

СЕКЦИЯ 10. НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА

Моделирование гибридной синхронизации мод в лазерах на квантовых точках

Р.М. Архипов 3

ON-OFF перемежаемость осцилляторных паттернов на эпилептической ЭЭГ

В.В. Грубов, Е.Ю. Ситникова, А.А. Короновский, А.Е. Храмов 7

Пространственные аспекты поведения спектральных компонент связанных диодов Пирса

Д.И. Данилов, А.А. Короновский..... 11

Исследование на различных временных масштабах поведения однонаправлено связанных хаотических систем вблизи границы фазовой синхронизации

М.О. Журавлев, А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов..... 15

Генерация сигналов и шумов ДВ-системами

В.В. Зайцев, Ар.В. Карлов, А.В. Карлов (мл)..... 17

Влияние наклонного магнитного поля и температуры на поведение полупроводниковой сверхрешетки

А.А. Короновский, А.Г. Баланов, В.А. Максименко, О.И. Москаленко, А.О. Сельский, А.Е. Храмов..... 21

Многофазные последовательности Баркера

А.Н. Леухин, А.С. Шувалов, В.О. Виноградов 24

Переход к генерации в полупроводниковой сверхрешетке

К.Н. Алексеев, А.Г. Баланов, 26

Возбуждение волнового поля ансамблем автогенераторов в двумерной области с неоднородной границей

В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев 30

О движении слабопереторможенных нелинейных осцилляторов

С.В. Сазонов 32

Турбулентные электронные пучки – перспективные источники широкополосных шумоподобных СВЧ колебаний

Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов 35

Экспериментальное исследование сценария перехода к режиму широкополосной генерации в лабораторном макете низковольтного виркатора

Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов, А.С. Фокин 37

Применение ляпуновских показателей для анализа нелинейной динамики пучково-плазменных систем на примере двухпоточковой схемы виркатора

Р.А. Филатов, А.А. Короновский, А.Е. Храмов 41

Особенности обобщенной синхронизации в однонаправлено и взаимно связанных потоковых системах и отображениях: метод фазовых трубок

А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов, С.А. Шурыгина 45

Некоторые особенности ударных волн в цилиндрическом z-пинче в режиме однократного сжатия

У. Юсупалиев, П.У. Юсупалиев, В.Г. Еленский, С.А. Шутеев 47

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИБРИДНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД В ЛАЗЕРАХ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Р.М. Архипов

*Weierstrass Institute for Applied Analysis and Stochastics, Leibniz Institute in
[Forschungsverbund Berlin e.V.](http://www.forschungsverbund-berlin.de), Berlin, Germany
arkhipov@wias-berlin.de*

Полупроводниковые лазеры с пассивной синхронизацией мод широко используются для получения коротких импульсов пикосекундной длительности с высокой частотой повторения (десятки и сотни гигагерц) [1-5].

На сегодняшний день огромный интерес у исследователей вызывают лазеры на квантовых точках с пассивной синхронизацией мод. Они имеют ряд преимуществ перед другими типами полупроводниковых лазеров, что делает их привлекательными для использования в оптической телекоммуникации [3-5]. Однако, при использовании пассивной синхронизации мод, вследствие шумов, вызванных спонтанным излучением и факторами технического рода, частота следования импульсов может не оставаться постоянной (имеет место эффект временного “джиттера” - time jitter). Для стабилизации частоты импульсов генерации используется техника гибридной синхронизации мод (hybrid mode-locking) [3-6] - к секции поглотителя прикладывается стабилизированное высокочастотное напряжение, которое модулирует скорость релаксации поглотителя [3-6]. Когда частота внешнего сигнала близка к частоте обхода резонатора, существует интервал частот (далее - область синхронизации), для которого частота следования импульсов лазера может быть синхронизована с частотой внешнего напряжения.

В работе [6] экспериментально исследуется зависимость ширины области синхронизации от амплитуды прикладываемого внешнего синхронизирующего напряжения. Экспериментально продемонстрировано линейное увеличение ширины области синхронизации с ростом амплитуды внешнего сигнала и неожиданная асимметрия этой области относительно частоты лазера с пассивной синхронизацией мод ν_0 .

В данной работе проводится теоретическое исследование гибридной синхронизации мод в лазерах на квантовых точках с частотой повторения импульсов ν_0 около 40 ГГц. Исследуется влияние амплитуды, формы и спектра внешнего сигнала на возможность перестройки частоты следования импульсов лазера (область синхронизации) при гибридной синхронизации мод.

В основе использованной модели лежит система из трех уравнений с задержкой (delay differential equations - DDE), которая имеет вид [7]:

$$\frac{dA}{dt} = -\gamma A + \gamma \sqrt{\kappa} \exp\left[\frac{(1-i\alpha_g)G(t-T) - (1-i\alpha_q)Q(t-T)}{2}\right] A(t-T) \quad (1)$$

$$\frac{dG}{dt} = -g_0 - \gamma_g G(t) - e^{-Q}(e^G - 1) |A|^2 \quad (2)$$

$$\frac{dQ}{dt} = \gamma_q f(t)(q_0 - Q)g_0 - s(1 - e^{-Q}) |A|^2 \quad (3)$$

Здесь $A(t)$ - амплитуда электрического поля, $G(t) \equiv \int n_g dz$ - интегральная плотность носителей в усиливающей среде, $Q(t) = \int n_q dz$ - интегральная плотность носителей в поглотителе. α_g, α_q - фактор учитывающий зависимость показателя преломления от концентрации носителей (linewidth enhancement factor), соответственно усиливающей и поглощающей сред [3], κ - коэффициент линейного ослабления излучения за один проход по резонатору, T - время обхода пустого резонатора, s - отношение интенсивности насыщения в поглотителе и усилителе, γ_g, γ_q - скорость релаксации усилителя и поглотителя, соответственно, g_0, q_0 - линейные усиление и потери, $f(t)$ - функция изменения параметра γ_q под внешним воздействием секции поглотителя при гибридной синхронизации мод.

Область синхронизации определялась на основе анализа численных решений системы уравнений (1) – (3), также проводился численный бифуркационный анализ уравнений с задержкой с помощью программного продукта DDEBIFTOOL [8]. При этом рассматривались ситуации с различным характером периодической модуляции параметра γ_q , которая бралась гармонической или импульсной в двух вариантах с максимумом импульса «вверх» и «вниз». На рис. 1 показаны примеры модуляции в гармоническом виде $f_1(t)$ и в импульсном виде $f_2(t)$ и $f_3(t)$ когда максимумы ориентированы вверх и вниз соответственно.

