

менениями, вызванными тепловым действием излучения, происходят изменения, связанные с некоторыми нарушениями кристаллической структуры по нетепловому механизму. Отметим, что излучение CO_2 -лазера резонансно возбуждает высокочастотные колебания кристаллических решеток V_2O_5 и MoO_3 , связанные с преимущественной деформацией такой связи $Me-O$, которая разрушается при образовании вакансии по кислороду. Поэтому можно предположить, что при облучении в области вакансий образуются устойчивые искажения решетки, которые вызывают наблюдаемое размытие края поглощения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Манухин А.В., Плаксин О.А., Степанов В.А. - Изв. вузов, Черная металлургия, 1987, № 9, с. 71-75.
- [2] Гаврилюк А.И., Рейнов Н.М., Чудновский Ф.А. - Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, в. 20, с. 1227-1230.
- [3] Волженский Д.С., Пашковский М.В., Прокopcук Л.Ф. - Неорганические материалы, 1974, т. 10, № 1, с. 165-166.

Московский институт
стали и сплавов

Поступило в Редакцию
31 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 16

26 августа 1988 г.

ВРЕМЯ КОРРЕЛЯЦИИ И ЭНТРОПИЯ ХАОСА ПРИ ОБРАТНЫХ БИФУРКАЦИЯХ УДВОЕНИЯ ПЕРИОДА

В.С. Анищенко, М.А. Сафонова

Статистические свойства динамической системы можно анализировать по зависимости автокорреляционной функции (АКФ) $\psi(\tau)$ от времени τ . Для хаотических аттракторов АКФ во времени стремится к нулю. В режимах развитой стохастичности АКФ убывает экспоненциально, свидетельствуя о близости системы к конечной цепи Маркова [1]. Показатель экспоненты связывается со временем корреляции τ_k , которое должно зависеть от степени перемешивания. Для гиперболических систем τ_k обратно пропорционально КС-энтропии [2, 3] и может быть оценено как

$$\tau_k = \left[\sum_{i=1}^k \lambda_i^+ \right]^{-1}, \quad (1)$$

где λ_i^+ – положительные ляпуновские показатели хаотической траектории.

Существует ли и какова взаимосвязь времени корреляции τ_k с КС-энтропией хаотических аттракторов в динамических системах с квазигиперболическими свойствами? Можно привести ряд примеров, свидетельствующих об отсутствии зависимости (1) применительно к квазиаттракторам. Как следует, например, из [4], при близких по величине значениях КС-энтропии времена корреляции могут существенно отличаться.

В настоящей работе исследуется взаимосвязь времени корреляции τ_k и величины положительного показателя λ^+ аттракторов отображения Хенона [5] при бифуркациях связности [6]. Отображение Хенона

$$x_{n+1} = 1 - ax_n^2 + y_n, \quad y_{n+1} = bx_n \quad (2)$$

типичная квазигиперболическая система с аттрактором Фейгенбаума. Огибающая зависимости $\lambda^+(a)$ удовлетворяет универсальному закону

$$\lambda^+ = c(a - a^*)^\gamma, \quad \gamma = \ln 2 / \ln 4.669\dots \quad (3)$$

в котором для $b=0.3$, $a^*=1.058$, $c=0.836$. Зависимость (3) хорошо подтверждается экспериментально до значений $a \leq 1.16$.

Если предположить, что время корреляции $\tau_k(a)$, то соотношение (3) определит зависимость $\tau_k(a)$, представленную на рисунке сплошной кривой. Кружочками указаны результаты прямых вычислений $[\lambda^+(a)]^{-1}$. Расчеты зависимости АКФ от параметра a привели к явному несоответствию результатов с предполагаемыми. Вплоть до значений $a \leq 1.155$ (до момента рождения развитой одноактной ленты аттрактора) АКФ остается близкой к периодической, и огибающая к нулю не стремится. Это явление обусловлено сложностью дискретной последовательности $\{x_n\}$, содержащей как периодические, так и хаотические компоненты движения. Аттрактор, представляющий собой множество непересекающихся хаотических зон, можно описать суперпозицией периодических колебаний (между зонами) и шума [7]:

$$x_n = \sum_{\nu=1}^p A_\nu \exp j\omega_\nu n + \xi_n. \quad (4)$$

Следствием (4) будет характер распределения спектральной плотности мощности, содержащей δ -выбросы на частотах ω_ν на фоне сплошного спектра шума. По теореме Винера-Хинчина АКФ

$$\psi_x(\tau) = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{k} \sum_{n=1}^k [x_n - \bar{x}][x_{n+\tau} - \bar{x}] \quad (5)$$

