

二维正弦离散映射的分岔和吸引子*

毕闯²⁾ 张千²⁾ 向勇^{1)2)†} 王京梅¹⁾

1) (电子科技大学, 电子薄膜与集成器件国家重点实验室, 成都 610054)

2) (电子科技大学能源科学与工程学院, 成都 611731)

(2013年7月18日收到; 2013年9月27日收到修改稿)

由一个正弦映射和一个三次方映射通过非线性耦合, 构成一个新的二维正弦离散映射. 基于此二维正弦离散映射得到系统的不动点以及相应的特征值, 分析了系统的稳定性, 研究了系统的复杂非线性动力学行为及其吸引子的演变过程. 研究表明: 此二维正弦离散映射中存在复杂的对称性破缺分岔、Hopf 分岔、倍周期分岔和周期振荡快慢效应等非线性物理现象. 进一步根据控制变量变化时系统的分岔图、Lyapunov 指数图和相轨迹图分析了系统的分岔模式共存、快慢周期振荡及其吸引子的演变过程, 通过数值仿真验证了理论分析的正确性.

关键词: 正弦离散映射, 对称性破缺分岔, Hopf 分岔, 吸引子

PACS: 05.45.-a, 02.30.Oz, 05.45.Gg

DOI: 10.7498/aps.62.240503

1 引言

近年来, 非线性科学已经发展成为一门跨学科的边缘学科, 涉及了自然科学中的数、理、化、天、地、生等. 其中分岔和混沌等非线性现象得到了国内外学者的重视和发展, 深入研究了多种通向混沌的分岔道路, 例如倍周期分岔、Hopf 分岔、Flip 分岔、边界碰撞分岔, 对称性破缺分岔等^[1-8]. 随后, 非线性理论应用于工程科学中, 提供了全新的手段和方法, 取得了丰硕的成果^[9-12].

在一个受周期驱动的振子系统中, 人们发现了圆周映射^[13], 其本质就是一维的正弦映射系统, 随后一维正弦映射得到了广泛深入的研究. 文献^[14]分析了一维正弦映射的分岔模式及其非线性现象. 文献^[15]从系统的分岔图、Lyapunov 指数和实验等方面分析了一维时标正弦映射的分岔现象. 一般的一维三次方映射系统中存在复杂的对称性破缺分岔、倍周期分岔等非线性现象. 文献^[16]从系统的吸引域、分岔图、不动点等角度, 解释了一维三次方映射系统及其混沌控制后的复杂对称性破缺分岔等非线性物理现象. 目前已有的研究成果主要

研究分析了一维正弦类系统和一维三次方系统的非线性动力学特性. 然而, 在实际的工程应用中许多物理系统是由两个变量或者多个变量描述, 使得二维离散映射比一维离散映射具有更加复杂的非线性现象. 通过已有的一维映射和方程构造出新的二维混沌系统, 建立相应的理论体系, 有助于揭示新的非线性物理现象, 为理论研究和应用实践提供范例^[17,18].

本文研究了由一个一维正弦系统和一个一维三次方系统通过非线性耦合构成新的二维正弦离散映射系统, 通过分析系统不动点的稳定性和吸引子的演变过程, 发现系统具有对称性破缺分岔、Hopf 分岔、倍周期分岔和周期振荡快慢效应等复杂的非线性物理现象. 本文利用数值仿真得到系统的分岔图、Lyapunov 指数图和相轨迹图, 全面深入地研究了新系统的非线性动力学.

2 二维正弦离散映射的动力学分析

2.1 二维正弦离散映射数学模型

将一个一维的正弦映射和一个一维的三次方

* 电子薄膜与集成器件国家重点实验室基础研究开放创新基金(批准号: CXJJ2010001)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: xiang@uestc.edu.cn

映射通过非线性耦合, 构成一个新的二维正弦离散映射系统, 其数学方程表达式如下:

$$\begin{cases} x_{k+1} = \sin(\pi y_k), \\ y_{k+1} = a(1 - x_k^2)y_k, \end{cases} \quad (1)$$

其中 a 为控制参数.

考虑系统 (1) 为一个依赖于控制参数 a 的离散动力学系统:

$$f((x, y), a) : (x, y) \rightarrow f((x, y), a) \quad (x \in \mathbb{R}, y \in \mathbb{R}, a \in \mathbb{R}), \quad (2)$$

系统 (2) 具有对称性, 即 $f((x, y), a) = f((-x, -y), a)$. 如果系统 (2) 在其不动点的特征值等于 -1 , 则系统发生倍周期分岔; 如果系统 (2) 在其不动点的特征值等于 1 , 则系统可能发生对称性破缺分岔. 根据系统发生对称性破缺分岔的条件 [16] 进一步判断系统是否发生对称性破缺分岔: 1) 系统具有对称性; 2) 分析系统在分岔点前后的稳定解的性质; 3) 分析系统吸引域的对称性.

