

УДК 541.128.7+538.958

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ФЛУКТУАЦИЙ ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В КРИСТАЛЛАХ СУЛЬФОСЕЛЕНИДА КАДМИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ КАЛИЕМ

У.Г. Магомедбеков*, М.М. Хамидов, М.Х. Рабаданов

*(Дагестанский государственный университет; *e-mail: ukhgmag@mail.ru)*

Приведены результаты количественной оценки характеристик флукутаций примесной фотопроводимости в монокристаллах сульфоселенида кадмия, легированных калием при их облучении примесным светом. На основе описания динамики протекающих процессов методами дискретного преобразования Фурье, фликкер-шумовой спектроскопии, реконструкции динамики по временному ряду, вычисления характеристических показателей Ляпунова и энтропии Колмогорова–Синяя показано, что в исследуемой системе реализуется детерминированный хаос.

Ключевые слова: динамика, Фурье-анализ, фазовое пространство, аттрактор, размерность, показатели Ляпунова, энтропия Колмогорова–Синяя, фликкер-шумовая спектроскопия, динамический хаос.

Воздействие излучения в видимой и ультрафиолетовой областях спектра на полупроводники вызывает фотостимулированные процессы, приводящие к перестройке дефектно-примесной структуры монокристаллов. Особый интерес вызывают нелинейные явления, сопутствующие фотохимическим процессам, протекающим в кристаллах, легированных элементами полупроводников, так как они демонстрируют примеры динамической самоорганизации.

Исследование таких явлений предусматривает применение комплексного подхода, особая роль в котором отводится установлению особенностей динамики протекающих процессов [1]. В работе приведены результаты количественной оценки характеристик динамики осцилляций примесной фотопроводимости в монокристаллах сульфоселенида кадмия, легированных калием.

Экспериментальная часть

Приборы и аппаратура. Регистрацию спектров фототока проводили с помощью спектрофотометрического комплекса на базе монохроматора МДР-41. Экспериментальная установка снабжена универсальным азотным оптическим проточным криостатом и системой регулирования температуры. Исследуемый образец устанавливали на держателе медного стакана криостата. Для измерения температуры использовали медь-константановую термопару. Давление ($\sim 1,33 \cdot 10^{-3}$ Па) поддерживали с помощью форвакуумного насоса. В качестве источника напряжения использовали стабилизированный источник постоянного напряжения Б5-45.

Измерения проводили при охлаждении исследуемых образцов до температуры 77–80 К в вакууме. В целях изменения дефектной структуры в процессе охлаждения кристаллы подвергали облучению светом в области собственного поглощения. Принципиальная схема установки приведена в [2].

Подготовка образцов. Монокристаллы сульфоселенида кадмия ($\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$), синтезированные из газовой фазы, имели темновую проводимость $\sigma_T \approx 10^{-1} - 10^0 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Для легирования исследуемых кристаллов примесями калия на полупроводник предварительно наносили слой щелочного металла путем электролиза спиртового раствора хлорида калия, а затем образцы подвергали отжигу в инертной среде (очищенный от кислорода азот) при $T = \sim 920 \text{ К}$ в течение 60 мин. Отжиг образцов $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x} < K >$ приводит к их активации, т.е. переходу в высокоомное фоточувствительное состояние ($\sigma_T \approx 10^{-9} - 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$; $\sigma_{\text{ф}}/\sigma_T \approx 10^5 - 10^7$, где σ_T – темновая проводимость, а $\sigma_{\text{ф}}$ – фотопроводимость).

Ранее было показано [3], что активированные таким образом кристаллы $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x} < K >$, обладают примесной фотопроводимостью в спектральной области $\lambda \approx 0,6 - 6,0 \text{ мкм}$.

Результаты и их обсуждение

Зависимость примесного фототока от времени для монокристаллов сульфоселенида кадмия, легированного калием, при их облучении примесным светом с длиной волны $\lambda = 1,1 \text{ мкм}$, напряжении $U = 100 \text{ В}$ и температуре $T \approx 80 \text{ К}$ приведена на рис. 1.

