

**ФИЗИКА**

**УДК 533.924**

**Г. Н. Караджян<sup>1</sup>, А. М. Кечиянц<sup>1</sup>, Ж. Р. Паносян<sup>2</sup>**

**Колебательные процессы и их бифуркации в системе плазма–конденсат с обратными связями**

(Представлено академиком Д.М. Седракяном 16/ I 2012)

**Ключевые слова:** *взаимодействие плазмы с поверхностью, напыление, эрозия, нелинейная динамика*

1. При получении тонких пленок некоторых материалов [1-3] в ионно–плазменных устройствах решающее влияние на свойства полученных тонкопленочных структур оказывают динамические факторы роста. Динамические технологические режимы роста позволяют получить тонкие пленки с весьма нетривиальной архитектурой поверхности и объема. Это экзотические ажурные высокопористые структуры металлов и полупроводников низкой летучести [1], нанокompозитные алмазно-графитовые материалы с регулируемой концентрацией и размерами вертикально связанных кристаллитов [2], синусоподобные образования с изменяемыми периодом и линейными размерами [3], другие образования на поверхности и в композитной матрице напыляемого вещества.

Эксперименты показывают, что процессы массопереноса в ионно-плазменных устройствах в окрестности ростовой поверхности демонстрируют довольно сложную, неустойчивую динамику. Такого рода динамика зачастую приводит к плохой воспроизводимости экспериментальных и технологических результатов роста пленок, природа которой до конца не выяснена.

Нетривиальная динамика роста тонких пленок в ионно-плазменных устройствах обусловлена в основном взаимодействием двух существенно неравновесных подсистем – плазмы в прикатодном слое и конденсата на ростовой поверхности. Физические механизмы этого взаимодействия остаются еще недостаточно изученными.

Олемской с соавторами [4,5] предложили простую модель со сложной динамикой, моделирующую неравновесные процессы массопереноса при взаимодействии плазмы с ростовой поверхностью. Эта модель привязывалась к конкретному типу ионно-плазменного устройства (магнетрон тлеющего разряда с полым катодом) и к конкретным экспериментальным результатам. Между тем, предложенная модель, динамика которой намного богаче, чем описано в работах [4,5], представляет самостоятельный интерес стимулирует теоретические исследования в этой области.

В работах [4,5] модельная динамическая задача исследовалась в адиабатическом приближении: трехмерное фазовое пространство в целях упрощения задачи сводилось к одномерному. Математический инструмент, который при этом использовался – принцип подчинения Хакена [6], обычно применяют в тех ситуациях, когда большая размерность системы не позволяет решить задачу аналитически.

В настоящей работе модель Олемского с соавторами [4,5] изучается стандартными методами качественного исследования динамических систем в трехмерном фазовом пространстве, без сведения задачи к одномерной или двумерной. Вдали от состояния равновесия используется численный счет. Адиабатическое приближение и принцип подчинения Хакена не используются.

**2.** Модель, предложенная в работах [4,5], такова. Система плоская, состоит из четырех плоских слоев ([7], рис.1) (сверху вниз): приповерхностного слоя плазмы, адсорбционной пленки, слоя конденсата и слоя подложки. Толщина слоев по порядку величин разная. Приповерхностный слой плазмы имеет толщину дебаевской длины экранирования, адсорбционная пленка состоит практически из одноатомного слоя адсорбированных атомов, слой конденсата простирается на сотни и тысячи атомных расстояний, подложка имеет макроскопические размеры.

Адсорбционная пленка далее именуется также «ростовой поверхностью». Некоторые термодинамические модели адсорбционных пленок представлены в обзоре [8]. В данной модели предполагается, что адсорбционная пленка является двумерной, с известным термодинамическим фазовым пространством. Предполагается, что, регулируя динамику системы (например, посредством выбора начальных/конечных состояний системы и/или управляющих параметров), можно в принципе "попасть" в желаемую область термодинамического фазового пространства адсорбционной пленки и обеспечить тем самым целевую структуру пленки в процессе стационарного или нестационарного режима роста.