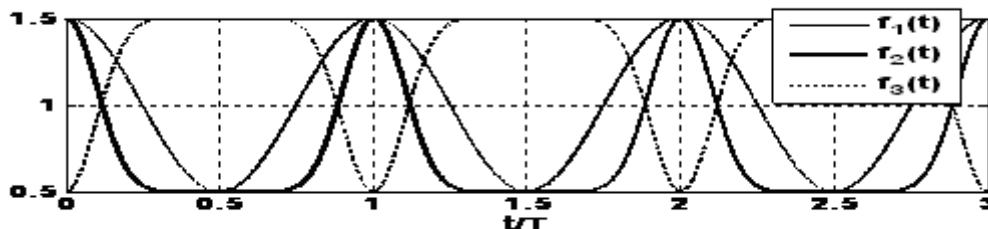
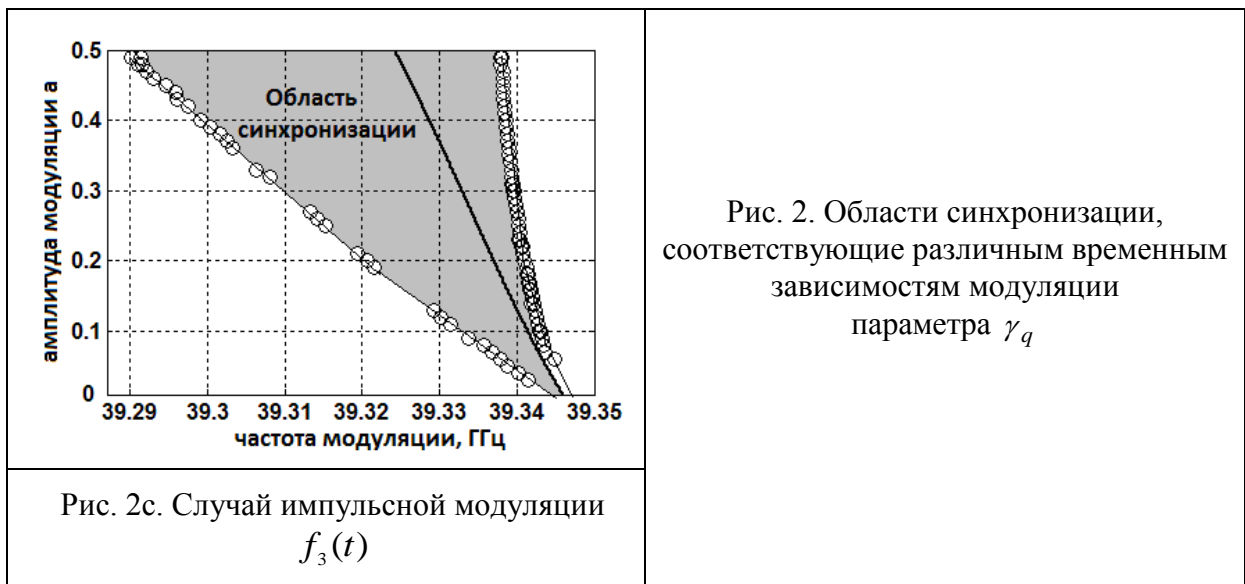
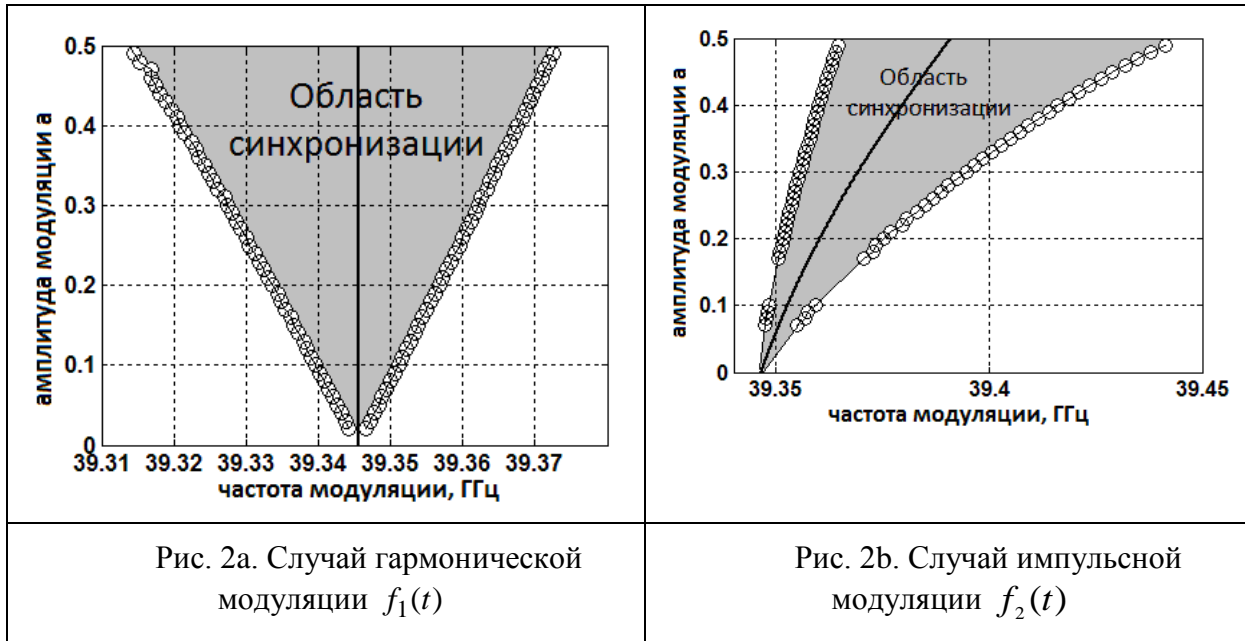


Рис. 1. Различные формы модуляции параметра γ_q секции поглотителя

Примеры областей синхронизации для таких ситуаций приведены на рис.2. при $\alpha_g = \alpha_q = 0, g_0 = 1, q_0 = 2, \kappa = 0.3, s = 10, \gamma = 15, \gamma_g = 1, \gamma_q = 0.01, T = 2.5$.



При гармонической модуляции граница области синхронизации остается практически симметричной относительно прямой, идущей вертикально вверх из точки, которая соответствует частоте лазера ν_0 с пассивной синхронизацией мод когда $a = 0$. Асимметрия области синхронизации возникает при импульсной модуляции. Если имеет место импульсная модуляция вида $f_2(t)$, зона синхронизации смещается вправо по оси частот, при модуляции вида $f_3(t)$ она смещается влево.

