

ТЕОРИЯ САМООРГАНИЗУЕМОЙ МОДУЛЯЦИИ

А.И. Олемской*; **Д.О. Харченко****; **В.О. Харченко*****

**Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы*

***Сумский государственный университет*

****Институт магнетизма НАН Украины, г. Киев*

В работе рассмотрены эффекты самоорганизации в системе Лоренца-Хакена с учетом дисперсии времени релаксации амплитуды гидродинамической моды. Установлено, что при фазовых переходах первого и второго рода в системе возникает модулированная диссипативная структура. Приведены фазовые диаграммы, иллюстрирующие область параметров системы, при которых возможна реализация как устойчивого, так и неустойчивого предельных циклов.

ВВЕДЕНИЕ

Синергетика представляет, как известно, междисциплинарное направление, позволяющее единым образом описать самоорганизацию сильно неравновесных систем в физике, химии, биологии, социологии и других направлениях науки и её приложений [1-4]. Обычно такие системы исследуются в рамках неравновесной кинетики, основывающейся на втором начале термодинамики, согласно которому энтропия закрытой системы может возрастать или оставаться постоянной. В отличие от этого синергетика исследует самоорганизацию открытых систем, значительное удаление которых от равновесия может уменьшать энтропию, представляющую меру беспорядка. В результате возникает упорядоченное состояние, отвечающее минимуму синергетического потенциала, в котором подсистема может находиться настолько долго, пока подвержена внешнему воздействию.

В отличие от термодинамических фазовых переходов процесс самоорганизации может приводить не только к формированию статических состояний, которым отвечает локальный минимум синергетического потенциала, не изменяющийся со временем, но и к образованию временных, пространственных или пространственно-временных диссипативных структур, эволюция которых определяется намного более сложным притягивающим множеством, чем точка. Зачастую образование такого рода структур происходит по сценарию бифуркации Хопфа и сопровождается неустойчивостями Тьюринга.

В этой связи возникает проблема построения простейшей схемы, которая позволяла бы с единой точки зрения исследовать оба указанных проявления самоорганизации – как фазовые переходы, так и образование диссипативных структур. Развитие такой схемы является основной целью предлагаемой работы. В своем изложении мы основываемся на синергетической модели Лоренца-Хакена, которая самосогласованным образом описывает процессы самоорганизации. В согласии с теоремой Рюэля-Такенса течение таких процессов параметризуется тремя макроскопическими переменными: параметром порядка, сопряженным полем и управляющим параметром.

Работы построена следующим образом. В разделе 1 изложена модель Лоренца-Хакена, в рамках которой использование принципа соподчинения позволяет представить картину непрерывного и прерывистого фазовых переходов. Раздел 2 посвящён исследованию простейшей диссипативной структуры в рамках двухпараметрического представления, которое следует из модели Лоренца-Хакена при быстром изменении поля, сопряженного параметру порядка. В разделе 3

представлены основные результаты исследования процессов самоорганизации с фазовым переходом и образованием диссипативной структуры. Основные результаты работы и следующие из неё выводы изложены в разделе 4.

1 МОДЕЛЬ СИНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ

Рассмотрим синергетическую модель макроскопической системы,

$$\begin{aligned}\dot{\eta} &= -\eta/\tau_\eta + a_\eta h, \\ \dot{h} &= -h/\tau_h + a_h S\eta, \\ \dot{S} &= (S_e - S)/\tau_S - a_S \eta h,\end{aligned}\tag{1}$$

описываемой самосогласованным поведением трех коллективных переменных, сводящихся к амплитуде гидродинамической моды η , играющей роль параметра порядка, сопряженному полю h и управляющему параметру S . Точка означает дифференцирование по времени t ; τ_η , τ_h и τ_S – времена релаксации соответствующих мод; параметры a_η , a_h и a_S определяют интенсивности обратных связей; величина S_e задает интенсивность внешнего воздействия, отдаляющего систему от равновесного состояния. Переходя к безразмерным величинам, далее удобно отнести время t к масштабу τ_η , параметр порядка η – к $(a_\eta a_S)^{-1/2}$, сопряженное поле – к $(a_\eta^2 a_h a_S)^{-1/2}$, а S – к $(a_\eta a_S)^{-1}$. Тогда, вводя безразмерные масштабы $\sigma \equiv \tau_h/\tau_\eta$ и $\varepsilon \equiv \tau_\varepsilon/\tau_\eta$, приходим к безразмерному виду системы (1)

$$\begin{aligned}\dot{\eta} &= -\eta + h, \\ \varepsilon \dot{h} &= -h + S\eta, \\ \sigma \dot{S} &= S_e - S - \eta h.\end{aligned}\tag{2}$$

