MÚLTIPLAS CADEIAS DE ILHAS ISÓCRONAS EM SISTEMAS TWIST

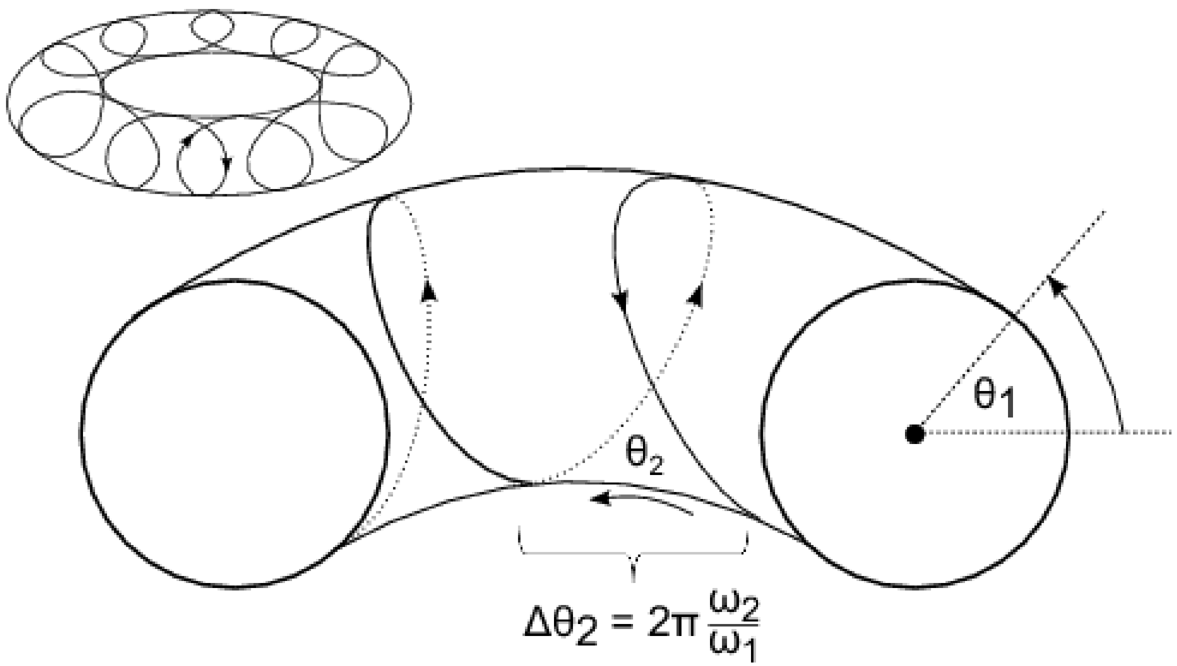
Meirielen C. de Sousa[1],
I. L. Caldas[1], A. M. O. de Almeida[2], F. B. Rizzato[3], R. Pakter[3]

[1]Instituto de Física, Universidade de São Paulo
[2]Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
[3]Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Mecânica Clássica (Pós-Graduação), Instituto de Física da USP, 16/11/2020

NÚMERO ROTAÇÃO

- Razão entre duas frequências do sistema
- Exemplo: movimento toroidal com número de rotação $\Omega = \omega_1 / \omega_2$



J. Brink, M. Geyer, and T. Hinderer, *Phys. Rev.* D **91**, 083001 (2015)

- Órbitas periódicas: números rotação racionais
- Órbitas quase-periódicas: números rotação irracionais
- Órbitas caóticas: número rotação não definido

- Órbitas periódicas: números rotação racionais
- Órbitas quase-periódicas: números rotação irracionais
- Órbitas caóticas: número rotação não definido

- Teorema Ponto Fixo Poincaré-Birkhoff (órbitas periódicas):

a) Número rotação determina número pontos periódicos de órbita periódica

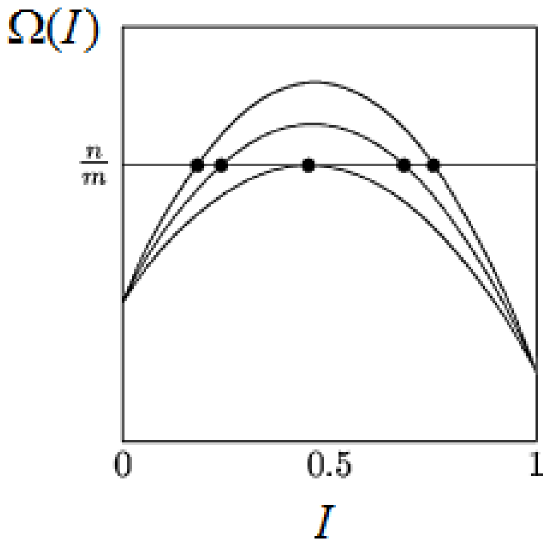
b) Sistemas quase-integráveis - número par órbitas periódicas: metade estável (pontos elípticos, ilhas ressonância) e metade instável (pontos hiperbólicos)

c) Para cada número rotação: teorema não determina número órbitas estáveis (número cadeias isócronas)

A. J. Lichtenberg and M. A. Lieberman, *Regular and chaotic dynamics* (2nd ed., Springer, New York, 1992)
M. V. Berry, *AIP Conf. Proc.* **46**, 16 (1978)

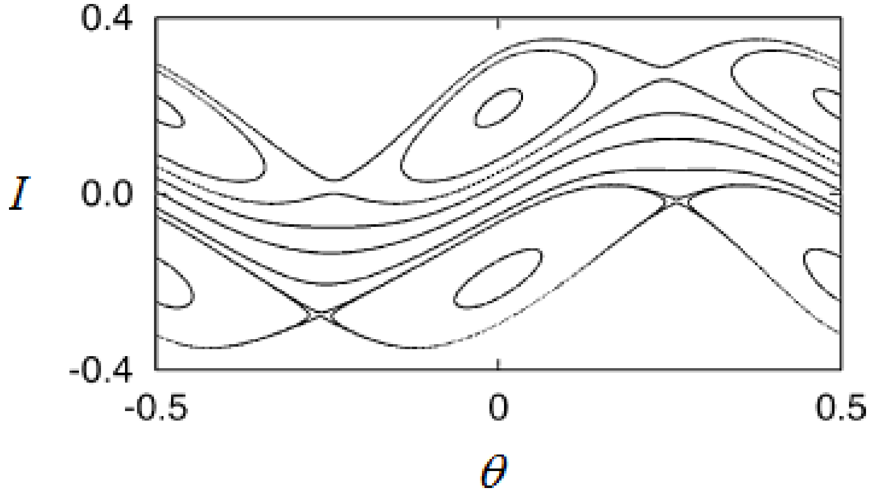
SISTEMAS NÃO TWIST

- Número rotação **não** é função monotônica variáveis ação I



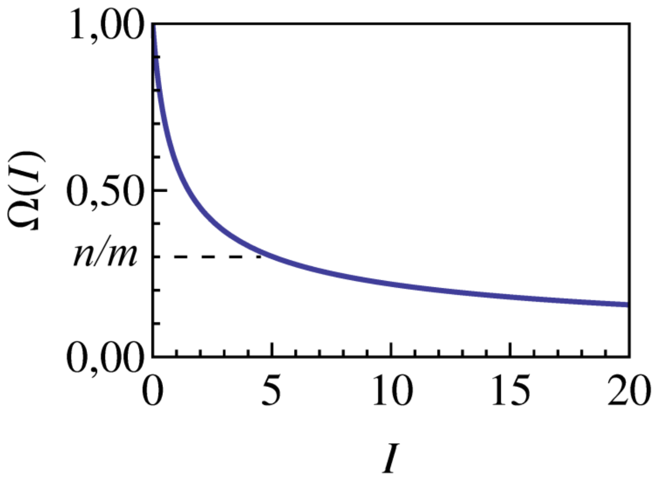
- Seções Poincaré: órbitas periódicas com mesmo Ω para valores diferentes variável I