Установлена причина такого смещения зон синхронизации. Здесь надо обратить внимание на то, что среднее значение γ_q для рассмотренных случаев различно. Соответственно $\langle \gamma_{q1} \rangle \sim \langle f_1(t) \rangle = 1$, $\langle \gamma_{q2} \rangle \sim \langle f_2(t) \rangle = 1 - 0.5a$, $\langle \gamma_{q3} \rangle \sim \langle f_3(t) \rangle = 1 + 0.5a$. Если для таких значений

параметров γ_q найти частоты следования импульсов в отсутствие внешнего сигнала (они обозначены сплошными линиями на графиках), то оказывается, что они смещены. Их смещение соответствует смещениям зон синхронизации. Поэтому и имеет место асимметрия рассмотренных случаев импульсной модуляции.

Рассмотрены аналогичные ситуации, когда частота модуляции изменяется не в окрестности частоты $\nu_0 \approx 40$ ГГц, а в окрестности кратных ей частот 80 ГГц и 20 ГГц. При изменении частоты внешнего сигнала около 20 ГГц область синхронизации становится уже. А в случае 80 ГГц модуляции она остается практически одинаковой. Уход от основной частоты к кратным не приводит к расширению зон синхронизации.

Таким образом, в работе проведено моделирование режима гибридной синхронизации мод на основе численного решения системы уравнений с задержкой (DDE). Исследовано поведение области синхронизации в зависимости от формы прикладываемого внешнего сигнала, его амплитуды и спектра. Показано согласие с результатами эксперимента.

Установлено, что с ростом амплитуды модуляции интервал синхронизации возрастает практически линейно, что соответствует результатам эксперимента. Наблюдаемая асимметрия зоны захвата, с точки зрения использованной теоретической модели, может быть объяснена изменением средней скорости релаксации поглотителя при воздействии внешнего модулирующего напряжения. При росте амплитуды напряжения модуляции, время жизни носителей в поглотителе должно уменьшаться.

Данная работа выполнена при поддержке европейского проекта Marie Curie Initial Training Network, “Postgraduate Research on Photonics as an Enabling Technology” (ITN PROPHET).

ЛИТЕРАТУРА

1. П.Г. Крюков // Квант. электр. 2001. 31. № 2. С. 95.
2. W. Koechner, M. Bass “Solid-State lasers” Springer, 2003.
3. E.U. Rafailov, M.A. Cataluna, E.A. Avrutin ”Ultrafast lasers based on quantum dot structures”, WILEY-VCH, 2011.
4. E.U. Rafailov, Nat. Phot. 1. 2007. P. 395.
5. V. M. Ustinov “Quantum Dot Lasers” Oxford University Press, 2007.
6. G. Fiol // Appl. Phys. Lett. 96. 011104. 2010.
7. A.G. Vladimirov, D. Turaev // Physic. Rev. A 72, 033808.2005.
8. K. Engelborghs, DDEBIFTOOLV. 2.00: A Matlab Package for Bifurcation Analysis of Delay Differential Equations, Tech. Rep. TW-330 (Department of Computer Science, K.U. Leuven, 2001).

ON-OFF ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ ОСЦИЛЛЯТОРНЫХ ПАТТЕРНОВ НА ЭПИЛЕПТИЧЕСКОЙ ЭЭГ

В.В. Грубов^{1*}, Е.Ю. Ситникова², А.А. Короновский¹, А.Е. Храмов¹

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

²Институт высшей нервной деятельности и нейрофизиологии РАН, Москва

*vvgrubov@gmail.com

В настоящее время разработано большое число эффективных радиофизических методов анализа сложных колебательных систем. Они все чаще находят применение в других областях естествознания, в том числе в медицине и физиологии. Особенно актуальным является применение данных методов при анализе ритмической активности головного мозга, которая является результатом синхронной работы сложноорганизованных нейронных сетей, состоящих из огромного числа отдельных колебательных элементов – нейронов.

Традиционно в нейрофизиологических исследованиях для анализа работы головного мозга используется запись электроэнцефалограмм (ЭЭГ). ЭЭГ представляет собой усредненную сумму токов, генерируемых группой нейронов в области регистрирующего электрода. На сигнале ЭЭГ принято выделять несколько частотных диапазонов (альфа, бета, гамма и т.д.). Доказано, что существует четкая корреляция между характером ритмической активности на ЭЭГ в определенном частотном диапазоне (наличием того или иного ритма – осцилляторного паттерна) и функциональным состоянием организма. Таким образом, важной задачей при исследовании нервной системы является изучение определенных осцилляторных паттернов на ЭЭГ.

Одним из типов осцилляторной активности на ЭЭГ, проявляющейся во время сна, являются сонные веретена – короткие (0.5-1.5 с) эпизоды колебаний с частотой 9-14 Гц и характерной веретенообразной формой [1]. Известно, что сонные веретена формируются вследствие синхронной работы нейронной сети, объединяющей нейроны коры и таламуса. Также выделяют 5-9 Гц осцилляции, которые имеют сходную с веретенами форму, но формируются в коре головного мозга и обладают более низкой, по сравнению с сонными веретенами, частотой (5-9 Гц) [2].

Интерес к изучению сонных веретен продиктован их возможной связью с эпилепсией [3]. Известно, что нейронная сеть, в норме генерирующая сонные веретена, при определенных условиях может породить эпилептическую активность – пик-волновые разряды. Пик-волновые разряды появляются на ЭЭГ непосредственно в момент приступа абсанс-эпилепсии и являются электроэнцефалографическими маркерами эпилептических событий. Однако связь между сонными веретенами, 5-9 Гц осцилляциями и пик-волновыми разрядами до сих пор до конца не ясна.

Целью данной работы является исследование частотно-временной динамики осцилляторных паттернов на ЭЭГ животных с наследственной предрасположенностью к абсанс-эпилепсии (крысы линии WAG/Rij) с использованием методов, основанных на непрерывном вейвлетном преобразовании. Исследования проводились на 24-часовых записях ЭЭГ, полученных у шести крыс WAG/Rij.