В зависимости от соотношений между временами релаксации указанных мод удастся представить поведение такой системы меньшим числом степеней свободы. Если времена изменения сопряженного поля и управляющего параметра намного меньше масштаба изменения параметра порядка, то в уравнениях (2) можно положить $\varepsilon, \sigma \ll 1$, тем самым, перейдя к описанию системы одной переменной – параметром порядка. Это означает, что величины $h(t) \approx h(\eta(t))$, $S(t) \approx S(\eta(t))$ следуют за изменением параметра порядка $\eta(t)$, и в двух последних уравнениях (2) левые части становятся исчезающе малыми. В результате получаем выражения

$$h = \frac{S_e \eta}{1 + \eta^2}, \quad S = \frac{S_e}{1 + \eta^2},\tag{3}$$

выражающие сопряженное поле и управляющий параметр через параметр порядка. При $\eta \ll 1$ первое из этих соотношений имеет линейный вид, характеризуемый восприимчивостью $\chi \equiv dh/d\eta = S_e$. С возрастанием параметра порядка до значения $\eta=1$ зависимость $h(\eta)$ выходит на насыщение, а при $\eta > 1$ проявляет спадающий характер, который отвечает отрицательной восприимчивости χ и не имеет физического

смысла. Что касается последнего равенства (3), то оно описывает спадание управляющего параметра от максимального значения $S = S_e$ при $\eta = 0$ до минимальной величины $S = S_e/2$ при $\eta = 1$. Очевидно, спадающий характер зависимости $S(\eta)$ является проявлением принципа Ле-Шателье.

Подставляя (3) в (2), приходим к уравнению Ландау-Халатникова

$$\dot{\eta} = -\frac{dV(\eta)}{d\eta}, \quad V(\eta) = \frac{1}{2}\eta^2 - \frac{S_e}{2}\ln(1 + \eta^2), \quad (4)$$

где введен синергетический потенциал $V(\eta)$, сводящийся к η^4 -потенциалу Ландау при $\eta^2 \ll 1$. Очевидно, что если параметр внешнего воздействия $S_e < 1$, то зависимость $V(\eta)$ имеет монотонно возрастающий характер с минимумом в точке $\eta_0 = 0$, и система не упорядочивается. В закритической области $S_e > 1$ синергетический потенциал приобретает минимум при ненулевом значении параметра порядка $\eta_0 = \sqrt{S_e - 1}$, возрастающим корневым образом. При резком переходе в закритическую область $S_e > 1$ параметр порядка за время $\tau = (S_e - 1)^{-1}$ приобретает стационарное значение, отвечающее упорядоченному состоянию, по дебаевскому закону $\eta(t) = \eta_0[1 - \exp(-t/\tau)]$.

Изложенная картина отвечает непрерывному фазовому переходу, при котором упорядоченное и неупорядоченное состояния синергетического потенциала (4) не разделены барьером, а параметр порядка плавно нарастает со временем. Для перехода к прерывистому превращению положим, что время релаксации параметра порядка τ_η нарастает с его величиной η согласно зависимости [5]

$$\frac{1}{\tau_\eta} = 1 + \frac{\kappa}{1 + (\eta/\eta_\tau)^2}, \quad (5)$$

характеризуемой положительными константами κ, η_τ . В результате левая часть первого из уравнений системы (2) приобретает множитель τ_η . Как и при непрерывном превращении, адиабатическое приближение $\varepsilon, \sigma \ll 1$ приводит к уравнению (4), в котором синергетический потенциал принимает вид

$$V(\eta) = \left[\frac{1}{2}\eta^2 - \frac{S_e}{2}\ln(1 + \eta^2) \right] + \frac{\kappa\eta_\tau^2}{2}\ln \left[1 + \left(\frac{\eta}{\eta_\tau} \right)^2 \right].$$

При малых значениях S_e зависимость $V(\eta)$ имеет монотонно возрастающий характер с минимумом в точке $\eta_0 = 0$. При значении $S_{c0} = 1 + (\kappa - 1)\eta_\tau^2 + 2\eta_\tau\sqrt{\kappa(1 - \eta_\tau^2)}$ формируется плато, отвечающее появлению на потенциале двукратно вырожденной точки, которое при $S > S_{c0}$ трансформируется в минимум, отвечающий стационарному значению параметра порядка $\eta_0 \neq 0$, и максимум, разделяющий