Модель оперирует двумя различными потоками нейтральных атомов и ионов: потоком плазменной накачки  $J_p$  и потоком напыления-эрозии  $J(t)$ ,  $t$  – время. Поток плазменной накачки  $J_p$  стационарен, задан, имеет диффузионно-пролетную природу, поступает на верхнюю границу приповерхностного слоя плазмы из неисчерпаемого источника напыляемого вещества. За положительное направление обоих потоков принято направление сверху вниз. Положительным значениям  $J(t)$  соответствует поток напыления (к ростовой поверхности), отрицательным значениям – поток эрозии (от ростовой поверхности). Кольцо массопереноса [9], помимо других процессов переноса, вносит свой вклад как в поток эрозии (полукольцо распыления и испарения), так и в поток напыления (полукольцо возврата на ростовую поверхность).

Динамические переменные модели: поток напыления-эрозии  $J(t)$ , поверхностная концентрация  $n(t) \geq 0$  атомов и ионов напыляемого вещества в плазме (в непосредственной близости от ростовой поверхности), температура  $T(t)$  ростовой поверхности, отсчитанная от температуры окружающей среды.

Управляющие параметры системы: величина потока плазменной накачки  $J_p \geq 0$ , поверхностная концентрация адсорбированных на ростовой поверхности атомов  $n_p > 0$ , константа нелинейной обратной связи  $b_T > 0$  для скорости изменения температуры ростовой поверхности, константа нелинейной обратной связи  $b_J > 0$  для скорости изменения потока напыления-эрозии, а также  $t_n > 0$ ,  $t_T \geq 0$ ,  $t_J \geq 0$  – характерные масштабы времени для динамических переменных  $n(t)$ ,  $T(t)$ ,  $J(t)$ , соответственно. Число размерных управляющих параметров модели равно семи.

Уравнения движения модели таковы [4,5]:

$$t_n \frac{dn}{dt} = n_p - n - t_n J, \quad (1)$$

$$t_T \frac{dT}{dt} = -T - b_T n J, \quad (2)$$

$$t_J \frac{dJ}{dt} = -J_p - J + b_J n T. \quad (3)$$

Таким образом, в описанной выше модели система представляется динамической, диссипативной, со стационарной внешней накачкой.

Используя формулы

$$\begin{aligned} \tau = \frac{t}{t_n} \geq 0, \quad \sigma = \frac{t_T}{t_n} \geq 0, \quad \kappa = \frac{t_J}{t_n} \geq 0, \\ X = \frac{n}{n_p} \geq 0, \quad Y = t_n b_J T, \quad Z = \frac{t_n J}{n_p}, \\ \alpha = \frac{t_n J_p}{n_p} \geq 0, \quad \beta = b_T b_J n_p^2 > 0, \end{aligned} \quad (4)$$

размерные уравнения движения можно переписать в безразмерном виде:

$$\frac{dX}{d\tau} = -X - Z + 1, \quad (5)$$

$$\sigma \frac{dY}{d\tau} = -Y - \beta XZ, \quad (6)$$

$$\kappa \frac{dZ}{d\tau} = -Z + XY - \alpha. \quad (7)$$

В уравнениях (5-7):  $\tau$  – безразмерное время,  $X$  – безразмерная приповерхностная концентрация атомов,  $Y$  – безразмерная температура ростовой поверхности,  $Z$  – безразмерный поток напыления-эрозии. Управляющие параметры в (5-7):  $\alpha$  – относительный поток плазменной накачки,  $\beta$  – мультипликативная сила обратных связей,  $\sigma$  и  $\kappa$  – относительные масштабы времени. Управляющий параметр  $\beta$  зависит от трех варьируемых в широких пределах величин, поэтому интервал его изменения чрезвычайно велик. Число безразмерных управляющих параметров системы равно четырем.