На рис. 1 показано, что изменение примесного фототока в кристаллах $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ $< K >$ носит флуктуационный характер. Колебания примесного фототока наблюдаются при облучении исследуемого полупроводника примесным светом в диапазоне длин волн $\lambda = 0,8\text{--}1,8$ мкм.

Основные задачи при анализе и интерпретации подобных экспериментальных результатов состоят в определении характера динамики протекающих процессов и установлении параметров, которые могут идентифицировать ее особенности. Наиболее часто для решения такого типа задач используют Фурье-анализ временного ряда, реконструкцию динамики по временной последовательности данных с построением фазовых портретов и определением размерностей фазового пространства и аттрактора, вычисление характеристических показателей Ляпунова и энтропии Колмогорова–Синяя, а также анализ динамики на основе принципов фликкер-шумовой спектроскопии [1, 4–6]. Ранее было показано [1, 4–6], что при использовании такого комплексного подхода в определенной степени удается решать конкретные задачи, связанные с установлением особенностей динамики и эволюции исследуемых систем.

Фурье анализ временного ряда

Одним из методов, использованных нами при анализе результатов эксперимента, был подход, основанный на дискретном преобразовании Фурье (ДПФ). Особенности использования данного метода для интерпретации спектров были обсуждены ранее [5].

Расчеты осуществляли на основе алгоритма ДПФ, позволяющего провести обработку экспериментальных результатов путем построения Фурье-спектра, указания характерных пиков в этом спектре, закономерностей их взаимного расположения и уровня [7]. Полученные результаты в

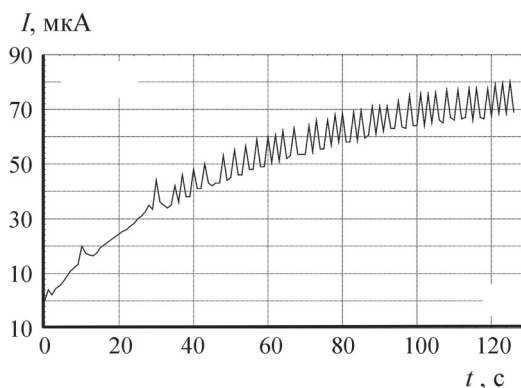


Рис. 1. Зависимость примесного фототока (I) от времени

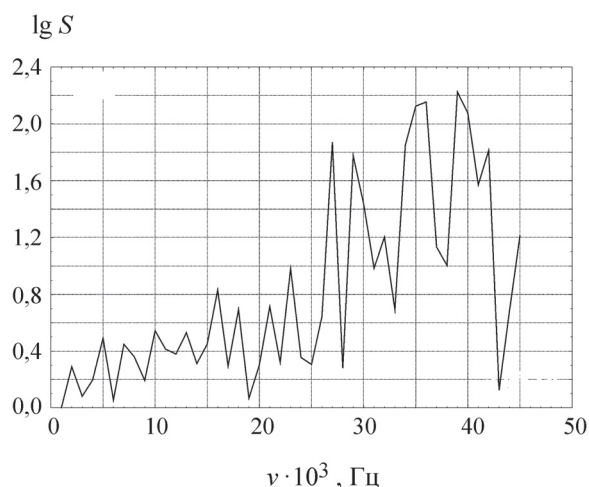


Рис. 2. Фурье-спектр экспериментального временного ряда

виде спектра мощности (зависимости в координатах $\lg S - \nu$, где S — квадрат модуля амплитуды, ν — частота) представлены на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что полученный спектр не является сплошным. Это позволяет рассматривать наблюдаемые осцилляции примесного фототока как следствие протекания фотохимических процессов, что указывает на детерминированный характер их динамики. Данные рис. 2 также показывают, что частоты колебаний не удается выделить, а значит вероятно реализация детерминированного (динамического) хаоса.

Реконструкция динамики по временной последовательности данных

Восстановление фазового пространства.

Анализ особенностей динамики процессов, протекающих в исследуемой системе, проводили на основе теоретических предпосылок [8–10], согласно которым при интерпретации результатов, связанных с осцилляциями аналитического сигнала, необходимо выяснить, связан ли этот сигнал с процессами, протекающими в исследуемой системе. Ответ на этот вопрос можно получить при анализе таких фундаментальных представлений нелинейной динамики, как фазовое пространство, аттрактор и их размерности.