Figura: duas cadeias isócronas (gêmeas) com $\Omega = 1/2$ no mapa padrão não twist



E. Petrisor *et al.*, *Chaos, Solitons and Fractals* **18**, 1085 (2003)

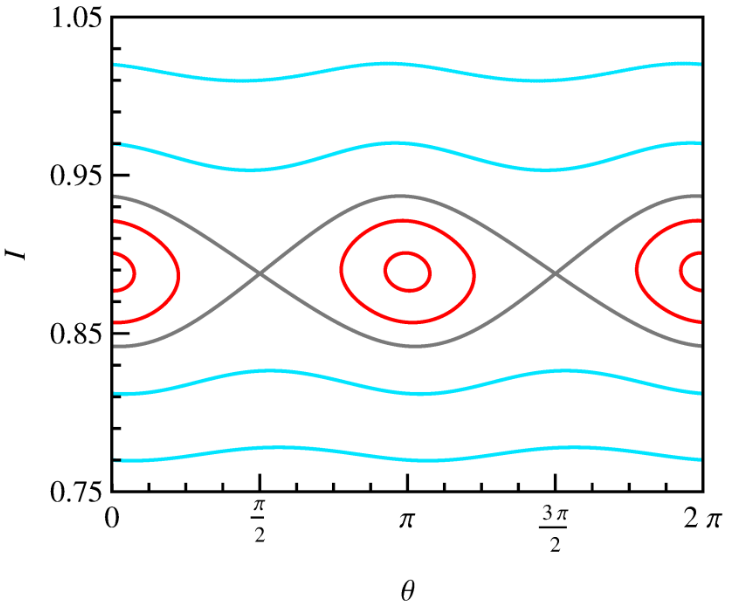
SISTEMAS TWIST



- Número rotação Ω é função monotônica variáveis ação I

- Seções Poincaré: não há cadeias isócronas (mesmo Ω) para valores diferentes variável I

- Em geral, literatura apresenta sistemas twist com apenas uma cadeia isócrona, como na figura



M. C. de Sousa *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **641**, 012003 (2015)

TEOREMA POINCARÉ-BIRKHOFF

- Ressonância primária $(m,\ n)$: número rotação $\Omega = n/m$
  (m, n inteiros não nulos, positivos, primos entre si)

- Teorema Ponto Fixo Poincaré-Birkhoff:
  ressonância $(m,\ n)$ possui Lm ilhas seção Poincaré $J_1 \times \varphi_1$ e Ln ilhas seção Poincaré $J_2 \times \varphi_2$ (L inteiro positivo, não nulo)

- L é número cadeias isócronas

- Teorema Poincaré-Birkhoff não determina valor de L

A. J. Lichtenberg and M. A. Lieberman, *Regular and chaotic dynamics* (2nd ed., Springer, New York, 1992)

M. V. Berry, *AIP Conf. Proc.* **46**, 16 (1978)

PERTURBAÇÕES (lm, ln)

- Todas perturbações $(lm,\ ln)$ $(l \neq 0$ inteiro) apresentam mesmo número rotação $\Omega = n/m$

- Superfície racional $\Omega = n/m$ pode conter número infinito de perturbações

- Número rotação não é suficiente para caracterizar completamente ressonância

- Para determinar número cadeias isócronas, devemos conhecer perturbações $(lm,\ ln)$ que atuam no sistema

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **88**, 064901 (2013)
M. C. de Sousa *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **641**, 012003 (2015)

PERTURBAÇÃO ÚNICA

- Hamiltoniana twist quase integrável: dois osciladores não lineares [Walker and Ford, *Phys. Rev.* **188**, 416 (1969)]:

$$H = J_1 + J_2 - J_1^2 - 3J_1J_2 + J_2^2$$
$$+ \alpha J_1 J_2 \cos(r_1\varphi_1 - s_1\varphi_2) + \beta J_1 J_2^{3/2} \cos(r_2\varphi_1 - s_2\varphi_2)$$

- Duas perturbações com números rotação diferentes

- Condições ressonância:

Perturbação $(r_1,\ s_1)$:		Perturbação $(r_2,\ s_2)$:
$\frac{d}{dt}(r_1\varphi_1 - s_1\varphi_2) = 0$	e	$\frac{d}{dt}(r_2\varphi_1 - s_2\varphi_2) = 0$
$r_1\omega_1 \cong s_1\omega_2$		$r_2\omega_1 \cong s_2\omega_2$
$\Omega_1 = \omega_1 / \omega_2 \cong s_1 / r_1$		$\Omega_2 = \omega_1 / \omega_2 \cong s_2 / r_2$

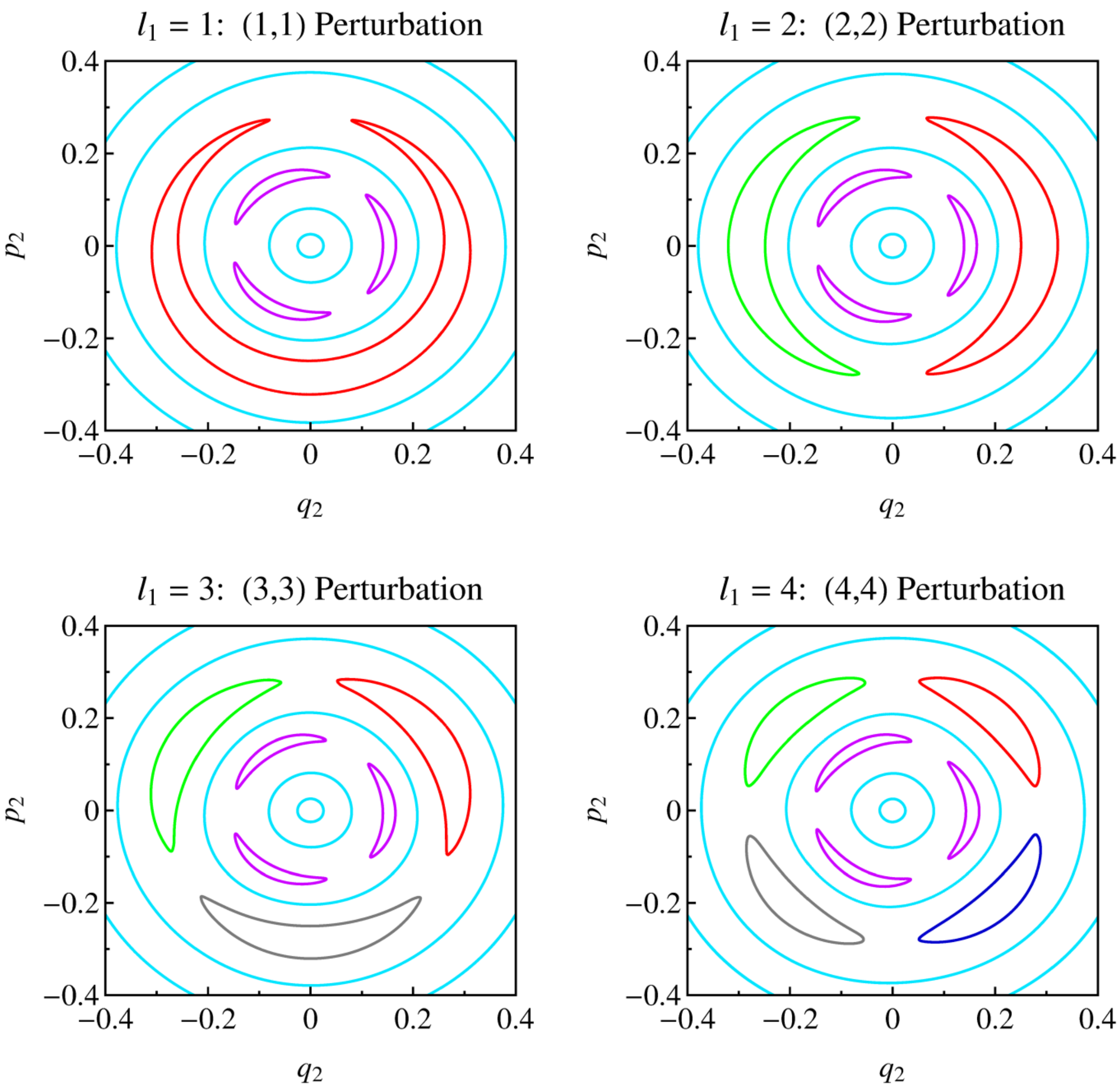
- Condição ressonância e número rotação não dependem r_i, s_i isoladamente. Dependem razão entre eles: $\Omega_i \cong s_i / r_i$