3. Исследование состояний равновесия системы уравнений (5-7) показало следующее. Состояния равновесия  $(X_s, Y_s, Z_s)$  системы зависят лишь от двух управляющих параметров,  $\alpha$  и  $\beta$ . Координаты состояния равновесия подчиняются следующим алгебраическим уравнениям:

$$\begin{aligned} X_s &= 1 - Z_s, \\ Y_s &= -\beta(1 - Z_s)Z_s, \\ Z_s^3 - 2Z_s^2 + \left(1 + \frac{1}{\beta}\right)Z_s + \frac{\alpha}{\beta} &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Кубичное уравнение (8) при  $\alpha \geq 0$  и  $\beta > 0$  (см. неравенства в (4)) имеет один действительный и два комплексно-сопряженных корня. Таким образом, при данных значениях управляющих параметров система допускает единственное физическое состояние равновесия.

Чтобы определить тип единственного состояния равновесия, необходимо исследовать комплексный спектр

$$\Lambda_m = \lambda_m + i\omega_m, \quad m = 1, 2, 3,$$

матрицы устойчивости системы (5-7). Матрица устойчивости имеет следующий вид:

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 & -1 \\ -\frac{\beta}{\sigma} & -\frac{1}{\sigma} & -\frac{\beta}{\sigma}(1-Z_s) \\ -\frac{\beta}{\kappa}(1-Z_s)Z_s & \frac{1}{\kappa}(1-Z_s) & -\frac{1}{\kappa} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где  $Z_s$  – действительный корень кубического уравнения (8).

Громоздкие выражения для собственных значений матрицы устойчивости опускаются. Спектр матрицы устойчивости зависит от всех управляющих параметров системы.

Таким образом, чтобы определить местоположение состояния равновесия в трехмерном пространстве динамических переменных, достаточно знать величину относительного потока плазменной накачки и мультипликативную силу обратных связей. Показатели затухания и частоты собственных колебаний в окрестности состояния равновесия определяются всеми четырьмя безразмерными управляющими параметрами.

Аналитический и численный анализ комплексного спектра матрицы устойчивости показал следующее. При  $\alpha \geq 0$ ,  $\beta > 0$ ,  $\sigma > 0$ ,  $\kappa > 0$  (см. неравенства в (4)) в системе реализуются два типа состояния равновесия. Первый тип – устойчивый фокус. Ему соответствуют колебательные релаксации в окрестности состояния равновесия. Второй тип – устойчивый узел. Этому типу состояния равновесия соответствуют монотонные релаксации. Другие типы состояний равновесия (неустойчивый фокус, неустойчивый узел, седло-фокус, седло-узел, предельные циклы и другие, более сложные) при данных значениях управляющих параметров обнаружить пока не удалось.

4. Однопараметрический бифуркационный анализ системы уравнений (5-7) показал следующее. В системе возможны бифуркации типа состояния равновесия при непрерывном изменении некоторых управляющих параметров.

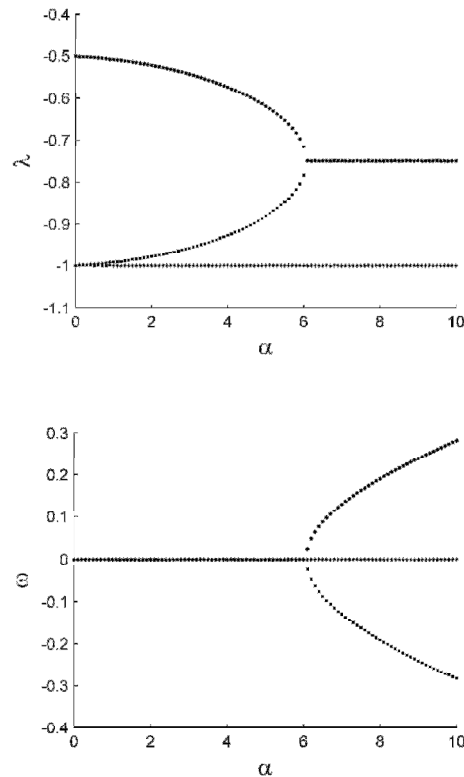


Рис. 1. Бифуркации показателя затухания  $\lambda$  и частоты колебания  $\omega$  для фазовых траекторий из окрестности состояния равновесия при непрерывном изменении потока плазменной накачки  $\alpha$ . Дискретные управляющие параметры:  $\beta = 0.001$ ,  $\sigma = 2$ ,  $\kappa = 1$ .