Для решения этих задач в работе использован метод реконструкции аттрактора [9], основанный на теореме Такенса [8], согласно которой информацию о фазовом пространстве и аттракторе можно получить на основании измерения одной переменной, фиксированной в виде временного ряда экспериментальных данных. Правомочность такого подхода обоснована тем, что процедура конструирования фазового пространства

и восстановления аттрактора системы сводится к построению лагового или восстановленного пространства с помощью метода задержки. Реальный аттрактор динамической системы и аттрактор, восстановленный в лаговом пространстве по временной последовательности данных, топологически эквивалентны при соответствующем подборе размерности вложения n . Они обладают одинаковыми обобщенными фрактальными размерностями, показателями Ляпунова и другими численными характеристиками динамики [10, 11, 13].

При построении фазового портрета в качестве координат использованы функции:

$$I_{t+2\Delta\tau} - I_{t+\Delta\tau} - I_t,$$

где I_t – значение функции (величины примесного фототока) в момент времени t , а $I_{t+\Delta\tau}$ и $I_{t+2\Delta\tau}$ – значения этой же функции в момент времени $(t + \Delta\tau)$ и $(t + 2\Delta\tau)$ соответственно. На рис. 3 представлен трехмерный фазовый портрет, полученный на основе экспериментального ряда, изображенного на рис. 1. Данные рис. 3 показывают, что семейство фазовых траекторий концентрируется в виде некоторого подмножества точек фазового пространства – аттрактора. Этот факт указывает на

детерминированность динамики протекающих фотостимулированных явлений в кристаллах сульфоселенида кадмия, легированных калием, в условиях проведения эксперимента [9, 10].

Рассматриваемый подход, основанный на принципах реконструкции динамики сложных систем по временной последовательности данных, позволяет определить размерности фазового пространства и аттрактора, по величинам которых можно судить о характере динамики протекающих в исследуемой системе процессов.

Определение размерностей фазового пространства и аттрактора. Для вычисления размерности аттрактора использован принцип реконструкции динамики по временным последовательностям данных, основанный на вычислении корреляционной функции аттрактора [8–11]:

$$C(r) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N \theta(r - |X_i - X_j|),$$

где θ – функция Хевисайда ($\theta = 1$ при $X > 0$, $\theta = 0$ при $X \leq 0$); отклонение $C(r)$ от нуля служит мерой влияния точки X_i на положение других точек.