будет представлять собой суперпозицию периодических и δ^* - коррелированных компонент.

Воспользуемся процедурой исключения периодических компонент движения и выясним характер взаимосвязи $\psi_x(\tau)$ с КС-энтропией (λ^+) применительно к отдельным хаотическим зонам аттрактора [7, 8]. Для этого в зависимости от тактности ленты аттрактора статистической обработке будем подвергать последовательность точек, принадлежащих конкретной хаотической зоне. К примеру, в случае двухтактной ленты в память ЭВМ нужно набирать последовательность из каждой второй точки итерации исходного отображения (2).

Результаты расчетов представлены на рисунке. Значения τ_k (показаны крестиками) вычислялись в функции параметра a с учетом последовательности бифуркаций связности. Зависимость $\tau_k(a)$ имеет резкие выбросы в точках a , близких к 1.064, 1.088 и 1.155, в которых τ_k резко возрастает. В промежутках между выбросами τ_k экспоненциально спадает, стремясь к аппроксимирующей зависимости $\tau_k = (\lambda^+)^{-k}$ (сплошная кривая). Установлено, что зависимость $\tau_k(a)$ имеет разрывы строго в точках бифуркаций связности, где происходит объединение хаотических зон аттрактора.

В промежутках между точками бифуркаций связности время корреляции с высокой степенью точности аппроксимируется универсальными зависимостями

$$\tau_k = c_i (a - a_i^*)^{-\delta} \quad (6)$$

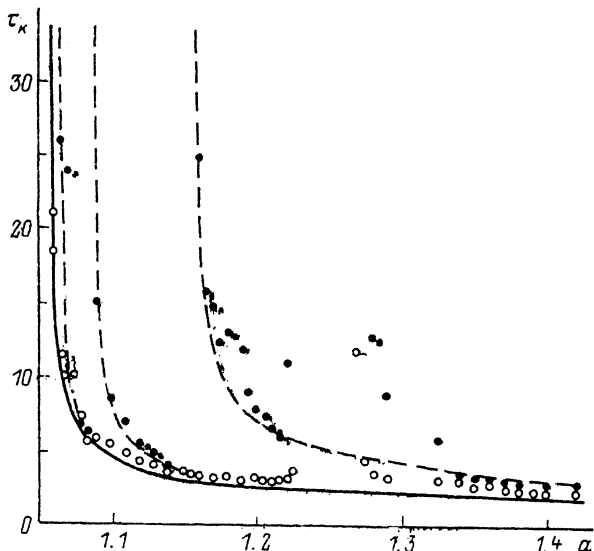
где a_i^* - критические точки бифуркаций связности, c_i - соответствующие константы. Расчеты показали, что для восьмитактной, четырехтактной и двухтактной лент аттрактора эти параметры имеют следующие значения: $a_3^* = 1.064$, $c_3 = 1.04$; $a_4^* = 1.088$, $c_4 = 1.07$; $a_2^* = 1.155$, $c_2 = 1.79$. Аппроксимирующие зависимости (6) нанесены на графиках рисунка пунктирными линиями и подтверждают сказанное выше.

Полученные результаты интересны с нескольких точек зрения.

1. Можно утверждать, что внутренние бифуркации аттракторов оказывают принципиальное влияние на статистические свойства хаоса, которые определяются не только и не столько КС-энтропией, сколько рождением (исчезновением) периодических компонент движения. Время корреляции резко возрастает в точках бифуркаций связности.