2.2 二维正弦离散映射的不动点及其稳定性

假设 $u = (x^*, y^*)$ 是二维正弦离散映射 (1) 的不动点, 则不动点应该满足

$$\begin{cases} x^* = \sin(\pi y^*), \\ y^* = a(1 - x^{*2})y^*. \end{cases} \quad (3)$$

由方程 (3) 可知, 当 $a < 1$ 时, (3) 式只有零解, 即系统 (1) 只有一个原点不动点 $u(0, 0)$; 当 $a \geq 1$ 时, (3) 式除了有一个零解, 还有两个非零的实数解, 即

$$u_{2,3} = \left(\pm \sqrt{1 - \frac{1}{a}}, \frac{1}{\pi} \arcsin \left(\pm \sqrt{1 - \frac{1}{a}} \right) \right). \quad (4)$$

在不动点 u 处, 系统 (1) 的 Jacobi 矩阵为

$$J_u = \begin{bmatrix} 0 & \pi \cos(\pi y^*) \\ -2ay^*x^* & a(1 - x^{*2}) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其特征方程为

$$\lambda^2 - a(1 - x^{*2})\lambda + 2a\pi y^*x^* \cos(\pi y^*) = 0, \quad (6)$$

特征方程 (6) 的根的判定式为

$$\Delta = a^2(1 - x^{*2})^2 - 8a\pi y^*x^* \cos(\pi y^*). \quad (7)$$

基于二维正弦离散映射的数学模型及其 Jacobi 矩阵, 通过分析系统的控制参数 a 变化时特征值的

运动轨迹, 可以获得二维正弦离散映射的分岔模式和系统的稳定特性. 根据 (4) 和 (5) 式可以得到二维正弦离散映射在参数 $a \in [-1, 0] \cup [0, 1] \cup [1, 1.58]$ 范围内特征值的运动轨迹, 如图 1 所示. 图 1 中 “+” 所示为特征值 λ_1 的运动轨迹, 图 1 中 “*” 所示为特征值 λ_2 的运动轨迹. 若 Jacobi 矩阵所有特征值都在单位圆内部, 那么二维正弦离散映射系统是稳定的; 若任何特征值的运动轨迹由单位圆内部穿越到外部, 那么系统就会失去稳定性, 且在该交叉点上发生分岔行为 [19].

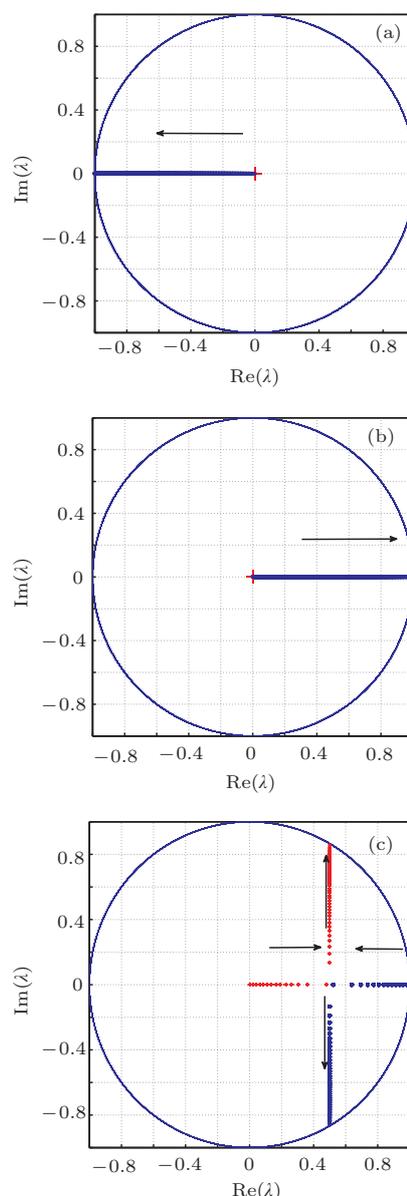


图 1 二维正弦离散映射随参数 a 变化时系统特征值的运动轨迹 (a) 参数 a 在 $[-1, 0]$ 变化; (b) 参数 a 在 $[0, 1]$ 变化; (c) 参数 a 在 $[1, 1.58]$ 变化

当系统 (1) 稳定于不动点 u_1 时, 将不动点 u_1 代入 (6) 和 (7) 式, 可得此时的特征根为

$$\begin{cases} \lambda(\lambda - a) = 0, \\ \Delta = a^2 > 0, \end{cases} \quad (8)$$

由(8)式可知, 当 $-1 < a < 1$ 时, (8) 式中 $\Delta > 0$, 系统有两个不同的实数特征值, 且 $|\lambda_{1,2}| < 1$. 若 $-1 < a < 0$ 时, 一个特征值 λ_1 等于 0, 另一个特征值 λ_2 由 0 逐渐减小向单位圆的边缘 -1 靠拢, 如图 1(a) 所示; 在 $a = -1$ 处, 特征值 $\lambda_1 = 0$, 特征值 $\lambda_2 = -1$ 刚好落在单位圆上, 系统在此处发生倍周期分岔. 若 $0 < a < 1$ 时, 一个特征值 λ_1 等于 0, 另一个特征值 λ_2 由 0 逐渐增加向单位圆的边缘靠拢, 如图 1(b) 所示; 在 $a = 1$ 处, 特征值 $\lambda_1 = 0$, 特征值 $\lambda_2 = 1$ 刚好落在单位圆上, 根据分岔定理^[19], 系统在此处发生局部分岔.