минимумы упорядоченной и неупорядоченной фаз. С дальнейшим ростом параметра накачки S_e минимум упорядоченной фазы углубляется, а высота межфазного барьера падает, принимая нулевое значение при критическом значении $S_e = 1 + \kappa$. При $S > S_e$ зависимость $V(\eta)$ имеет тот же вид, что и для непрерывного фазового перехода. Критическое значение S_e будет превосходить пороговое S_{e0} при условии превышения параметром нелинейной диссипации κ предельной величины $\kappa_{\min} = \eta_\tau^2 / (1 - \eta_\tau^2)$.

Стационарные значения параметра порядка

$$\begin{aligned} \eta_0^\mp &= \eta_{00} \left[1 \mp \sqrt{1 + \eta_\tau^2 / \eta_{00}^4 (S_e - S_e)} \right]^{1/2}, \\ \eta_{00} &\equiv \frac{1}{2} \left[(S_e - 1) - (1 + \kappa) \eta_\tau^2 \right] \end{aligned} \quad (6)$$

отвечают неустойчивому состоянию η_0^- , при котором синергетический потенциал имеет максимум, и устойчивому η_0^+ в его минимуме. Здесь управляющий параметр

$$S_0 = \frac{(1 + \eta_{00}^2) - \sqrt{(1 + \eta_{00}^2) - (1 - \eta_\tau^2) S_e}}{1 - \eta_\tau^2} \quad (7)$$

плавно спадает с ростом накачки от значения $S_{e0} = 1 + \eta_\tau \sqrt{\frac{\kappa}{1 - \eta_\tau^2}}$, отвечающего $S_e = S_{e0}$ до $S \rightarrow 1$ при $S_e \rightarrow \infty$.

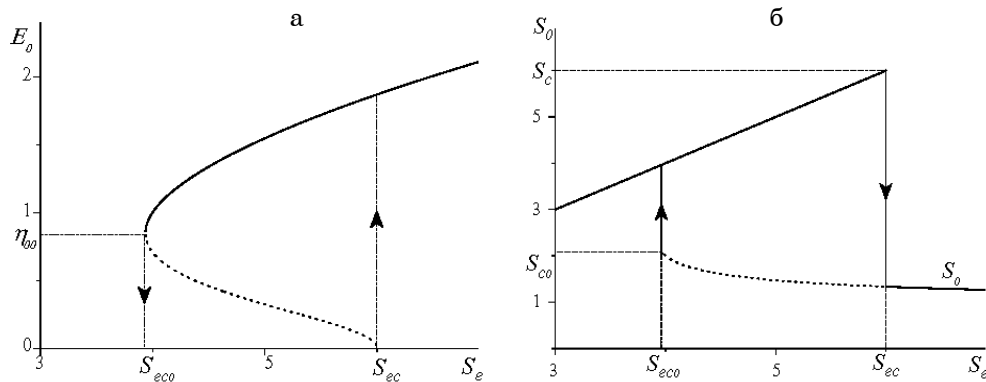


Рисунок 1 – Зависимость стационарных значений параметра порядка (а) и управляющего параметра (б) от параметра накачки при $\eta_\tau = 0,5$, $\kappa = 5,0$

Полученные соотношения для стационарных значений параметра порядка и управляющего параметра приводят к зависимостям, показанным на рис.1. Из них видно, что при медленном увеличении параметра накачки в точке $S_e = S_{e0}$ происходит скачок параметра η_0 от нуля до $\sqrt{2}\eta_{00}$, а затем его значение плавно возрастает по закону (6); при этом управляющий параметр перескакивает с линейного участка $S = S_e$

на спадающий (7). При обратном спадании S_e от больших значений параметр порядка η_0^+ уменьшается согласно зависимости (7), а в точке $S_e = S_{c0}$, $\eta_0 = \eta_{00}$ скачком спадает до нуля; соответственно, управляющий параметр сначала возрастает, а после скачка на верхний участок $S = S_e$ начинает спадать. Такая картина означает наличие гистерезиса, обусловленного энергетическим барьером, который проявляется при $\eta_t < 1$. Характерно, что с уменьшением параметра κ до минимального уровня κ_{\min} приходим к стягиванию гистерезисной петли в точку.