- Se r_i, s_i não são primos entre si: $(r_i, s_i) = (l_i m_i, l_i n_i)$
  l_i, m_i, n_i: inteiros não nulos
  m_i, n_i: positivos e primos entre si

- Perturbação $(r_1, s_1) = (l_1 m_1, l_1 n_1)$:
  $\Omega_1 = n_1 / m_1$ - ressonância (m_1, n_1)
  $|l_1|$ - número cadeias isócronas nas seções Poincaré

- Perturbação $(r_2, s_2) = (l_2 m_2, l_2 n_2)$:
  $\Omega_2 = n_2 / m_2$ - ressonância (m_2, n_2)
  $|l_2|$ - número cadeias isócronas nas seções Poincaré

Ressonância (1,1): $\Omega = 1/1$



Ilhas externas:

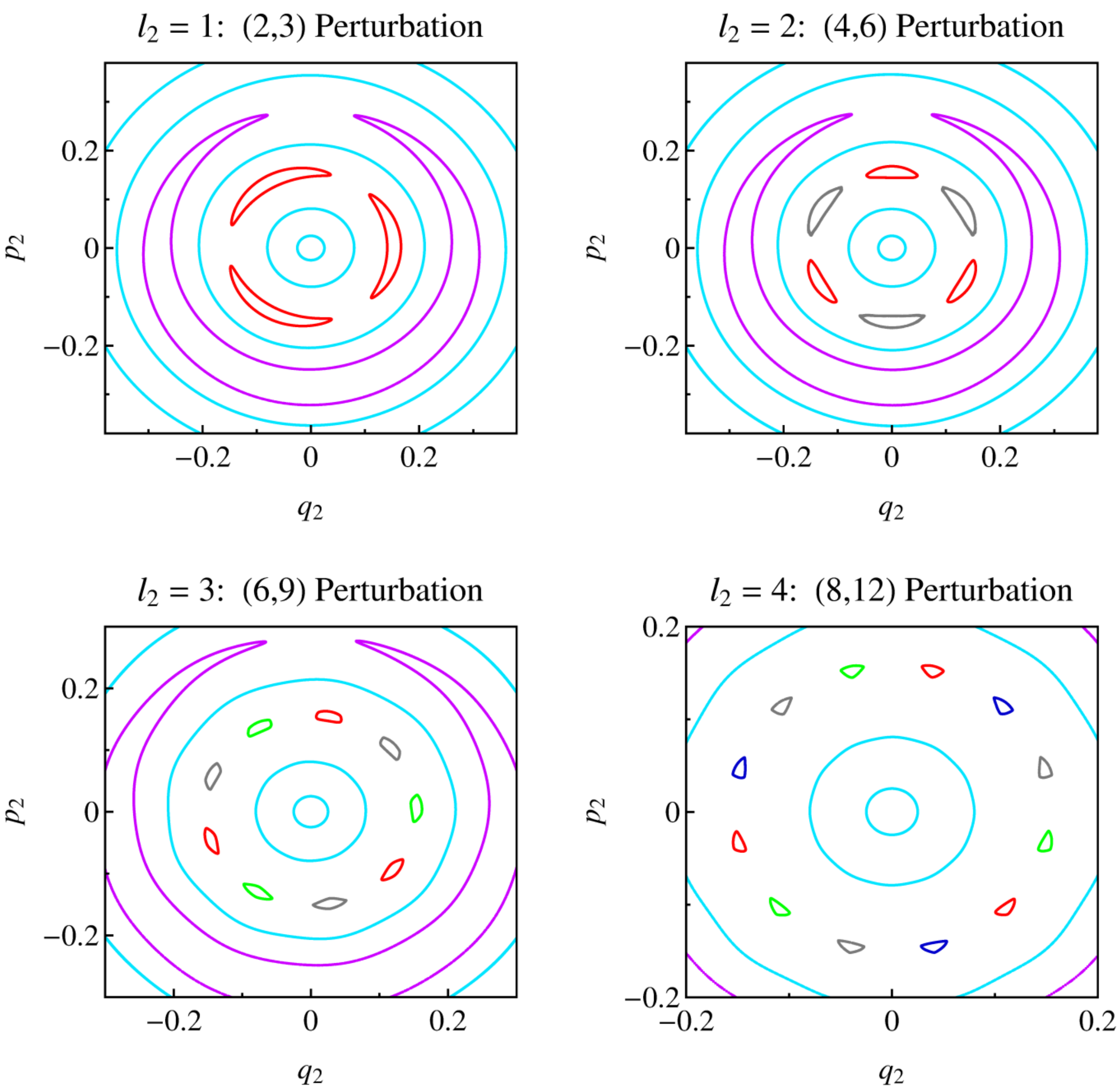
Ressonância
$(m_1,\ n_1) = (1,\ 1)$

Cada cor: cadeia diferente

Perturbação
$(r_1,\ s_1) = (l_1 m_1,\ l_1 n_1)$:
$|l_1|$ cadeias isócronas
$n_1 = 1$ ilha cada cadeia

Obs: seções Poincaré coordenadas polares

Ressonância (2,3): $\Omega = 3/2$



Ilhas internas:

Ressonância $(m_2, n_2) = (2, 3)$

Cada cor: cadeia diferente

Perturbação $(r_2, s_2) = (l_2 m_2, l_2 n_2)$:

$|l_2|$ cadeias isócronas

$n_2 = 3$ ilhas cada cadeia

seção Poincaré $p_2 \times q_2$

M. C. de Sousa *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **641**, 012003 (2015)

INTERAÇÃO ONDA-PARTÍCULA

- Ilhas ressonância:
  - Onda transfere grande quantidade energia para partículas
  - Partículas são aceleradas de forma regular
  - Importante conhecer posição ressonâncias e número cadeias no espaço fases

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **82**, 026402 (2010)
M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **88**, 064901 (2013)

- Feixe baixa densidade formado por partículas relativísticas com carga q, massa repouso m

- Confinado por campo magnético externo uniforme: $\mathbf{B} = B_0 \hat{z}$, com potencial vetor $\mathbf{A} = B_0 x \hat{y}$

- Interagindo com onda eletrostática e estacionária, dada como série pulsos periódicos se propagam perpendicularmente a $\mathbf{B}$: vetor de onda $\mathbf{k} = k\hat{x}$, período T, amplitude $\varepsilon / 2$

- Feixe baixa densidade não altera propagação onda, e partículas não interagem entre si

Obs: Onda eletrostática é produzida por campo elétrico dependente tempo com $\nabla \times \mathbf{E}(t) = 0$, $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ e $\mathbf{E}(t) = -\nabla V(t)$

- Hamiltoniana (energia relativística partícula em campo $\mathbf{B}$ + energia potencial onda):

$$H = \sqrt{m^2c^4 + c^2\left|\mathbf{p} - q\mathbf{A}\right|^2} + \frac{q\varepsilon}{2}\cos(kx)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT)$$

- Momento canônico de partícula relativística se movendo em campo magnético:

$$\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v} + q\mathbf{A}$$

com $\gamma = (1-v^2/c^2)^{-1/2}$, e $\mathbf{v}$ a velocidade da partícula

- Considerando apenas dinâmica transversal a $\mathbf{B}$, isto é, dinâmica no plano xOy:

$$H = \sqrt{m^2c^4 + c^2p_x^2 + c^2(p_y - qB_0x)^2} + \frac{q\varepsilon}{2}\cos(kx)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT)$$

- H não é função de y. Logo, $\dot{p}_y = -\partial H / \partial y = 0$ e p_y é constante movimento

- Por simplicidade será considerado, sem perda de generalidade, $p_y = 0$:

$$H(x, p_x, t) = \sqrt{m^2c^4 + c^2p_x^2 + (cqB_0x)^2} + \frac{q\varepsilon}{2}\cos(kx)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t - nT)$$

- Importante ressaltar essa não é uma restrição física real. Embora p_y seja conservado, $\mathrm{d}y/\mathrm{d}t \neq 0$ e partícula descreve movimento bidimensional em $x\mathrm{O}y$

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **82**, 026402 (2010)
M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **86**, 016217 (2012)

- H não é função de y. Logo, $\dot{p}_y = -\partial H/\partial y = 0$ e p_y é constante movimento

- Por simplicidade será considerado, sem perda de generalidade, $p_y = 0$:

$$H(x, p_x, t) = \sqrt{m^2c^4 + c^2 p_x^2 + (cqB_0 x)^2} + \frac{q\varepsilon}{2}\cos(kx)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT)$$

- Importante ressaltar essa não é uma restrição física real. Embora p_y seja conservado, $\mathrm{d}y/\mathrm{d}t \neq 0$ e partícula descreve movimento bidimensional em $x\mathrm{O}y$

- Quantidades adimensionais: $p_x/mc \to p_x$, $qB_0x/mc \to x$, $mck/qB_0 \to k$, $qB_0t/m \to t$, $qB_0T/m \to T$, $(q^2B_0/m^2c^2)\varepsilon \to \varepsilon$, e $H/mc^2 \to H$

$$H(x, p_x, t) = \sqrt{1 + p_x^2 + x^2} + \frac{\varepsilon}{2}\cos(kx)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT)$$

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **82**, 026402 (2010)
M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **86**, 016217 (2012)

- Hamiltoniana adimensional descreve dinâmica transversal a $\mathbf{B}$:

$$H(x, p_x, t) = \sqrt{1 + p_x^2 + x^2} + \frac{\varepsilon}{2}\cos(kx)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t - nT)$$

- Entre dois pulsos onda consecutivos, Hamiltoniana integrável e não depende tempo: variáveis ângulo-ação $x = \sqrt{2I}\sin\theta,\ p_x = \sqrt{2I}\cos\theta$

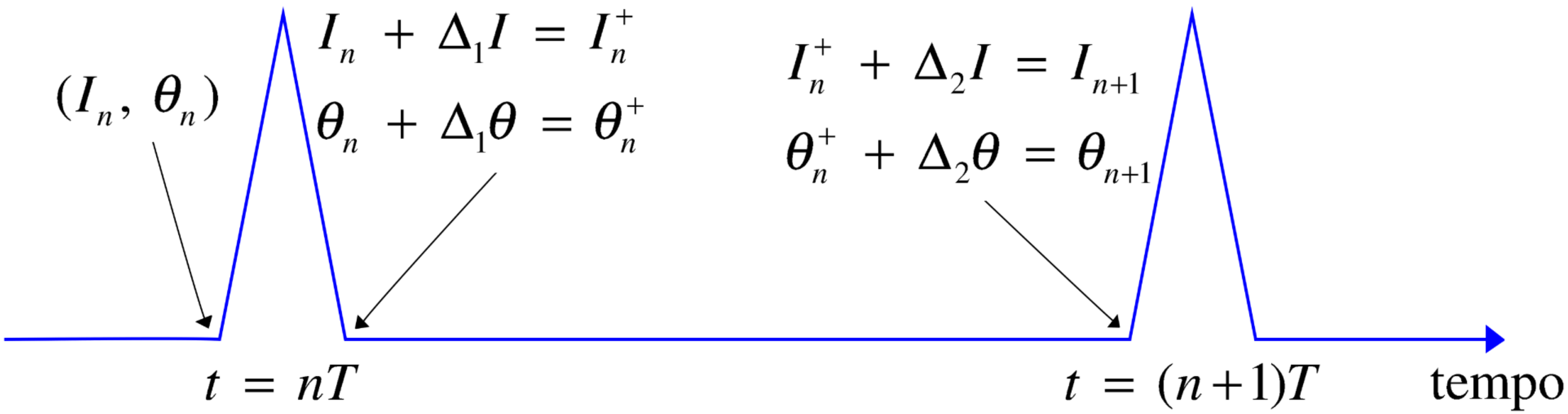
- Hamiltoniana nas variáveis ângulo-ação (I, θ):

$$H(I, \theta, t) = \sqrt{1 + 2I} + \frac{\varepsilon}{2}\cos(k\sqrt{2I}\sin\theta)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t - nT)$$

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **82**, 026402 (2010)
M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **86**, 016217 (2012)

HAMILTONIANA -> MAPA

- A partir Hamiltoniana: obtemos mapa simplético que preserva forma canônica equações Hamilton, e preserva área espaço fases



Representação esquemática variação grandezas I e θ entre instantes $t = nT$ e $t = (n+1)T$

