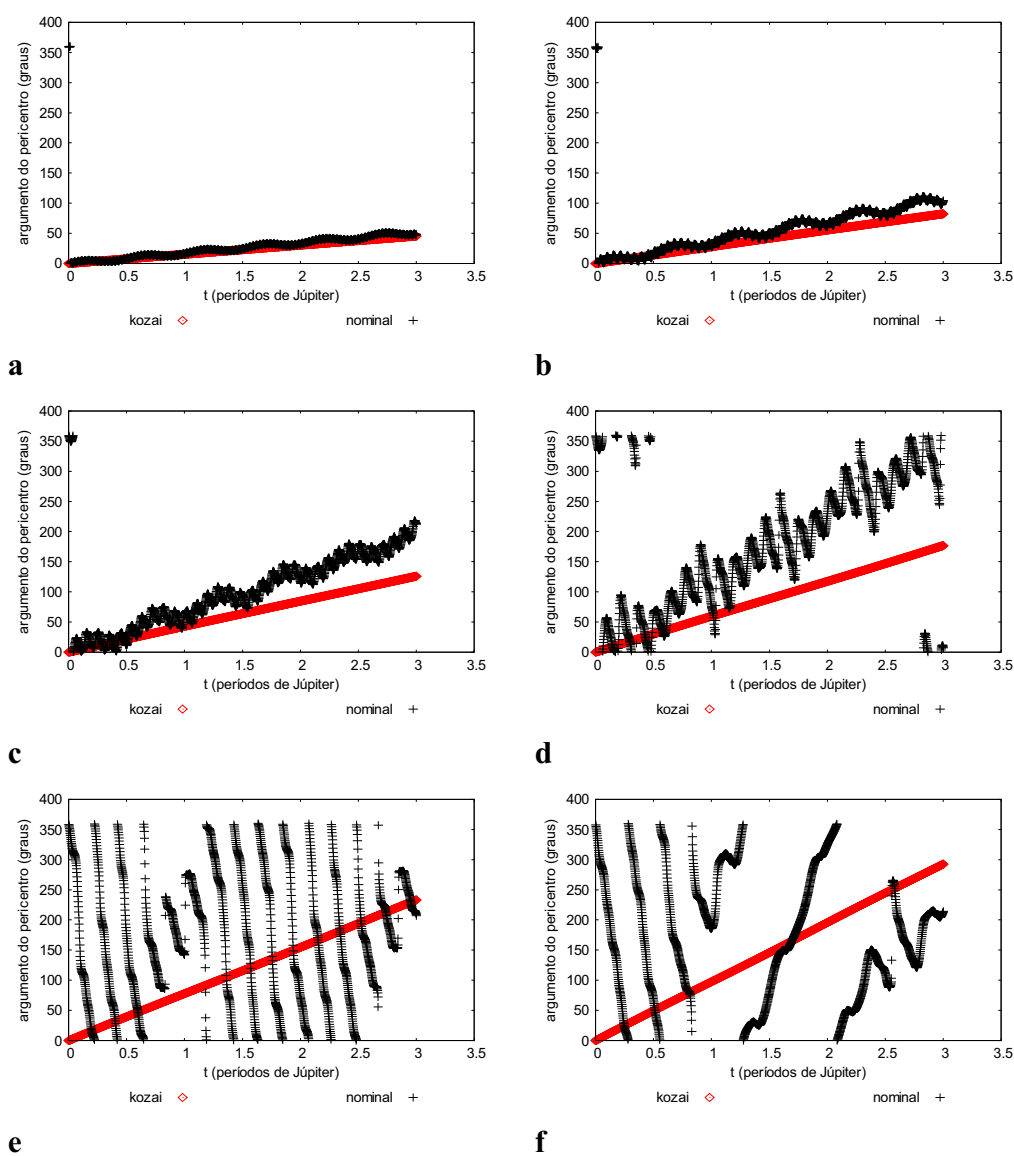


Figura A.22 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_j$ (a), $150 R_j$ (b), $200 R_j$ (c), $250 R_j$ (d), $300 R_j$ (e) e $350 R_j$ (f).

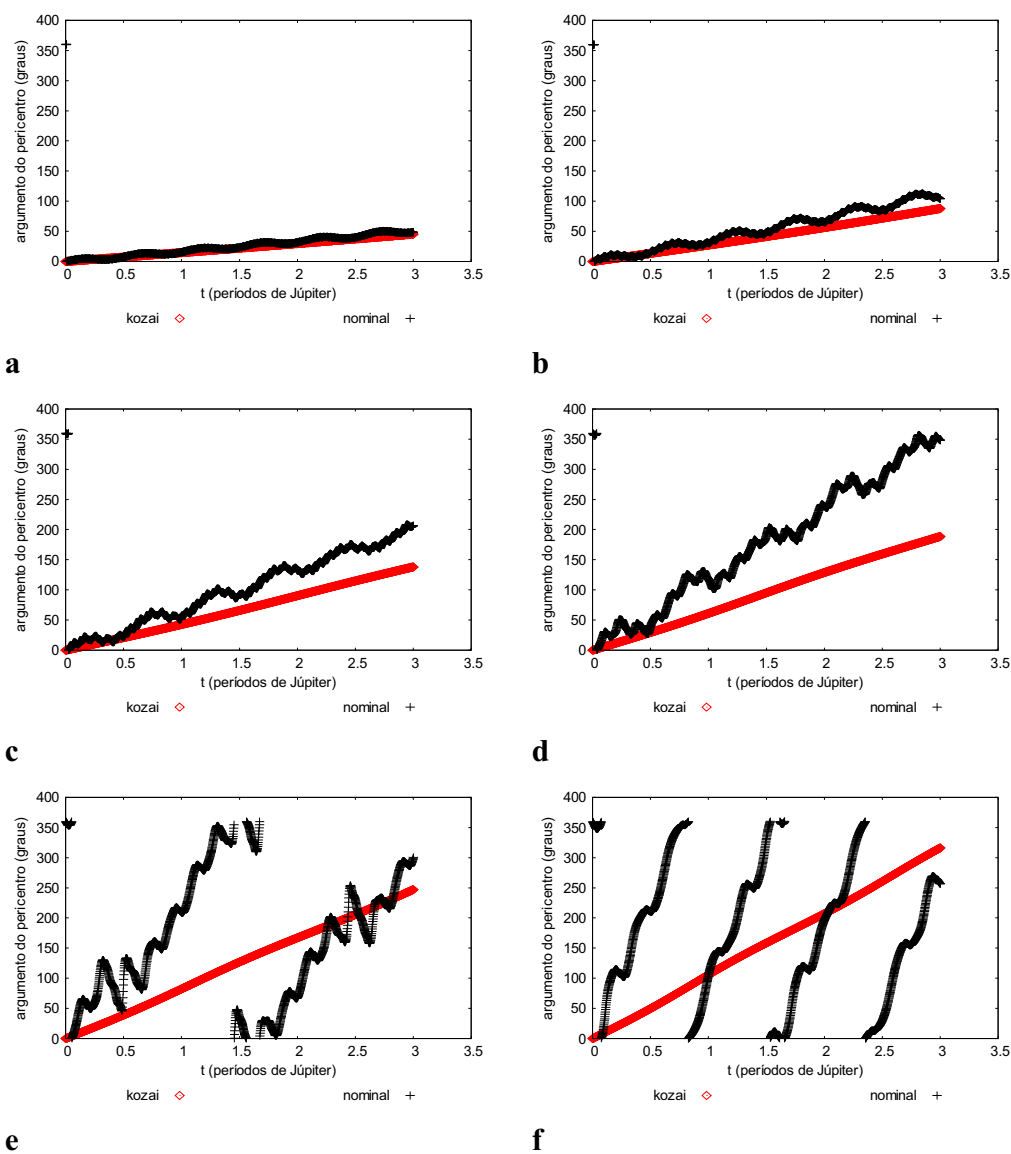


Figura A.23 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

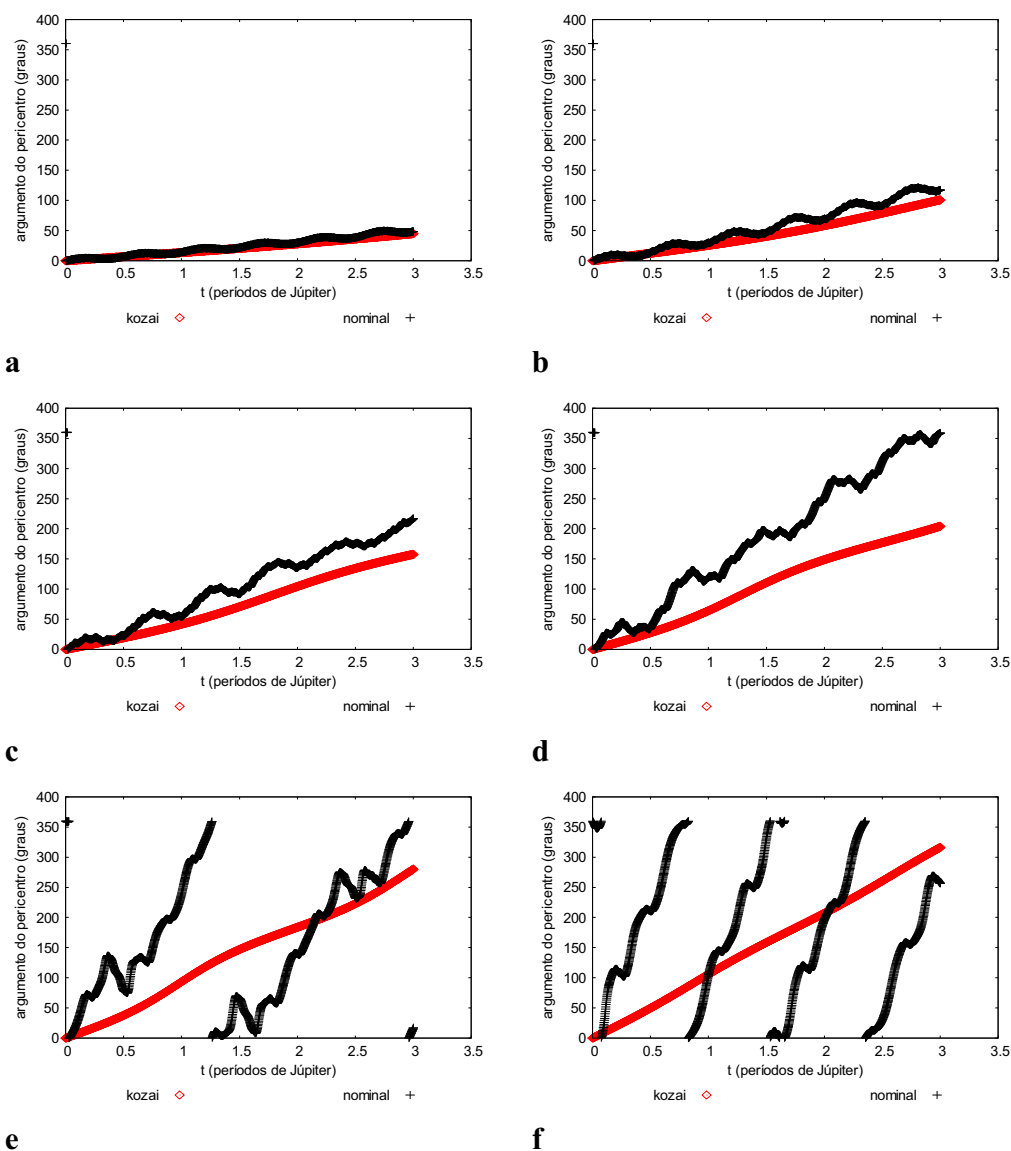


Figura A.24 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à teoria kozai (kozai) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d) e 300 R_J (e).

A.3 – RESULTADO PARA A FUNÇÃO PERTURBADORA REFERENTE À PARCELA QUE CONTÉM A EVECÇÃO DOS NODOS

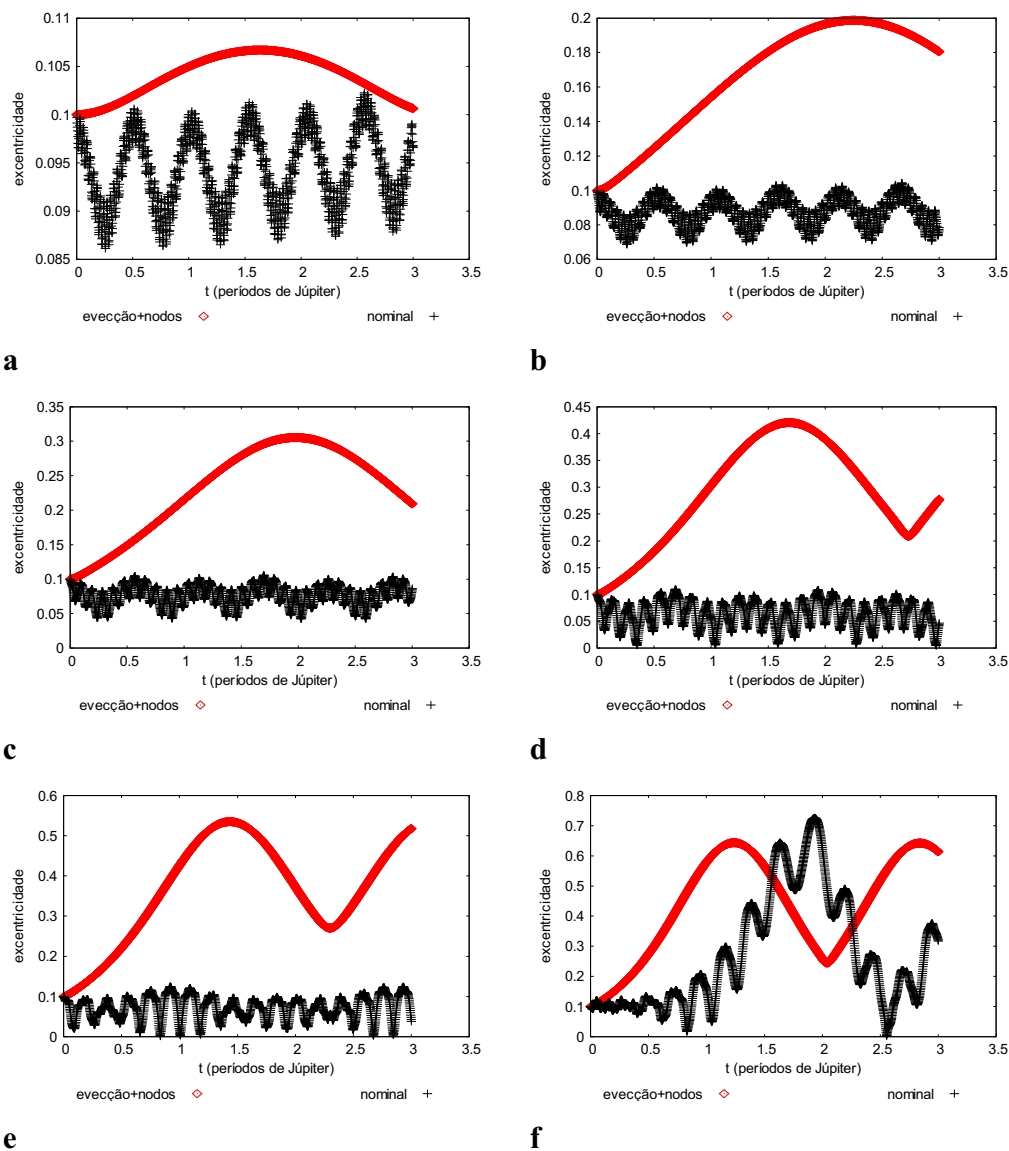


Figura A.25 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_j$ (a), $150 R_j$ (b), $200 R_j$ (c), $250 R_j$ (d), $300 R_j$ (e) e $350 R_j$ (f).

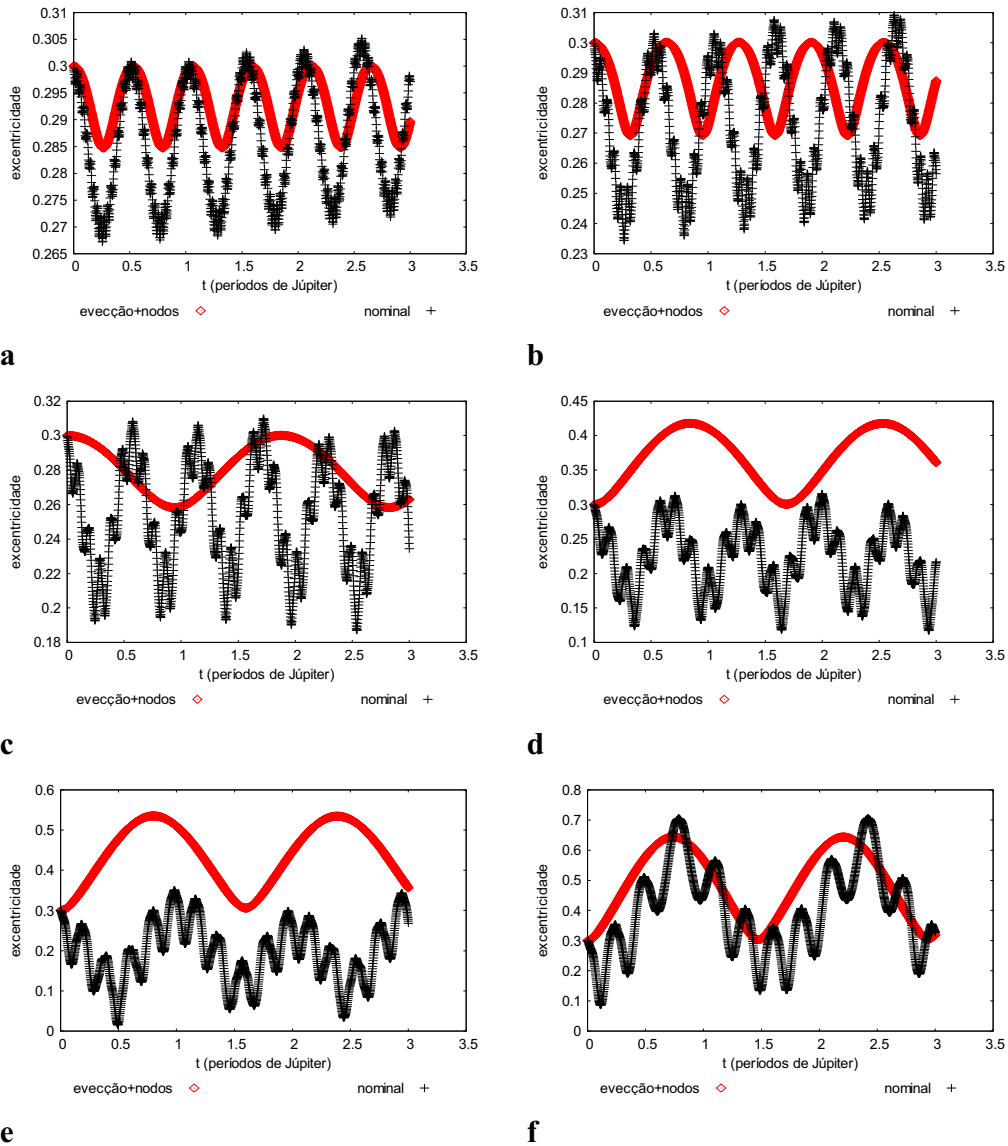


Figura A.26 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à eveção e a eveção dos nodos (eveção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