Приведенная синергетическая схема отвечает феноменологической картине фазовых переходов, в рамках которой управляющий параметр сводится к энтропии, а синергетический потенциал к внутренней энергии. Принципиальное отличие этой схемы от термодинамической выражается в зависимости параметра S от состояния самоорганизующейся системы. Это обусловлено открытым характером синергетической системы, которая становится равноправной по отношению к термостату.

2 ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЕ ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР

С формальной точки зрения указанные эффекты самоорганизации отвечают простейшим типам перестройки пространства состояний: при непрерывном фазовом переходе происходит бифуркация неупорядоченного состояния в пару точек упорядоченной фазы, которые отвечают разным знакам параметра порядка; в случае перехода первого рода, кроме точки, соответствующей неупорядоченному состоянию, на фазовом портрете зарождаются седла, отвечающие энергетическим барьерам и узлы упорядоченной фазы.

Более сложная картина самоорганизации состоит в том, что при определенных условиях возможен не только синергетический переход, но и формирование диссипативной структуры, когда переменные состояния не замерзают в минимумах потенциала, а совершают осцилляции определенной частоты и амплитуды. При этом вместо нульмерного в фазовом пространстве образуется одно- либо многомерный аттрактор. Типичная картина такого изменения топологии представляется бифуркацией Хопфа, приводящей к рождению устойчивого предельного цикла в фазовом пространстве, например, параметр порядка – управляющий параметр, к которому стремятся фазовые траектории. Исследованию такой перестройки поведения фазовых траекторий посвящен данный раздел.

Будем исходить из обобщения системы Лоренца (2). Рассмотрим наиболее часто встречаемый в физических приложениях случай, когда сопряженное поле h следует за изменением параметра порядка η . Тогда можно положить $\varepsilon \ll 1$, что приводит к связи $h = \eta S$. С учётом последней поведение синергетической системы определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \dot{\eta} &= -\eta(1 - S) + \varphi(\eta) = f^{(1)}(\eta, S), \\ \dot{S} &= \sigma^{-1} [S_e - S(1 + \eta^2)] = f^{(2)}(\eta, S). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь введена обобщённая сила $\varphi = \varphi(\eta)$, действие которой может индуцировать изменение топологии аттрактора в фазовом пространстве. Определим, при каком виде нагрузки $\varphi(\eta)$ возможно формирование предельного цикла на фазовой плоскости $\eta - S$.

С этой целью, следуя стандартной процедуре [6], определим стационарные состояния системы (8). Полагая $\dot{\eta} = \dot{S} = 0$, приходим к системе уравнений $\eta_0 = \varphi(\eta)/(1 - S_0)$, $\eta_0 = S_e/(1 + \eta_0^2)$.

Динамика процесса самоорганизации вблизи указанных стационарных точек определяется собственными значениями Λ и вектором \vec{V} матрицы Якоби

$$M_{ij} \equiv \left(\frac{\partial f^{(i)}}{\partial x_j} \right)_{x_j=x_{j_0}} ; \quad x_j \equiv \{\eta, S\}, \quad i, j = 1, \quad (9)$$

где индекс 0 означает стационарное состояние. Собственные значения матрицы Якоби позволяют определить характер устойчивости стационарных состояний системы по Ляпунову. Подстановка сил из (8) в определение (9) приводит к матричным элементам

$$M_{11} = M_0 + S_0, \quad M_0 \equiv \left. \frac{d\varphi}{d\eta} \right|_{\eta=\eta_0} - 1;$$

$$M_{12} = \eta_0; \quad M_{21} = -2\sigma^{-1}S_0\eta_0; \quad M_{22} = -2\sigma^{-1}(1 + \eta_0^2).$$

В результате уравнение на собственные значения и векторы

$$\sum_j M_{ij} V_j = \Lambda V_i \quad (10)$$

дает выражения для показателя Ляпунова $\Lambda = \lambda \pm i\omega_0$, инкремента λ и собственной частоты ω_0 :

$$\lambda = \frac{1}{2}[(S_0 + M_0) - \sigma^{-1}(1 + \eta_0^2)],$$

$$\omega_0 = \frac{1}{2}\sqrt{8\sigma^{-1}S_0\eta_0^2 - [(S_0 + M_0) + \sigma^{-1}(1 + \eta_0^2)]^2}.$$

Стационарная точка (η_0, S_0) является неустойчивой при условии $\lambda > 0$, которое приводит к выражению $\sigma(S_0 + M_0) > 1 + \eta_0^2$.