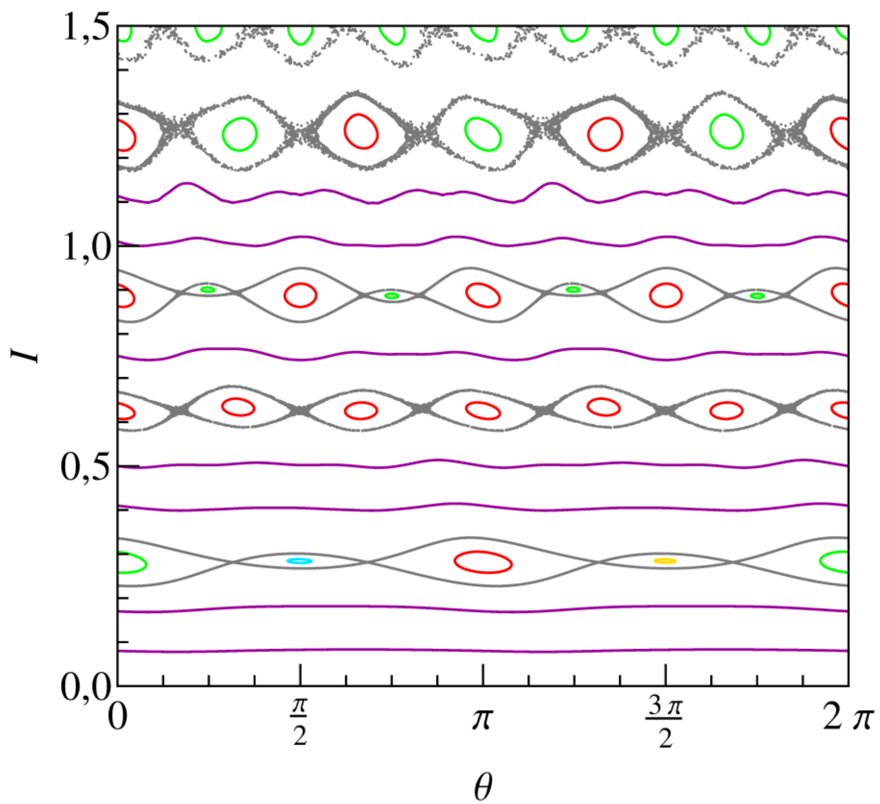
$$I_{w+1} = \frac{1}{2}\left\{2I_w \operatorname{sen}^2\theta_w + \left[\sqrt{2I_w}\cos\theta_w + \frac{1}{2}\varepsilon k \operatorname{sen}(k\sqrt{2I_w}\operatorname{sen}\theta_w)\right]^2\right\}$$

$$\theta_{w+1} = \operatorname{arctg}\left[\frac{2\sqrt{2I_w}\operatorname{sen}\theta_w}{2\sqrt{2I_w}\cos\theta_w + \varepsilon k \operatorname{sen}(k\sqrt{2I_w}\operatorname{sen}\theta_w)}\right] + \frac{T}{\sqrt{1+2I_{w+1}}}$$

- Mapa exato e explícito
- Esse mapa pode ser considerado versão relativística e magnetizada mapa padrão clássico (mapa de Chirikov-Taylor)

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **82**, 026402 (2010)
M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **86**, 016217 (2012)

RESSONÂNCIAS PRIMÁRIAS



Ressonância (3,2): 2 cadeias

Ressonância (4,3): 2 cadeias

Ressonância (6,5): 1 cadeia

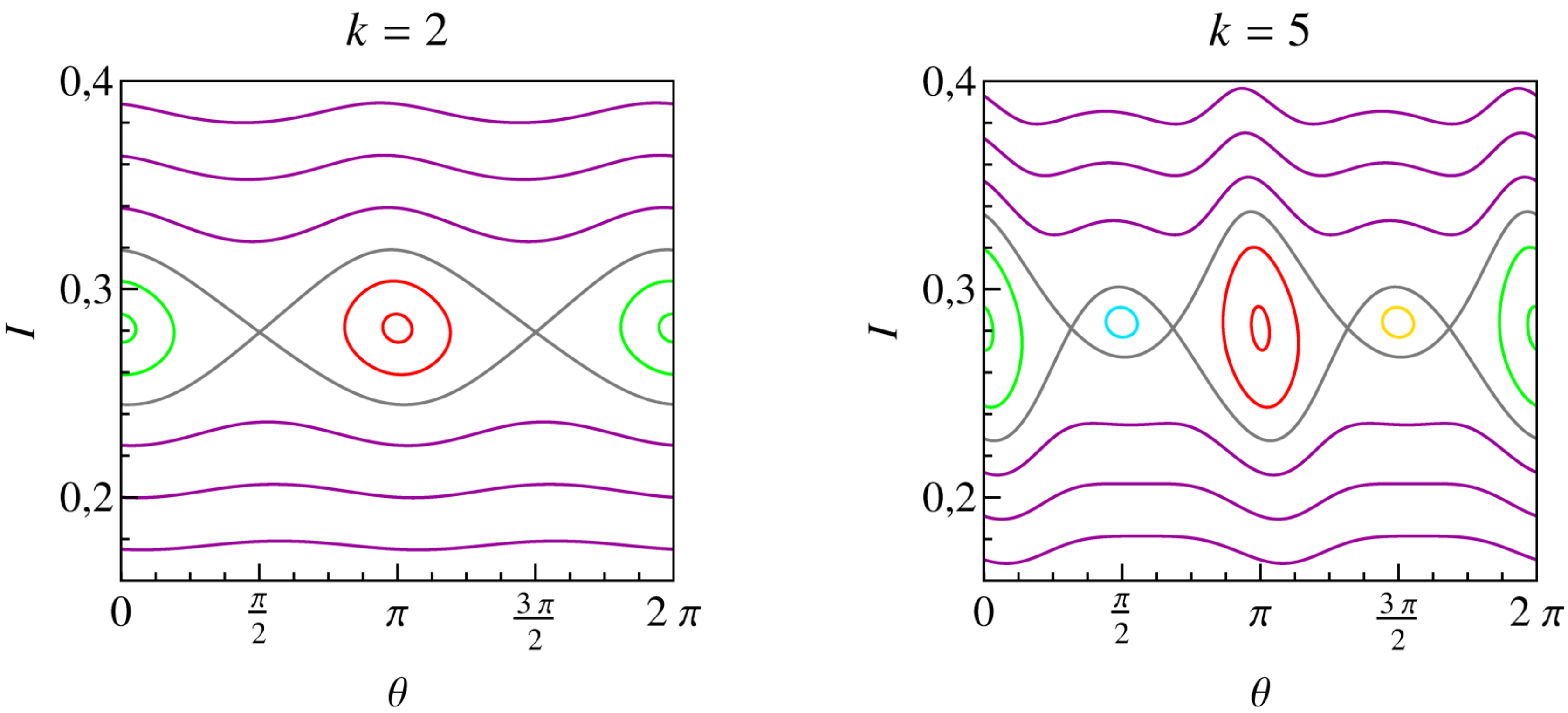
Ressonância (1,1): 4 cadeias

Ilhas ressonância: verde, vermelho, ciano, amarelo
Cada ressonância: cores indicam cadeias ilhas independentes (isócronas)

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **88**, 064901 (2013)

Ressonância (1,1)

- Teorema Ponto Fixo Poincaré-Birkhoff não determina número cadeias isócronas para cada ressonância primária



- Cores verde, vermelho, ciano, amarelo: cadeias ilhas isócronas independentes

MÚLTIPLAS PERTURBAÇÕES

- Hamiltoniana sistema: $H = \sqrt{1+2I} + \frac{\varepsilon}{2}\cos(k\sqrt{2I}\sin\theta)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT)$