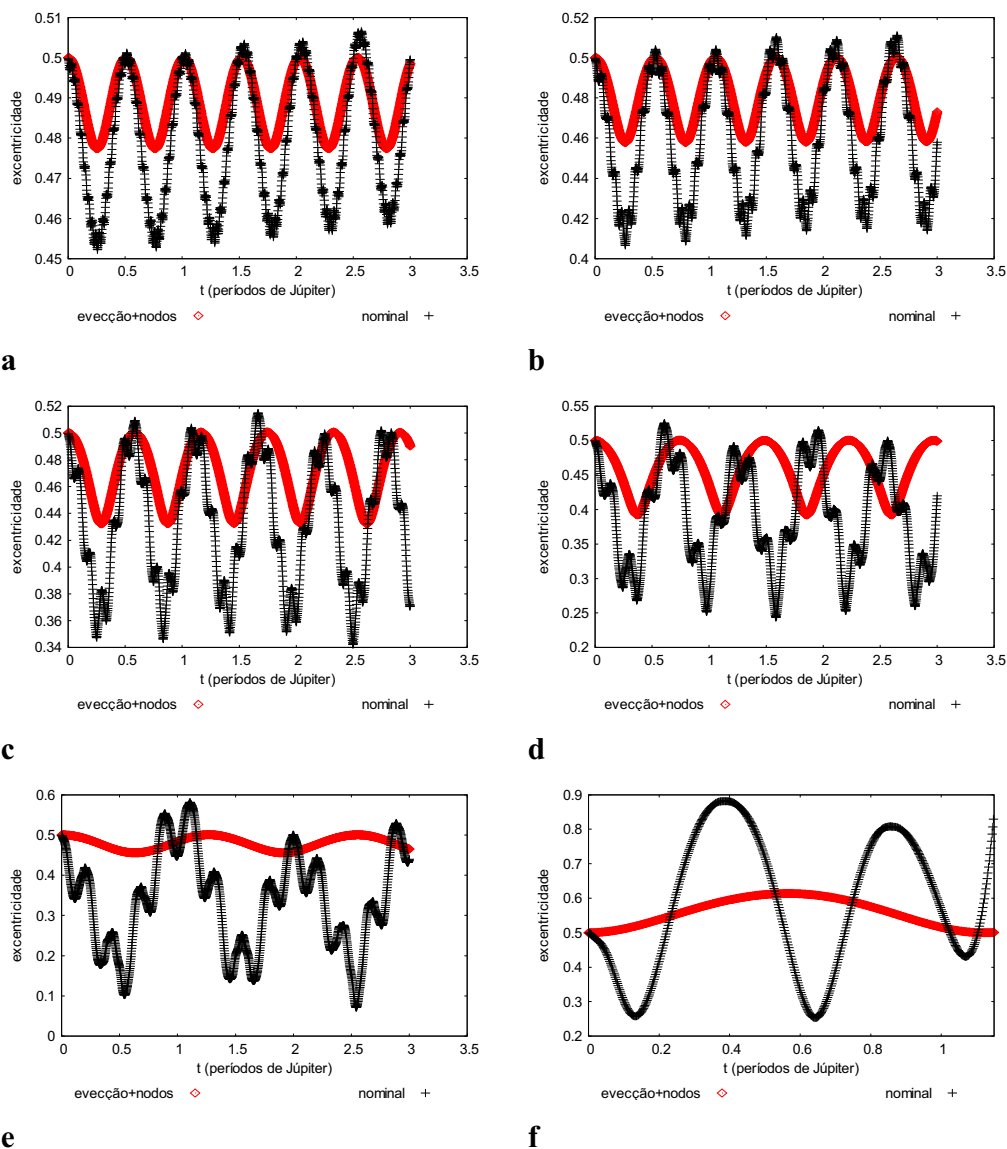


Figura A.27 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à eveção e a eveção dos nodos (eveção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

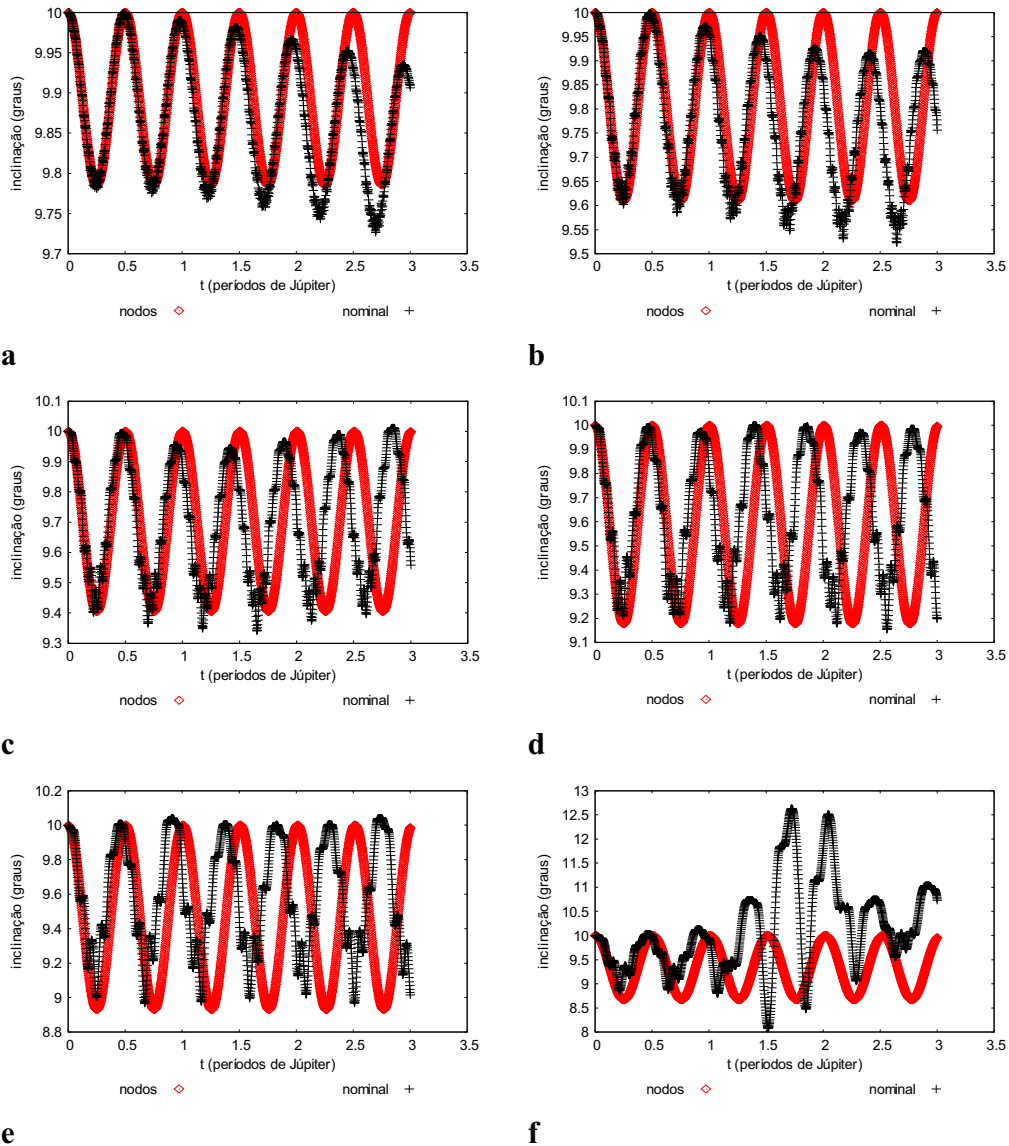


Figura A.28 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

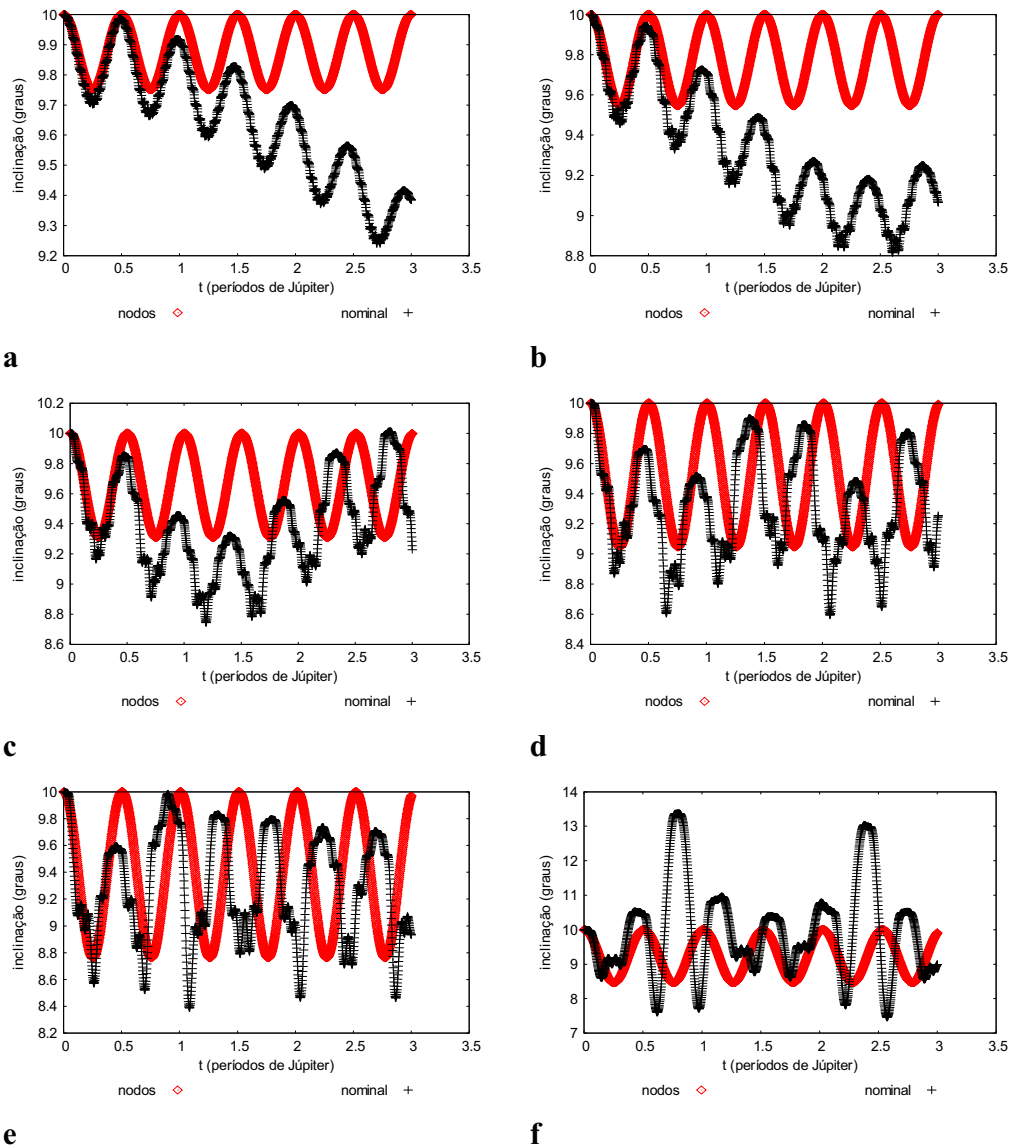


Figura A.29 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

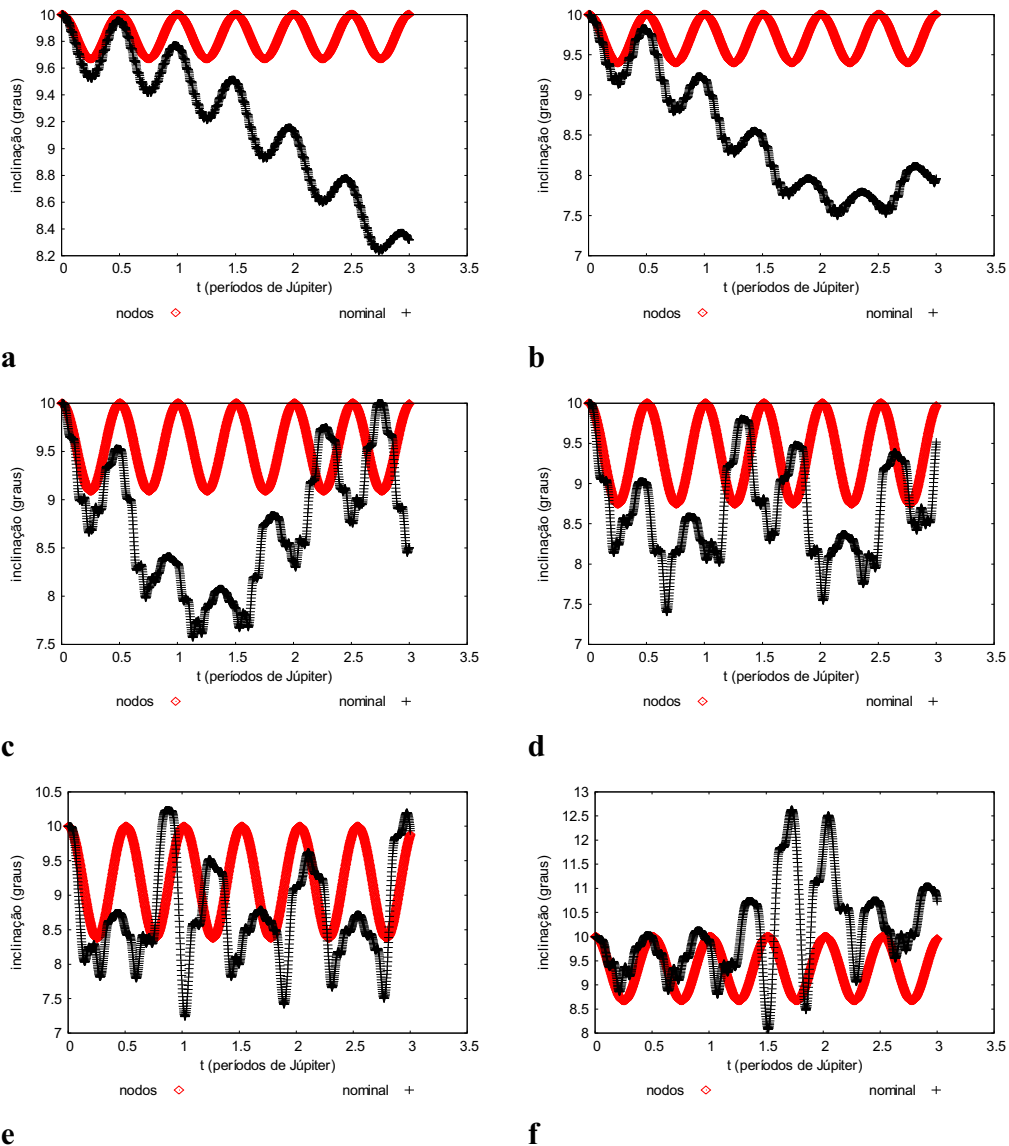


Figura A.30 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à evecção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