当系统(1)稳定于不动点 u_2 和 u_3 时, 其特征方程具有相同的形式, 将不动点 u_2 和 u_3 代入(6)和(7)式可得

$$\begin{cases} \lambda^2 - \lambda + 2a \left(\pm \sqrt{1-1/a} \right) \arcsin(\pm \sqrt{1-1/a}) \\ \times \cos \left(\arcsin(\pm \sqrt{1-1/a}) \right) = 0, \\ \Delta = 1 - 8a \left(\pm \sqrt{1-1/a} \right) \arcsin(\pm \sqrt{1-1/a}) \\ \times \cos \left(\arcsin(\pm \sqrt{1-1/a}) \right), \end{cases} \quad (9)$$

由(9)式可知, 若 $1 < a \leq 1.13$, (9) 式中 $\Delta > 0$, 则特征方程有两个不同的实数特征值, 且满足 $|\lambda_{1,2}| < 1$, 此时这两个非零不动点是两个相互吸引的稳定的鞍点. 若 $1.13 < a < 1.58$, (9) 式中 $\Delta < 0$, 则特征方程有一对共轭复数的特征值, 共轭复特征值分别向上和向下往单位圆的边缘靠拢, 此时这两个非零的不动点是两个相互吸引的稳定的焦点, 如图 1(c) 所示; 当 $a = 1.58$ 时, 两个共轭复特征值刚好到达单位圆并将穿过单位圆, 这时二维正弦离散映射产生 Hopf 分岔^[17], 最终演变成极限环.

3 分岔分析

3.1 二维正弦离散映射共存的分岔模式

根据(1)和(5)式可以得到二维正弦离散映射随参数 a 变化时的分岔图及其相应的 Lyapunov 指数图, 如图 2 所示. 当初始条件为 $(0.2, 0.2)$ 时, 二维正弦离散映射的分岔图如图 2(a) 所示; 当初始条件为 $(-0.2, -0.2)$ 时, 二维正弦离散映射的分岔图如图 2(b) 所示; 图 2(a) 中离散映射的分岔图的局部放大图如图 2(c) 所示; 二维正弦离散映射的分岔图相对应的 Lyapunov 指数图如图 2(d) 所示.

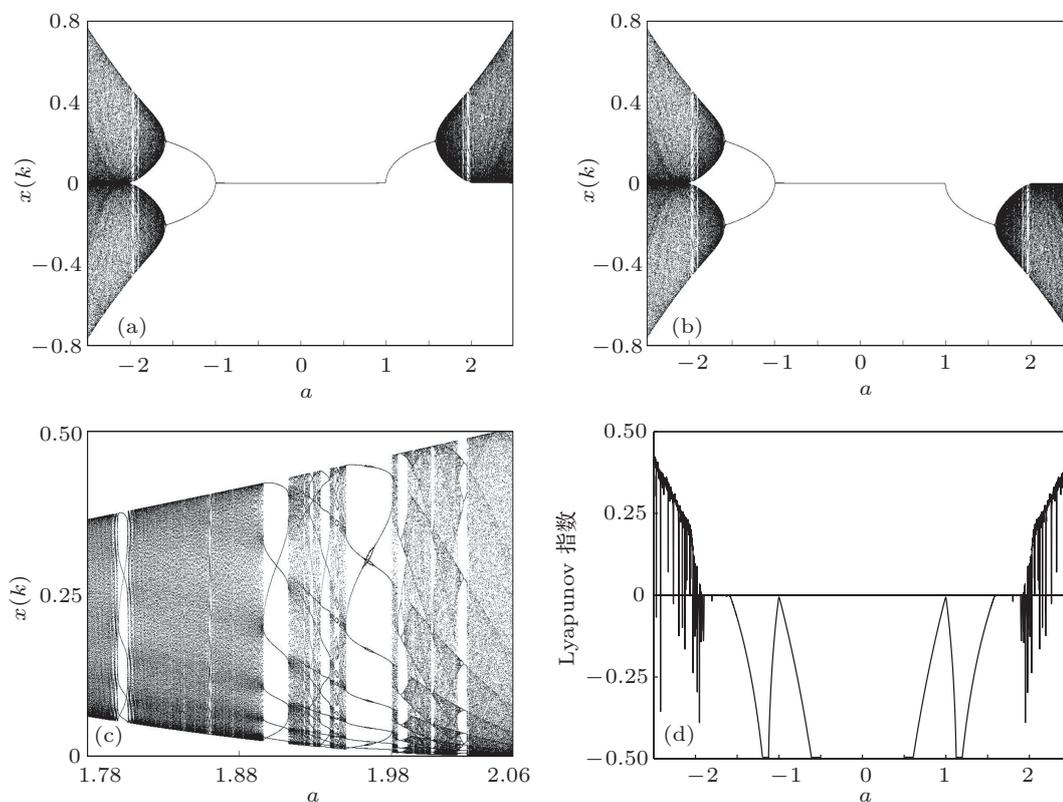


图 2 随参数 a 变化时的分岔图和 Lyapunov 指数图 (a) 初始条件为 $(0.2, 0.2)$ 的分岔图; (b) 初始条件为 $(-0.2, -0.2)$ 的分岔图; (c) 局部分岔图; (d) Lyapunov 指数图