MÚLTIPLAS PERTURBAÇÕES

- Hamiltoniana sistema: $H = \sqrt{1+2I} + \frac{\varepsilon}{2}\cos(k\sqrt{2I}\sin\theta)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT)$

- Função delta: $\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT) = \frac{1}{T}\sum_{l_1=-\infty}^{+\infty}\cos\left(\frac{2\pi l_1 t}{T}\right)$

MÚLTIPLAS PERTURBAÇÕES

- Hamiltoniana sistema: $H = \sqrt{1+2I} + \dfrac{\varepsilon}{2}\cos(k\sqrt{2I}\sin\theta)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT)$

- Função delta: $\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT) = \dfrac{1}{T}\sum_{l_1=-\infty}^{+\infty}\cos\left(\dfrac{2\pi l_1 t}{T}\right)$

- Hamiltoniana: $H = \sqrt{1+2I} + \dfrac{\varepsilon}{2T}\sum_{l_1=-\infty}^{+\infty}\cos\left(k\sqrt{2I}\,\mathrm{sen}\,\theta - \dfrac{2\pi l_1 t}{T}\right)$

MÚLTIPLAS PERTURBAÇÕES

- Hamiltoniana sistema: $H = \sqrt{1+2I} + \frac{\varepsilon}{2}\cos(k\sqrt{2I}\sin\theta)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT)$

- Função delta: $\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT) = \frac{1}{T}\sum_{l_1=-\infty}^{+\infty}\cos\left(\frac{2\pi l_1 t}{T}\right)$

- Hamiltoniana: $H = \sqrt{1+2I} + \frac{\varepsilon}{2T}\sum_{l_1=-\infty}^{+\infty}\cos\left(k\sqrt{2I}\,\mathrm{sen}\,\theta - \frac{2\pi l_1 t}{T}\right)$

- Série Fourier-Bessel: $\cos\left(k\sqrt{2I}\,\mathrm{sen}\,\theta - \frac{2\pi l_1 t}{T}\right) = \sum_{l_2=-\infty}^{+\infty} J_{l_2}(k\sqrt{2I})\cos\left(l_2\theta \pm \frac{2\pi l_1 t}{T}\right)$

MÚLTIPLAS PERTURBAÇÕES

- Hamiltoniana sistema: $H = \sqrt{1+2I} + \frac{\varepsilon}{2}\cos(k\sqrt{2I}\sin\theta)\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT)$

- Função delta: $\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\delta(t-nT) = \frac{1}{T}\sum_{l_1=-\infty}^{+\infty}\cos\left(\frac{2\pi l_1 t}{T}\right)$

- Hamiltoniana: $H = \sqrt{1+2I} + \frac{\varepsilon}{2T}\sum_{l_1=-\infty}^{+\infty}\cos\left(k\sqrt{2I}\,\text{sen}\,\theta - \frac{2\pi l_1 t}{T}\right)$

- Série Fourier-Bessel: $\cos\left(k\sqrt{2I}\,\text{sen}\,\theta - \frac{2\pi l_1 t}{T}\right) = \sum_{l_2=-\infty}^{+\infty} J_{l_2}(k\sqrt{2I})\cos\left(l_2\theta \pm \frac{2\pi l_1 t}{T}\right)$

- Hamiltoniana expandida: $H = \sqrt{1+2I} + \frac{\varepsilon}{2T}\sum_{r=-\infty}^{+\infty}\sum_{s=-\infty}^{+\infty} J_r(k\sqrt{2I})\cos\left(r\theta - \frac{2\pi s t}{T}\right)$

- Hamiltoniana expandida série Fourier-Bessel:

$$H = \sqrt{1+2I} + \frac{\varepsilon}{2T}\sum_{r=-\infty}^{+\infty}\sum_{s=-\infty}^{+\infty} J_r(k\sqrt{2I})\cos\left(r\theta - \frac{2\pi st}{T}\right)$$

- Infinitas perturbações (r,s) com mesmo número rotação:

(m,n): ressonância gerada pelas perturbações $(r,\ s) = (lm,\ ln)$

$\Omega = n/m$: número rotação que caracteriza ressonância (m,n)

$|l|$: número cadeias isócronas geradas perturbação individual $(r,\ s) = (lm,\ ln)$

$m = r/l$: número ilhas em cada cadeia

$n = s/l$: proporcional à velocidade angular partícula

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **88**, 064901 (2013)
M. C. de Sousa *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **641**, 012003 (2015)

POSIÇÃO RESSONÂNCIA - VARIÁVEL AÇÃO

- Hamiltoniana expandida: $H = \sqrt{1+2I} + \dfrac{\varepsilon}{2T} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} J_r(k\sqrt{2I}) \cos\left(r\theta - \dfrac{2\pi st}{T} \right)$
- Frequência partícula em campo $\mathbf{B}$: $\omega_0 = d\theta / dt\big|_{H=H_0} = \partial H_0 / \partial I = (1+2I)^{-1/2}$
- Frequência onda: $\omega = 2\pi / T$
- Sistema é twist: $\Omega = \dfrac{\omega_0}{\omega} = \dfrac{T}{2\pi\sqrt{1+2I}}$ (função monotônica I)
- Condição ressonância primária:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(r\theta - \frac{2\pi st}{T} \right) = 0 \;\Rightarrow\; r\dot{\theta} = \frac{2\pi s}{T} \;\Rightarrow\; r\omega_0 \cong \frac{2\pi s}{T} \;\Rightarrow\; lm\omega_0 \cong \frac{2ln\pi}{T}$$

$$I_{m,n} \cong \frac{1}{8}\left(\frac{mT}{n\pi} \right)^2 - \frac{1}{2} = \frac{1}{8}\left(\frac{T}{\pi\Omega_{m,n}} \right)^2 - \frac{1}{2}$$

POSIÇÃO RESSONÂNCIA - VARIÁVEL ANGULAR

- Para $\varepsilon \to 0$, mapa sistema é linearizado em ε:

$$I_{w+1} = I_w + \frac{\varepsilon k}{2}\sqrt{2I_w}\cos\theta_w \,\mathrm{sen}(k\sqrt{2I_w}\,\mathrm{sen}\,\theta_w)$$

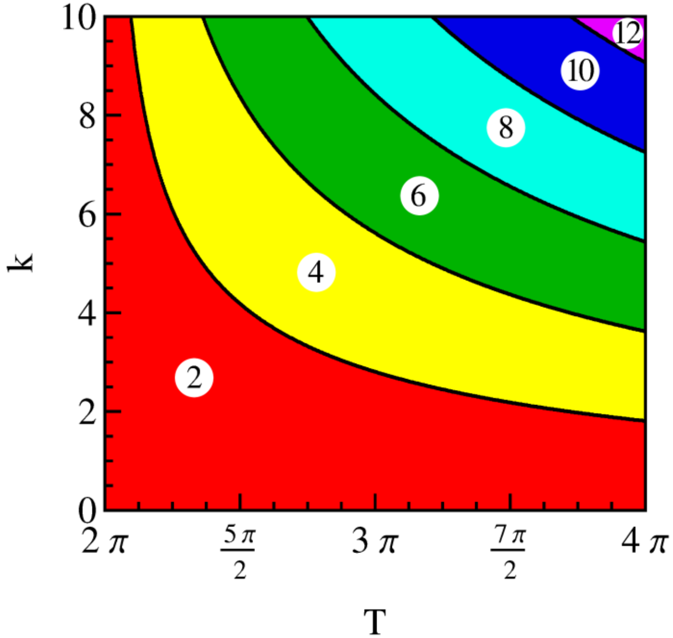
- Seguindo aproximação primeira ordem em ε nas sucessivas iterações mapa, e utilizando condição periodicidade ressonância (m,n):

$$G_{m,n}(\theta) \equiv \sum_{j=0}^{m-1}\cos\left(\theta+\frac{2\pi n}{m}j\right)\mathrm{sen}\left[k\sqrt{2I_{m,n}}\,\mathrm{sen}\left(\theta+\frac{2\pi n}{m}j\right)\right] = 0$$