Рис.1 демонстрирует бифуркации показателя затухания и частоты колебания для фазовых траекторий из окрестности состояния равновесия в случае, когда бифуркационным параметром является относительный поток плазменной накачки. При нулевой плазменной накачке колебания отсутствуют: реализуются лишь две моды монотонных релаксаций, с показателями затухания  $\lambda = -0.5$  и  $\lambda = -1.0$ . При возрастании плазменной накачки возникает третья мода монотонных релаксаций. Две первые моды монотонных релаксаций постепенно сближаются и в критической точке  $\alpha_b = 6.07$  непрерывным образом (неравновесный фазовый переход II рода) переходят в колебательный режим с показателем затухания  $\lambda_b = -0.75$ . Таким образом, релаксационные колебания генерируются спонтанно, в критической точке, из тривиальной ветви  $\omega = 0$ . Процесс напоминает генерацию релаксационных колебаний лазера

в рамках модели Статца – Де Марса [10]. В обоих случаях релаксационные колебания описываются устойчивыми фокусами, в случае модели Статца – Де Марса – двумерным.

5. Численное исследование временных зависимостей и фазовых траекторий системы уравнений (5-7) в окрестности состояния равновесия и вдали от него показало следующее. Временные зависимости и соответствующие фазовые траектории при  $t \rightarrow \infty$  имеют однозначные пределы (рис. 2, 3). Такое временное поведение соответствует утверждениям о единственности и типе состояния равновесия. Чем дальше начальное состояние находится от состояния равновесия, тем сложнее временное поведение и соответствующая фазовая траектория. Это указывает на сильную зависимость динамики системы от начального состояния. Для наиболее сложных траекторий понятие "показатель затухания" теряет смысл. Для таких траекторий изучалась величина конечного времени, за которое фазовая траектория «довольно близко» (по определенному критерию) подходит к состоянию равновесия. Оказалось, что это время сильно зависит от всех четырех управляющих параметров системы. Частота колебаний со временем может меняться (рис. 2), но только в том случае, когда фазовая траектория проходит вдали от состояния равновесия.

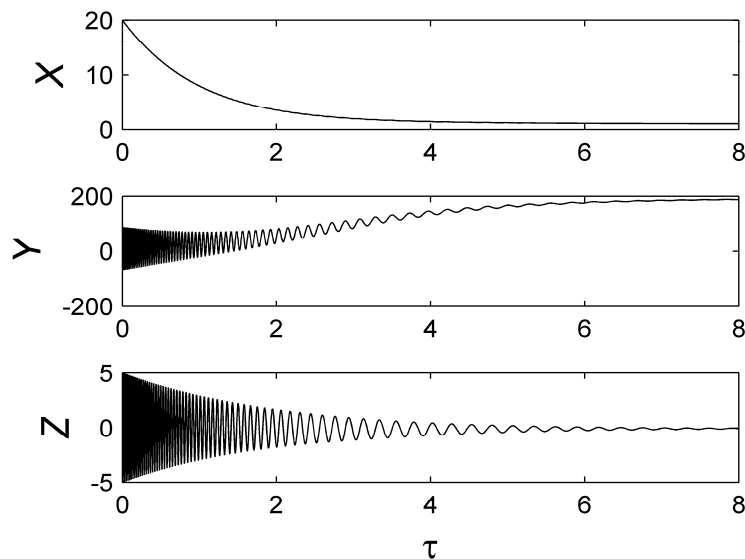


Рис. 2. Временные зависимости динамических переменных. Управляющие параметры:  $\alpha = 200$ ,  $\beta = 5000$ ,  $\sigma = 20$ ,  $\kappa = 1$ .

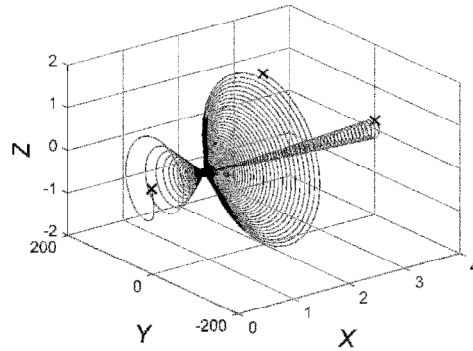


Рис. 3. Три фазовые траектории, исходящие из трех различных начальных точек (обозначены крестами), демонстрирующие колебательную релаксацию к единственной точке состояния равновесия. Управляющие параметры:  $\alpha = 10$ ,  $\beta = 5000$ ,  $\sigma = 1$ ,  $\kappa = 1$ .