Колебания с собственной частотой ω_0 возможны при условии $8\sigma S_0\eta_0^2 > [\sigma(S_0 + M_0) + (1 + \eta_0^2)]^2$.

Поскольку анализ устойчивости по Ляпунову не дает полной информации об устойчивости предельного цикла, воспользуемся стандартной процедурой анализа значений показателя Флоке, определяющего устойчивость такого многообразия. Для этого рассматриваются отклонения траекторий от стационарных точек на фазовой плоскости. Переходя к отклонениям, введем псевдовектор $\vec{X} = \vec{X}_0 + P\vec{\delta}$, где использованы обозначения

$$\vec{X} = \begin{pmatrix} \eta \\ S \end{pmatrix}, \quad \vec{X}_0 = \begin{pmatrix} \eta_0 \\ S_0 \end{pmatrix}, \quad \vec{\delta} = \begin{pmatrix} \eta - \eta_0 \\ S - S_0 \end{pmatrix}, \quad P = \begin{bmatrix} \Re V_1 & -\Im V_1 \\ \Re V_2 & -\Im V_2 \end{bmatrix}$$

Для установления значений элементов матрицы преобразования примем $V_1 = 1$. Тогда из уравнения (10), где собственная частота ω_0 отвечает точке бифуркации $\lambda = 0$, находим вторую компоненту собственного вектора, и в результате получаем матрицу преобразования в виде

$$P = \begin{bmatrix} -(M_0 + S_0)/\eta_0 & 0 \\ -\omega_c/\eta_0 & \omega_c \end{bmatrix}, \quad \omega_c = \omega_0|_{\lambda=0}.$$

В результате уравнения движения отклонений принимают каноническую форму $\dot{\vec{\delta}} = \vec{F}$, $\vec{F} = P^{-1}\vec{f}$.

Непосредственные вычисления компонент вектор-силы дают выражения

$$F^{(1)} = f^{(1)}, \quad F^{(2)} = -\alpha f^{(1)} - \zeta f^{(2)}; \quad \alpha \equiv \frac{M_0 + S_0}{\omega_c}, \quad \zeta \equiv \frac{\eta_0}{\sigma\omega_c}.$$

Далее, следуя стандартной процедуре вычисления показателей Флоке $\Phi = \Re\Phi + i\Im\Phi$, хорошо изложенной в книге [6], устанавливаем, что предельный цикл будет устойчивым при выполнении условия $\Re\Phi < 0$, которое в данном случае приводит к неравенству

$$(\alpha\beta - \zeta S_0)(\alpha - 2\zeta\eta_0 - 2\beta) < \beta - \omega_c(\zeta + \gamma), \quad (11)$$

где использованы обозначения $\beta \equiv \frac{1}{2} \frac{d^2\varphi}{d\eta^2}$, $\gamma \equiv \frac{d\beta}{d\eta}$.

3 ДИССИПАТИВНЫЕ СТРУКТУРЫ ПРИ СИНЕРГЕТИЧЕСКОМ ПЕРЕХОДЕ

Рассмотрим теперь вид самосогласованной силы $\varphi(\eta)$, которая обеспечивает выполнение условия (11) в уравнениях движения (8). Всестороннее исследование кинетики самоорганизации в модели Лоренца, иллюстрирующей непрерывный синергетический переход ($\varphi(\eta) = 0$), показало, что в этом случае переход к предельному циклу не реализуется [5]. Вырожденная ситуация формирования набора предельных циклов, обладающих нейтральной устойчивостью, наблюдается при введении внешнего поля $\varphi(\eta)$, форма которого задается одномерными катастрофами [7]. Поэтому далее рассмотрим возможность образования диссипативной структуры в системе Лоренца, которая описывает синергетические переходы первого и второго рода. В связи с этим естественный выбор функции $\varphi(\eta)$ связывается с нелинейной релаксацией амплитуды гидродинамической моды η . Тогда для самосогласованной силы примем вид, отвечающий выражению (5)

$$\varphi(\eta) = -\frac{\kappa\eta}{1 + (\eta/\eta_r)^2}. \quad (12)$$

В сравнении с сопряженным полем (3) сила (12) не нарастает, а спадает с величиной параметра порядка, достигая минимума при $\eta = \eta_r < 1$.