Для исследования сигналов ЭЭГ было использовано непрерывное вейвлетное преобразование [4], которое представляет собой свертку исследуемого сигнала ЭЭГ, $x(t)$, и набора базисных функций $\varphi_{s,t}$:

$$W(s, t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \varphi_{s, t_0}^*(t) dt \quad (1)$$

Каждая из базисных функций $\varphi_{s,t}$ может быть получена из так называемого материнского вейвлета с помощью следующего преобразования:

$$\psi_{s, t_0}(t) = \frac{1}{\sqrt{s}} \varphi_0\left(\frac{t-t_0}{s}\right) \quad (2)$$

В работе используется материнский Морле-вейвлет:

$$\psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} e^{j\omega_0\eta} e^{-\eta^2/2} \quad (3)$$

С помощью непрерывного вейвлетного преобразования была изучена частотно-временная структура исследуемых паттернов и выявлены характерные особенности динамики частоты в течение исследуемых осцилляторных паттернов. Было выявлено, что каждый из анализируемых типов осцилляторных паттернов (сонные веретена, 5-9 Гц колебания и пик-волновые разряды) характеризуются своим специфическим распределением энергии по частотам вейвлетного преобразования и своей уникальной динамикой частоты в течении события на ЭЭГ. Типичные примеры вейвлетных спектров событий на эпилептической ЭЭГ показаны на рис. 1.

Далее был разработан метод для автоматического выделения сонных веретен на ЭЭГ. Он основан на методе для автоматического выделения пик-волновых разрядов, предложенном в [5]. Суть разработанного метода заключается в следующем. Для исследуемых временных рядов выполнялось вейвлетное преобразование и рассчитывались сначала мгновенные, а затем усредненные по характерным частотным диапазонам $F_{s1,2}$ значения энергии $W(t)$.

$$W_{1,2}(t) = \int_{F_{s1,2}} |W(f_s, t)|^2 df_s \quad (4)$$

В качестве характерных для выделения сонно-веретеной активности использовались типичные для них частотные диапазоны (соответственно 5-9 Гц и 10-16 Гц). На основе анализа энергий $W_1(t)$ и $W_2(t)$, а также

экспериментально определенных пороговых значений $W_{1кр}$ и $W_{2кр}$ (см. подробнее нашу работу [6]), делался вывод о наличии в сигнале того или иного паттерна в данный момент времени. Пример работы метода представлен на рис. 2.

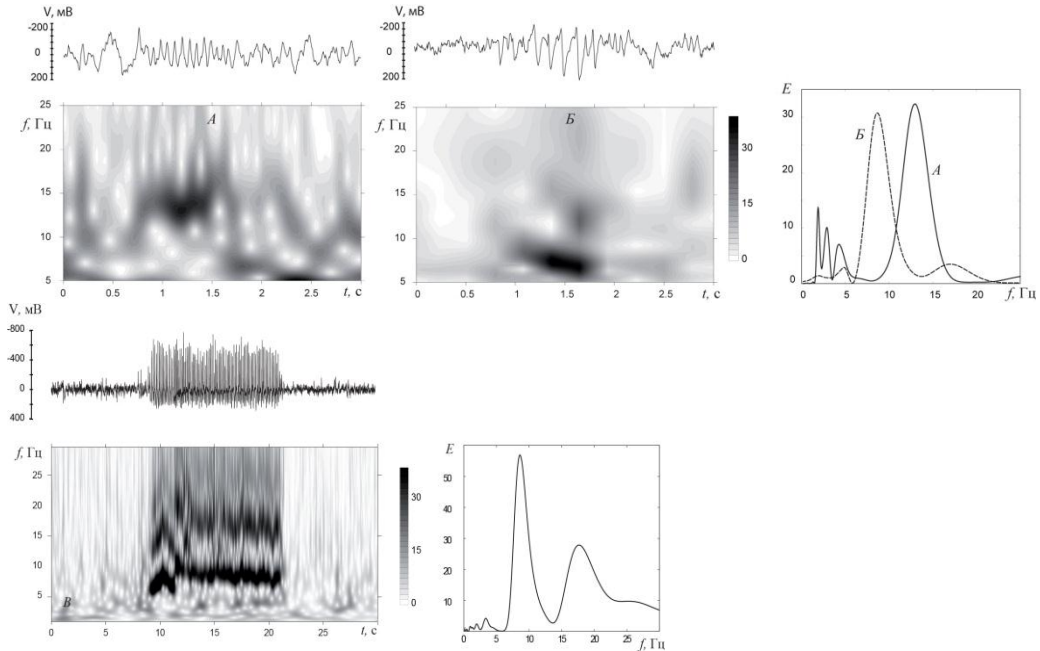


Рис. 1. Пример ЭЭГ, вейвлетного спектра и распределения энергии вейвлетного преобразования по частотам для сонного веретена (А), 5-9 Гц осцилляции (Б) и пик-волнового разряда (В).

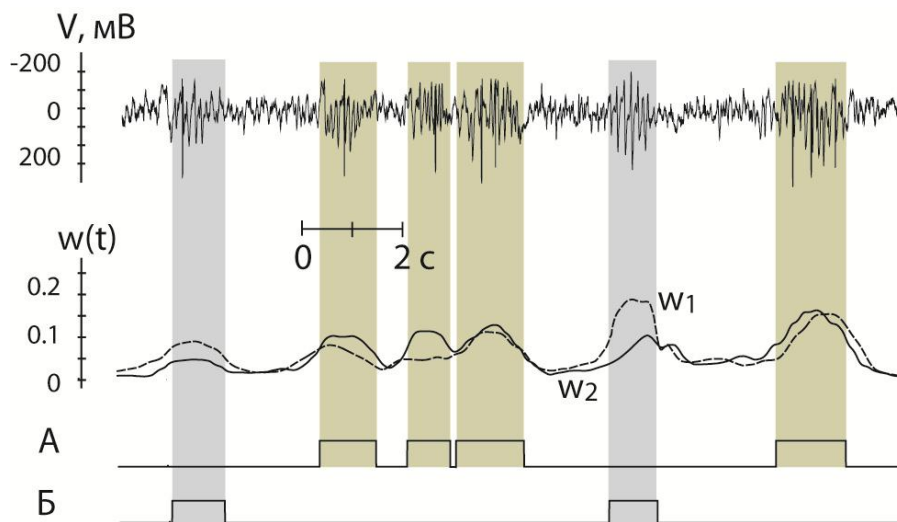


Рис. 2. Отрезок ЭЭГ, усредненные энергии $W_1(t)$ и $W_2(t)$ и результат работы метода – разметка для сонных веретен (А) и 5-9 Гц осцилляций (Б).