**6.** Математическое моделирование системы плазма–конденсат, проведенное в настоящей работе, позволяет глубже проникнуть в физические механизмы взаимодействия плазмы с ростовой поверхностью, понять природу неустойчивостей системы плазма–конденсат, выяснить возможные причины плохой воспроизводимости экспериментальных результатов роста пленок в ионно-плазменных устройствах. Подобное знание имеет прикладное значение: оно позволяет разрабатывать эффективные технологические режимы роста тонких пленок в динамическом режиме, в частности, управлять неустойчивым поведением системы.

Работа выполнена в рамках проекта А-1695 Международного Научно-Технического Центра.

<sup>1</sup>Институт радиофизики и электроники НАН РА

<sup>2</sup>Государственный инженерный университет Армении

**Г. Н. Караджян, А. М. Кечиянц, Ж. Р. Паносян**

**Колебательные процессы и их бифуркации в системе плазма-конденсат с обратными связями**

Исследуется трехмерная нелинейная динамика системы плазма–конденсат со стационарной внешней плазменной накачкой. Показано, что в такой системе возможен неравновесный фазовый переход – спонтанная генерация релаксационных колебаний динамических переменных.



Գ. Ն. Ղարաջյան, Ա. Մ. Կեչիյանց, Ժ. Ռ. Փանոսյան

**Տատանողական պրոցեսները և դրանց ճյուղավորումները հակադարձ կապեր պարունակող պլազմախտուցքային համակարգում**

Հետազոտվում է արտաքին կայուն պլազմային մղումով պլազմախտուցքային համակարգի եռաչափ ոչ գծային դինամիկան: Ցույց է տրված, որ այդպիսի համակարգում կարող է գոյություն ունենալ անհավասարակշիռ փուլային անցում, որը դինամիկական մեծությունների նվազող տատանումների ինքնաբեր գեներացիա է:

**G.N. Gharajyan, A.M. Kechiantz , Zh. R. Panosyan**

**Oscillating Processes and Their Bifurcations in the System of Plasma–Condensate with Feedbacks**

The three-dimensional nonlinear dynamics of plasma–condensate systems with stationary external plasma pumping is studied. It is shown, that in such system nonequilibrium phase transition is possible – spontaneous generation of damping oscillations of dynamic variables.

**Литература**

1. *Перекрестов В. И.* - Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. N 19. С. 41.
2. *Яфаров Р.К.* - ЖТФ. 2007. Т. 77. N 1. С. 79.
3. *Panosyan Zh.R., Meliksetyan A.V., Voskanyan S.S., Yengibaryan Y.V., Sahakyan A.A., Darbasyan A.T.* - Diamond and Related Materials. 2006. V. 15. P. 394.
4. *Перекрестов В.И., Олемской А.И., Корнющенко А.С., Косминская Ю.А.* – ФТТ. 2009. Т. 51. N 5. С. 1003.
5. *Олемской А.И., Ющенко О.В., Жиленко Т.И.* – ФТТ. 2011. Т. 53. N 4. С. 789.
6. *Хакен Г.* Синергетика: Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. М. Мир. 1985. 423 с.
7. *Perekrestov V.I., Olemskoi A.I., Kosminska Yu.O., Mokrenko A.A.* - Phys. Lett. 2009. A. V. 373 P. 3386.
8. *Кукушкин С.А., Осипов А.В.* – УФН. 1998. Т. 168. N10. С. 1083.
9. *Жиглинский А.Г., Кучинский В.В.* Массоперенос при взаимодействии плазмы с поверхностью. М. Энергоатомиздат. 1991. 206 с.
10. *Тарасов Л.В.* Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. М. Радио и связь. 1981. 440 с.