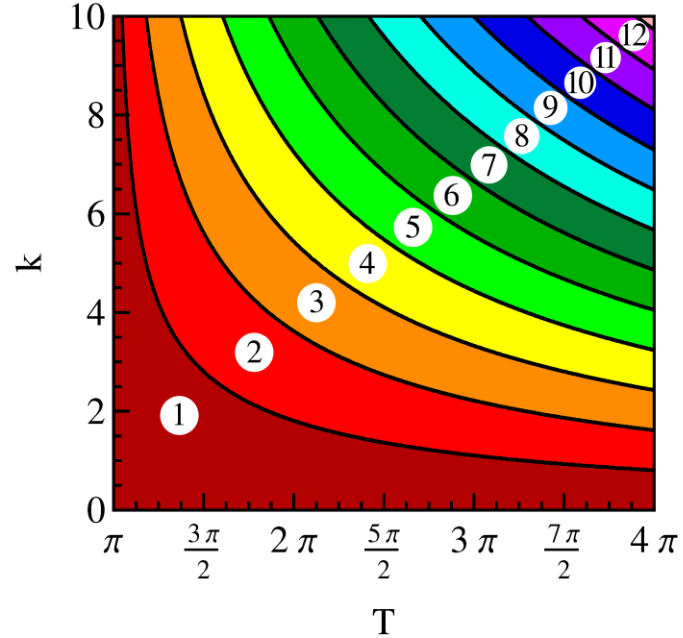
M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **88**, 064901 (2013)
M. C. de Sousa *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **641**, 012003 (2015)

NÚMERO CADEIAS ISÓCRONAS

Ressonância (1,1)



Ressonância (2,1)



Todas curvas pretas obedecem mesmo tipo lei potência:

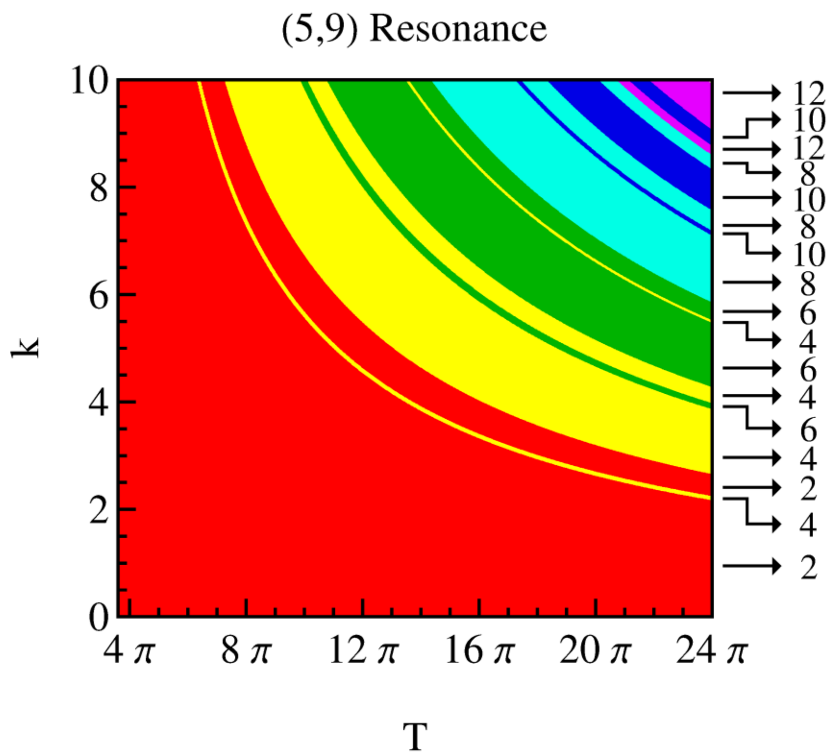
$$F(T) \equiv \left[\frac{1}{4} \left(\frac{mT}{n\pi} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2} = \frac{1}{\sqrt{2I_{m,n}}}$$

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **88**, 064901 (2013)

$$H = \sqrt{1+2I} + \frac{\varepsilon}{2T}\sum_{r=-\infty}^{+\infty}\sum_{s=-\infty}^{+\infty} J_r(k\sqrt{2I})\cos\left(r\theta - \frac{2\pi st}{T}\right)$$

- Número infinito termos ressonantes $(r,s) = (lm, ln)$ com mesmo número rotação $\Omega = n/m$
- Exemplo: perturbações (2,1), (-2,-1), (4,2), (-4,-2), etc. são todas caracterizadas por $\Omega = 1/2$
- Cada perturbação $(r,s) = (lm, ln)$ pode gerar ilhas isócronas na mesma posição espaço fases
- Superposição altera número cadeias de acordo com parâmetros sistema

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **88**, 064901 (2013)
M. C. de Sousa *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **641**, 012003 (2015)



$m > 4$: superposição termos ressonantes mais complexa

número cadeias não aumenta monotonicamente com T e k

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **88**, 064901 (2013)