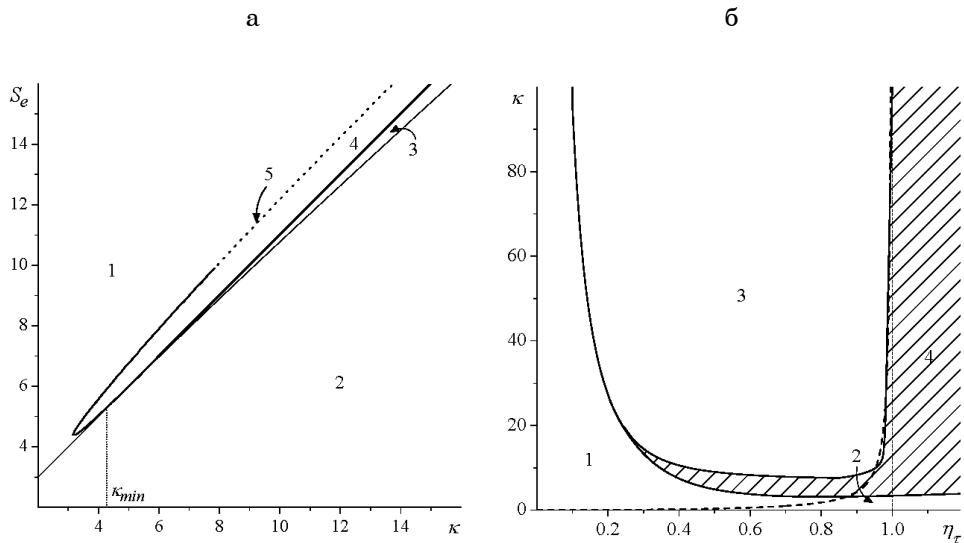


Рисунок 2 – Области устойчивости предельных циклов: а) в зависимости от κ , S_e при $\eta_\tau = 0.9$ (сплошная линия ограничивает устойчивый цикл, а на пунктирной реализуются как устойчивый, так и неустойчивый); б) в зависимости от η_τ , κ (устойчивому циклу отвечает заштрихованная область, выше штриховой линии фазовый переход проявляет гистерезис согласно зависимости κ_{\min})

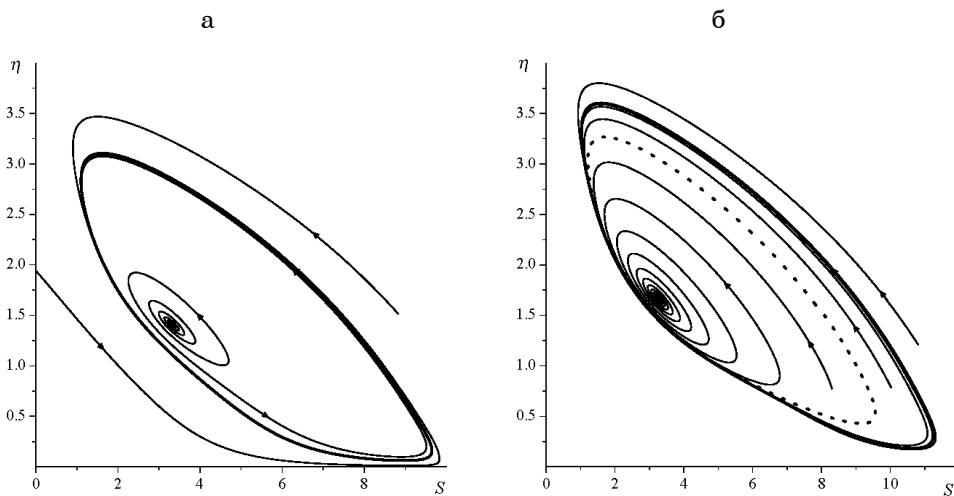


Рисунок 3 – Устойчивые (сплошные линии) и неустойчивый (пунктирная линия) предельные циклы при $\eta_\tau = 0.9$, $\kappa = 8.0$, $S_e = 9.9$ (а) и $\eta_\tau = 0.9$, $\kappa = 10.0$, $S_e = 12.3$ (б)

Как показывают экспериментальные и теоретические исследования, использование конструкции (12) в нелинейных оптически бистабильных системах позволяет прийти к режиму устойчивых периодических пульсаций [8]. При этом роль параметра порядка играет амплитуда электрического поля, управляющий параметр задает разность заселенностей атомных уровней, тогда как (12) определяет действие нелинейного насыщающегося фильтра [9]. Выясним возможные режимы