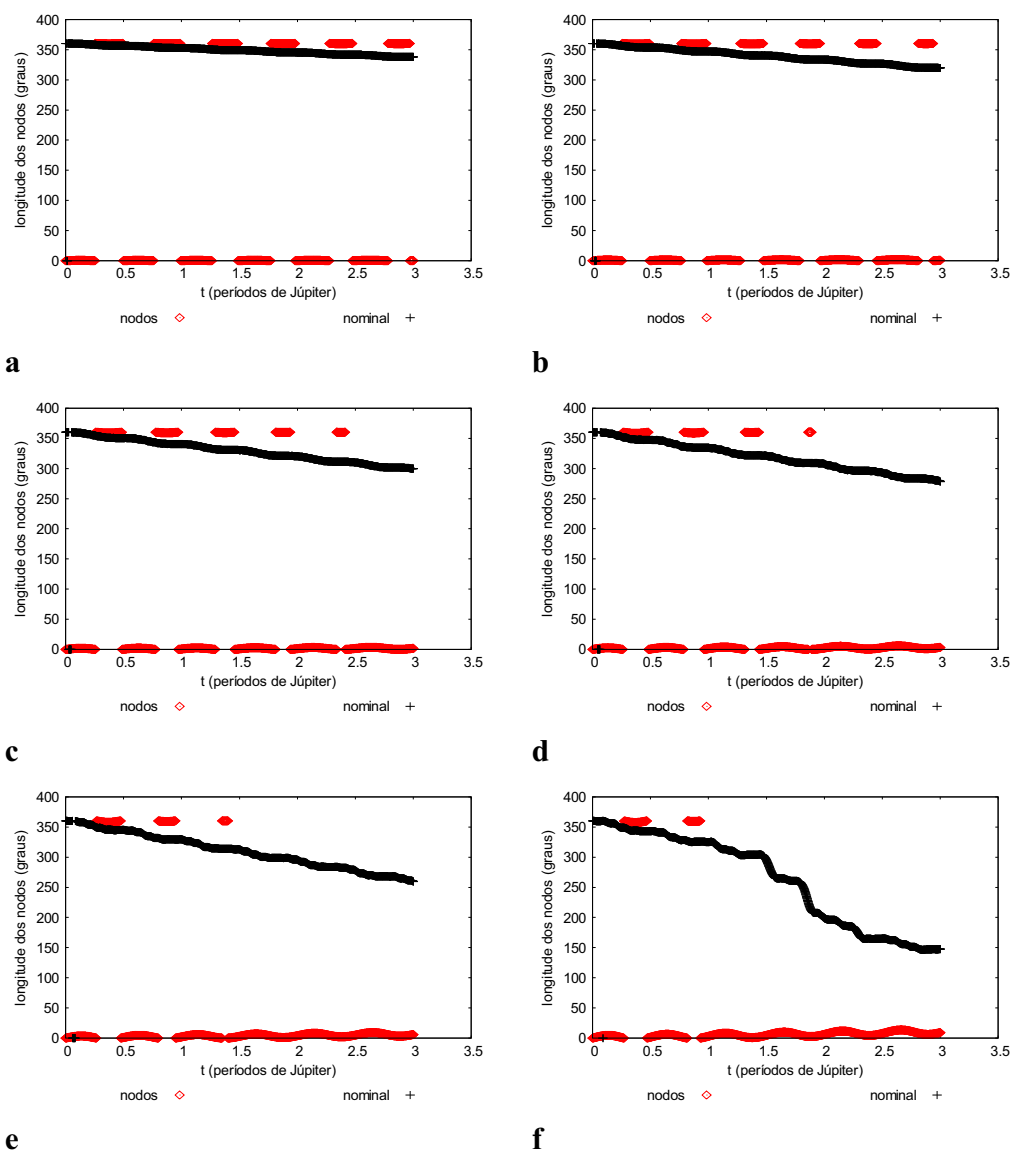


Figura A.31 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

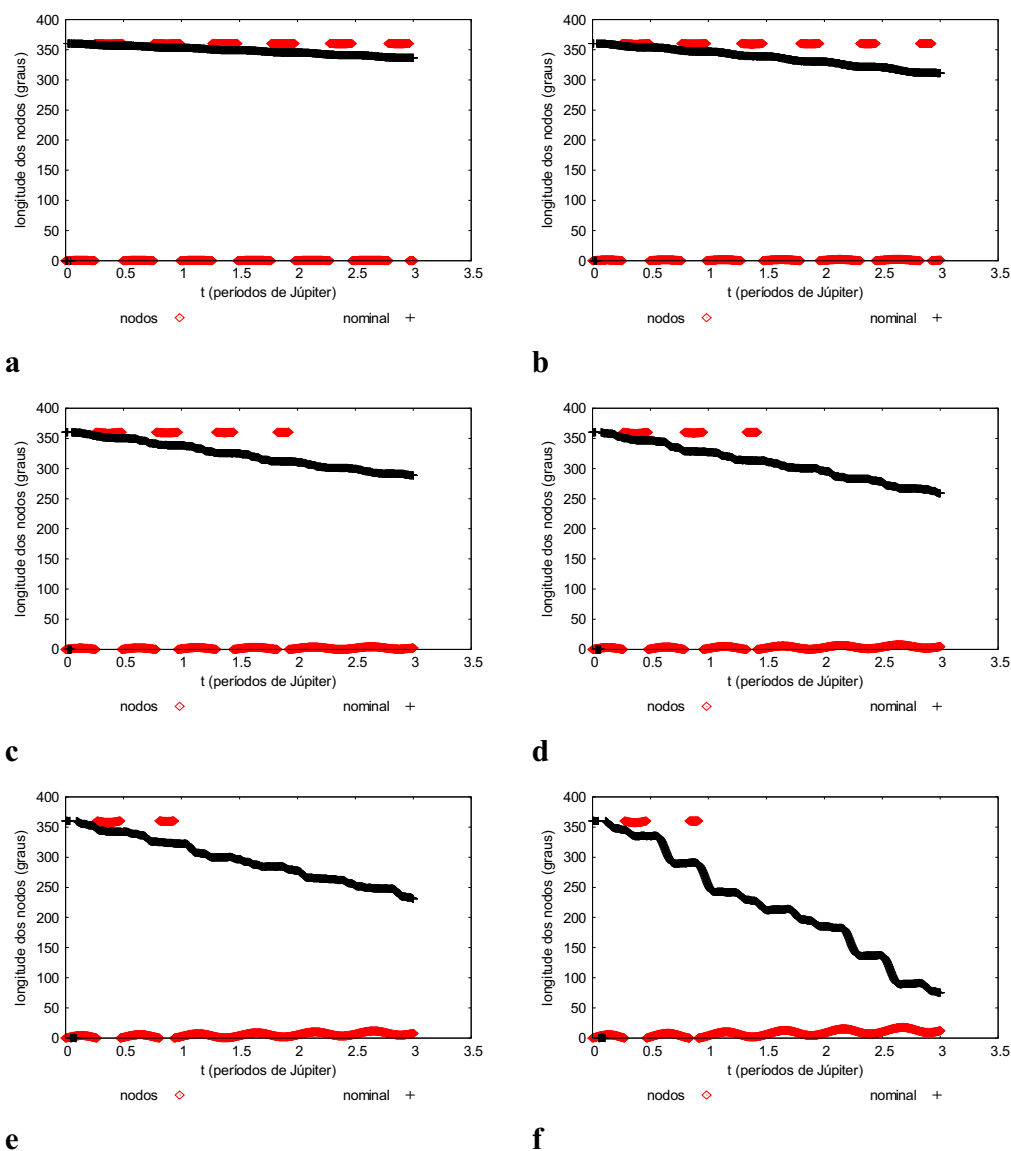


Figura A.32 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

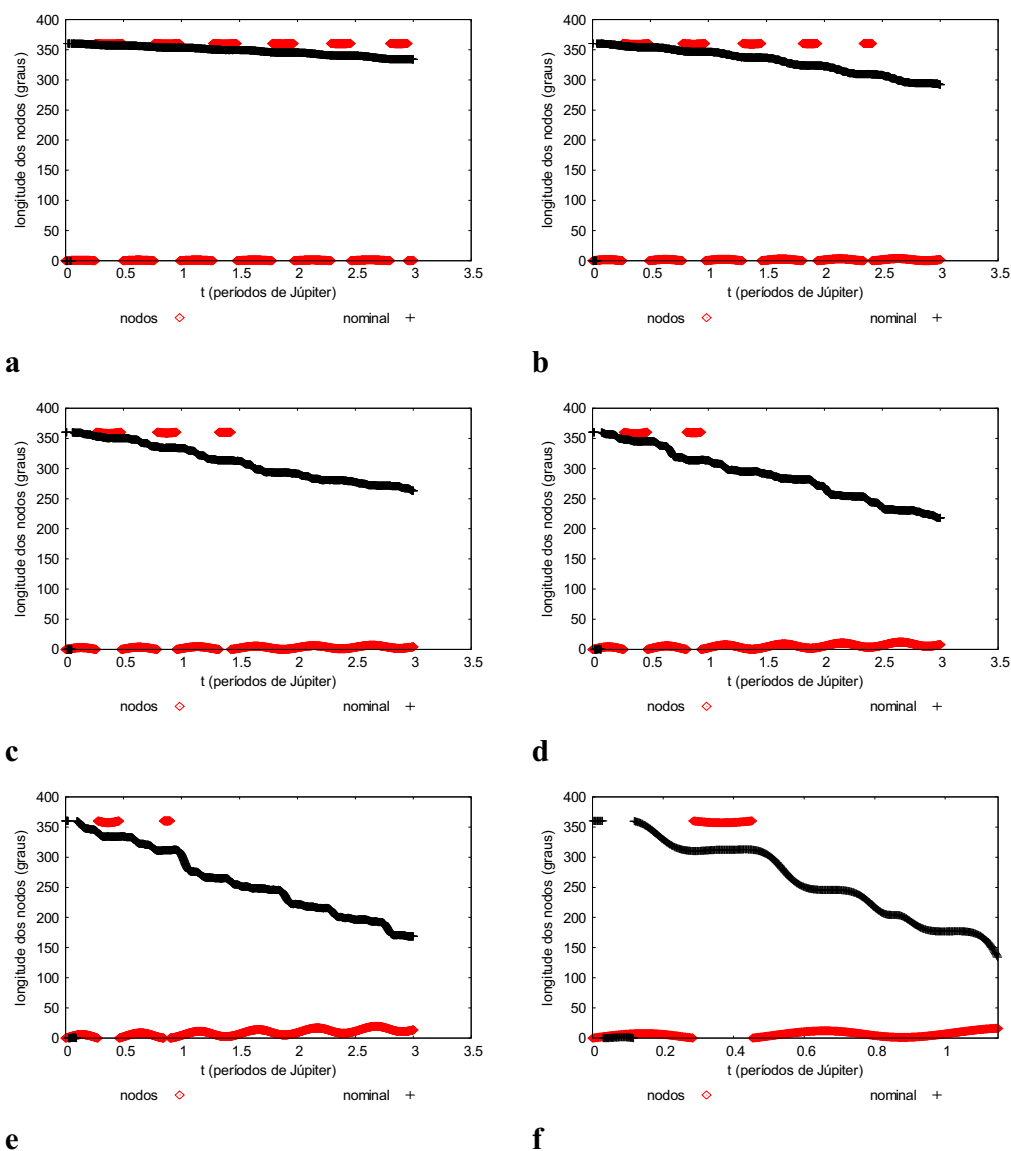


Figura A.33 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

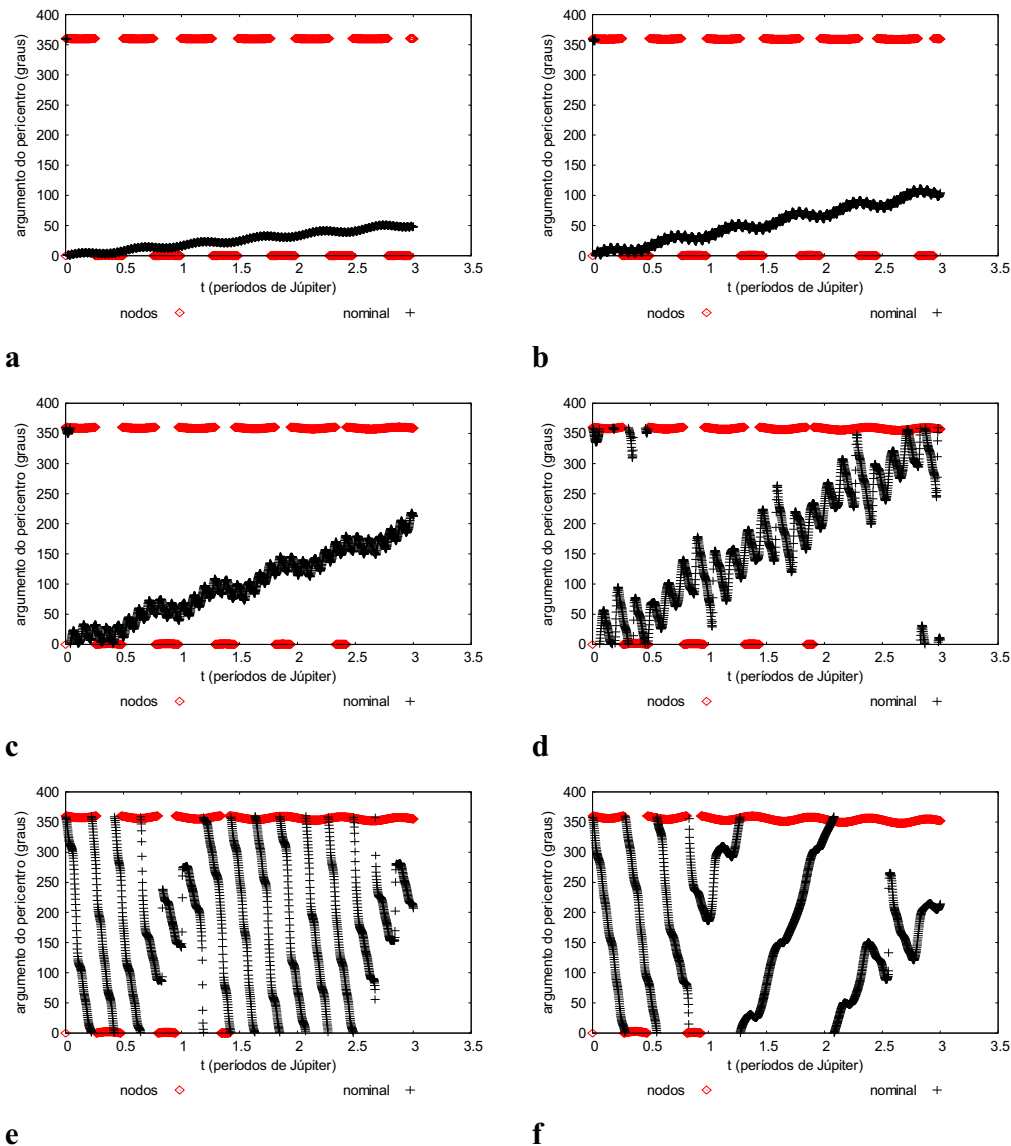


Figura A.34 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

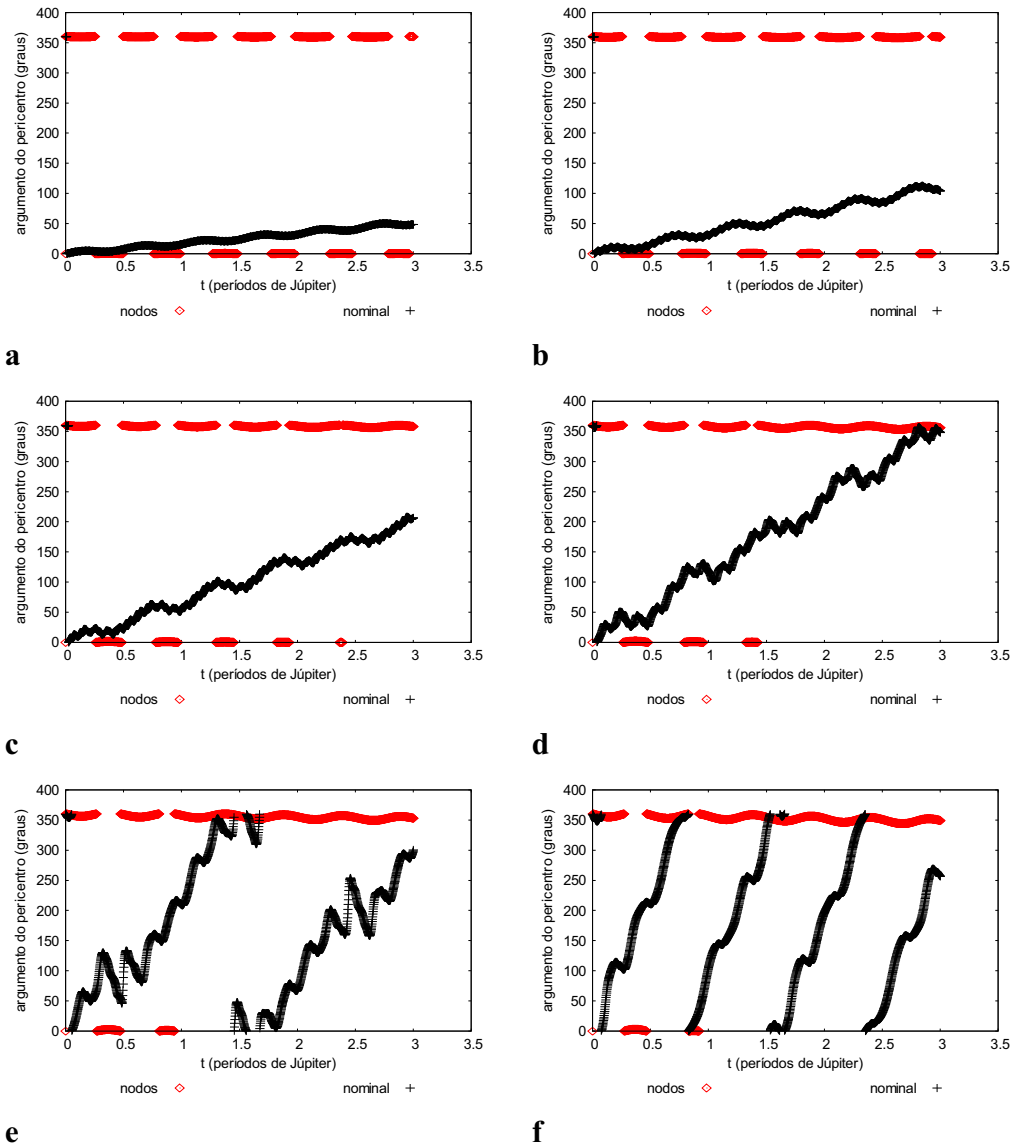


Figura A.35 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

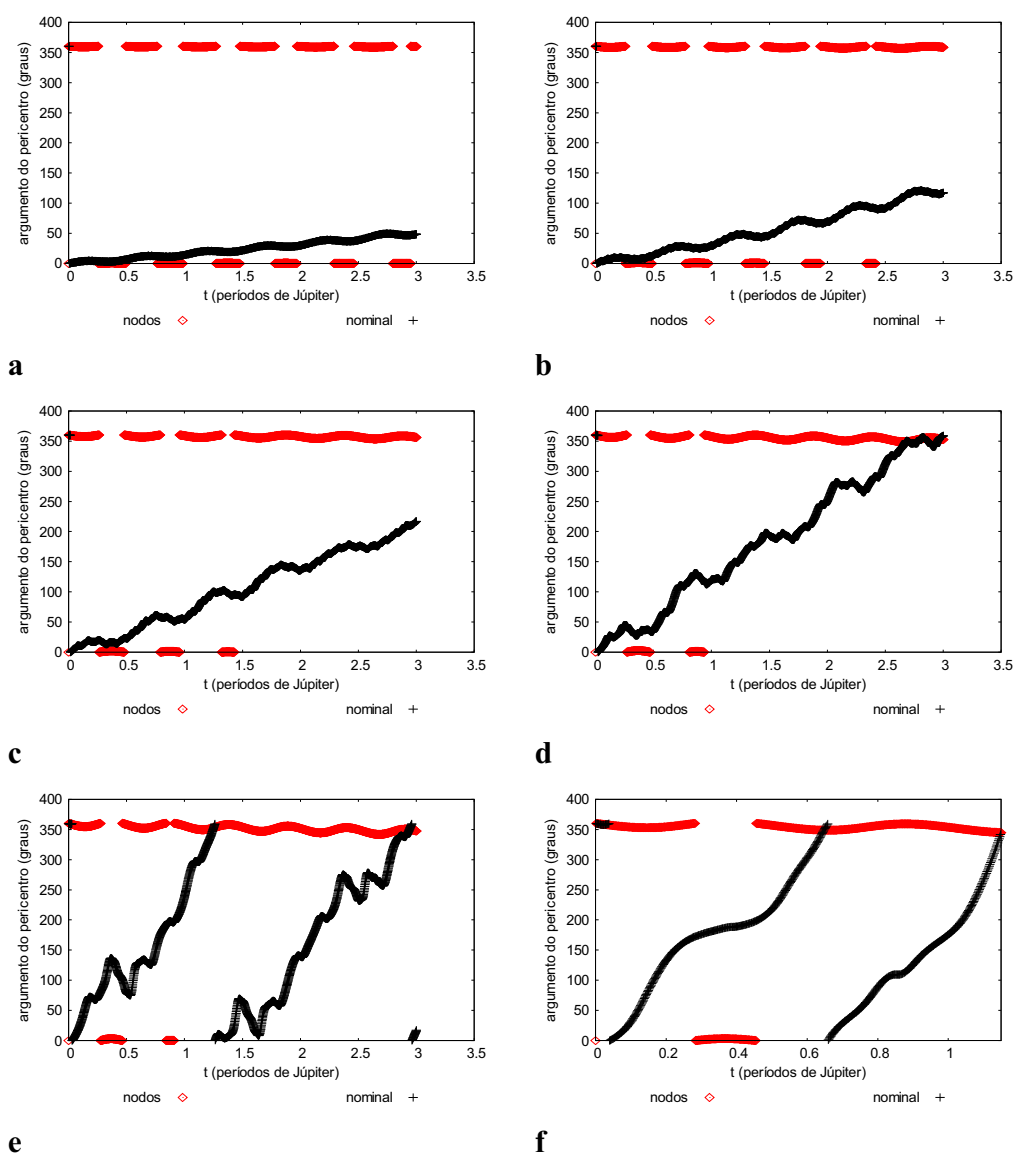


Figura A.36 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a parcela da função perturbadora referente à eveção dos nodos (nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A.4 – RESULTADO PARA A FUNÇÃO PERTURBADORA REFERENTE ÀS PARCELAS: A EVECÇÃO + A EVECÇÃO DOS NODOS