由二维正弦离散映射的分岔图可知, 当参数 a 在区间 $[-1, 0]$ 内变化时, 系统稳定于解枝 u_1 , 图 2(d) 中在此区间内系统的 Lyapunov 指数为负值, 表明二维正弦离散映射处于稳定状态; 在 $a = -1$ 处, 系统发生倍周期分岔, 由周期一态进入周期二态. 当参数 a 在区间 $[-1, -1.58]$ 变化时, 系统处于周期二状态, 图 2(d) 中在此区间内系统的 Lyapunov 指数为负值, 表明二维正弦离散映射处于稳定状态; 在 $a = -1.58$ 处, 系统发生 Hopf 分岔. 随着参数 a 的减小, 当参数 a 在区间 $[-2.0, -1.58]$ 变化时, 图 2(d) 中在此区间内系统的 Lyapunov 指数等于 0, 系统中存在极限环, 此时系统处于临界稳定状态. 随着参数 a 继续减小, 当参数 a 在区间 $[-2.5, -2.0]$ 时, 系统进入混沌态. 当参数 a 在区间 $[0, 1]$ 内变化时, 系统稳定于解枝 u_1 ; 在参数 $a = 1$ 处, 系统的一个特征值为 1, 且系统的稳定解枝与初始值有关, 对比图 2(a) 和 (b) 可知, 当初始值为正值时, 分岔图中出现正半解枝; 而初始值为负值时, 分岔图中出现负半解枝, 根据对称性破缺分岔条件^[16] 可知, 系统在此处发生了对称性破缺分岔. 随着参数 a 的继续增大, 当参数 a 在区间 $[1.58, 2.0]$ 变化时, 图 2(d) 中在此区间内系统的 Lyapunov 指数等于 0, 系统发生 Hopf 分岔, 此时系统处于临界稳定状态. 随着参数

a 继续增大, 当参数 a 在区间 $[2.0, 2.5]$ 变化时, 系统进入混沌态, 图 2(d) 中在此区间内系统的 Lyapunov 指数为正值.

图 2(c) 给出了二维正弦离散映射的参数 a 在区间 $[1.78, 2.06]$ 内的局部分岔图. 由局部分岔图可知, 在此区间内分别出现了 7, 8, 9, 10 和 17 周期窗, 内部混沌危机等非线性现象. 图 3(a) 显示了参数 a 为 1.6 时二维正弦离散映射的迭代波形图, 当初始值为 $(0.2, 0.2)$ 时, 系统 (1) 的轨迹经过迭代后趋向于状态变量 x 的正值区间 (图中正值区间的曲线①); 当初始值为 $(-0.2, -0.2)$ 时, 系统 (1) 的轨迹经过迭代后趋向于状态变量 x 的负值区间 (图中正值区间的曲线②). 图 3(b) 显示了参数 a 为 2.21 时二维正弦离散映射的迭代波形图, 图中正值区间的曲线①表明当初始值为 $(0.2, 0.2)$ 时系统 (1) 经过迭代后运行的轨迹; 图中负值区间的曲线②表明当初始值为 $(-0.2, -0.2)$ 时系统 (1) 经过迭代后运行的轨迹. 从图 3(b) 中可以看出, 从两个镜像的初始值出发系统的运行轨迹具有镜像现象发生, 虽然系统 (1) 的运行轨迹相互连接在一起, 但是从不同的初始条件出发的运行轨迹不能自由地在正负值区间相互穿越, 这一点也可以从二维正弦离散映射的分岔图得到验证.

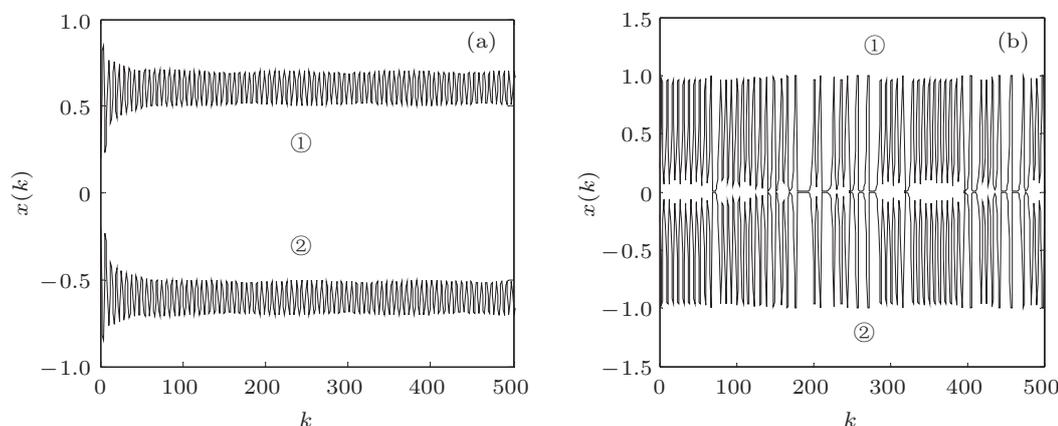


图 3 二维正弦离散映射的迭代波形图 (a) $a = 1.6$; (b) $a = 2.21$

3.2 快慢周期振荡效应

Hopf 分岔中存在着复杂的快慢周期振荡效应^[20]. 由图 1 中二维正弦离散映射的分岔图可知, 参数 a 在区间 $[1.58, 2]$ 变化时, 二维正弦离散映射存在明显的快慢周期振荡现象. 随着参数 a 的增大, 其迭代序列中的低次谐波振荡频率在迅速增大, 如图 4 所示.