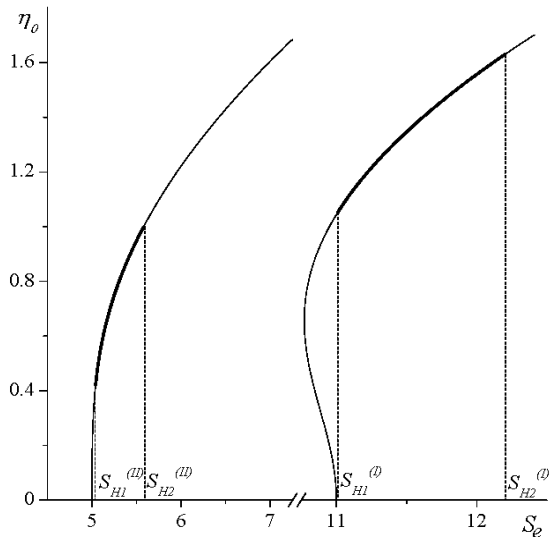


Рисунок 4 – Стационарные значения параметра порядка при переходах второго и первого рода (слева направо): жирные линии определяют значения η_0 при бифуркации Хопфа; области бифуркации Хопфа ограничены значениями $S_e \in [S_{H1}^{II}, S_{H2}^{II}]$ и $S_e \in [S_{H1}^I, S_{H2}^I]$, соответственно

параметра κ ; в свою очередь, значения последнего также ограничены сверху и снизу, обеспечивая бесконечное расширение области устойчивости цикла с ростом параметра η_τ . На рис.2а область 1 отвечает наличию устойчивого фокуса (упорядоченная фаза) и седла

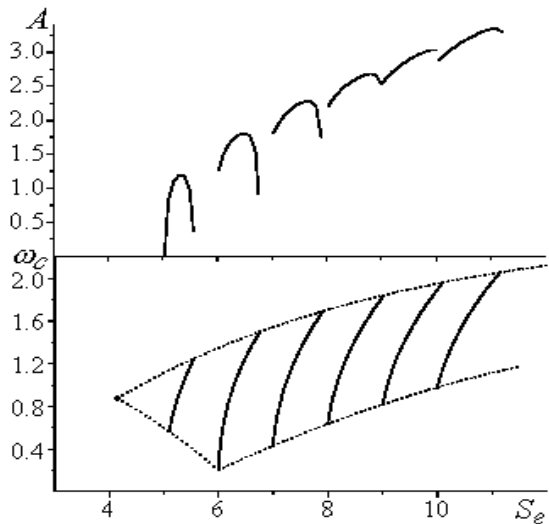


Рисунок 5 – Зависимость амплитуды и частоты колебаний параметра порядка от интенсивности накачки S_e при значениях $\kappa = 4, 5, 6, 7, 8, 9$ (слева направо)

поведения синергетической системы (8) при условии, когда изменяется не только интенсивность накачки S_e , но и параметра дисперсии κ времени релаксации τ_η , а так же масштаба η_τ , который в лазерных системах играет роль амплитуды насыщения. Исследование условия (11) показывает, что вблизи упорядоченного состояния, определённого параметром порядка (6) и управляющим параметром (7), предельный цикл устойчив при значениях параметров η_τ , κ , S_e , приведенных на рис.2. Из него видно, что область устойчивости ограничена верхним и нижним значениями параметра накачки S_e , которые монотонно возрастают с увеличением

(неупорядоченная фаза); в области 2 реализуется неупорядоченная фаза (узел); в области 3 наблюдается гистерезисное поведение параметра порядка, где упорядоченной фазе отвечает неустойчивый фокус, неупорядоченной фазе – узел, промежуточным значениям η_0 (пунктирная линия на рис.1а) – седло; в области 4 формируется устойчивый предельный цикл (рис.3а); на линии 5 – устойчивый предельный цикл распадается на фокус, неустойчивый предельный цикл и устойчивый (рис.3б). На рис.2б, выше пунктирной линии (в области 1) реализуется фазовые переходы первого

рода, в области 2 – второго. В области 3 возможна реализация только неустойчивого предельного цикла. Область 4 определяет значения параметра диссипации κ и масштаба η_c , при которых возможна реализация устойчивого предельного цикла (область 4).