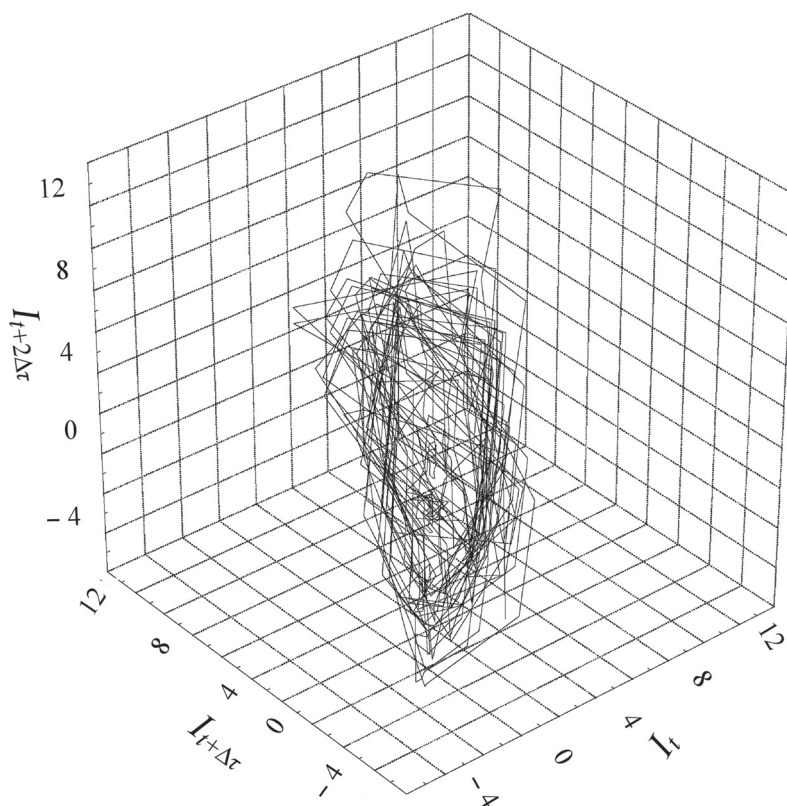
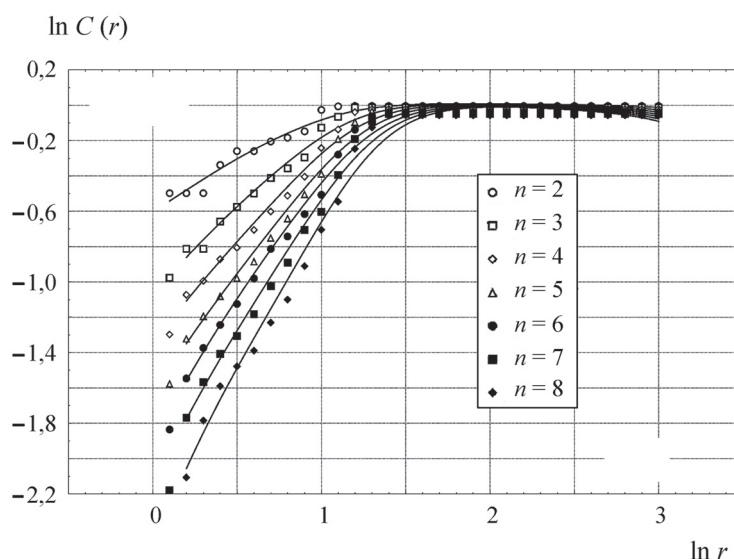


Рис. 3. Фазовый портрет исследуемой системы в координатах $I_{t+2\Delta\tau} - I_{t+\Delta\tau} - I_t$

Рис. 4. Зависимость $\ln C(r)$ от $\ln r$

Размерность аттрактора d (нижняя граница) при сравнительно малых r дается наклоном зависимости корреляционной функции аттрактора $\ln C(r)$ от $\ln r$ в определенном диапазоне r в виде:

$$\ln C(r) = d \ln r.$$

Использование этих предпосылок позволило вычислить корреляционные функции и определить величины размерностей аттрактора d и фазового пространства n . Для этого были построены корреляционные функции для возрастающих значений размерностей фазового пространства. Зависимость в координатах $\ln C(r) - \ln r$ для последовательно возрастающих значений размерностей фазового пространства n ($n = 2-8$), представлена на рис. 4.

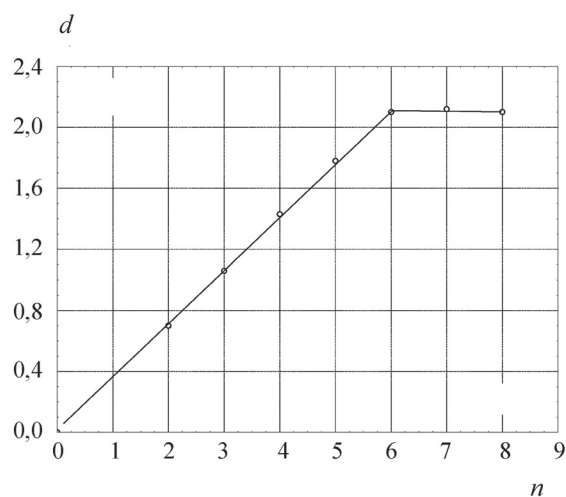
На основании полученных зависимостей определены значения размерностей аттрактора d как тангенсы углов наклона линейной части этих зависимостей.

Размерность аттрактора и фазового пространства определяют по зависимости $d = f(n)$. Если происходит насыщение d при относительно небольшом значении размерности фазового пространства, то исследуемая система имеет аттрактор, а вышедшая на плато величина d соответствует размерности аттрактора. Значение n , при котором прекращается рост размерности аттрактора, указывает на размерность фазового пространства, т.е. на число переменных, необходимых для моделирования поведения исследуемой системы. Следует подчеркнуть, что, если реализуется детерминированный хаос, то в зависимости $d = f(n)$ при определенном значе-

нии n наступает насыщение, а если режим стохастический, то этого не происходит [10, 11].