С помощью разработанного метода была выполнена автоматическая разметка для всех исследуемых временных рядов и проведен статистический анализ интервалов времени между последовательными событиями на ЭЭГ для сонных веретен, 5-9 Гц осцилляций и пик-волновых

разрядов и построены их распределения. Примеры таких распределений у одного из исследуемых животных приведен на Рис. 3.

Полученные распределения тестировались на соответствие степенному закону

$$N(L) = \beta L^\alpha \quad (5)$$

В данном случае значение степени α представляет особый интерес, поскольку $\alpha = -1.5$ соответствует режиму on-off перемежаемости, которая является типичным режимом поведения хаотических осцилляторов под внешним воздействием, в частности она наблюдается на границах синхронных режимов связанных хаотических осцилляторов [7].

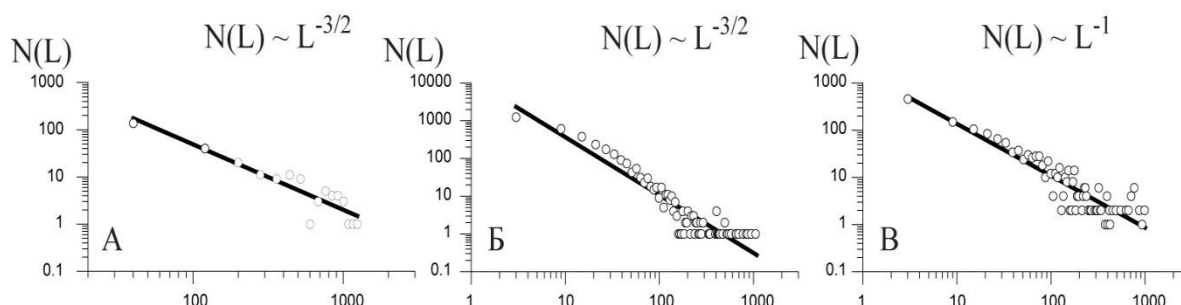


Рис. 3. Статистическое распределение временных интервалов L для пик-волновых разрядов (А), сонных веретен (Б) и 5-9 Гц осцилляций (В).

В ходе исследования было обнаружено, что для пик-волновых разрядов и сонных веретен значение степени α в степенном законе составляет -1.5 , в то время как для 5-9 Гц осцилляций $\alpha = -1$. Это означает, что временная динамика разрядов и веретен подчиняется единым закономерностям и описывается теорией on-off перемежаемости, что подтверждает существование связи между ними. Этот факт имеет важное значение для фундаментальных исследований сна и абсанс-эпилепсии, позволяет лучше понять взаимосвязь между механизмами регуляции сна и эпилепсии.

Работа поддержана РФФИ (проект 12-02-00221) и ФНП «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. L. De Gennaro and M. Ferrara // *Sleep Med. Rev.* 2003. V. 7. P. 423-440.
2. D. Pinault, M. Vergnes and C. Marescaux // *Neurosci.* 2001. V.105 P. 181-201.
3. G. Kostopoulos // *Clin. Neurophysiol.* 2000. V. 111. P. 27-38.
4. А.А. Короновский, А.Е. Храмов. «Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения». М.: Физматлит, 2003.
5. E. Sitnikova, A.E. Hramov, A.A. Koronovskii, G. van Luijtelaaar // *Journal of Neuroscience Methods.* 2009. V. 180 P. 304-316.
6. E. Sitnikova, A.E. Hramov, V.V. Grubov, A.A. Ovchinnikov, A.A. Koronovskii // *Brain Res.* 2012. V. 1436. P. 147-156.
7. J.F. Heagy, N. Platt, S.M. Hammel // *Phys. Rev. E*, 1994. V. 49. P. 1140-1150.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ АСПЕКТЫ ПОВЕДЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ СВЯЗАННЫХ ДИОДОВ ПИРСА

Д.И. Данилов, А.А. Короновский

Саратовский государственный университет им Н.Г. Чернышевского
danilov_dm89@mail.ru

В последнее время большое внимание привлекает к себе явление синхронизации хаотических колебаний. Обычно выделяют следующие типы хаотической синхронизации: фазовая синхронизация [1], обобщенная синхронизация [2], синхронизация с запаздыванием [3], полная хаотическая синхронизация [4]. Представляет интерес вопрос о том, можно ли рассматривать все типы синхронизации с единых позиций. Одним из возможных подходов является рассмотрение связанных систем с позиции синхронизации спектральных компонент [5]. В этом случае каждый из вышеперечисленных типов синхронизации представляется как частное проявление синхронизации спектральных компонент и изучается с точки зрения синхронизации отдельных частотных компонент Фурье-спектров взаимодействующих систем.

Синхронное поведение с точки зрения спектральных компонент изучено достаточно хорошо, однако динамика в области параметров, предшествующей установлению синхронного режима, изучена не в полной мере. Известно, что в данной области в хаотических системах наблюдается перемежающееся поведение. Исследования динамики вблизи границы установления синхронного режима ранее проводились на примере систем с малым числом степеней свободы, а именно для связанных осцилляторов Ресслера и для отображений окружности [6] (являющихся эталонными модельными объектами), а также для систем с бесконечным числом степеней свободы – пространственно распределенных систем [7]. Динамика таких систем в ряде случаев принципиально отличается от динамики классических конечномерных моделей, демонстрирующих хаотическое поведение.

Поведение систем с бесконечномерным фазовым пространством было исследовано на примере однонаправлено связанных диодов Пирса. Диод Пирса представляет собой две бесконечные плоские параллельные сетки, пронизываемые бесконечно широким электронным потоком. Пространство между сетками заполнено нейтрализующим фоном неподвижных ионов с плотностью, равной невозмущенной плотности заряда в электронном потоке. При исследовании данной системы было получено, что поведение вблизи границы фазовой синхронизации подчиняется схожим закономерностям, что и соответствующая динамика систем с малым числом степеней свободы [7]. Однако при исследовании системы связанных диодов Пирса анализировались временные реализации, полученные только из одной точки пространства взаимодействия. Так как

диод Пирса – пространственно распределенная система, представляет интерес вопрос о том, справедливы ли полученные результаты для всего пространства системы. Изучению этого вопроса и посвящена данная работа.