M. C. de Sousa *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **641**, 012003 (2015)

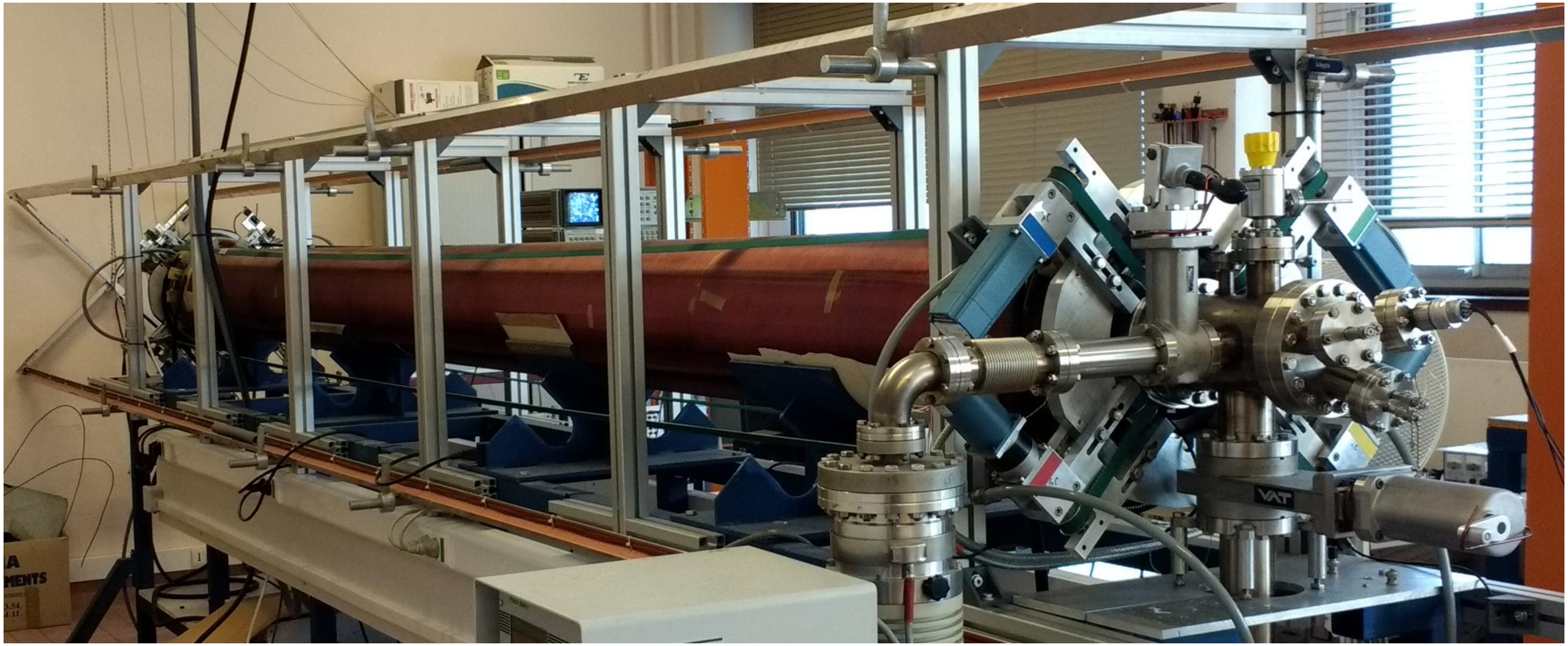
MÚLTIPLAS CADEIAS ISÓCRONAS

- Teorema Ponto Fixo Poincaré-Birkhoff: utiliza número rotação para descrever ressonâncias
- Número infinito perturbações $(lm,\ ln)$ possuem mesmo $\Omega = n/m$
- Número rotação não é suficiente para caracterizar completamente ressonância
- Número cadeias isócronas é determinado pelas perturbações $(lm,\ ln)$ que atuam sistema e sua superposição
- Uma perturbação $(lm,\ ln)$: número cadeias isócronas constante e igual $|\,l\,|$
- Múltiplas perturbações $(lm,\ ln)$: número cadeias pode variar com parâmetros sistema

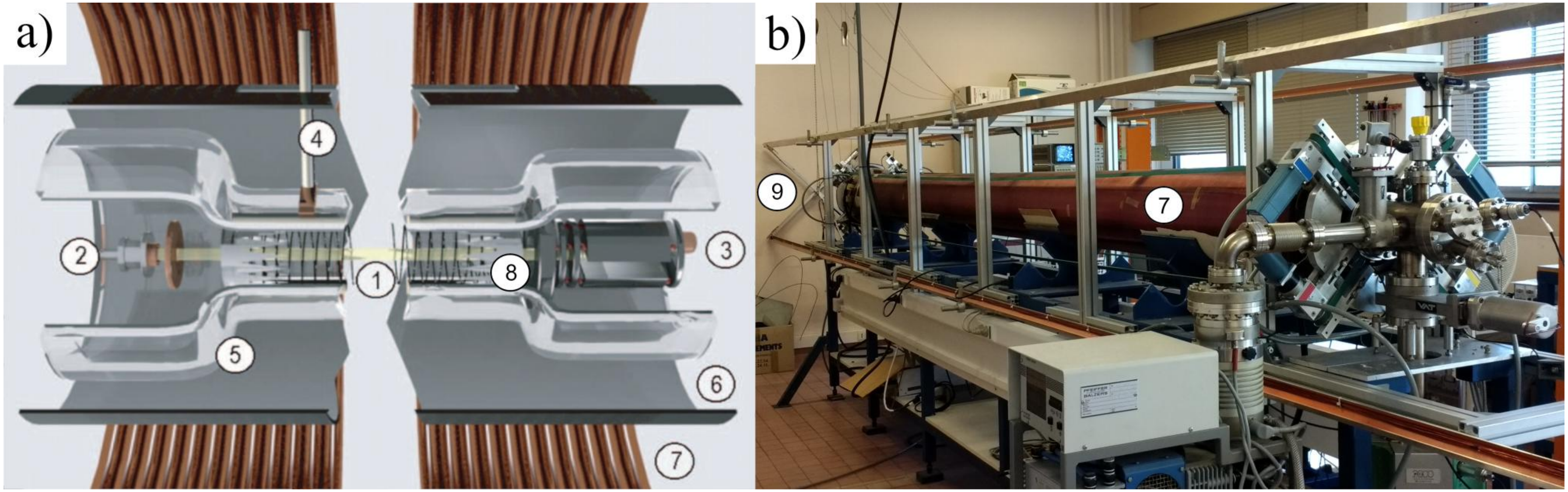
M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Rev.* E **88**, 064901 (2013)
M. C. de Sousa *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **641**, 012003 (2015)

EXPERIMENTOS EM UM TWT

- Válvula ondas progressivas (TWT, traveling wave tube) com 4 metros comprimento, especialmente concebida para investigar interações onda-partícula em plasmas (Laboratório PIIM, Aix-Marseille Université)



M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Plasmas* **27**, 093108 (2020)



(a) Estrutura TWT [Doveil *et al.*, *Chaos* **16**, 033103 (2006)]: (1) hélice; (2) canhão elétrons; (3) detector trocoidal velocidade; (4) antena móvel; (5) tubo vidro a vácuo; (6) cilindro radiofrequência aterrado, com ranhuras para movimento axial antenas; (7) bobina magnética principal; (8) terminações resistivas para reduzir reflexões.

(b) Foto TWT [M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Plasmas* **27**, 093108 (2020)]: (7) bobina principal - campo magnético axial para confinar feixe; (9) bobinas retangulares - campos magnéticos perpendiculares direção axial para manter feixe alinhado com eixo TWT.

- Experimentos sobre interação feixe-plasma
- Plasma possui muito ruído de fundo
- TWT simula sistemas feixe-plasma com nível muito baixo ruído
- TWT: ondas eletromagnéticas interagem com feixe elétrons no vácuo
- Analisamos propagação ondas, feixe elétrons, sua interação, e comparamos com previsões teóricas (concordância ótima)
- Investigamos efeitos não-lineares devido trocas energia e momento entre ondas e elétrons: modulação energia feixe, crescimento onda, formação pacotes elétrons que são aprisionados potencial onda

M. C. de Sousa *et al.*, *Phys. Plasmas* **27**, 093108 (2020)

Estudos importantes para:

- Física plasmas,
- Dispositivos que usam interação onda-partícula;
- Melhoria TWTs industriais (2 a 30 cm comprimento), usados como amplificador sinal comunicações sem fio, principalmente telecomunicação espacial [ex: satélites, sondas como *Rosetta* (primeira a pousar em cometa), *New Horizons* (explorar Plutão), etc.]

Editor's pick: M. C. de Sousa *et al.*, "Wave-particle interactions in a long traveling wave tube with upgraded helix", *Phys. Plasmas* **27**, 093108 (2020)