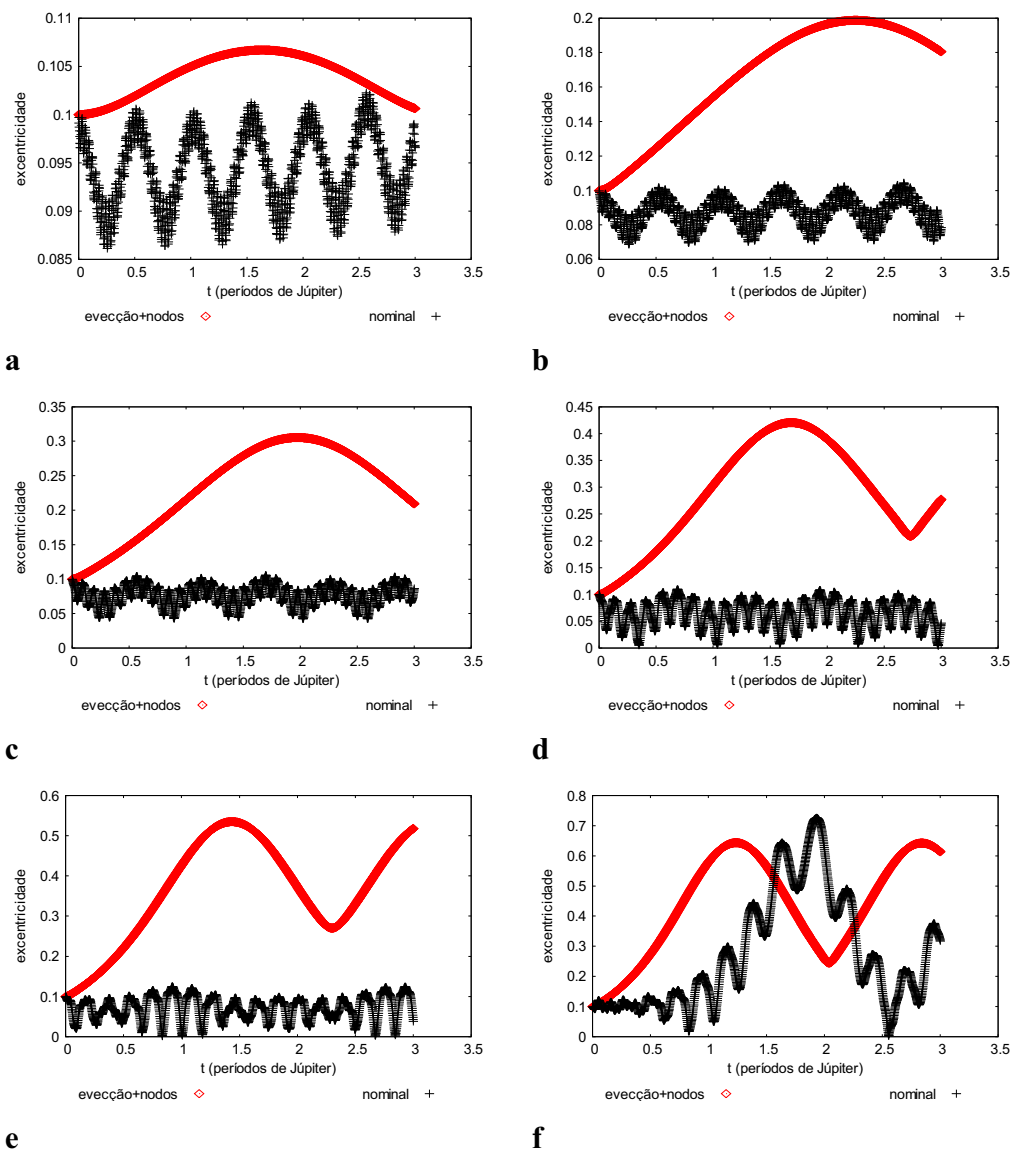


Figura A.37 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

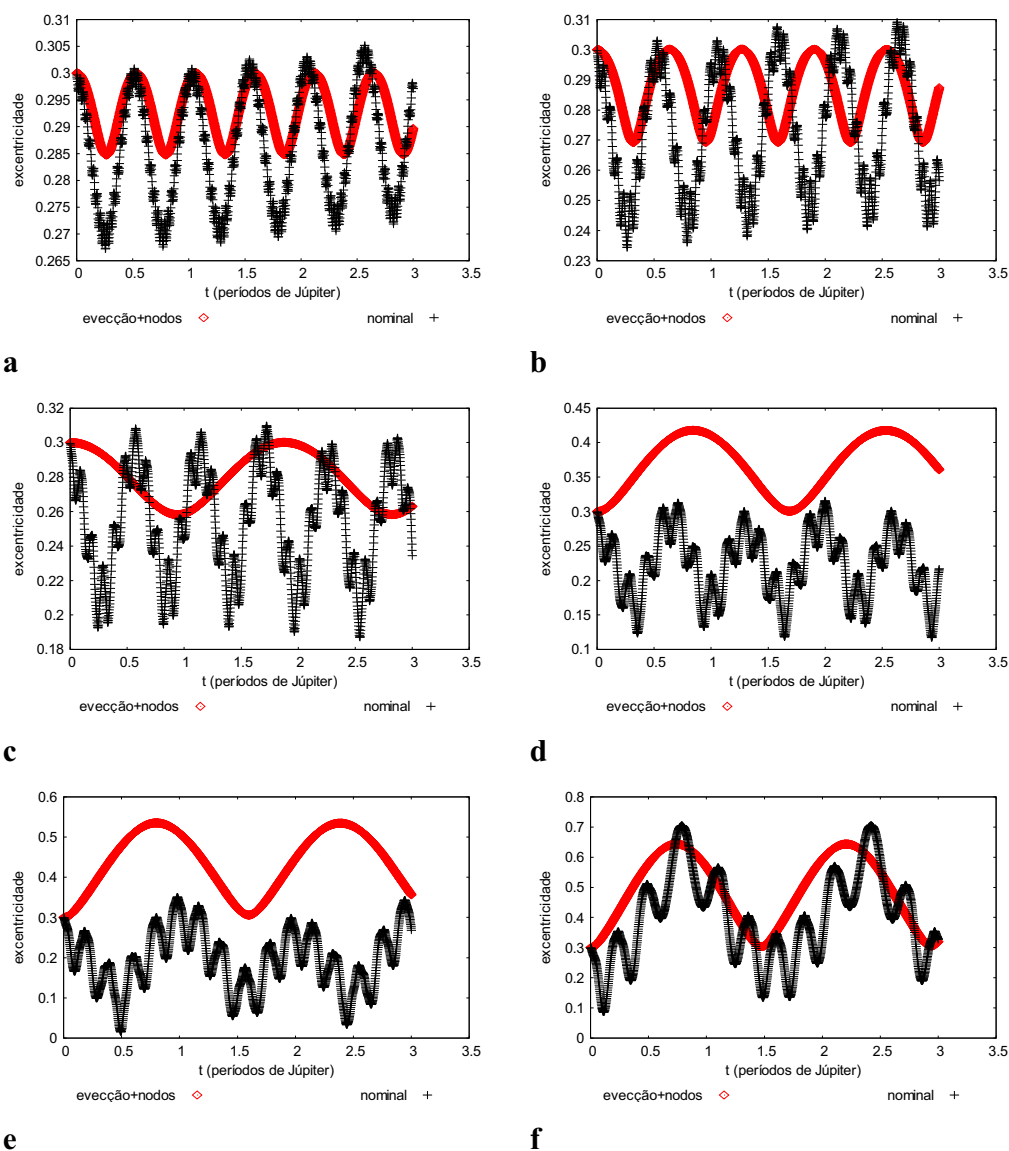


Figura A.38 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à eveção e a eveção dos nodos (eveção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

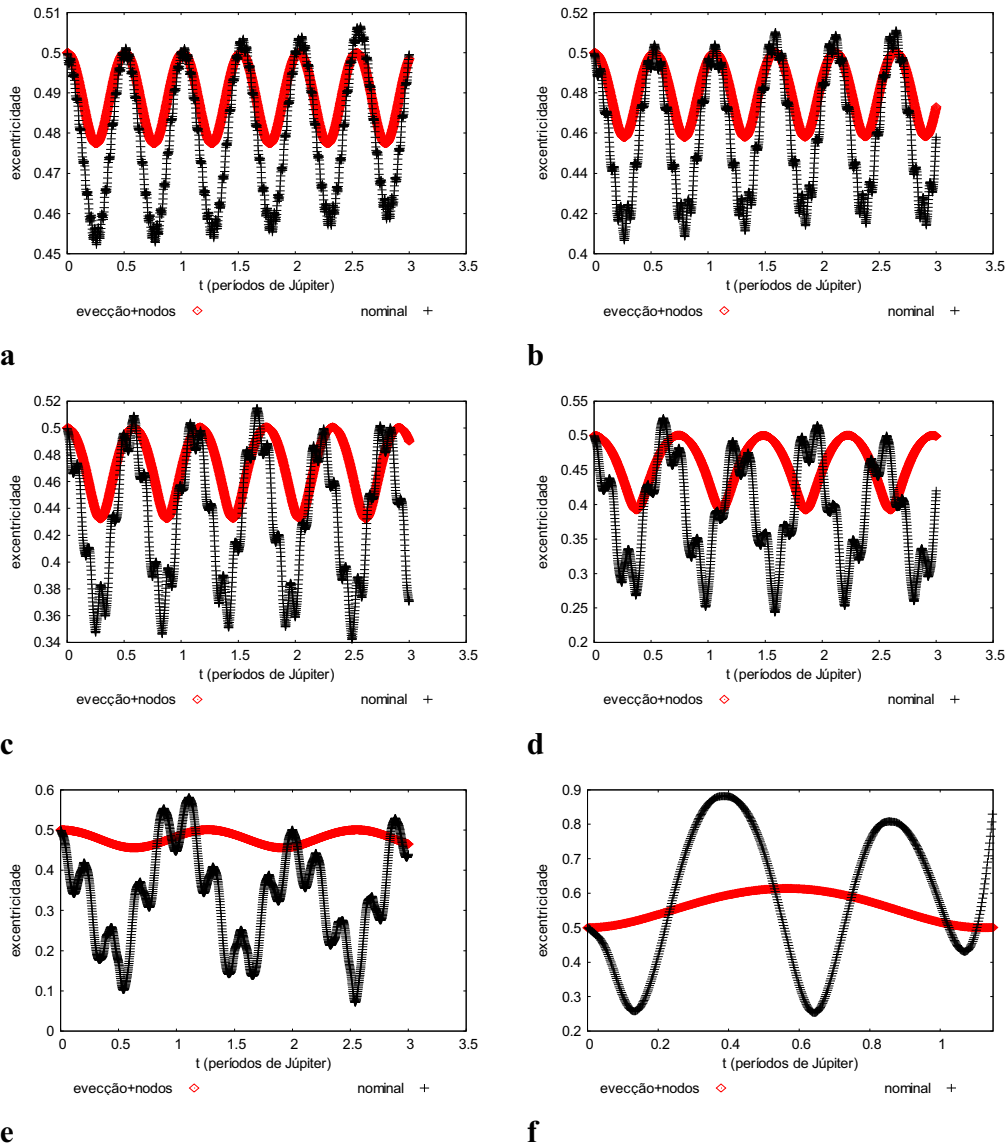


Figura A.39 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à eveção e a eveção dos nodos (eveção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_j$ (a), $150 R_j$ (b), $200 R_j$ (c), $250 R_j$ (d), $300 R_j$ (e) e $350 R_j$ (f).

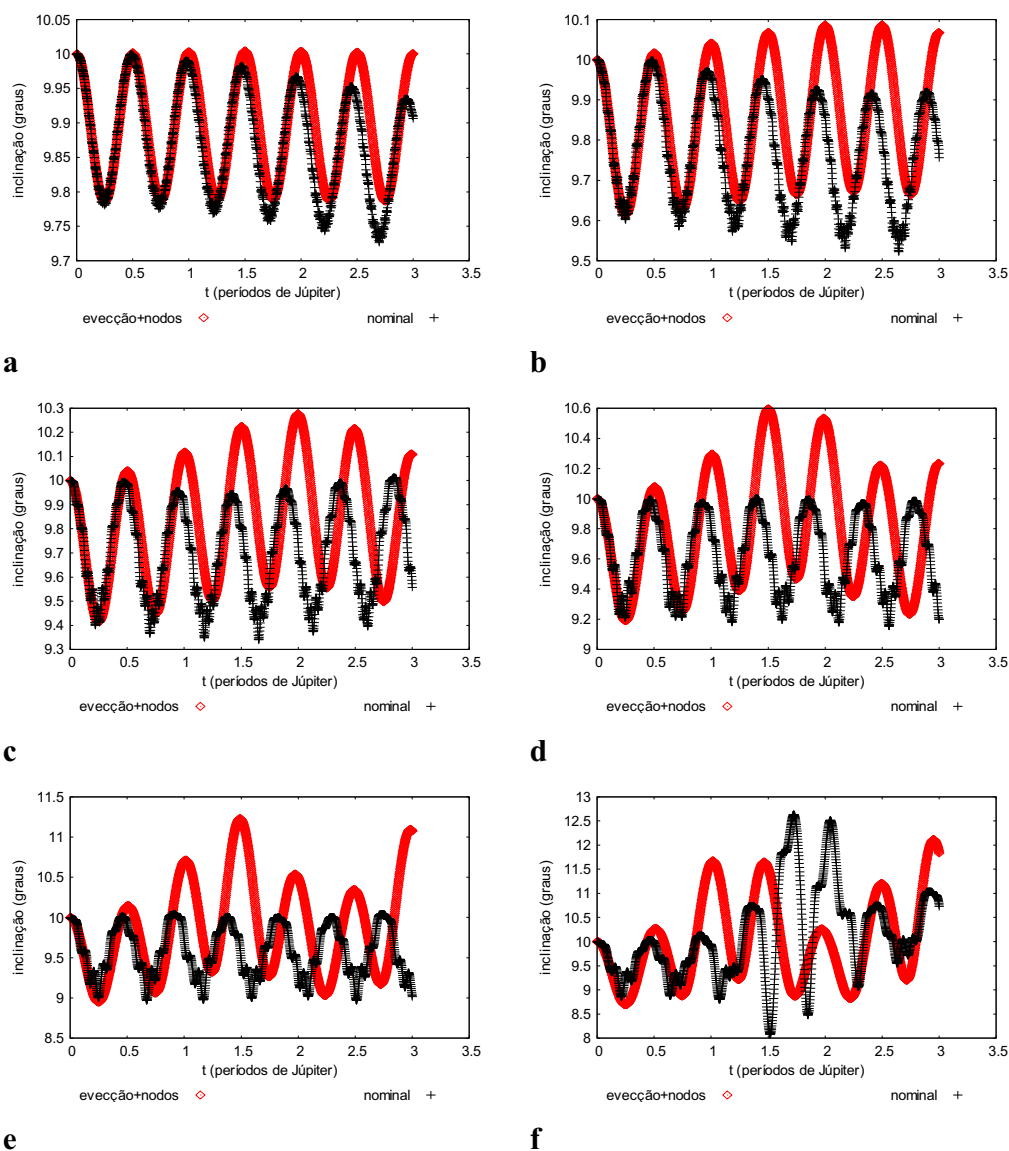


Figura A.40 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à eveção e a eveção dos nodos (eveção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

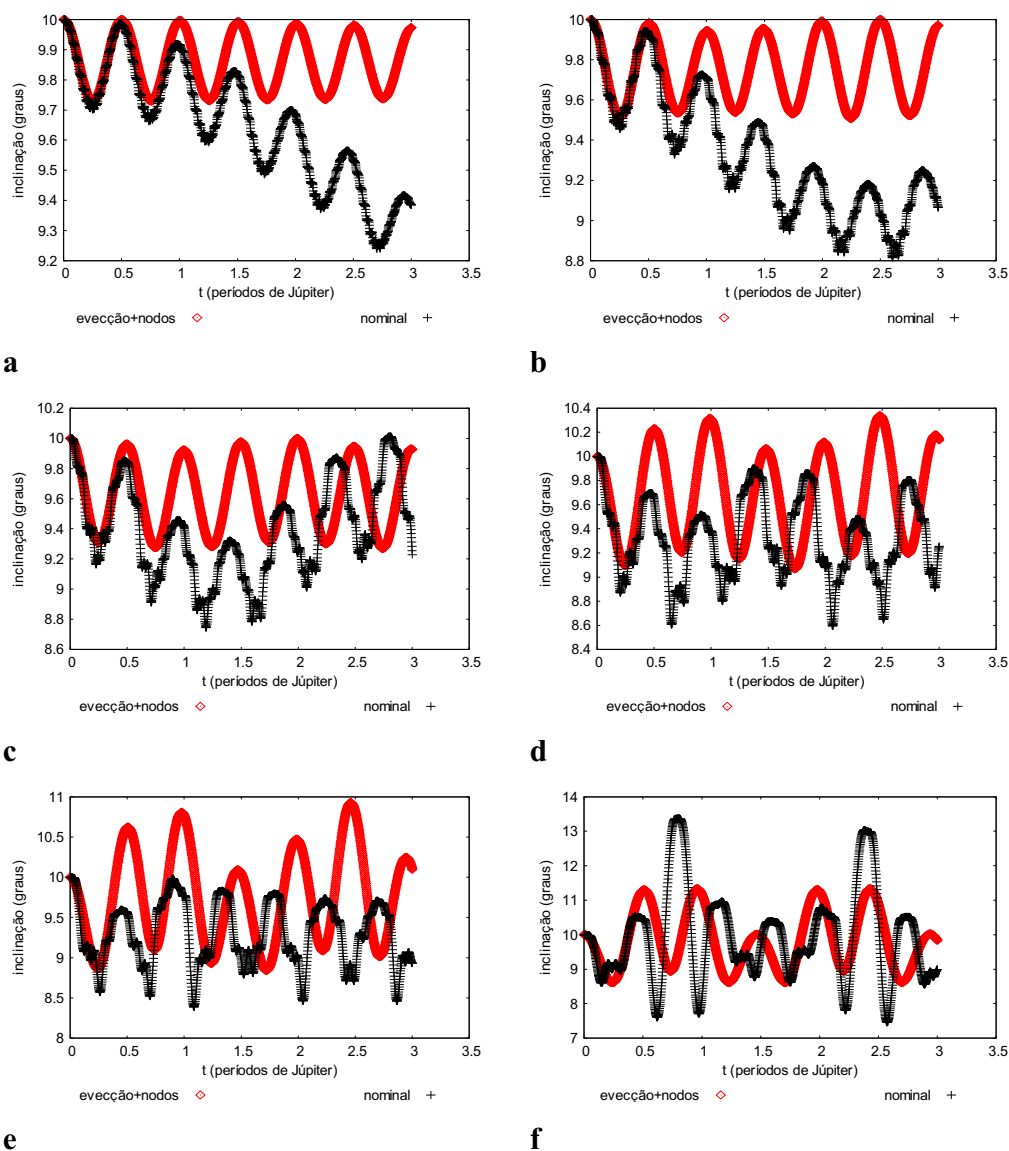


Figura A.41 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à eveção e a eveção dos nodos (eveção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

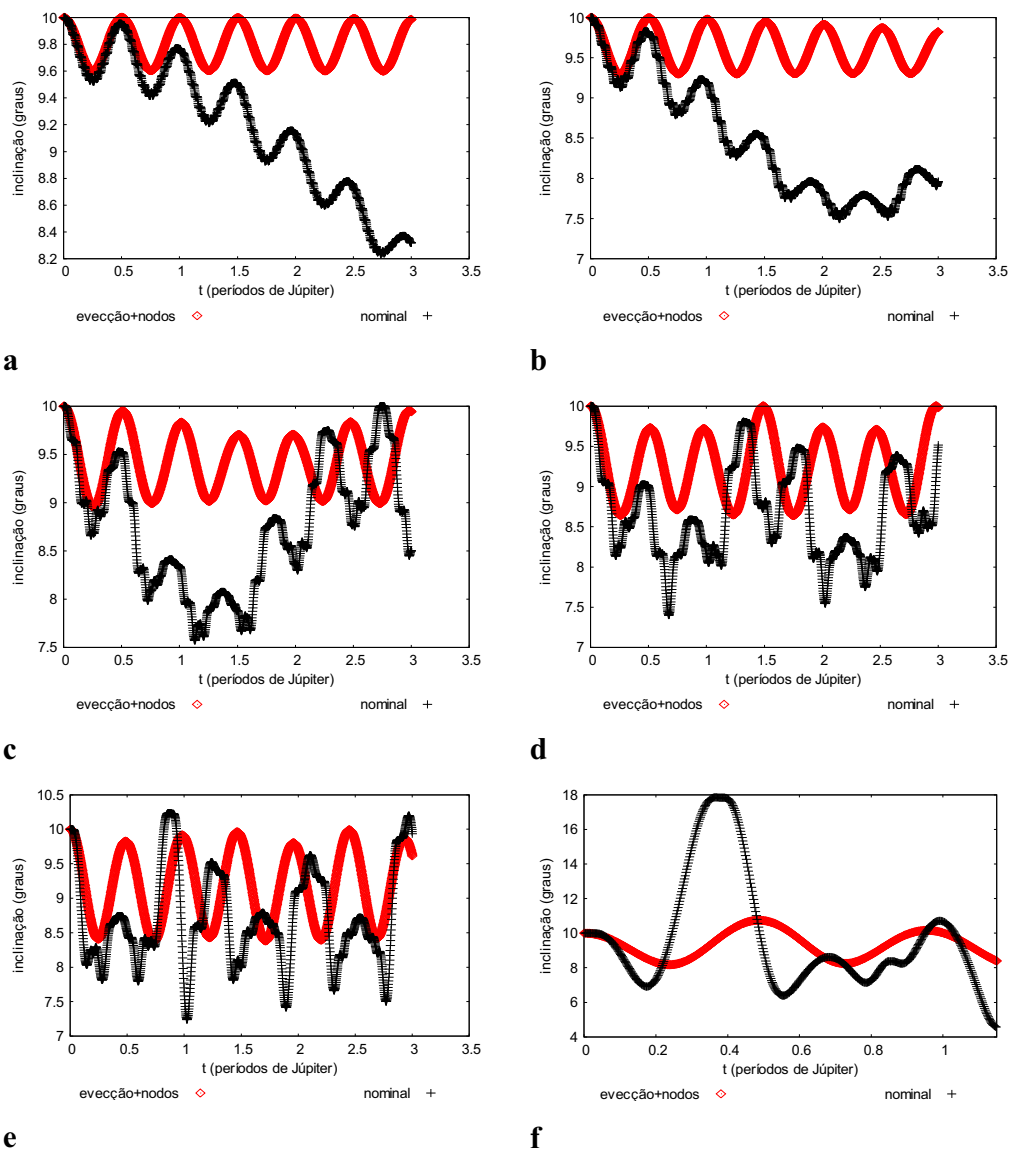


Figura A.42 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,5$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