Таким образом, рост параметра накачки выше предельного значения S_{e0} приводит сначала к фазовому переходу, а затем к бифуркации Хопфа, порождающей модуляцию параметра порядка и управляющего параметра согласно представленной картине предельного цикла. Из рисунка рис.4 видно, что диссипативная структура реализуется в ограниченной области значений параметра накачки как при переходах второго рода, отвечающих $\kappa < \kappa_{\min}$, так и в случае переходов первого рода.

Зависимости амплитуд и частот в реализуемых диссипативных структурах представлены на рис.5 при увеличении значений параметра диссипации κ слева направо. Отметим, что зависимость амплитуды A от параметра накачки носит немонотонный характер – после бифуркации Хопфа увеличение S_e сначала приводит к росту амплитуды осцилляции параметра порядка, а затем к ее спадаению. При этом частота колебаний монотонно нарастает с повышением S_e .

4 ВЫВОДЫ

В результате исследования выяснено, что в синергетической системе возможна реализация режима самоорганизации, протекающего сначала с выделением коллективной моды, определяющей параметр порядка при фазовом переходе, а затем с формированием диссипативной структуры. При этом дисперсия времени релаксации параметра порядка, которая может приводить к переходам как первого, так и второго рода, индуцирует появление диссипативной структуры, амплитуда которой ведет себя реверсивным образом, а частота монотонно возрастает с повышением параметра накачки.

Полученные результаты могут быть применены не только к системам, претерпевающим фазовые переходы, но и к оптическим бистабильным системам, где введение соответствующего поглотителя, пропускающего слабый сигнал, приводит к когерентному поведению фотонов, формирующих устойчивое периодическое излучение повышенной интенсивности на выходе из резонатора. Такой поглотитель представляет собой нелинейную дополнительную среду, включенную в резонатор. Типичными примерами этих систем являются лазеры на растворах органических красителей, твердотельные лазеры на слаболегированных кристаллах, молекулярные газовые лазеры (FIR-лазеры).

SUMMARY

THEORY OF SELF-ORGANIZED MODULATION

A.I. Olemskoy, D.O. Kharchenko, V.O. Kharchenko

Sumy State University, R.-Korsakova Str., 2, Sumy, 40007

Self-organization effects in a generalized system of Lorenz-Haken type are considered. It is shown, that the a relaxation time dispersion of hydrodynamic mode amplitude leads to combined effect with both first order transition and dissipative structure formation. Phase diagrams to show a possibility of stable and unstable limit cycles formation are obtained.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хакен Г. Синергетика. – М.: Мир, 1980. – 404с.
2. Николис Дж. Динамика иерархических систем: эволюционное представление. – М.: Мир, 1989. – 488с.

3. Mikhailov A.S., Loskutov A.Yu. Foundations in synergetics II. – Berlin, Heidelberg, New York: Springer Verlag, 1996. – 274p.
4. Сугаков В.И. Основы синергетики. – К.: Обереги, 2001. – 201с.
5. Олемской А.И., Хоменко А.В. Трехпараметрическая кинетика фазового перехода //ЖЭТФ. – 1996. – Т.110. – В.6(12). – С.2144-2167.
6. Б.Хэссард, Н.Казаринов, И.Вэн. Теория и приложения бифуркации рождения цикла. – М.: Мир, 1985. – 246с.
7. Olemskoi A.I., Shuda I.A., Kharchenko V.O. Self-organization of an Unstable System by the Hopf Bifurcation Scenario // Ukr. Phys. Journ. – 2006. – V. 51, N. 3. – P.311-320.
8. Berre M.L., Ressayre E., Tallet A., Tlidi M. Spiral patterns, spiral breakup, and zigzag spirals in an optical device // Phys. Rev. E. – 2005. – V. 71. – P. 036224(11).
9. Vanag V.K., Miguez D.G., Epstein I.R. Designing an enzymatic oscillator: Bistability and feedback controlled oscillations with glucose oxidase in a continuous flow stirred tank reactor // J.Chem.Phys. – 2006. – V. 125. –P.194515(12).

Олемской А.И., профессор, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией ИПФ НАН Украины, заведующий кафедрой физической электроники СумГУ;
Харченко Д.О., доктор физико-математических наук, профессор кафедры МСС СумГУ;
Харченко В.О., ИМ НАН Украины, г. Киев

Поступила в редакцию 27 марта 2007 г.