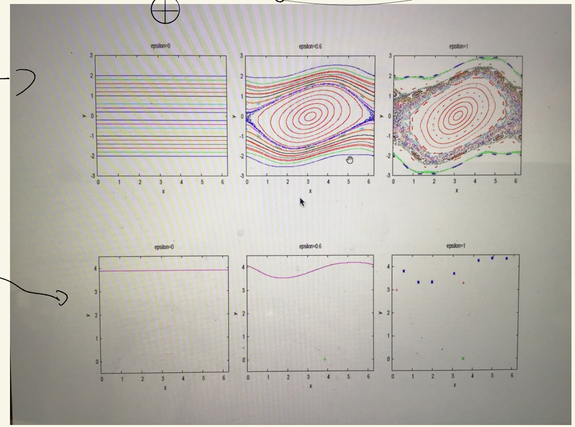
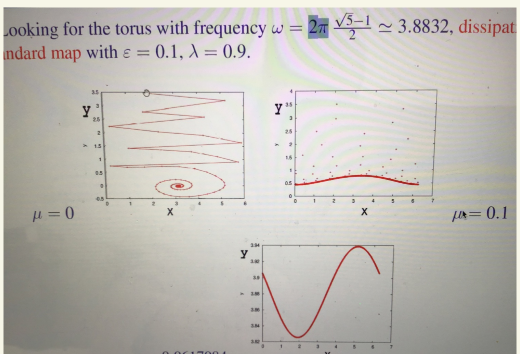
No hay atractores.

Caso conservativo

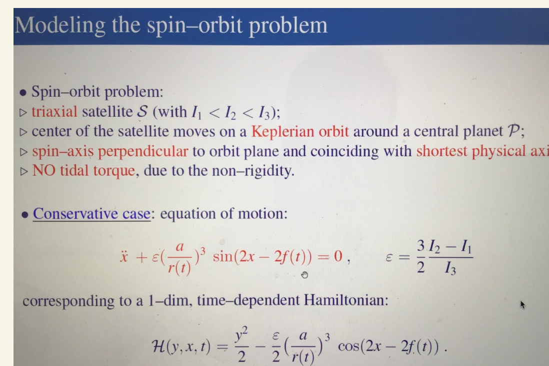


Caso disipativo

En el caso disipativo sólo se tiene un toro invariante.



¡Este es un buen ejercicio!



Spin–orbit problem

- $\gamma_g^{\pm} = \frac{\sqrt{5}\pm 1}{2}$
- Diophantine frequency: $\omega = 1 + \frac{1}{2+\gamma_g^{-}}$ or $\omega = \gamma_g^{+}$.

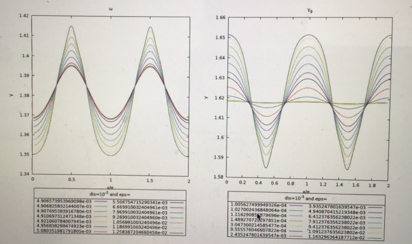
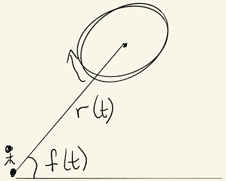


Figure: The invariant attractor for SO with $\eta = 10^{-3}$. Left: ω. Right: γ_g^{+}.

Modelo disipativo



P. Goldreich, "Final spin states of planets and satellites," Astronom. J., 71, no 6. 425-438 (1966)

S. J. Peale, " " Icarus 78 4-18 (2005)

Torca de marea

$$\tau(\dot{x}, t) = -K_d\left[L(e,t)\dot{x} - N(e,t)\right]$$

$$L(e,t) = \frac{a^6}{r(t)^6}, \quad N(e,t) = \frac{a^6}{r^6(t)}\dot{f}(t)$$

K_d - constante disipativa

$$K_d = 3n\frac{k_2}{\xi Q}\left(\frac{R_e}{a}\right)^3\frac{M}{m}$$

- k_2 – numero de Love (estructura interna del cuerpo)
- R_e – radio ecuatorial
- M – Masa de P
- m – Masa de S
- Q – factor de calidad
- n – movimiento medio
- ξ – constante de estructura, $I_3 = \xi m R_e^2$

$K_d \approx 10^{-8}$. En astronomía las fuerzas disipativas son muy pequeñas pero actúan por tiempos MUY largos.

A.C.M Correia, J. Laskar, "Mecury's capture into 3/2 spin-orbit resonance as a result of its chaotic dynamics", Nature 429, 848-850, (2004)

Tomar promedios de $L(e,t)$, $N(e,t)$

$$\tau = \bar{\tau}(\dot{x}) = -K_d\left[\bar{L}(e)\dot{x} - \bar{N}(e)\right]$$

Tarea Repetir la derivación del mapeo estandar pero con las torcas promediadas

$$\dot{r} = \Gamma$$

$$\dot{\Gamma} = -\varepsilon W\left(\tfrac{p}{2}, e\right)\sin 2\gamma - K_d\left[\bar{L}(e)\dot{x} - \bar{N}(e)\right]$$

Sin disipación → mapeo estándar

Con disipación → deducir el mapeo correspondiente.