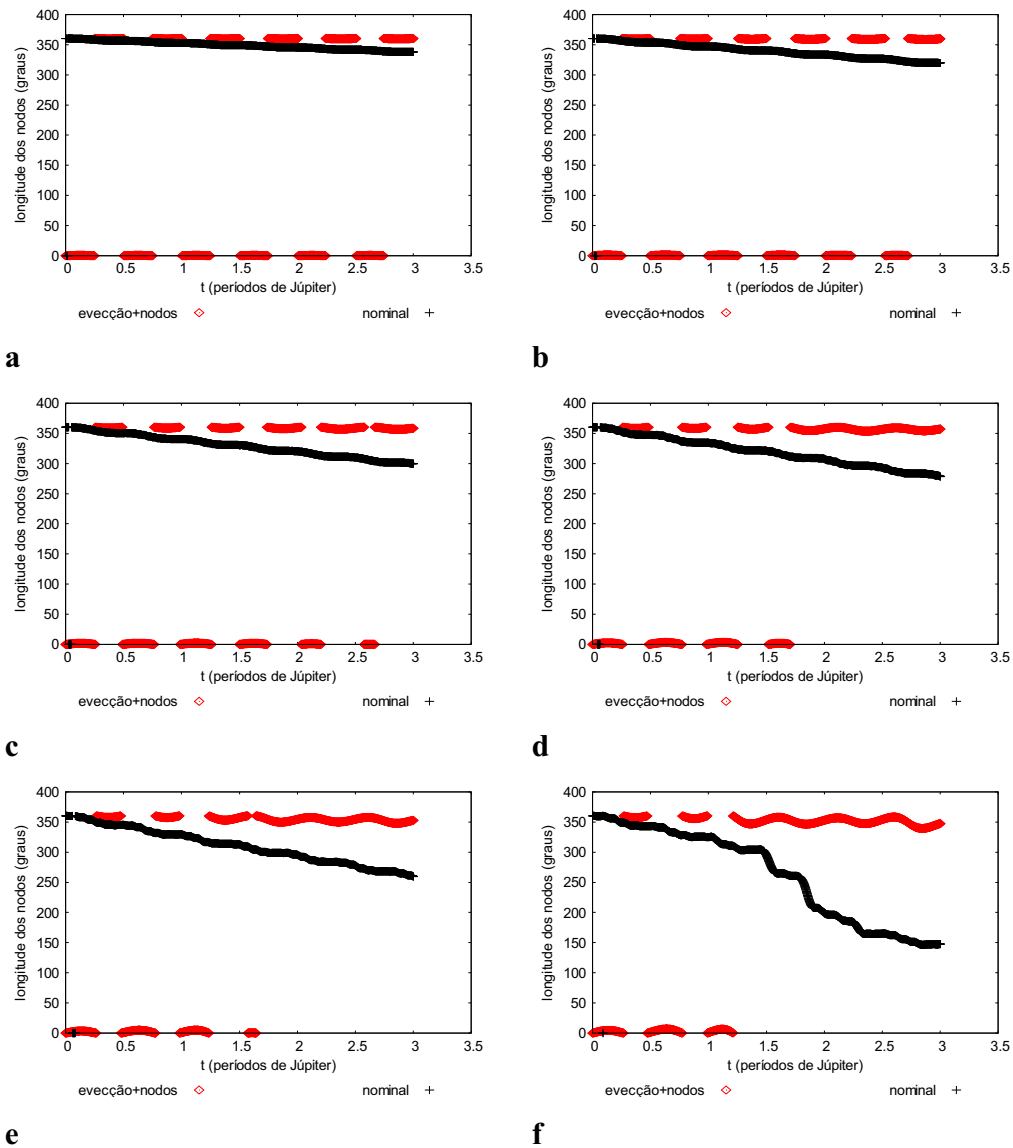


Figura A.43 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

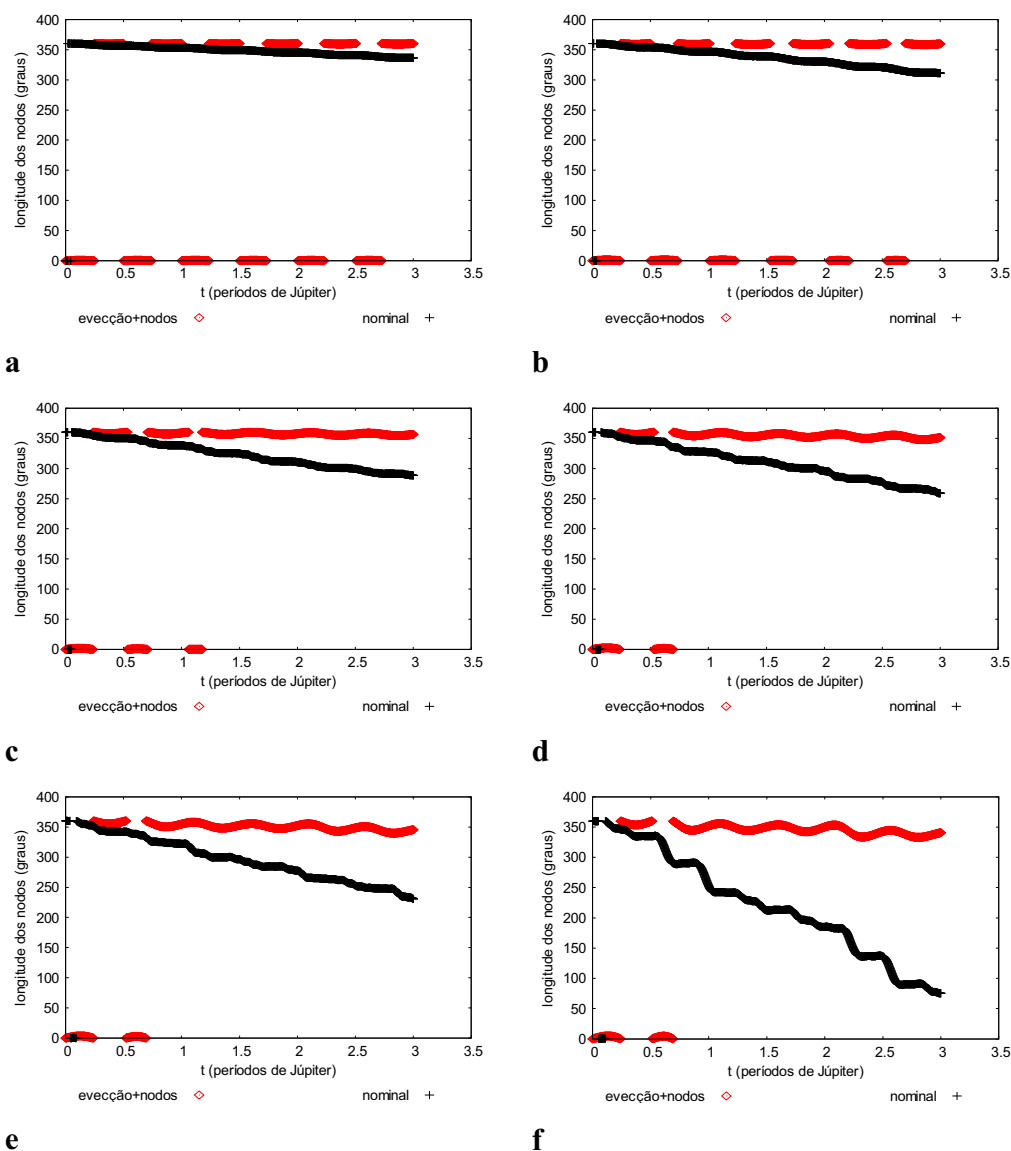


Figura A.44 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

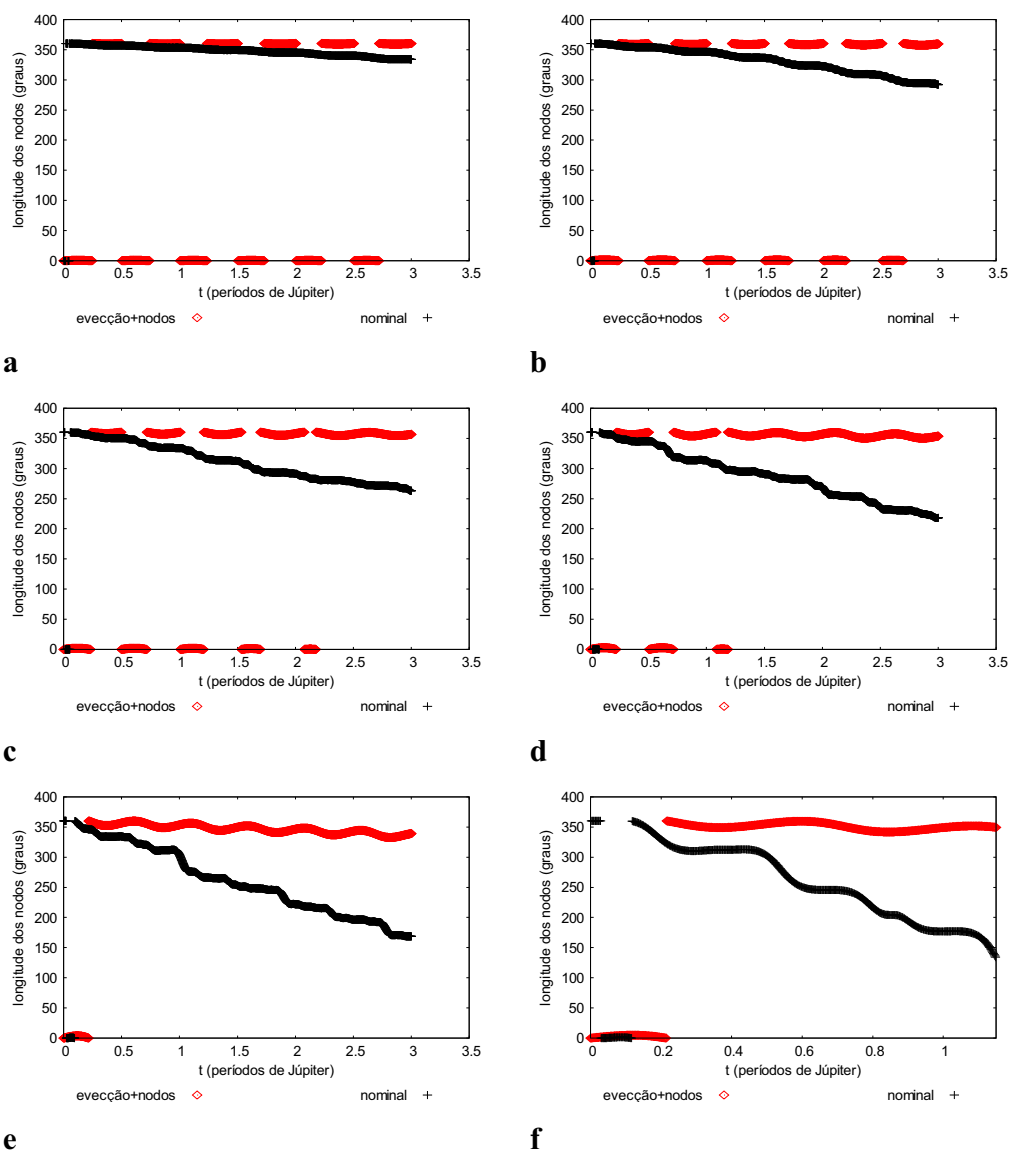


Figura A.45 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

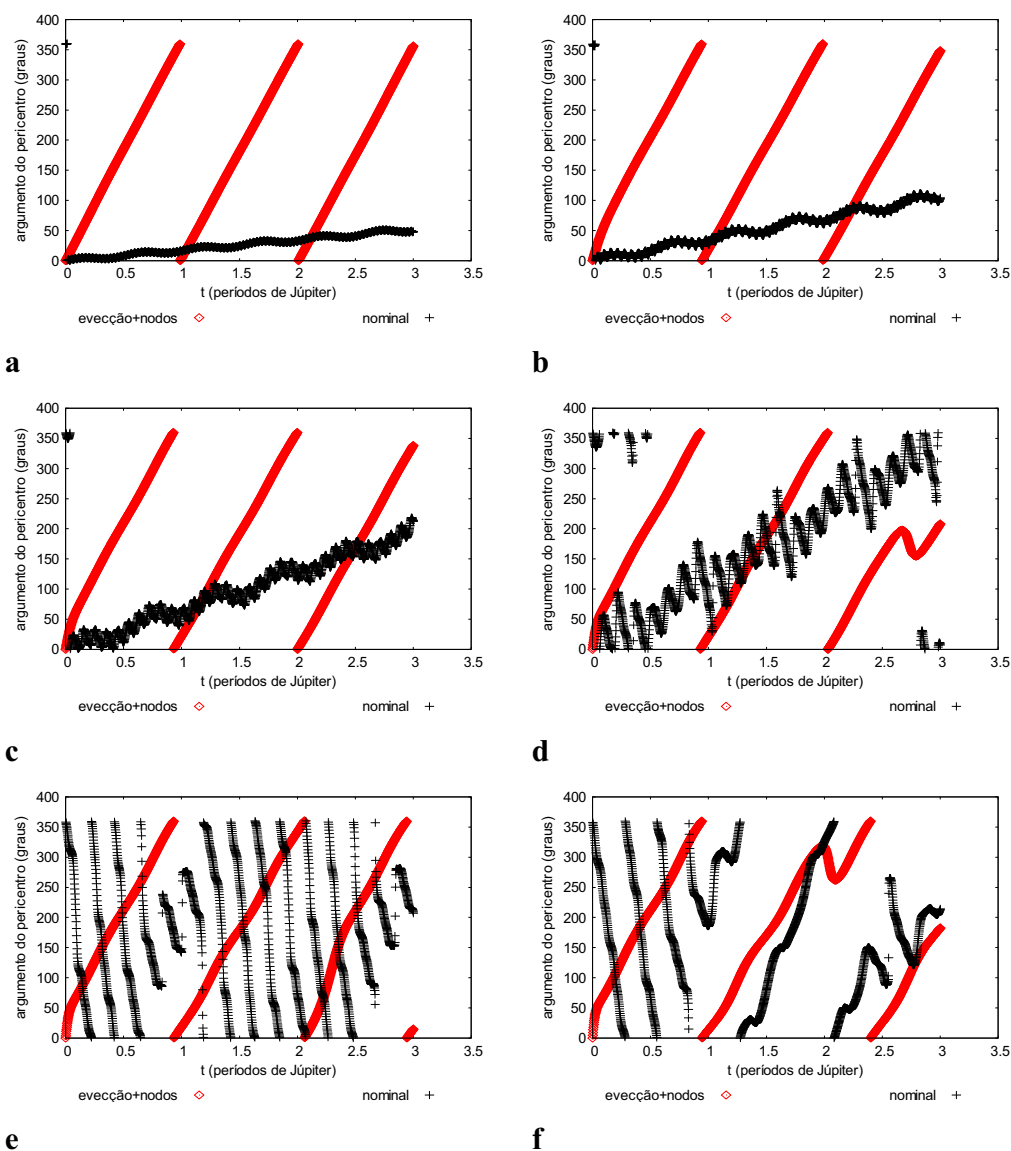


Figura A.46 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

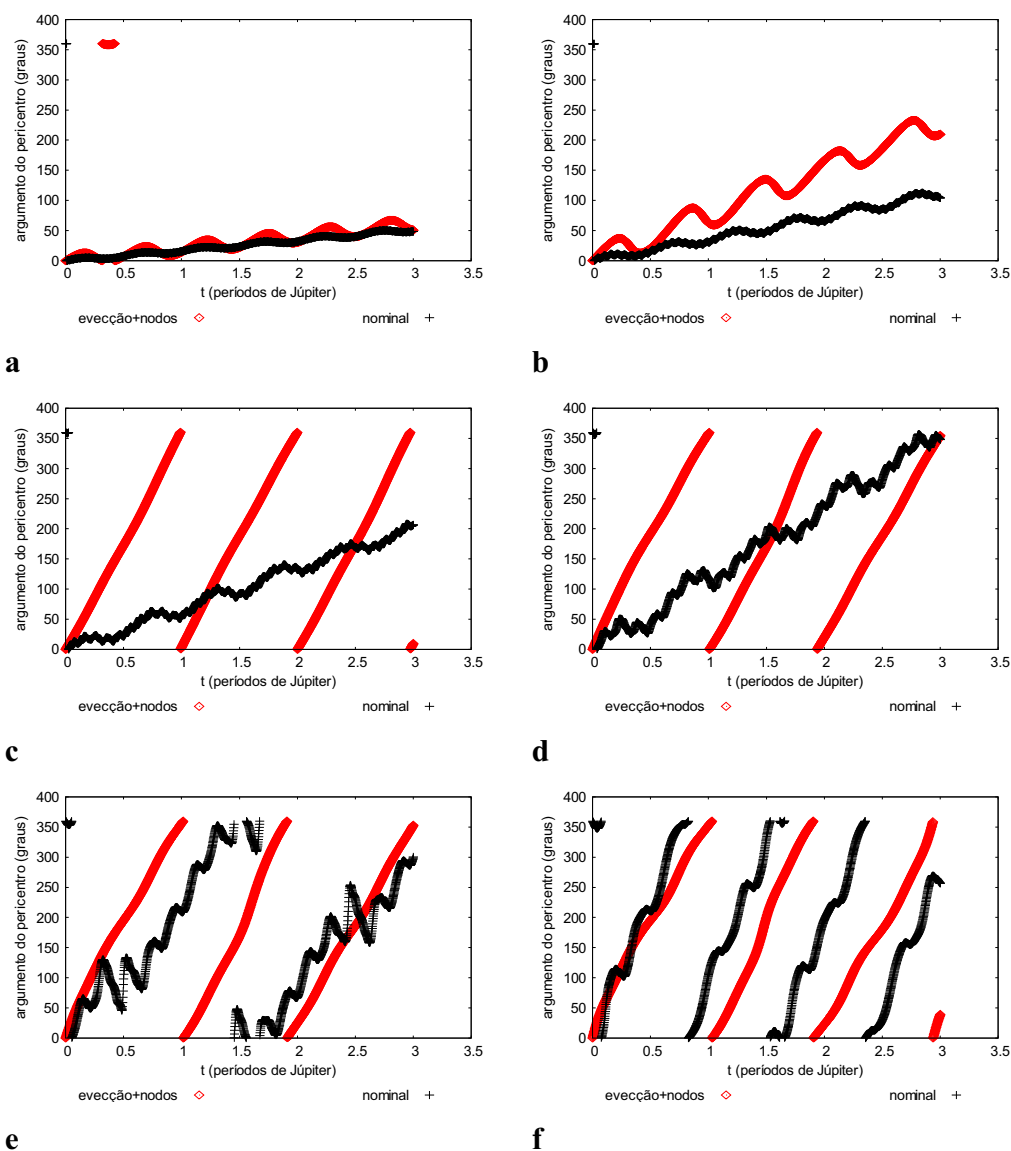


Figura A.47 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

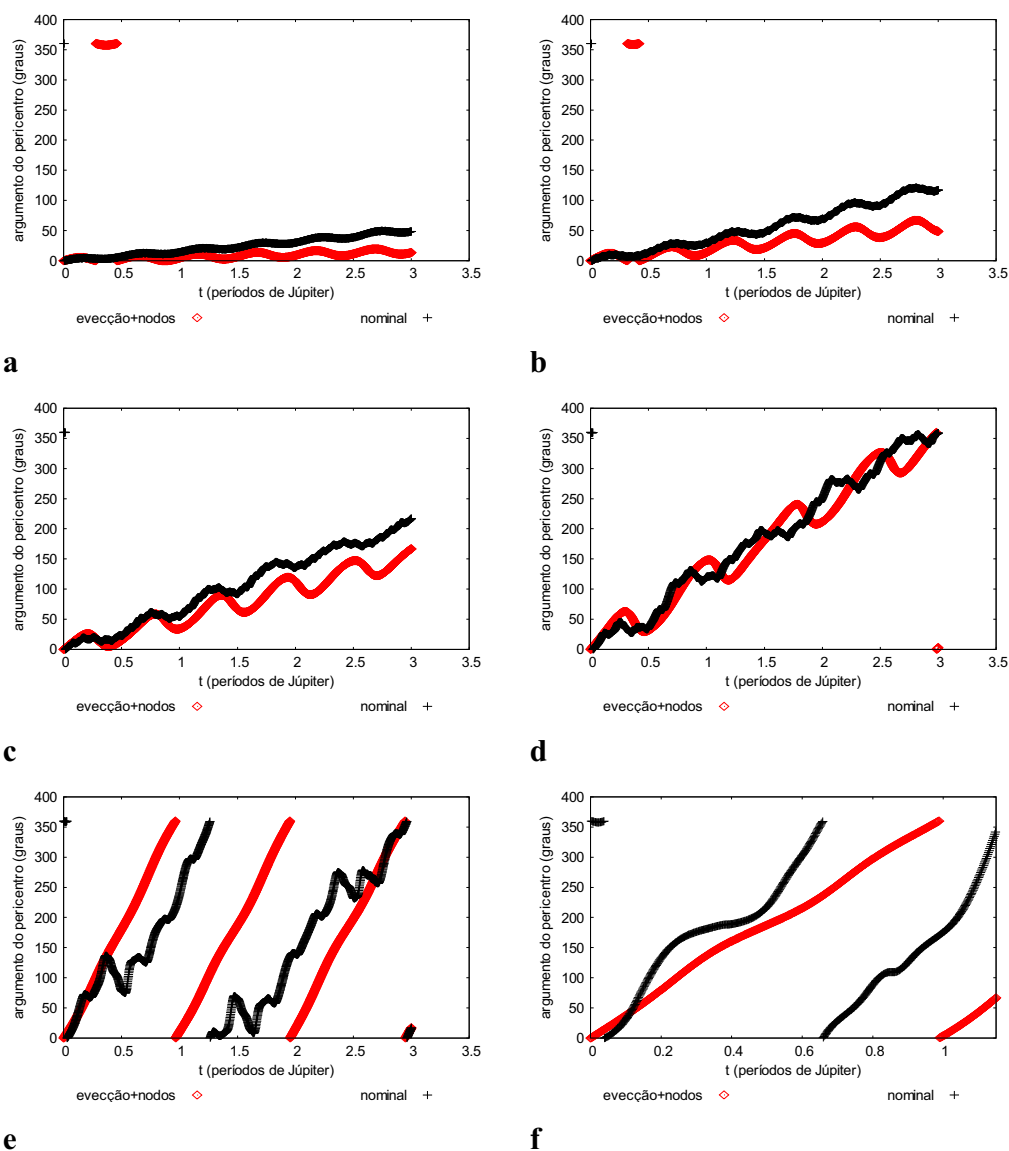


Figura A.48 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à evecção e a evecção dos nodos (evecção+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

A.5 – RESULTADO PARA A FUNÇÃO PERTURBADORA REFERENTE ÀS PARCELAS: KOZAI + A EVECÇÃO

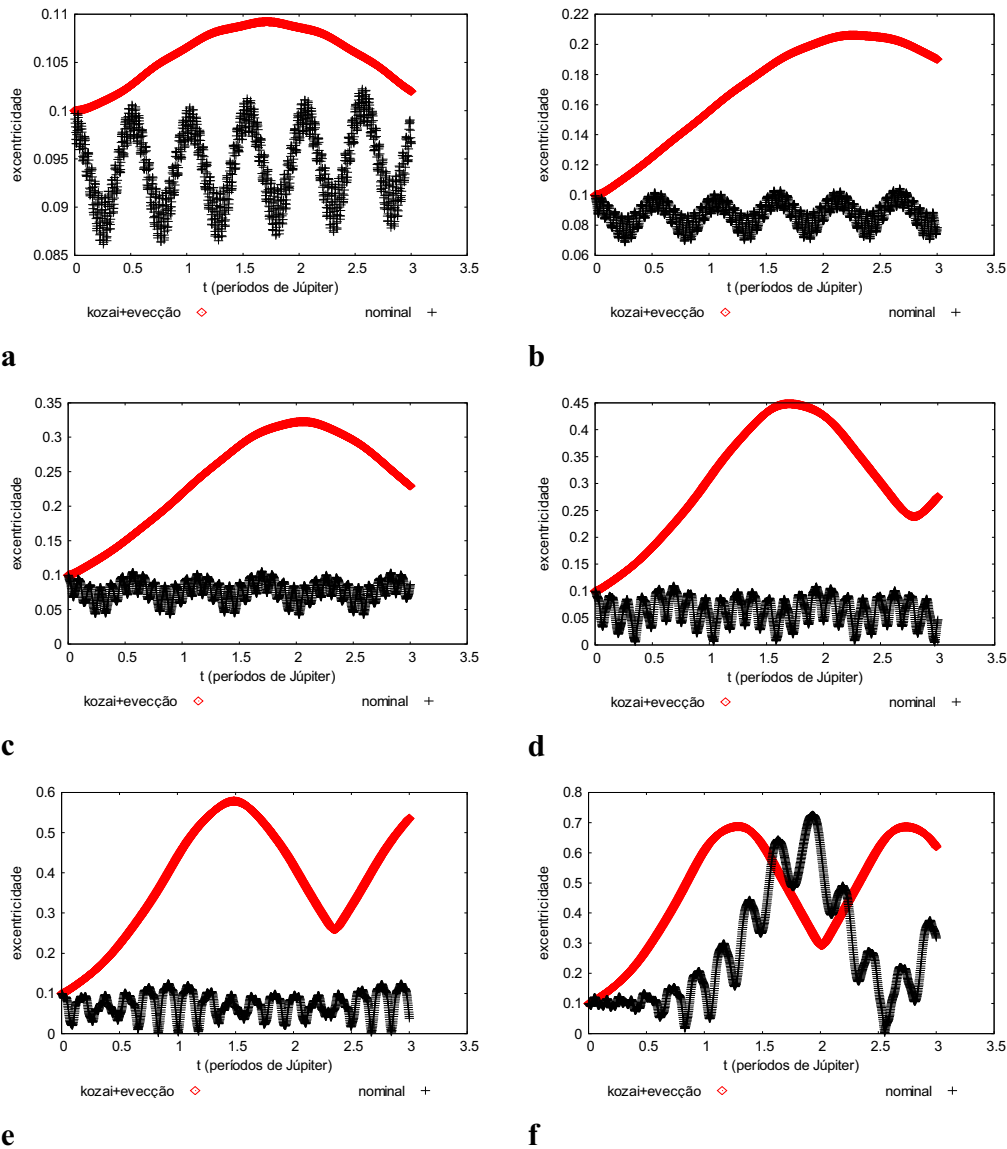