Из рис. 5 видно, что d достигает насыщения при $n = 6$. Это позволяет сделать заключение о существовании детерминированного механизма, управляющего фотоактивационными процессами в кристаллах $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x} < K >$.

Размерность аттрактора соответствует 2,1, т.е. принимает дробное значение, что свидетельствует о реализации детерминированного (динамического) хаоса. Поскольку размерность фазового пространства соответствует шести, то при математическом моделировании кинетических закономерностей протекающих процессов в исследуемой системе необходимо учитывать число параметров, равное шести.

Рис. 5. Зависимость d от n

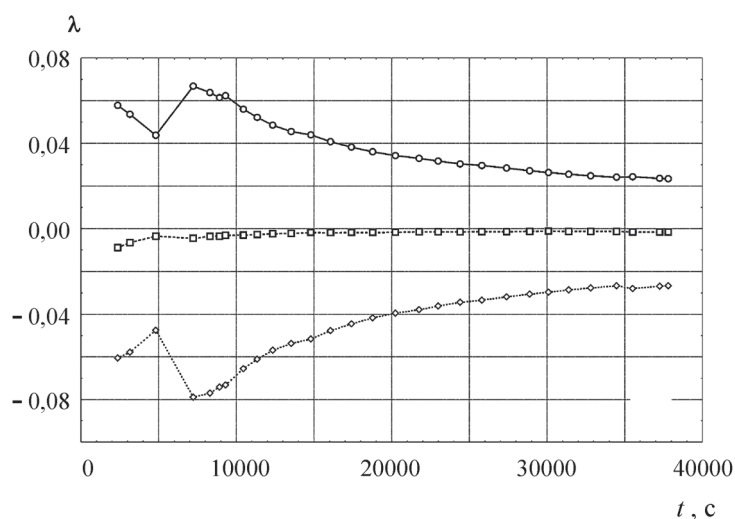


Рис. 6. Зависимость показателей Ляпунова от длины временного ряда

Вычисление показателей Ляпунова и энтропии Колмогорова–Синяя

При анализе полученных экспериментальных результатов были вычислены показатели Ляпунова (λ_i) и энтропия Колмогорова–Синяя (КС-энтропия, h), по значениям которых можно установить характер динамики поведения системы, т.е. определить, является она хаотической или регулярной [10–12]. Следует отметить, что при регулярном движении значения показателей Ляпунова отрицательны, а в случае реализации хаотического режима хотя бы один из показателей Ляпунова имеет положительное значение.

Поведение систем с регулярным движением и хаотической динамикой принципиально различается и зависит от типа аттракторов: регулярному движению соответствуют обычные (простые) аттракторы, а детерминированному хаосу – странные аттракторы [10–12]. Расчеты проводили на основе численного алгоритма, предложенного в работе [13], используя некоммерческую программу TISEAN 2.1 [14]. Результаты расчетов, представленные на рис. 6 в виде зависимости показателей Ляпунова от длины временного ряда, показывают, что $\lambda_1 = 0,023$, $\lambda_2 = 0$ и $\lambda_3 = -0,027$, т.е. $\lambda_1 > 0$, $\lambda_2 = 0$ и $\lambda_3 < 0$.

Приведенные на рис. 6 данные свидетельствуют о реализации в исследуемой системе динамического хаоса. Этот факт подтверждает и полученное значение КС-энтропии, которое равно первому показателю Ляпунова $\lambda_1 = h > 0$, а это свидетельствует о реализации детерминированного хаоса. Время, на которое может быть

предсказано поведение системы, определяется выражением

$$t = 1/h \sim 45,4 \text{ с.}$$

Анализ динамики на основе фликкер-шумовой спектроскопии

В последние годы [15] развивается динамический метод обработки временных рядов, основанный на использовании фликкер-шумовой спектроскопии нестационарных процессов. Главная идея этого метода заключается в придании информационной значимости последовательностям различных нерегулярностей динамических переменных – всплескам, скачкам, изломам производных различных порядков на каждом пространственном, временном или энергетическом уровнях иерархической организации исследуемых систем.