图 4(a) 和 (b) 分别为参数 a 等于 1.6 和 1.64 时二维正弦离散映射的迭代波形图. 从图中可以看出, 当参数 a 等于 1.6 时, 映射的慢周期振荡频率与快周期振荡频率的比值为 $1/142$, 当参数 a 等于 1.64 时, 映射的慢周期振荡频率与快周期振荡频率的比值为 $1/36$. 图 4(c) 和 (d) 分别为参数 a 等于 -1.6 和 -1.64 时二维正弦离散映射的迭代波形图. 从图中可以看出, 参数 $a = \pm 1.64$ 时系统的慢周期振荡频

率明显大于参数 $a = \pm 1.6$ 时系统的慢周期振荡频率. 快慢周期振荡效应的出现, 是由于在此参数区间内, 二维正弦离散映射的最大 Lyapunov 指数为

零而导致的, 此时系统所形成的极限环处于临界稳定状态, 随着参数 a 的继续增大, 极限环失稳并不断地扭扩, 最终形成混沌吸引子.

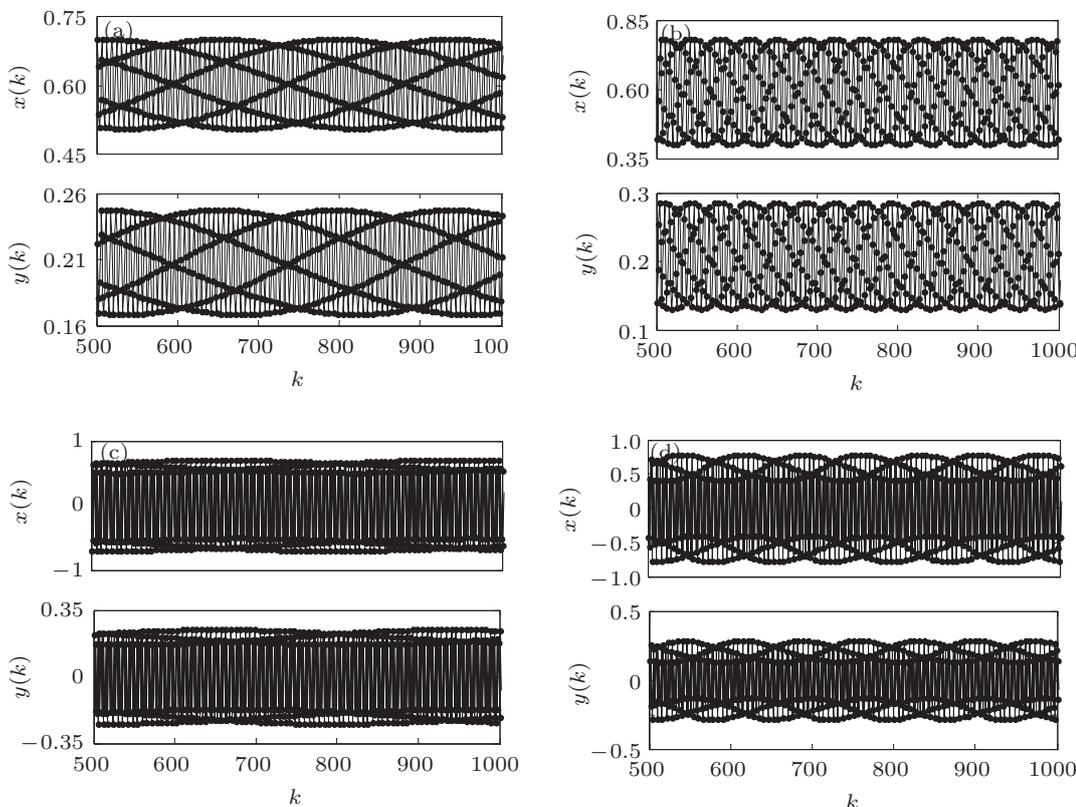


图4 在初始条件为 (0.2, 0.2) 时快慢周期振荡效应的迭代波形图 (a) $a = 1.6$; (b) $a = 1.64$; (c) $a = -1.6$; (d) $a = -1.64$