Figura A.49 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção (kozai+evecção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_j$ (a), $150 R_j$ (b), $200 R_j$ (c), $250 R_j$ (d), $300 R_j$ (e) e $350 R_j$ (f).

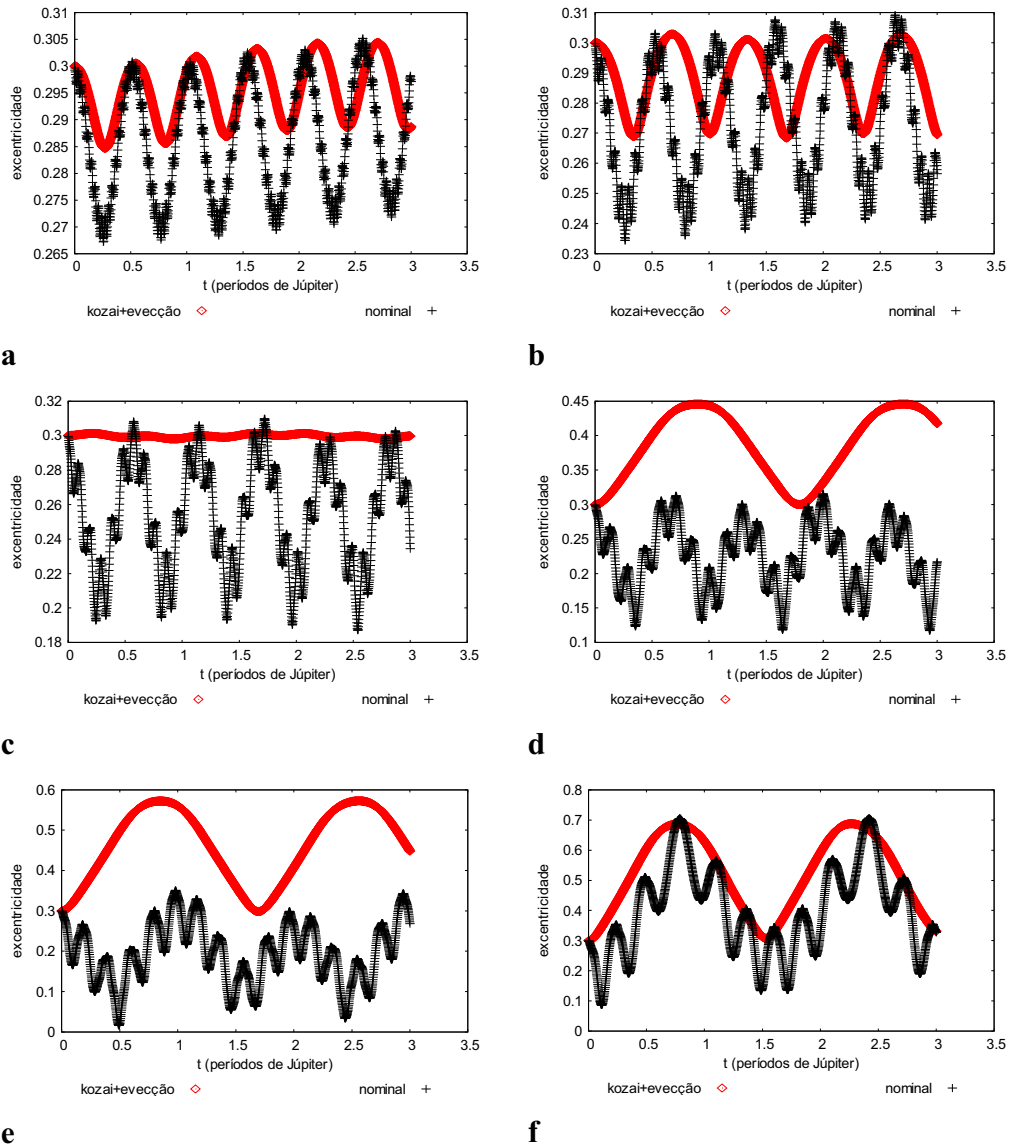
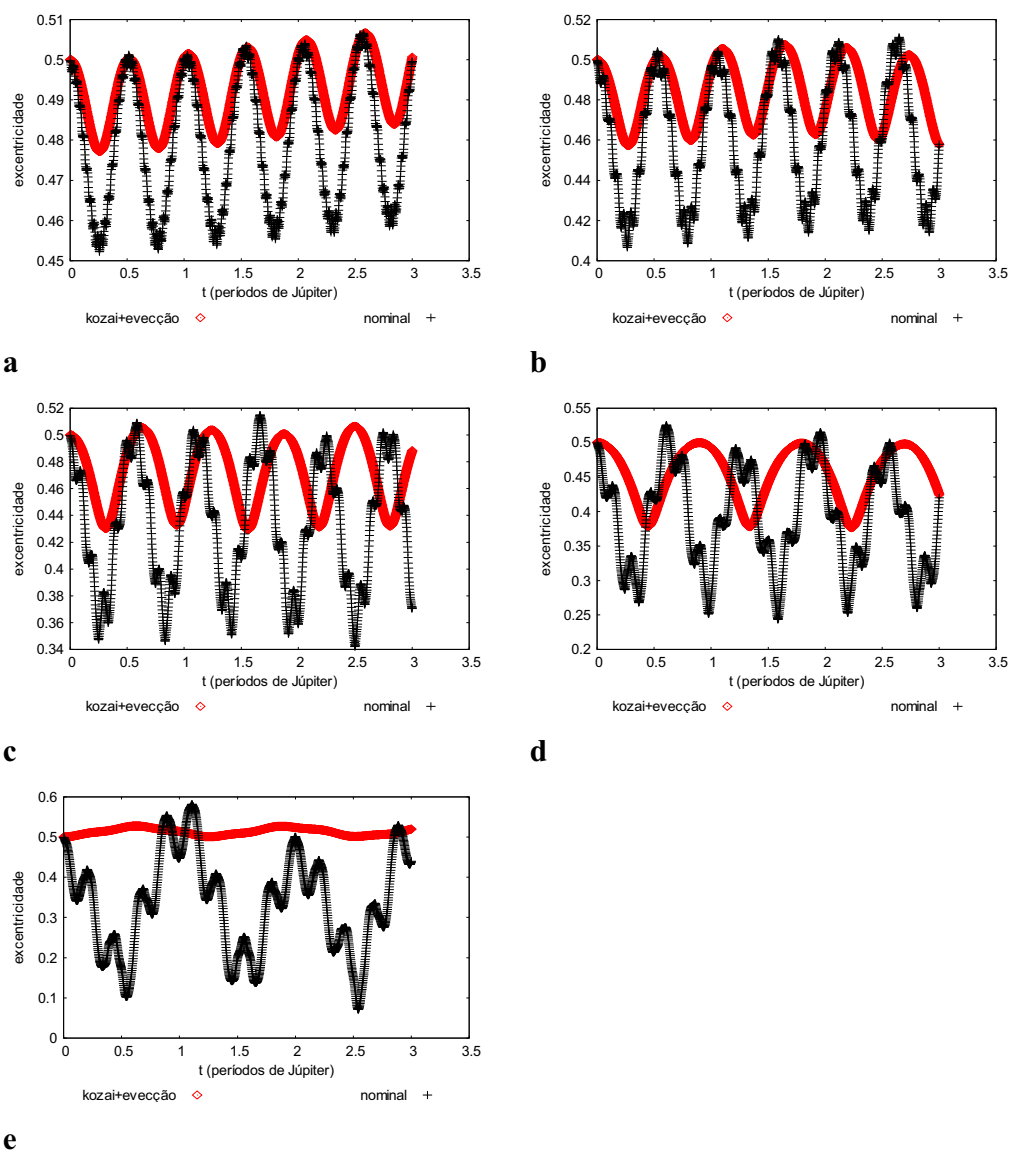


Figura A.50 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveção (kozai+eveção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,3$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_j (a), 150 R_j (b), 200 R_j (c), 250 R_j (d), 300 R_j (e) e 350 R_j (f).



e

Figura A.51 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveção (kozai+eveção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_j$ (a), $150 R_j$ (b), $200 R_j$ (c), $250 R_j$ (d) e $300 R_j$ (e).

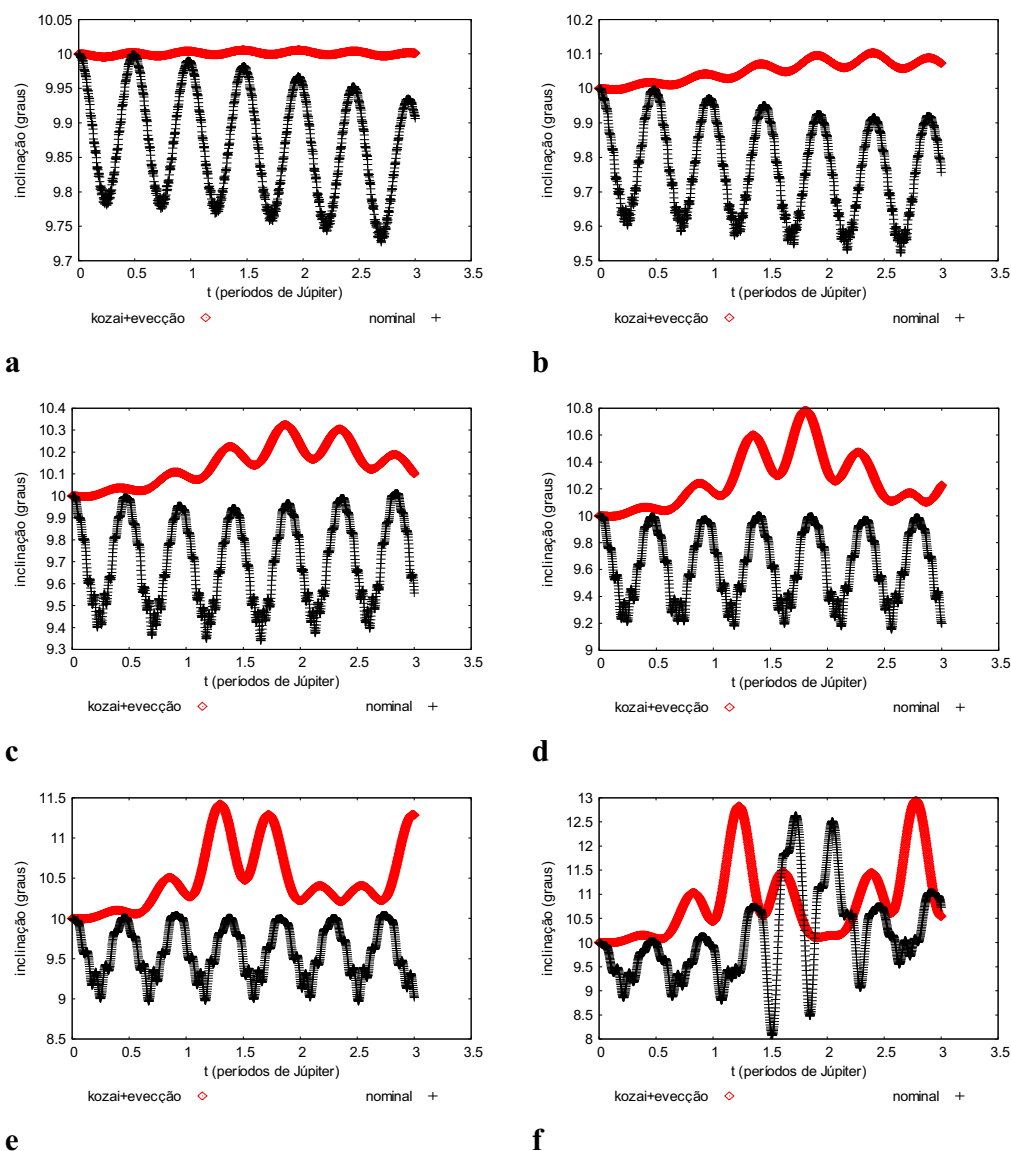


Figura A.52 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccão) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