При определенных значениях управляющих параметров для описания системы связанных диодов Пирса можно использовать гидродинамическое приближение, в рамках которого электронный пучок рассматривается как сплошная среда – некоторая заряженная жидкость, скорость которой является однозначной функцией времени [8]. В этом случае исследуемая система описывается системой уравнений движения, непрерывности и Пуассона:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{1,2}}{\partial t} &= -v_{1,2} \frac{\partial v_{1,2}}{\partial x} - \frac{\partial \varphi_{1,2}}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho_{1,2}}{\partial t} &= -\frac{\partial(\rho_{1,2} v_{1,2})}{\partial x}, \\ \frac{\partial^2 \varphi_{1,2}}{\partial x^2} &= -\alpha_{1,2}^2 (\rho_{1,2} - 1), \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$v_{1,2}(0,t) = 1, \quad \rho_{1,2}(0,t) = 1, \quad \varphi_{1,2}(0,t) = 0, \quad (2)$$

где φ – безразмерный потенциал поля пространственного заряда, ρ – безразмерная плотность заряда, v – безразмерная плотность потока, x – безразмерная координата, t – безразмерное время, α – параметр Пирса, являющийся управляющим параметром для каждой системы, $\alpha_1 = 2.858\pi$, $\alpha_2 = 2.862\pi$. Индексы 1 и 2 обозначают ведущую и ведомую систему соответственно.

Однонаправленная связь между системами осуществляется при помощи изменения значения безразмерного потенциала на правой границе ведомой системы, в то время как потенциал на правой границе ведущей системы остается неизменным:

$$\begin{cases} \varphi_1(1,t) = 0, \\ \varphi_2(1,t) = \varepsilon(\rho_2(1,t) - \rho_1(1,t)). \end{cases} \quad (3)$$

Здесь ε – параметр связи, $\rho_{1,2}(1,t)$ – колебания безразмерной плотности пространственного заряда, регистрируемые на выходе каждой системы.

В работе исследуется динамика систем при значениях параметра связи, близких к границе фазовой синхронизации $\varepsilon_{PH} \approx 0.0098$. С точки зрения синхронизации спектральных компонент установление режима фазовой синхронизации соответствует синхронизации основных спектральных компонент Фурье-спектров взаимодействующих систем. При помощи преобразования Фурье можно ввести фазу основной

спектральной компоненты как аргумент комплексного числа $\varphi = \arg S(f_m)$, где $f_m = 0.2579$ – частота основной спектральной компоненты ведущей системы. Введенная таким образом фаза постоянна во времени и зависит только от начальных условий и от длины T временной реализации, по которой рассчитывается преобразование Фурье. В синхронном режиме при отсутствии хаотической динамики разность фаз взаимодействующих систем является одинаковой при любых начальных условиях, то есть распределение разностей фаз имеет вид δ -функции. Однако, в данном случае из-за наличия хаотической динамики, а также из-за ограниченности длины реализации T такие распределения имеют вид распределений Гаусса, стремящихся к δ -функции с увеличением T (рис. 1). Представляет интерес, каким образом зависит дисперсия этих распределений от величины T , а также каким образом соотносятся такие зависимости при различных значениях параметра связи ε .

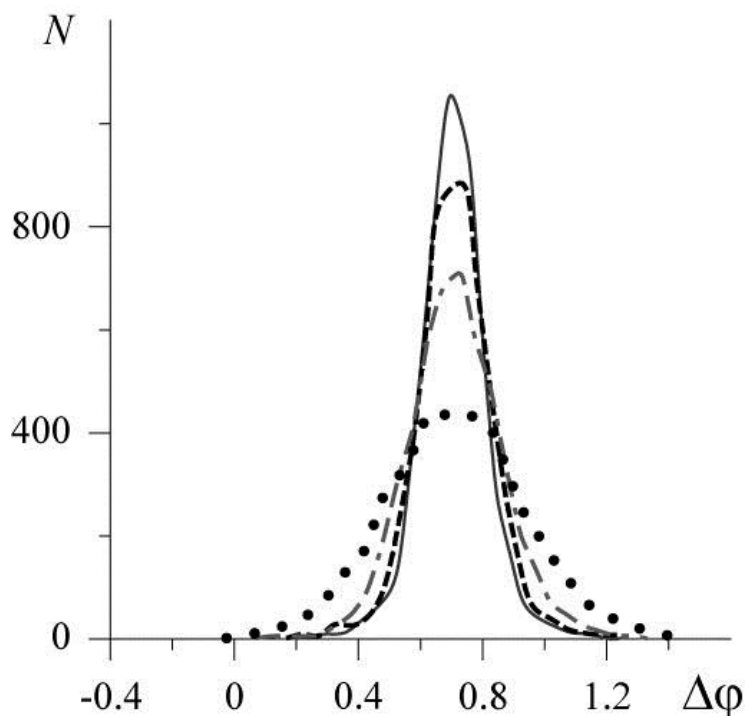


Рис. 1. Распределения разности фаз двух однонаправлено связанных диодов Пирса при $\varepsilon = 0.012$: $T = 3900$ (сплошная линия); $T = 3000$ (пунктирная линия); $T = 1950$ (штрихпунктирная линия); $T = 750$ (точки).

В работе [7] было показано, что зависимость дисперсии распределений разности фаз основных спектральных компонент однонаправлено связанных диодов Пирса от величины T для одного значения продольной координаты при разных параметрах связи ε является универсальной (рис. 2). Вид этой зависимости практически совпадает с аналогичными зависимостями, рассчитанными для систем других классов – систем Ресслера и отображений окружности [6]. В данной работе проводится аналогичный расчет для других значений продольной

координаты и показывается, что полученные результаты хорошо согласуются с результатами предыдущих исследований, вследствие чего можно предположить, что такая динамика характерна для всего пространства распределенной системы.