4 吸引子的演变

为了进一步分析二维正弦离散映射的非线性动力学, 验证二维正弦离散映射在参数 a 变化时发生的复杂的分岔现象, 根据系统 (1) 的离散映射数学模型, 我们可以得到系统吸引子的演化过程, 如图 5 和图 6 所示. 图 5 给出了二维正弦离散映射的参数 a 在区间 $[0, 2.5]$ 变化时吸引子的演变过程. 在图 5 中①表示初始条件为 (0.2, 0.2) 时形成的吸引子; ②表示初始条件为 (-0.2, -0.2) 时形成的吸引子. 在参数 $a = 1.5$ 时, 由两个对称的初始条件 (0.2, 0.2) 和 (-0.2, -0.2) 在 x - y 平面的 1, 3 象限产生的吸引子为两个对称的孤立点; 随着参数 a 的增大, 由于二维正弦离散映射发生 Hopf 分岔, 系统的吸引子演变为两个对称的极限环; 随着参数 a 的继续增大, 由 Hopf 分岔形成的两个极限环逐渐增大变形并向原点和 y 轴靠拢. 随着参数 a 的进一步增大, 系统产生的这两个极限环在原点相互接触后逐渐演变为四个和多个极限环, 最后在 x - y 平面的 1,

3 象限关于原点对称的两个有限区间内无限交叠下去. 在参数 $a = 1.803$ 时, 图 5(d) 中系统的吸引子为有限的 7 个点, 表明系统处于周期七状态, 这一点和图 2(c) 离散映射的局部分岔图所反映的情况完全符合.

图 6 给出了二维正弦离散映射的参数 a 在区间 $[-2.5, 0]$ 变化时吸引子的演变过程, 在这种情况下与系统的初始状态无关. 在参数 $a = -1.5$ 时, 系统在 x - y 平面的 2, 4 象限产生两个对称的孤立点. 随着参数 a 的减小, 吸引子的演化过程与图 5 中二维正弦离散映射的参数 a 在区间 $[0, 2.5]$ 变化时吸引子的演变过程一样. 当参数 a 在区间 $[-2, -1.58]$ 变化时, 二维正弦离散映射发生 Hopf 分岔, 系统的吸引子演变为两个对称的极限环. 当参数 a 在区间 $[-2.5, -2]$ 变化时, 二维正弦离散映射的吸引子最终演变形成混沌吸引子. 在参数 $a = -1.803$ 时, 图 6(d) 中系统的吸引子为有限的 7 个点, 表明系统处于周期七状态, 这一点和系统的分岔图所反映的情况完全符合.