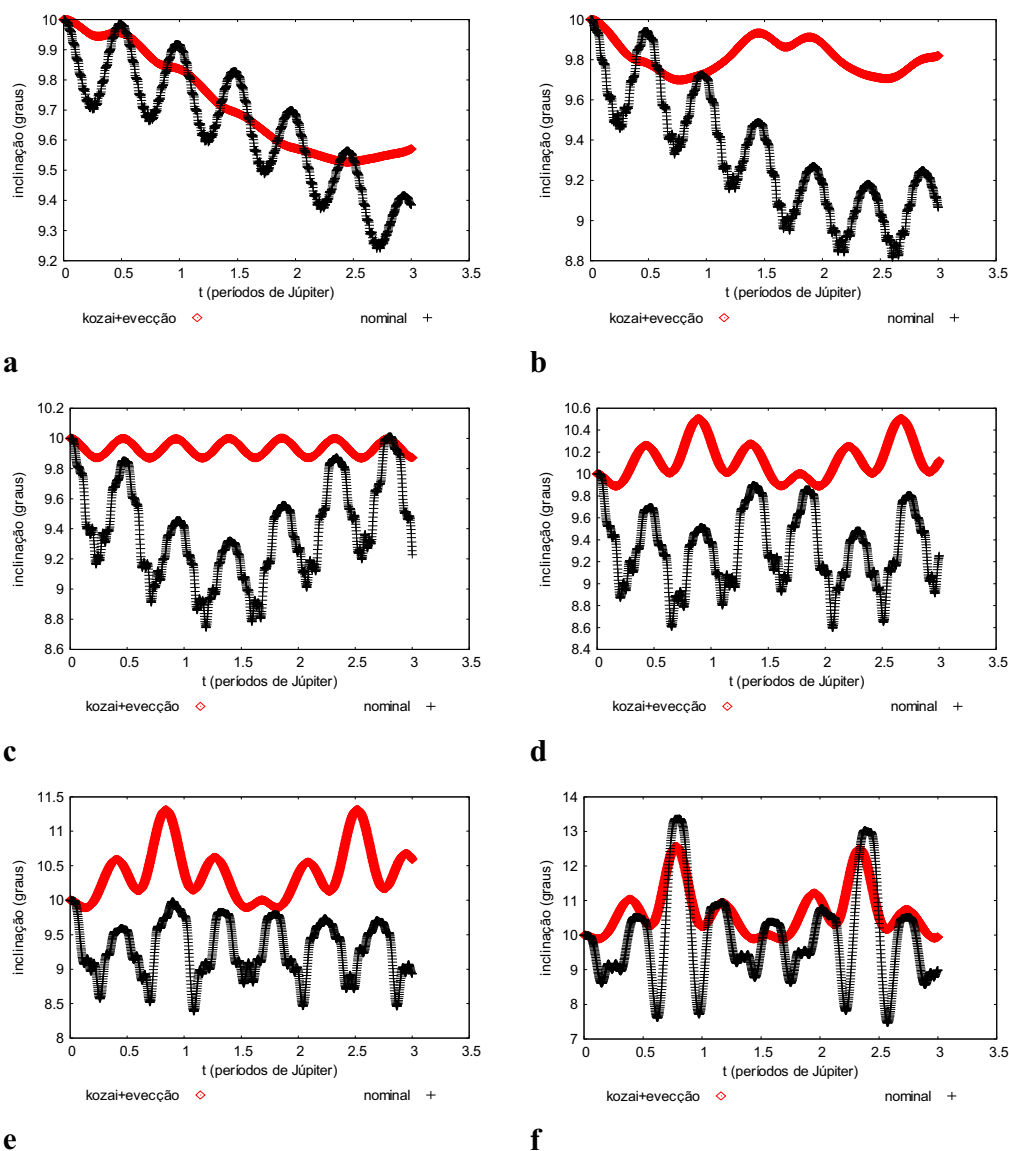


Figura A.53 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

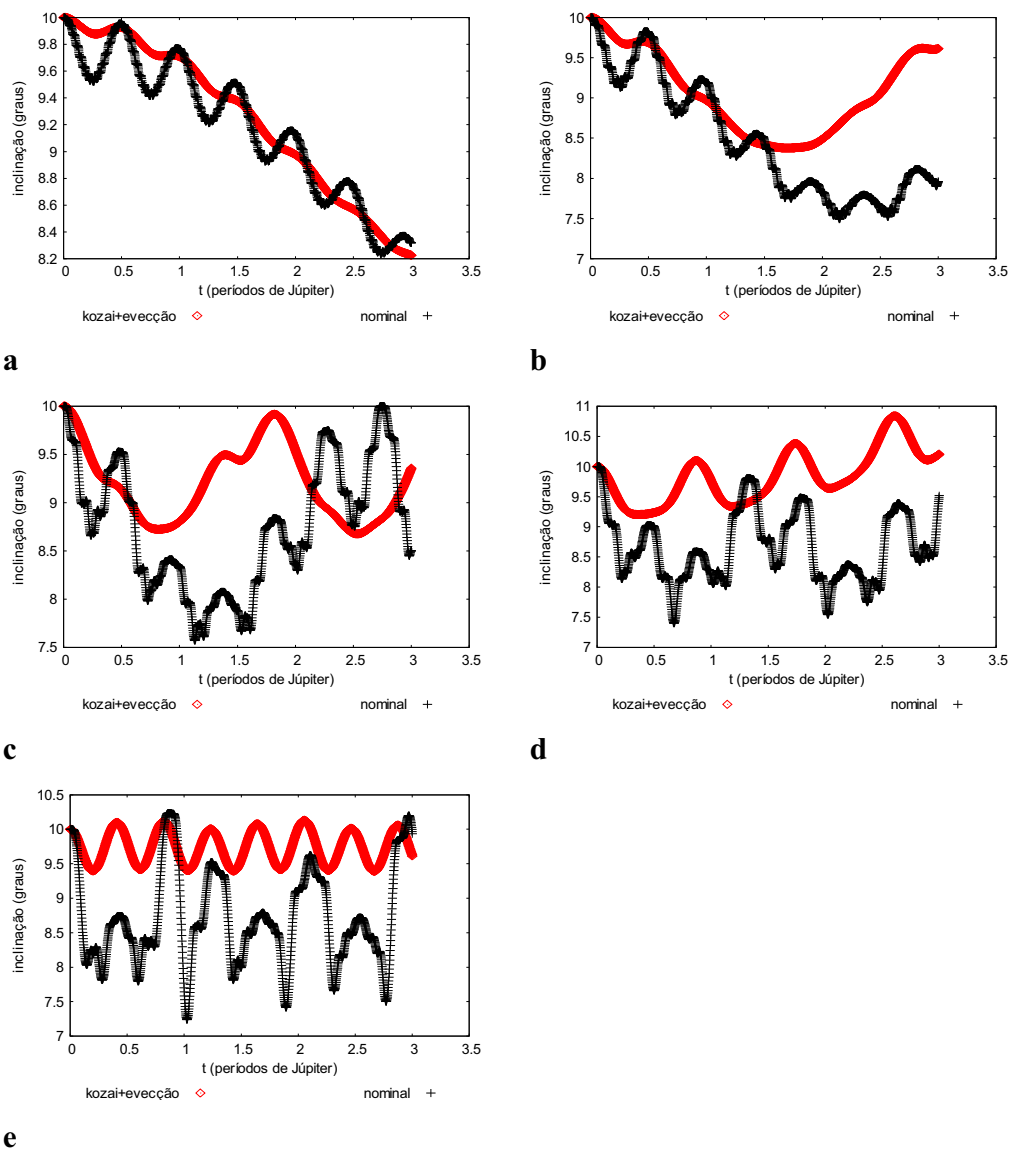


Figura A.54 - Comportamento da inclinação da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).

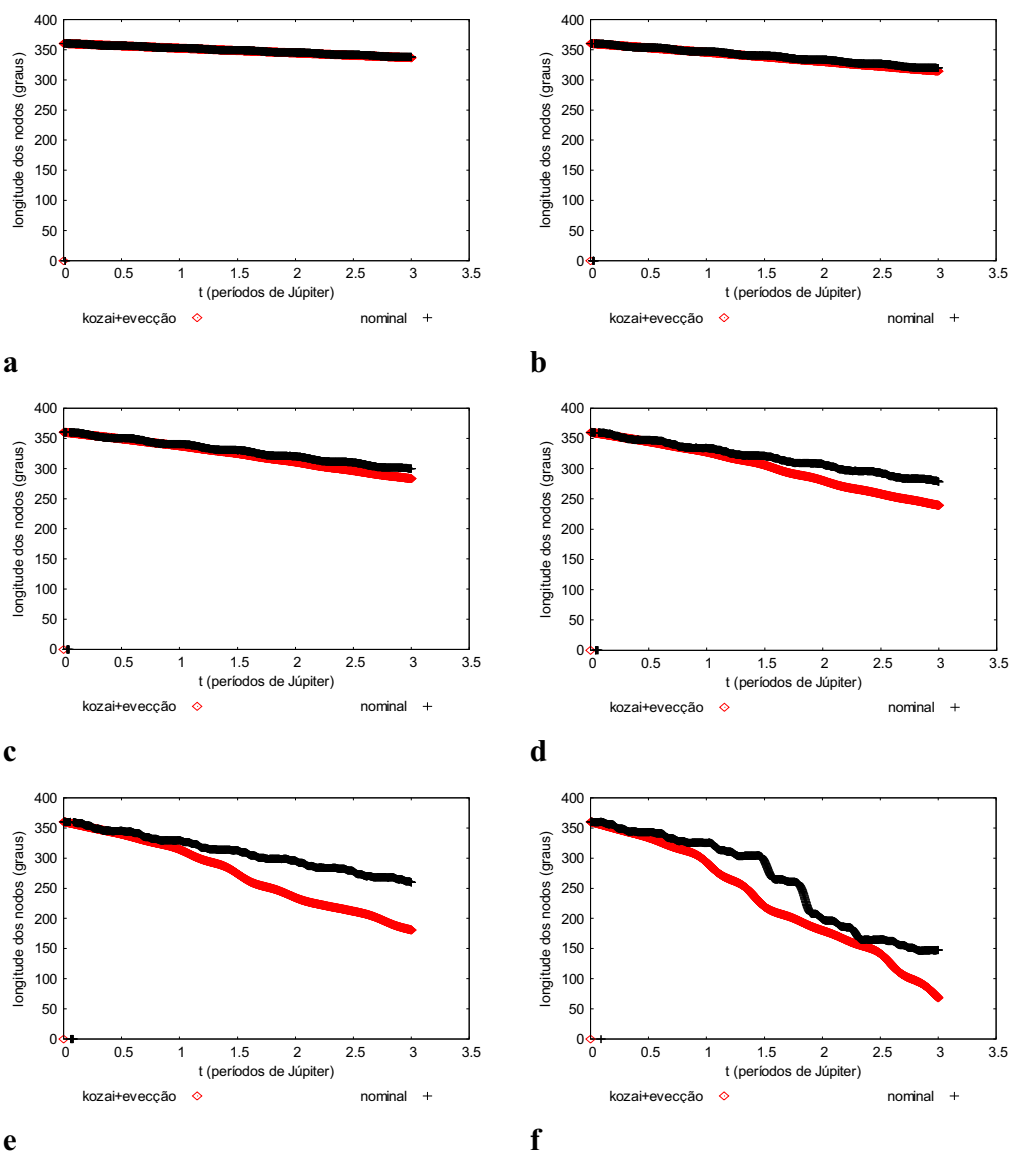


Figura A.55 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

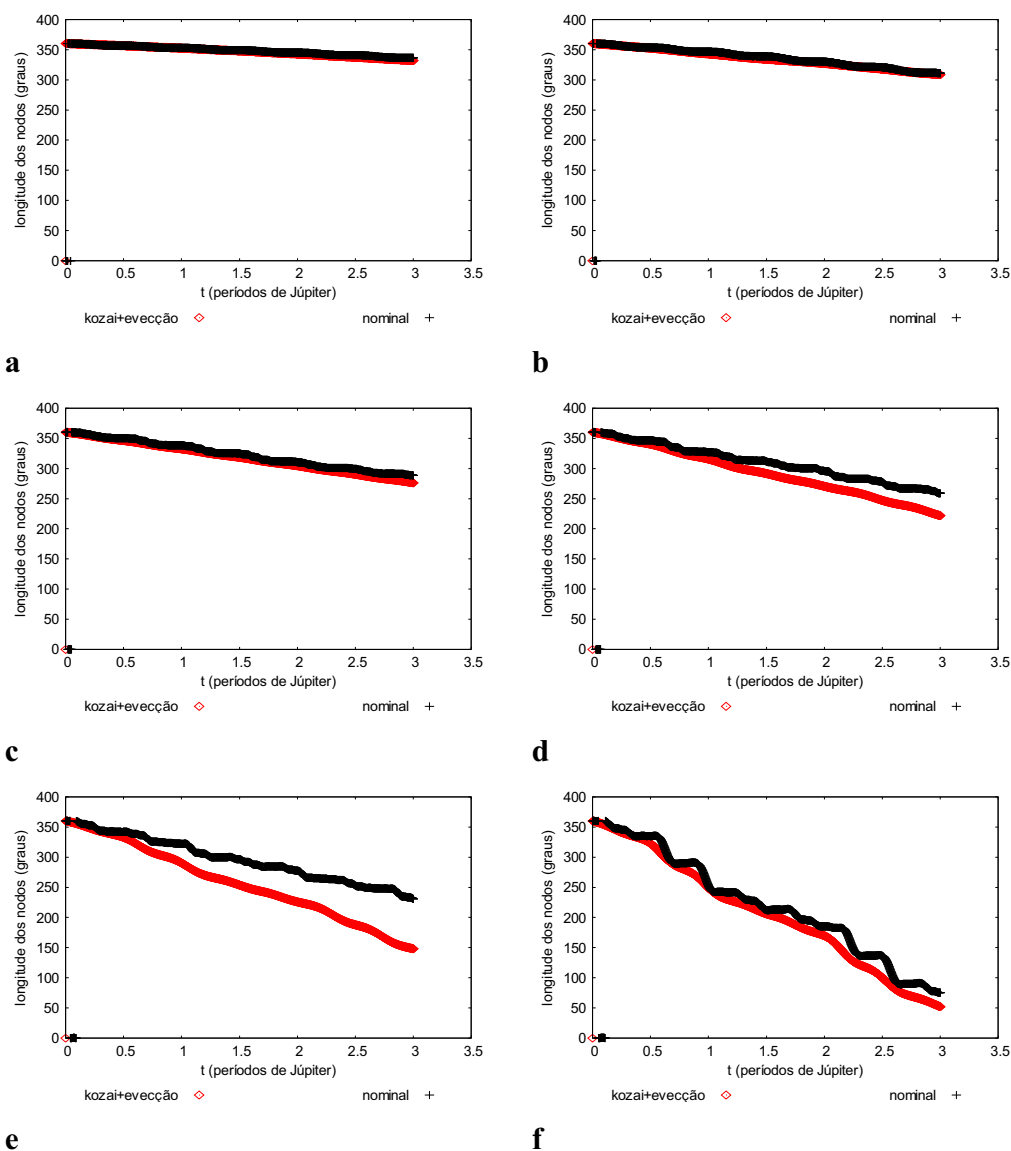


Figura A.56 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_j$ (a), $150 R_j$ (b), $200 R_j$ (c), $250 R_j$ (d), $300 R_j$ (e) e $350 R_j$ (f).

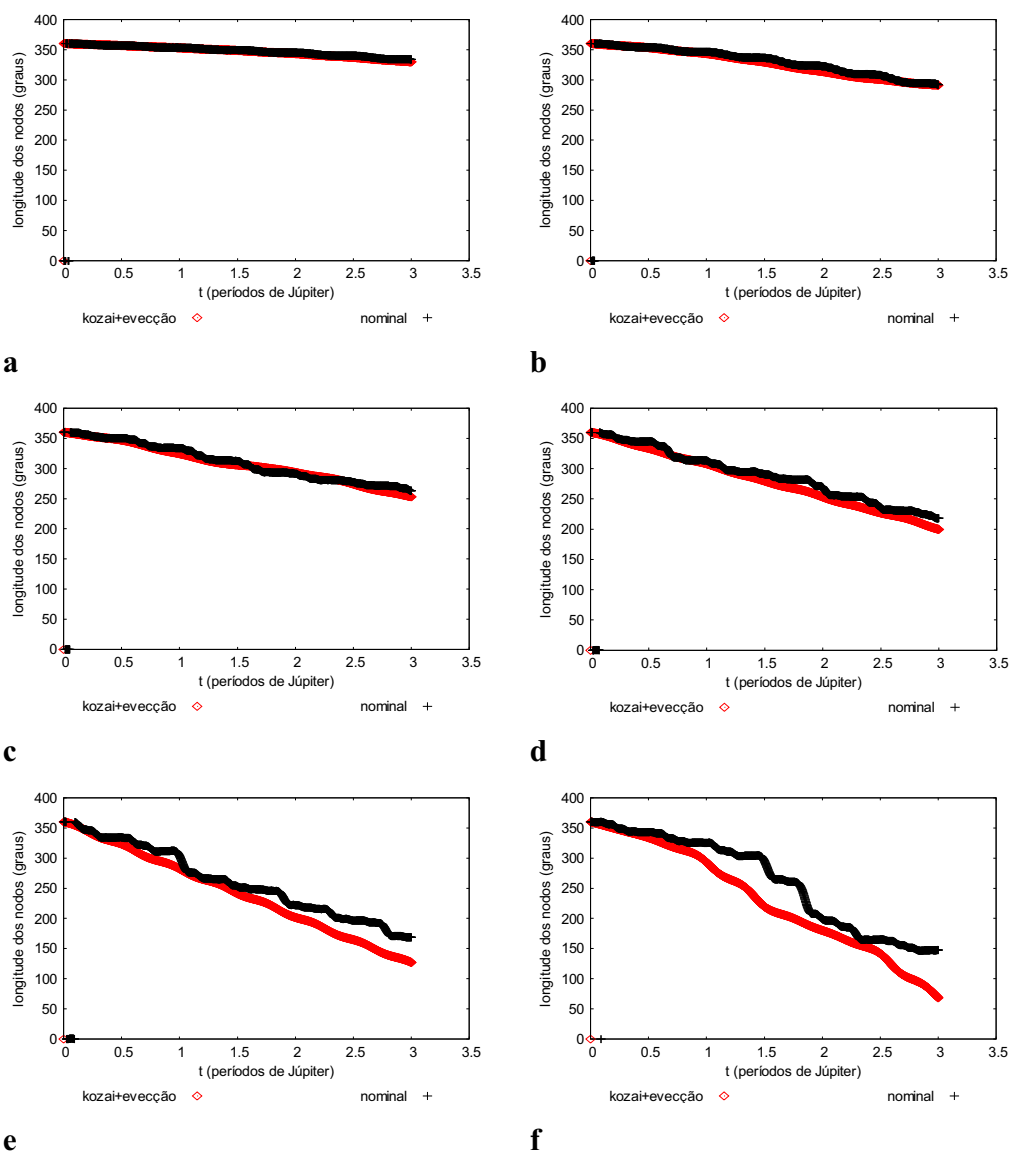


Figura A.57 - Comportamento da longitude do nodo ascendente da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e).