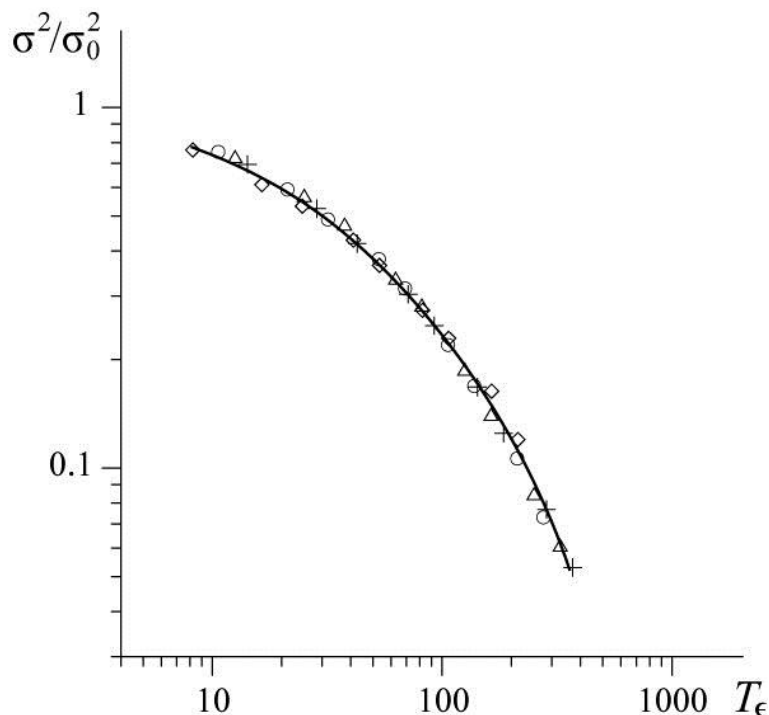


Рис. 2. Зависимость дисперсии распределений разности фаз однонаправленно связанных диодов Пирса от нормированной длины анализируемой временной реализации T_ϵ для значения параметра связи $\epsilon = 0.008$ (ромбы), $\epsilon = 0.01$ (круги), $\epsilon = 0.012$ (треугольники), $\epsilon = 0.014$ (кресты).

ЛИТЕРАТУРА

1. M.G. Rosenblum, A.S. Pikovsky, J. Kurths // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. No 11. P. 1804.
2. N.F. Rulkov, M.M. Sushchik, L.S. Tsimring, H.D. Abarbanel // Phys. Rev. E. 1995. V. 51. No 2. P. 980.
3. M.G. Rosenblum, A.S. Pikovsky, J. Kurths // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. No 22. P. 4193.
4. L.M. Pecora, T.L. Carroll // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. No 8. P. 821.
5. А.Е. Храмов, А.А. Короновский, М.К. Куровская, О.И. Москаленко // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. No 5. P. 056204.
6. Д.И. Данилов, А.А. Короновский // Изв. РАН, Сер. Физич. 2011. Т. 75. № 12. С. 1709.
7. Д.И. Данилов, А.А. Короновский // ПНД. 2012. Т. 20. № 1. С. 92.
8. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов “Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т. 1.” М.: Физматлит, 2003.

ИССЛЕДОВАНИЕ НА РАЗЛИЧНЫХ ВРЕМЕННЫХ МАСШТАБАХ ПОВЕДЕНИЯ ОДНОНАПРАВЛЕННЫХ СВЯЗАННЫХ ХАОТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ ФАЗОВОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ

М.О. Журавлев, А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов
ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени
Н.Г. Чернышевского»
zhuravlevmo@gmail.com

Синхронизация хаотических колебаний представляет собой одно из фундаментальных явлений, наблюдающихся в широком классе объектов природы и техники, и привлекает пристальное внимание исследователей [1]. Интерес к этому феномену связан как с большим фундаментальным значением синхронизации [1], так и с большим кругом практических приложений, например, при скрытой передаче информации, в биологических, химических, физических задачах, при управлении хаосом, в том числе в системах СВЧ-электроники.

К настоящему времени известно несколько типов синхронного поведения однонаправленных и взаимно связанных динамических систем, таких как фазовая синхронизация [2], обобщенная синхронизация [3], синхронизация с запаздыванием [4], полная синхронизация [5], синхронизация временных масштабов [6] и др., каждый из которых обладает своими специфическими особенностями и методами диагностики.

Особый интерес в исследовании синхронной динамики хаотических систем направлен на изучение состояний, предшествующих синхронизации. В настоящее время существует большое количество работ, в которых установлено, что переход от синхронного режима к асинхронному осуществляется, как правило, через перемежающееся поведение, наблюдаемое вблизи границы синхронизации [7]. Кроме того, известно, что каждому из типов синхронизации предшествуют свой определенный тип перемежаемости. Перемежаемость является важным явлением, наблюдаемым в нелинейных системах. В частности, известно, что одним из универсальных сценариев перехода от периодических движений к хаотическим является перемежаемость [8]. В настоящее время существует определенная классификация перемежающегося поведения. Так, выделяют перемежаемости типов I-III [9], on-off перемежаемость [10], перемежаемость «игольного ушка» [11], перемежаемость кольца [12] и др.

Настоящая работа направлена на изучение поведения однонаправленных связанных хаотических систем, находящихся в области, предшествующей фазовой хаотической синхронизации. В ходе данных исследований был изучен переход от синхронного состояния хаотической системы к асинхронному через новый тип поведения, названного «перемежаемостью перемежаемостей». Данный тип поведения может существовать в системе

однонаправлено связанных хаотических осцилляторов, которые находятся в состоянии, предшествующем режиму фазовой синхронизации, и имеют малую расстройку по частоте друг относительно друга [11]. При этом исследуемую систему можно рассматривать на различных временных масштабах [6], в том числе и на временных масштабах, отличных от основного. Как показывают результаты исследований, в системе однонаправлено связанных осцилляторов (рассмотрение проводилось на примере осцилляторов Ресслера) в определенном диапазоне значений временных масштабов одновременно могут сосуществовать два различных типа перемежаемости, перемежаемость кольца и перемежаемость «игольного ушка». Именно это состояние и было названо «перемежаемостью перемежаемостей». Аналогичные результаты получены также для автогенератора Ван дер Поля, находящегося под внешним периодическим воздействием, в присутствии шума. Необходимо отметить, что исследования данного типа поведения до настоящего момента не проводились, в связи с чем изучение «перемежаемости перемежаемостей» представляет большой интерес с фундаментальной точки зрения, так как эти исследования позволят более глубоко понять и осмыслить механизмы и природу таких фундаментальных явлений, как перемежаемость и хаотическая синхронизация.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-02-00221) и Фонда некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. Boccaletti, J. Kurths, G. Osipov et al.* Phys. Rep. 2002 . V. 366. P. 1
2. *Rosenblum M.G., Pikovsky A.S., Kurths J.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. № 11. P. 1804.
3. *Rulkov N.F., Sushchik M.M., Tsimring L.S. et al.* // Phys. Rev. E. 1995. V. 51. № 2. P. 980.
4. *Rosenblum M.G., Pikovsky A.S., Kurths J.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. № 22. P. 4193.
5. *Pecora L.M., Carroll T.L.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. № 8. P. 821.
6. *Hramov A.E., Koronovskii A.A.* // Chaos. 2004. V. 14. № 3. P. 603.
7. *Boccaletti S., et al.* // Phys. Rev. 2000. E 62 No. 5. P. 7497–7500.
8. *Manneville P., Pomeau Y.* // Physica D 1980. V. 1. No. 2, P. 167–241.
9. *Berge P., Pomeau Y., Vidal Ch.* // Hermann, Paris, 1988
10. *Platt N., Spiegel E. A., Tresser C.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. No. 3. P. 279–282.
11. *Pikovsky A. S., Osipov G. V., Rosenblum M. G., Zaks M., Kurths J.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. No. 1. P. 47–50.
12. *Hramov A.E., Koronovskii A.A., Kurovskaya M.K., Boccaletti S.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97, P. 114101.