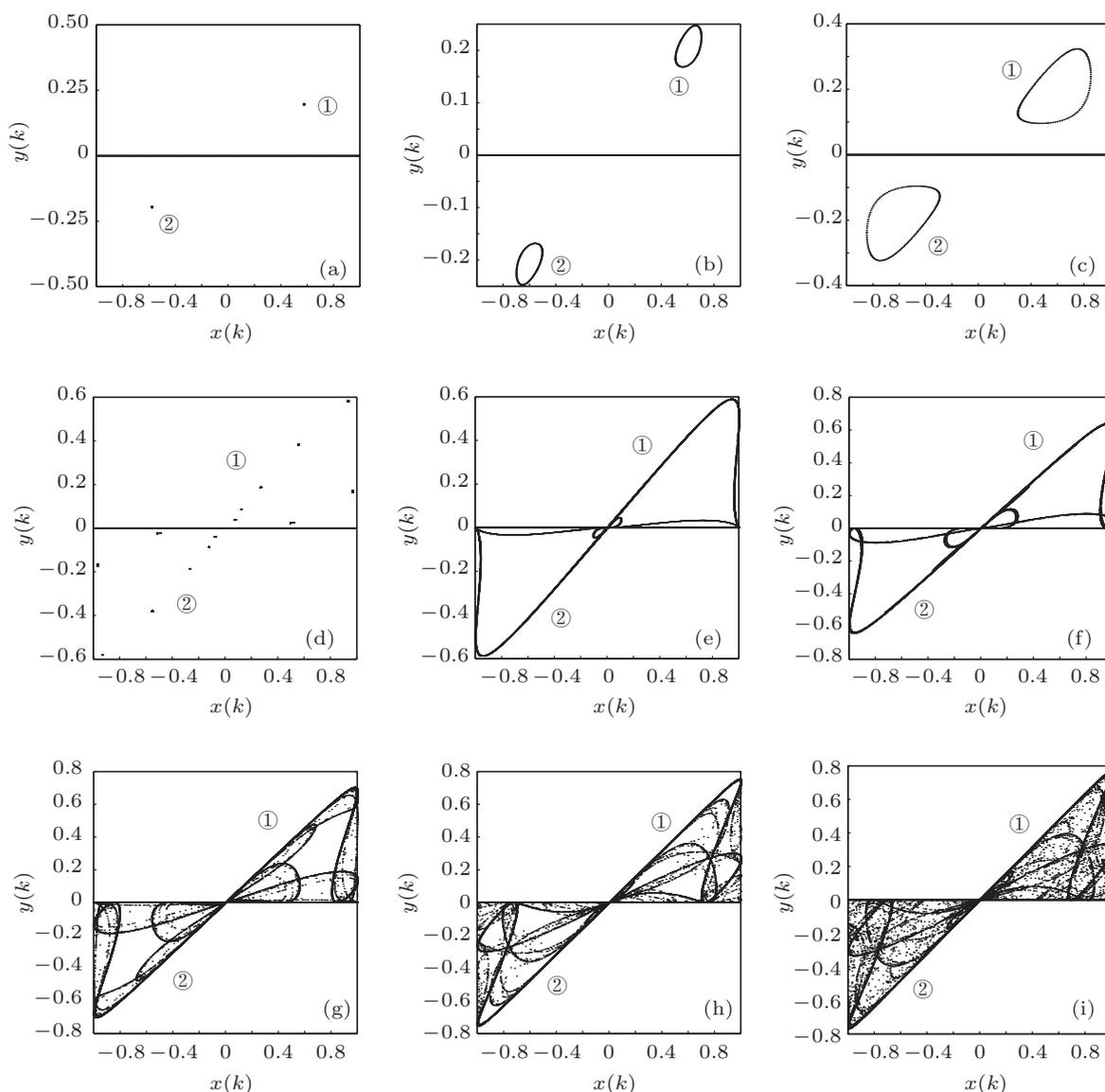


图5 参数 a 在区间 $[0, 2.5]$ 变化时二维正弦离散映射的吸引子演化图 (a) $a = 1.5$; (b) $a = 1.6$; (c) $a = 1.7$; (d) $a = 1.803$; (e) $a = 2.21$; (f) $a = 2.3$; (g) $a = 2.4$; (h) $a = 2.48$; (i) $a = 2.5$

5 结论

由一个正弦映射和一个三次方映射通过非线性耦合组成的一个二维的正弦离散映射具有复杂的非线性动力学现象,除了正弦映射固有的对称性破缺分岔外,还具有 Hopf 分岔、快慢周期振荡等独特的非线性物理现象.通过系统的离散迭代数学模型得到了系统的不动点及其相应的特征值,并

进行了稳定性分析.基于二维正弦离散映射的分岔图、Lyapunov 指数图、迭代序列波形图和相轨迹,研究了此类二维正弦离散映射中非线性现象的产生机理及其吸引子的演变过程.最后,通过数值仿真验证了理论分析的正确性.因此,本文所研究的内容具有重要的物理意义,对于工程应用具有重要的价值.