2. Внутри хаотических зон аттрактора время корреляции универсальным образом (6) зависит от параметра.

3. В окрестности точек бифуркаций связности имеет место типичная картина в распределении энергии по спектру, отражающая появление низкочастотных компонент, характерных для фликкер-шума. Причиной является резкое увеличение длительности корреляций [9, 10].



Зависимости времени корреляции от параметра α отображения (2) для $b=0,3$. Отклонения экспериментальных данных от теоретических аппроксимаций связаны с наличием окон устойчивости периодических режимов.

Отметим также два обстоятельства. Первое: добавление *малого* аддитивного шума в отображение Хенона (2) не меняет качественно установленных закономерностей. Отличия проявляются в том, что входящие в (6) величины оказываются зависящими от интенсивности шума (включая критический индекс γ !). И второе: полученные при численном анализе модели Хенона результаты полностью подтверждаются при исследовании ряда трехмерных дифференциальных систем с аттракторами Фейгенбаума. Можно сделать вывод об универсальности выявленных закономерностей применительно к квази-гиперболическим аттракторам седло-фокусного типа, возникающим через каскад субгармонических бифуркаций.

Л и т е р а т у р а

- [1] С и н а й Я.Г. В кн.: Нелинейные волны. М.: Наука, 1979, с. 192-211.
- [2] К о л м о г о р о в А.Н. - ДАН СССР, 1959, т. 124, № 4, с. 754-755.
- [3] З а с л а в с к и й Г.М. Стохастичность динамических систем, М.: Наука, 1974, 272 с.

- [4] А н и ш е н к о В.С. Стохастические колебания в радиофизических системах. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1986, часть 2. 197 с.
- [5] X e n o n M. — Commun. Math. Phys., 1976, v. 50, p. 69–77.
- [6] А н и ш е н к о В.С., С а ф о н о в а М.А. — ЖТФ, 1988, т. 58, в. 4, с. 641–651.
- [7] Л и х т е н б е р г А., Л и б е р м а н М. Регулярная и стохастическая динамика. М.: Мир, 1984. 528 с.
- [8] H e r z e l H.P., E b e l i n g W. — Phys. Lett., 1985, v. 111A, N 1–2, p. 1–4.
- [9] П и к о в с к и й А.С. — Изв. вузов. Радиофизика, 1986, т. 29, № 12, с. 1438–1446.
- [10] А н и ш е н к о В.С., Н е й м а н А.Б. — Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 17, с. 1063–1066.

Саратовский государственный
университет им. Н.Г. Чернышевского

Поступило в Редакцию
25 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 16

26 августа 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА НА АНИЗОТРОПНОЕ ЛОКАЛЬНОЕ ПЛАВЛЕНИЕ КРЕМНИЯ

Я.В. Ф а т т а х о в, И.Б. Х а й б у л л и н,
Р.М. Б а я з и т о в, Е.М. М и с ю р ё в

В последние годы ведутся интенсивные исследования интересного физического эффекта — локального анизотропного плавления поверхности полупроводников, которое удается наблюдать при определенных режимах облучения мощными импульсами когерентного и некогерентного света [1–6]. Однако, несмотря на довольно большое количество работ, до сих пор нет полной ясности в понимании механизма возникновения этого важного эффекта и его основных закономерностей. В связи с этим, в настоящей работе впервые проведены систематизированные экспериментальные исследования влияния длительности светового импульса, удельного сопротивления, типа проводимости и ориентации полупроводника на плотность и размеры локальных областей плавления (ЛОП), и на этой основе предлагается возможный механизм формирования ЛОП.

Импульсное световое облучение полупроводниковых пластин в режиме образования ЛОП проводилось на установке УОЛ.П-1 излучением трех ксеноновых ламп-вспышек ИНП-16/250А, работающих в квазинепрерывном режиме. Мощность, подводимая к лампам, плавно регулировалась путем изменения длительности подключенного состояния ламп к питающей сети (Δt) в течение полупериода светового напряжения. Общая длительность импульса светового облу-