При описании свойств каждого из указанных типов нерегулярностей анализируют спектры мощности $S(f)$ (f – частота) временных рядов $V(t)$ ($\langle V(t) \rangle = 0$):

$$S(f) = 2 \int_{-T/2}^{T/2} \langle V(t)V(t+t_1) \rangle \cos(2\pi f t_1) dt_1, \dots$$

$$\dots \langle Q(t, t_1) \rangle = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} Q(t, t_1) dt.$$

Затем вычисляют переходные разностные моменты $\Phi^{(p)}(\tau)$:

$$\Phi^{(2)}(\tau) = [V(t) - V(t + \tau)]^2,$$

где τ – параметр временной задержки.

В соответствии с подходом, приведенным в работе [18], интерполяционные зависимости,

Параметры флуктуационной динамики фотоактивационных процессов в кристаллах $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x} < \text{K} >$

$S(0), \text{мВ}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	$T_0, \text{с}$	n_0	$\sigma, \text{мВ}$	H_1	$T_1, \text{с}$
$2,5 \cdot 10^5$	394,5	1,99	5,4	0,48	273,5

характеризующие вклад хаотической составляющей $S_c(f)$, представляются в виде:

$$S_c(f) \approx \frac{S_{cS}(0)}{1 + (2\pi f T_0)^{n_0}} + \frac{S_{cR}(f)}{1 + (2\pi f T_1)^{2H_1+1}},$$

где $S_{cS}(0)$ и $S_{cR}(f)$ – параметры, учитывающие нерегулярности-всплески и нерегулярности-скачки соответственно; n_0 – параметр, характеризующий скорость потери корреляционных связей в последовательности нерегулярностей-всплесков, происходящих на временных интервалах T_0 ; H_1 – константа Херста, характеризующая скорость «забывания» динамической переменной своей величины на малых временных интервалах ($\tau \ll T_1$); σ – среднеквадратичное отклонение измеряемой динамической переменной. Расчеты указанных параметров проводили на основе программы, любезно представленной профессором С.Ф. Тимашевым (НИФХИ им. Л.Я. Карпова)¹. Рассчитанные значения n_0 , T_0 , $S(0)$, σ , H_1 и T_1 приведены в таблице.

Полученные результаты показывают, что анализируемый временной ряд описывается определенным набором параметров (n_0 , T_0 , $S(0)$, σ , H_1 и T_1), характеризующим особенности исследуемой динамической системы [15]. Следует отметить, что первая группа параметров (n_0 , T_0 , $S(0)$) характеризует самоподобие в корреляционных связях среди наиболее резких нерегулярностей-всплесков, а вторая группа данных (H_1 ,

T_1 , σ) несет в себе информацию как о корреляционных связях среди нерегулярностей-скачков, так и о темпе потери информации на этих корреляционных связях.

Результаты проведенного анализа указывают на существование корреляционных связей между предыдущими и последующими событиями, что свидетельствует о детерминированном характере проявляемых осцилляций. Обработка временных рядов рассматриваемым методом позволила подтвердить реализацию динамического хаоса в исследуемой системе [15].

Таким образом, материалы, представленные выше, показывают, что результаты описания динамики процессов осцилляции примесной фотопроводимости в кристаллах сульфоселенида кадмия, легированных калием, разными методами (Фурье- и фликкер-шумовая спектроскопия, реконструкция динамики по временной последовательности данных, вычисление характеристических показателей Ляпунова и энтропии Колмогорова–Синяя), позволяют однозначно подтвердить реализацию детерминированного (динамического) хаоса в исследуемой системе. Кроме того, проведенный анализ подтверждает сделанное ранее при исследовании колебательных химических реакций [1, 4–6, 11] заключение – при решении задач флуктуационной динамики необходимо согласованное использование нескольких алгоритмов обработки временных рядов.

¹ Авторы считают приятным долгом выразить благодарность профессору С.Ф. Тимашеву за ценные советы и консультации по использованию фликкер-шумовой спектроскопии при анализе данных по флуктуационной динамике.