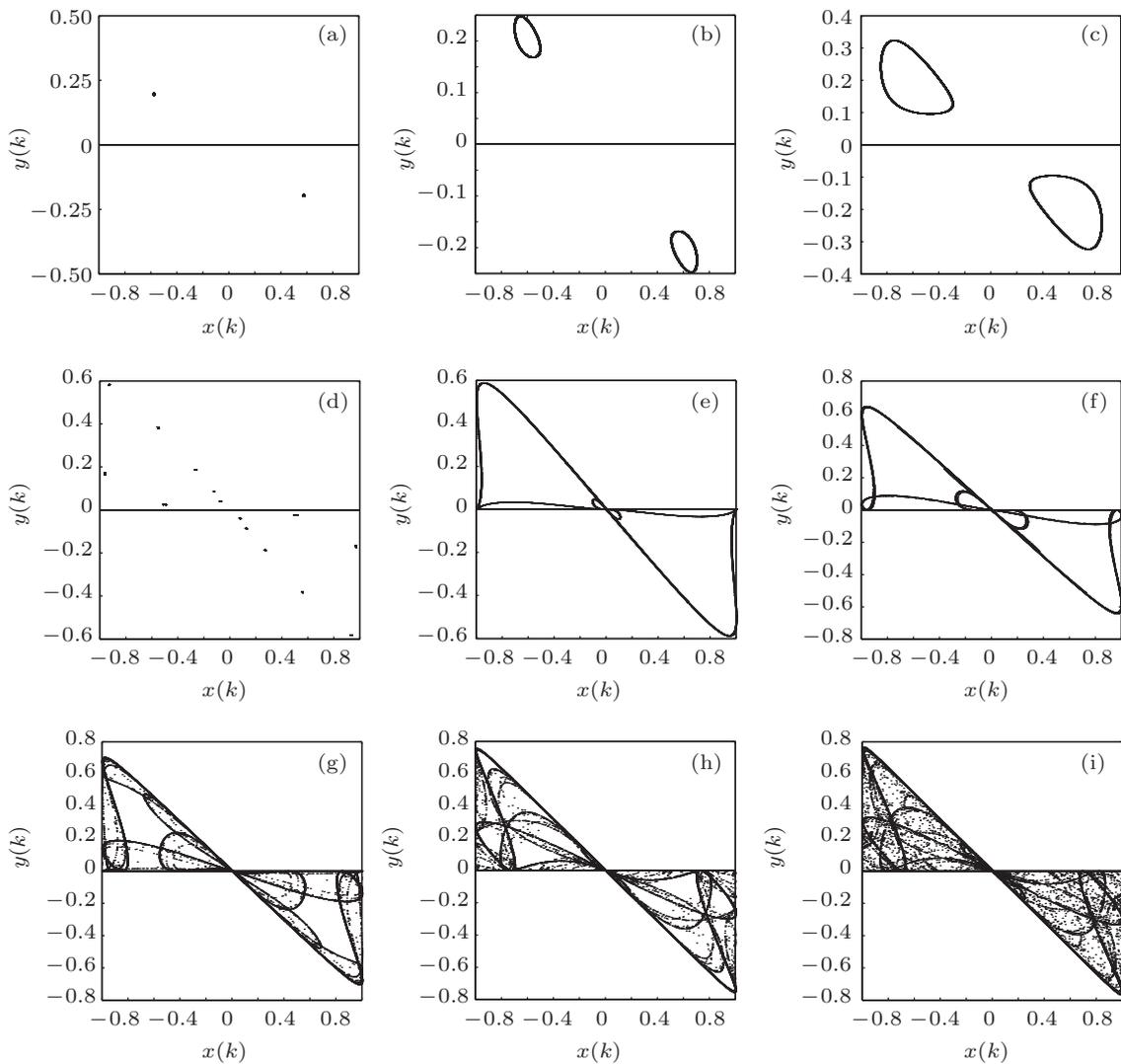


图6 参数 a 在区间 $[-2.5, 0]$ 变化时二维正弦离散映射的吸引子演化图 (a) $a = -1.5$; (b) $a = -1.6$; (c) $a = -1.7$; (d) $a = -1.803$; (e) $a = -2.21$; (f) $a = -2.3$; (g) $a = -2.4$; (h) $a = -2.48$; (i) $a = -2.5$

- [1] Ma T D, Fu J, Sun Y 2010 *Chin. Phys. B* **19** 090502
- [2] Zhang H G, Fu J, Ma T D, Tong S C 2009 *Chin. Phys. B* **18** 969
- [3] Parui S, Banerjee S 2003 *IEEE Trans. Circuits Syst. I* **50** 1464
- [4] Yan H, Wei P, Xiao X C 2010 *Chin. Phys. B* **19** 090501
- [5] Yan H, Wei P, Xiao X C 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3287
- [6] Van Ha N, Han J S 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 060501
- [7] Wu J, Zhan X S, Zhang X H, Gao H L 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 050203
- [8] Namajunas A, Pyragas K, Tamasevicius A 1997 *Int. J. Bifurc. Chaos* **7** 957
- [9] Wu X, Tse C K, Dranga O, Lu J 2006 *IEEE Trans. Circuits Syst. I* **53** 204
- [10] Yang R, Zhang B 2007 *Chin. Soc. Elec. Eng.* **27** 114 (in Chinese) [杨汝, 张波 2007 中国电机工程学报 **27** 114]
- [11] Xu J, Long K P, Fournier-Prunaret D, Taha A K, Charge P 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 020504
- [12] Xu J, Long K P, Fournier-Prunaret D, Taha A K, Charge P 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 080506
- [13] Boyland P L 1986 *Comm. Math. Phys.* **106** 353
- [14] Lalescu C C 2010 *Arxiv preprint arXiv* **1011** 6552
- [15] Hu W, Zhao G H, Zhang G, Zhang J Q, Liu X L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 170505 (in Chinese) [胡文, 赵广浩, 张弓, 张景乔, 刘贤龙 2012 物理学报 **61** 170505]
- [16] Zhang H, Chu Y D, Ding W C, Li X F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 040202 (in Chinese) [张惠, 褚衍东, 丁旺才, 李险峰 2013 物理学报 **62** 040202]
- [17] Bao B C, Kang Z S, Xu J P, Hu W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1420 (in Chinese) [包伯成, 康祝圣, 许建平, 胡文 2009 物理学报 **58** 1420]
- [18] Meng J D, Bao B C, Xu Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 010504 (in Chinese) [孟继德, 包伯成, 徐强 2011 物理学报 **60** 010504]
- [19] Edward O 2002 *Chaos in Dynamical System* (Cambridge: Cambridge University Press) p50
- [20] Zhou G H, Xu J P, Bao B C, Zhang F, Liu X S 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 090504

Bifurcation and attractor of two-dimensional sinusoidal discrete map*

Bi Chuang²⁾ Zhang Qian²⁾ Xiang Yong^{1)2)†} Wang Jing-Mei¹⁾

1) (State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

2) (School of Energy Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China)

(Received 18 July 2013; revised manuscript received 27 September 2013)

Abstract

A new two-dimensional sinusoidal discrete map is achieved by nonlinearly coupling a sinusoidal map and with a cubic map. The fixed points and the corresponding eigenvalues are obtained based on this two-dimensional sinusoidal discrete map, and the stability of the system is analyzed to study the complex nonlinear dynamic behavior of the system and the evolutions of their attractors. The research results indicate that there are complex nonlinear physical phenomena in this two-dimensional sinusoidal discrete map, such as symmetry breaking bifurcation, Hopf bifurcation, period doubling bifurcation, periodic oscillation fast-slow effect, etc. Furthermore, bifurcation mode coexisting, fast-slow periodic oscillations and the evolutions of the attractors of the system are analyzed by using the bifurcation diagram, the Lyapunov exponent diagram and the phase portraits when the control parameters of the system are varied, and the correctness of the theoretical analysis is verified based on numerical simulations.

Keywords: sinusoidal discrete map, symmetry breaking bifurcation, Hopf bifurcation, attractor

PACS: 05.45.-a, 02.30.Oz, 05.45.Gg

DOI: 10.7498/aps.62.240503

* Project supported by the Open Innovation Fund for Basic Research of State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, China (Grant No. CXJJ2010001).

† Corresponding author. E-mail: xiang@uestc.edu.cn