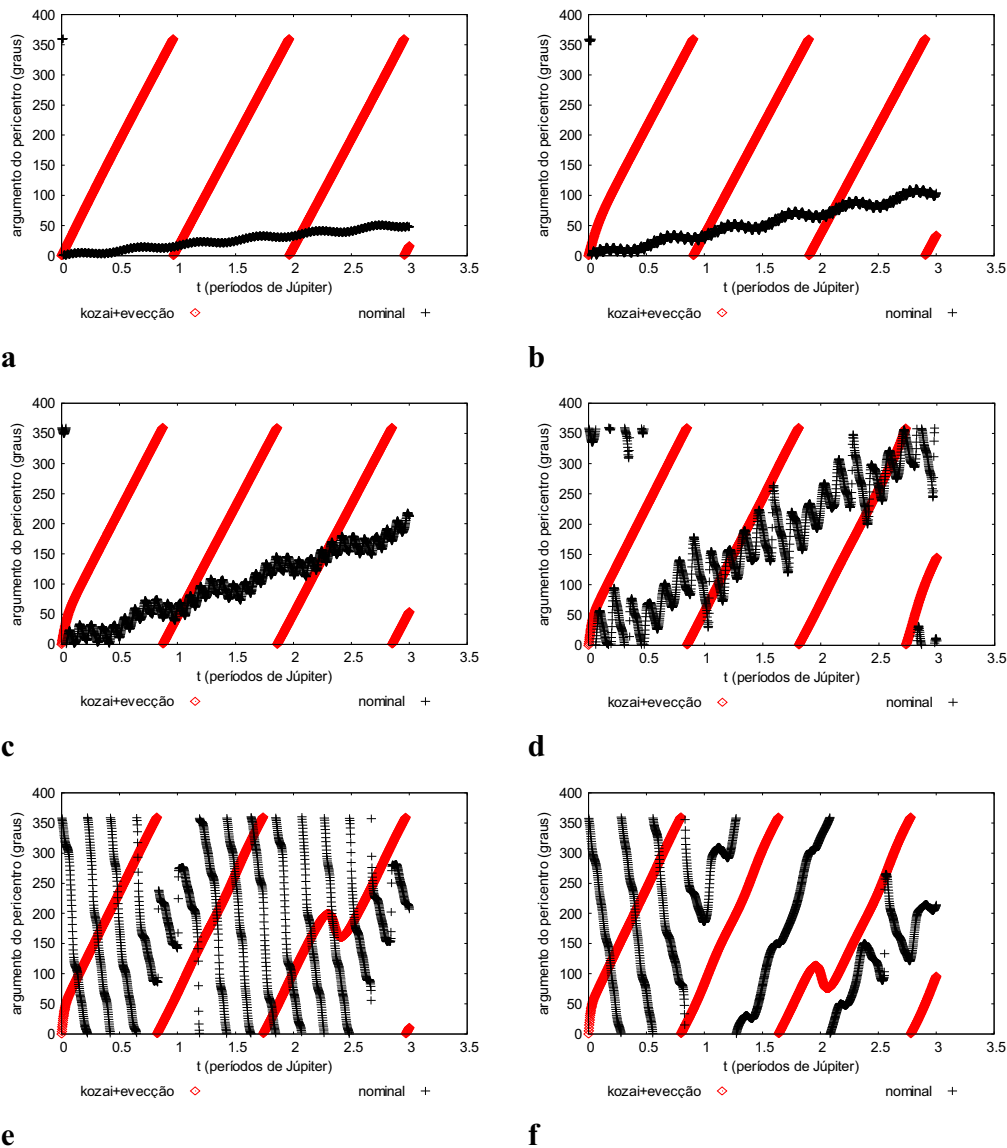


Figura A.58 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).

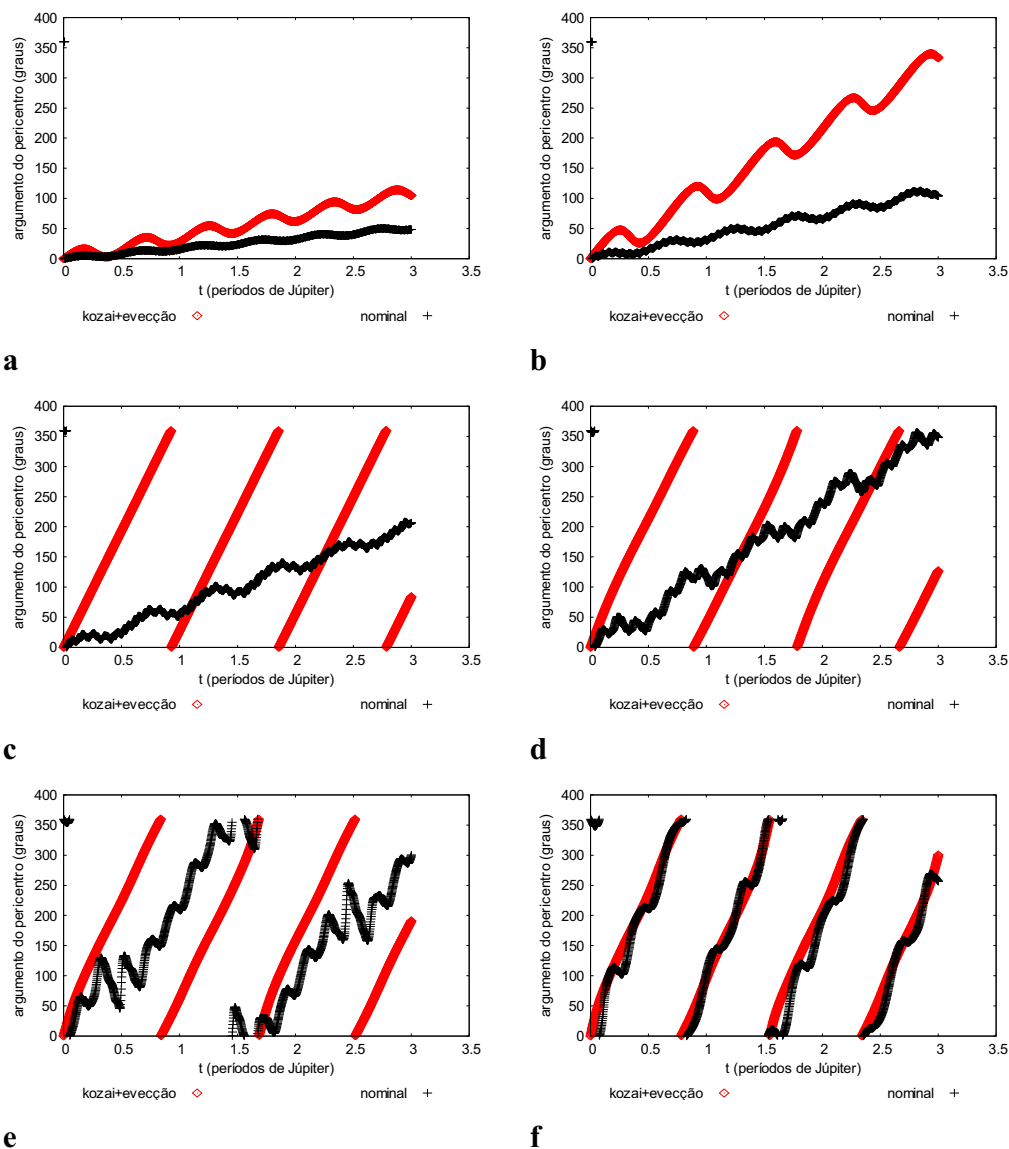


Figura A.59 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccão (kozai+eveccão) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,1$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_j$ (a), $150 R_j$ (b), $200 R_j$ (c), $250 R_j$ (d), $300 R_j$ (e) e $350 R_j$ (f).

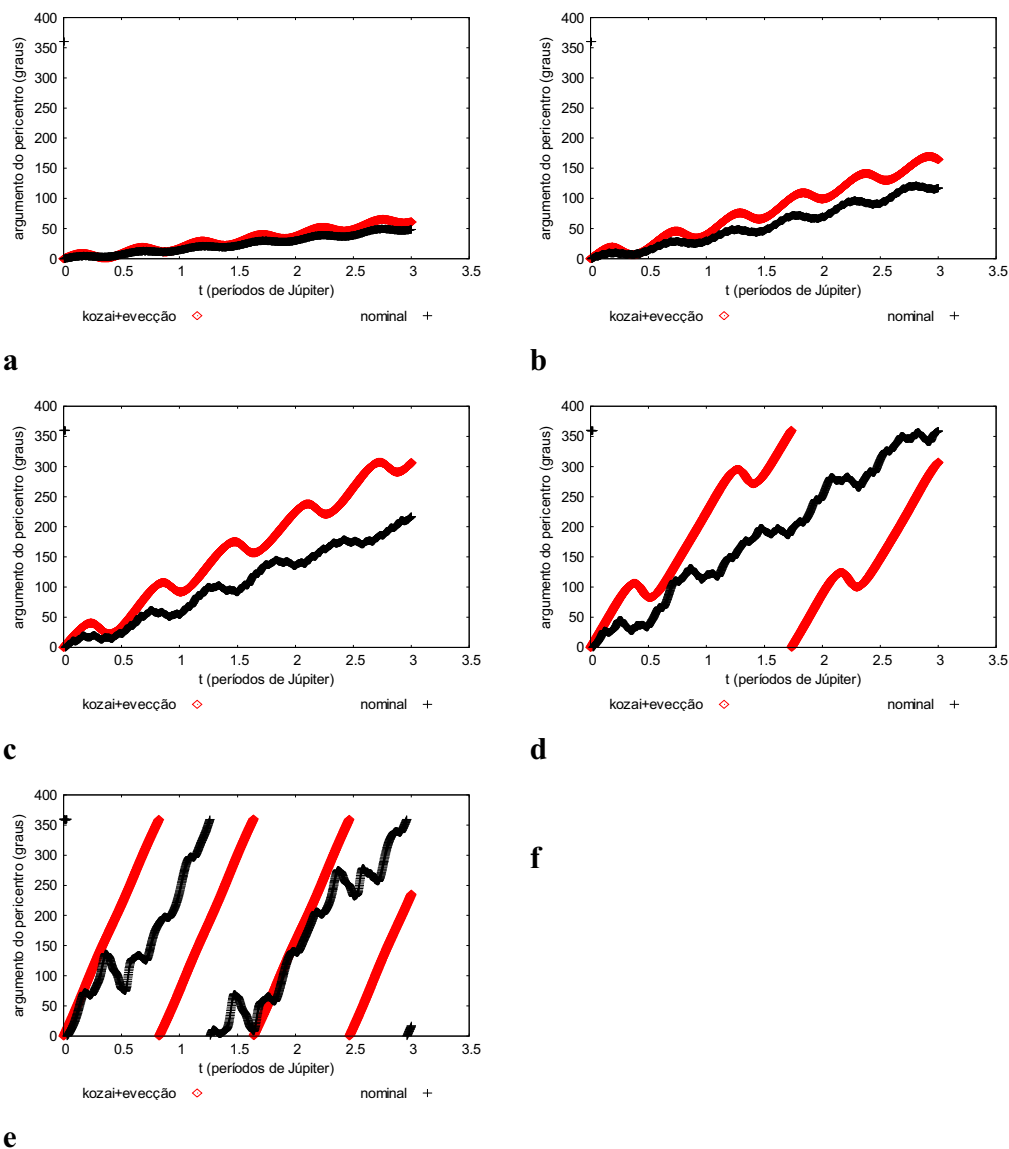


Figura A.60 - Comportamento do argumento do pericentro da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveccção (kozai+eveccção) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,5$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d) e $300 R_J$ (e)

A.6 – RESULTADO PARA A FUNÇÃO PERTURBADORA REFERENTE ÀS PARCELAS: KOZAI + A EVECÇÃO DOS NODOS

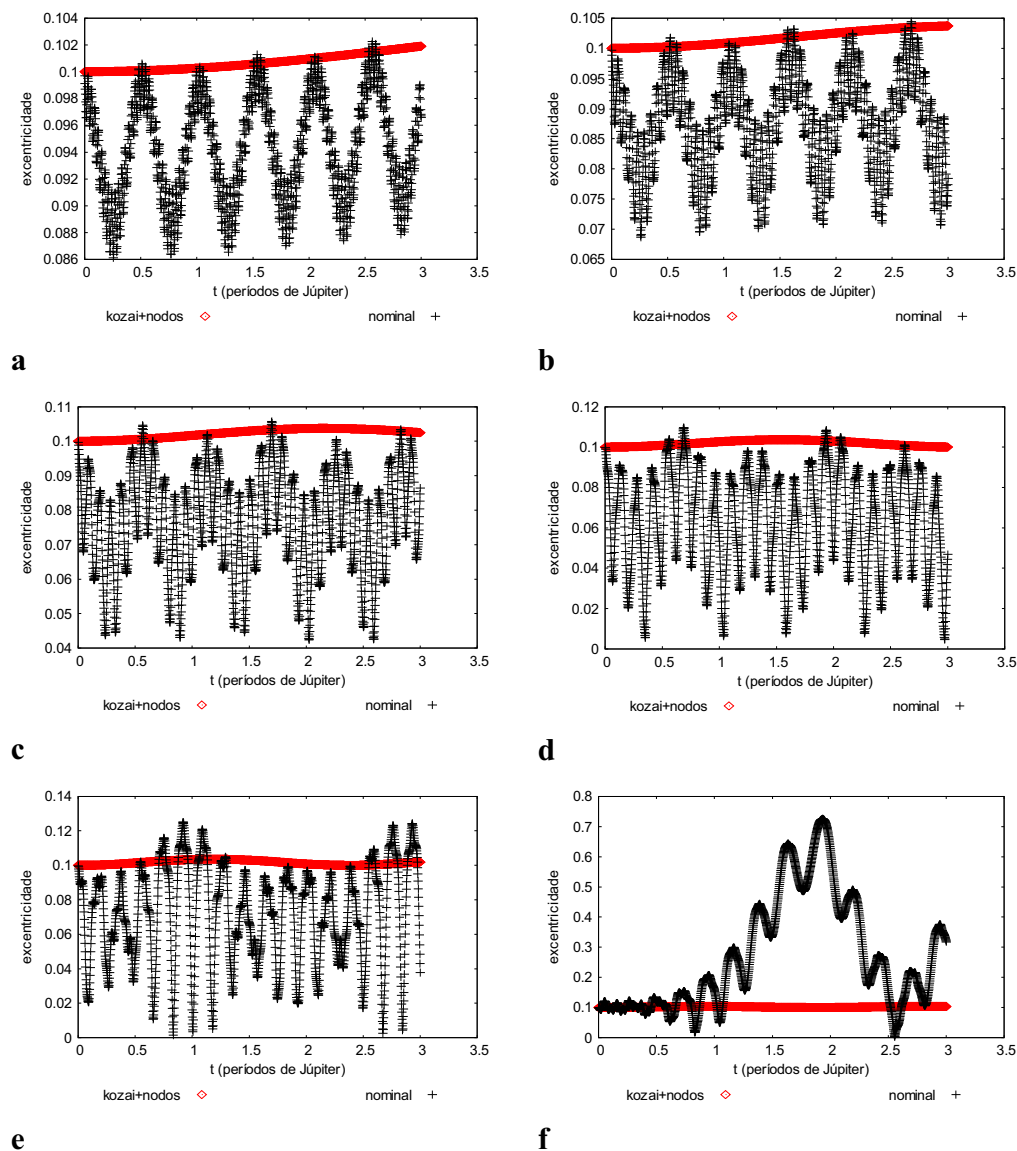


Figura A.61 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a evecção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e = 0,1$, $i = 10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de 100 R_J (a), 150 R_J (b), 200 R_J (c), 250 R_J (d), 300 R_J (e) e 350 R_J (f).

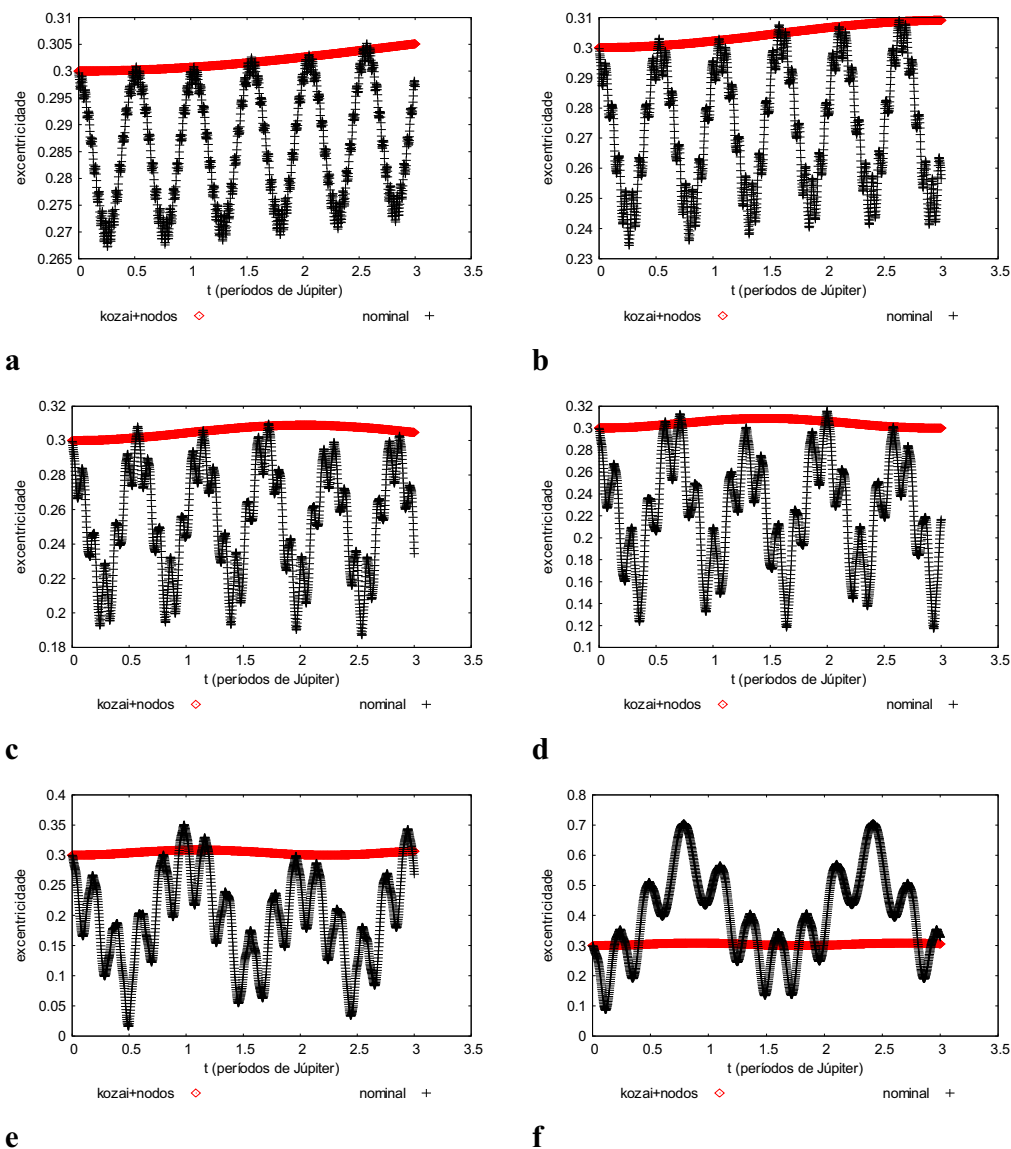


Figura A.62 - Comportamento da excentricidade da órbita da partícula, comparando a soma das parcelas da função perturbadora referentes à teoria kozai e a eveção dos nodos (kozai+nodos) com a força gravitacional de Newton com três corpos (nominal), para valores iniciais $e=0,3$, $i=10^\circ$ e semi-eixo maior da partícula de $100 R_J$ (a), $150 R_J$ (b), $200 R_J$ (c), $250 R_J$ (d), $300 R_J$ (e) e $350 R_J$ (f).