Работа выполнена на базе Научно-образовательных центров «Нанотехнологии» и «Нелинейная химия» с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Аналитическая спектроскопия» Дагестанского государственного университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Магомедбеков У.Г., Гасангаджиева У.Г., Гасанова Х.М., Магомедбеков Н.Х. // Рос. хим. журн. (Журн. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева). 2009. Т. LIII. № 6. С. 74.
2. Хамидов М.М., Магомедбеков У.Г., Рабаданов М.Х., Солтамурадов Г.Д., Хамидов М.М. // Изв. Вузов. Сев.-Кавк. регион. Ест. науки. 2010. № 5 (159). С. 52.
3. Хамидов М.М., Магомедбеков У.Г., Рабаданов М.Х., Солтамурадов Г.Д., Хамидов М.М., Шахбанов Г.М. // Вестн. Даг. гос. ун-та. Сер. Естественные науки. 2011. № 6. С. 35.

4. Магомедбеков У.Г. // Вестн. Моск. ун-та. Сер.2. Химия. 2001. Т. 42. № 2. С.75.
5. Магомедбеков У.Г. // ЖФХ. 2002. Т. 76. № 4. С. 676.
6. Магомедбеков У.Г., Гасанова Х.М., Гасангаджиева У.Г., Муцалова С.Ш. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 2. Химия, 2007. Т. 48. № 3. С. 212.
7. Эберт К., Эдерер Х. Компьютеры. Применение в химии. М., 1988.
8. Broer H., Takens F. Dynamical Systems and Chaos. Springer, 2011.
9. Grasberger P., Procaccia I. // Physica D., 1983. Vol. 9. N 1. P. 189.
10. Малинецкий Г.Г., Потанов А.Б., Подлазов А.В. Нелинейная динамика: Подходы, результаты, надежды. М., 2016.
11. Магомедбеков У.Г. Окисление биосубстратов в колебательном режиме. Махачкала, 2002.
12. Wolf A., Swift J.B., Swinney H.L., Vastano J.A. // Physica D., 1985. Vol. 16. P. 285.
13. Hegger R., Kantz H., Schreiber T. // Chaos. 1999. Vol. 9. P. 413.
14. Программы для обработки временных рядов TISEAN 2.1. <http://www.mpi-pks-dresden.mpg.de/~tisean>
15. Тимашев С.Ф. Фликкер-шумовая спектроскопия: информация в хаотических сигналах. М., 2007.

Поступила в редакцию 12.12.17

NONLINEAR DYNAMICS OF FLUCTUATIONS OF THE IMPURITY PHOTOCONDUCTIVITY IN CRYSTALS OF CADMIUM SULPHOSELENIDE DOPED WITH POTASSIUM

U.G. Magomedbekov*, M.M. Khamidov, M.Kh. Rabadanov

(Dagestan State University; *e-mail: ukhgmag@mail.ru)

The results on the quantification of characteristics of fluctuations of the impurity photoconductivity in monocrystals of cadmium sulphoselenide doped potassium when they are irradiated by impurity light were presented. Based on the method of the discrete Fourier transform for dynamics processes description, flicker-noise spectroscopy, reconstruction of the dynamics of time series, calculation of the characteristic exponents of Lyapunov and entropy of Kolmogorov–Sinai was showed that in the system under study is implemented by deterministic chaos.

Key words: dynamics, Fourier analysis, phase space, attractor dimension, Lyapunov exponents, entropy of Kolmogorov-Sinai, flicker-noise spectroscopy, dynamic chaos.

Сведения об авторах: Магомедбеков Ухумали Гаджиевич – зав. кафедрой неорганической химии, советник при ректорате ФГБОУ ВО «Дагестанский государственный университет», профессор, докт. хим. наук (ukhgmag@mail.ru); Хамидов Марасилав Магомедович – профессор кафедры физики конденсированного состояния и наносистем ФГБОУ ВО «Дагестанский государственный университет», докт. физ.-матем. наук (hamidov06@mail.ru); Рабаданов Муртазали Хулатаевич – зав. кафедрой физики конденсированного состояния и наносистем, ректор ФГБОУ ВО «Дагестанский государственный университет», профессор, докт. физ.-матем. наук (rab_mur@mail.ru).