ГЕНЕРАЦИЯ СИГНАЛОВ И ШУМОВ ДВ-СИСТЕМАМИ ДРОБНОГО ПОРЯДКА

В.В. Зайцев, Ар.В. Карлов, А.В. Карлов (мл)
Самарский государственный университет

zaitsev@samsu.ru

1. Исследования нелинейных динамических систем в дискретном времени (ДВ-систем) могут быть направлены на решение двух задач. Во-первых, динамика ДВ-системы при определенных условиях может качественно отражать основные свойства системы-прототипа, функционирующей в непрерывном времени (НВ-системы). В этом случае уравнения движения ДВ-систем, имеющие форму дискретных отображений, приводят к сравнительно простым алгоритмам компьютерного моделирования. Во-вторых, нелинейные ДВ-системы могут демонстрировать динамические режимы, отсутствующие у НВ-прототипов. В таком случае нелинейные ДВ-системы представляют самостоятельный интерес для теории и практики цифровой обработки сигналов.

Ориентируясь на второе из направлений, в сообщении представлены две ДВ-системы – автоколебательная (ДВ-осциллятор) и стохастическая, синтезированные по НВ-прототипам с дифференциальными уравнениями движения дробного порядка. ДВ-осциллятор имеет прототипом автогенератор с дробно-дифференциальной цепью обратной связи [1]. Следует отметить, что в последние годы к физическим приложениям математического аппарата дробного интегро-дифференцирования проявляется повышенный интерес [2].

2. В непрерывном времени автоколебательная система-прототип [1] определяется дифференциальным уравнением движения относительно нормированной осциллирующей переменной $x(t)$, содержащим производную дробного порядка $0 < \alpha < 1$:

$$L_t^2 x(t) = \kappa \omega_0^{2-\alpha} D_t^\alpha g(x(t)). \quad (1)$$

Здесь L_t^2 – оператор квазигармонического осциллятора с собственной частотой ω_0 и добротностью Q :

$$L_t^2 = \frac{d^2}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{d}{dt} + \omega_0^2;$$

D_t^α – оператор производной Капуто порядка α :

$$D_t^\alpha(.) = \frac{1}{\Gamma(1-\alpha)} \int_0^t \frac{(\cdot)'_\tau}{(t-\tau)^\alpha} d\tau;$$

$g(x)$ – нормированная передаточная характеристика активного трехполосника в цепи обратной связи: в дальнейшем считается что $g(x) = (1 - x^2/3)x$; $\Gamma(.)$ – гамма-функция, κ – параметр глубины обратной связи.

Дифференциальное уравнение (1) имеет аналог в форме интегрального уравнения Вольтерра второго рода

$$x(t) = \kappa \omega_0^{2-\alpha} \int_0^t D_\tau^\alpha g(x(\tau)) G(t-\tau) d\tau + X(t), \quad (2)$$

где $G(t)$ – функция Грина дифференциального оператора L_t^2 :

$$G(t) = \frac{1}{\omega_0} \exp\left(-\frac{\omega_0}{2Q}t\right) \sin(\omega_0 t) \theta(t),$$

$\theta(t)$ – функция Хевисайда.

Интегральное уравнение движения (2) используется для перехода к дискретному времени $t_n = n\Delta$ с интервалом дискретизации Δ . В качестве дискретизирующей последовательности выступает последовательность дельта-функций с весовыми коэффициентами $G[n] = \Delta G(n\Delta)$:

$$G_d(t) = \sum_{n=0}^{\infty} G[n] \delta(t - n\Delta). \quad (3)$$

Результатом дискретизации уравнения (2) с помощью функции Грина (3) является разностное уравнение движения – алгоритм генерации ДВ-автоколебаний (подробности см. в [3]):

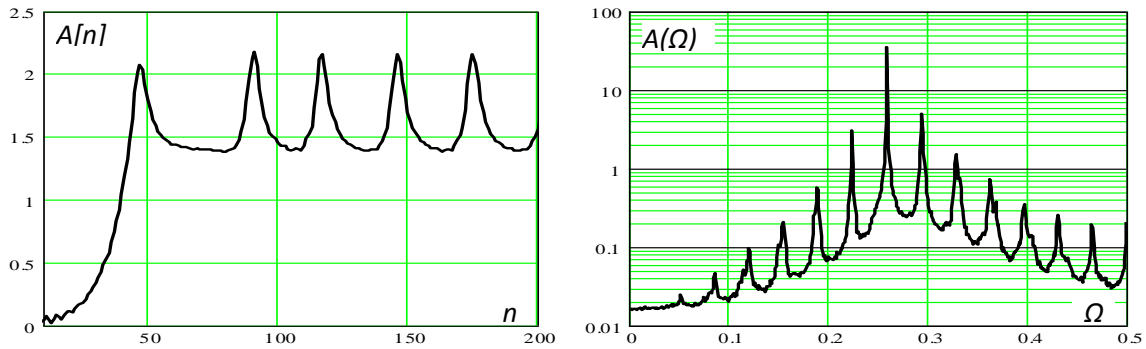
$$x[n] = 2\sigma \cos(2\pi\Omega_0)x[n-1] - \sigma^2 x[n-2] + \gamma D^\alpha[n-1, x]. \quad (4)$$

Здесь коэффициент σ связан с параметрами аналогового прототипа соотношением $\sigma = \exp(-\pi\Omega_0/Q)$, Ω_0 – собственная частота линейного осциллятора, измеряемая в единицах частоты дискретизации ($\Omega_0 < 0.5$), $\gamma > 0$ – независимый параметр, характеризующий глубину положительной обратной связи в ДВ-осцилляторе. Разностный оператор $D^\alpha[n, x]$ в уравнении (4) определен в виде

$$D^\alpha[n, x] = \sum_{k=1}^n (g(x[k]) - g(x[k-1]))((n-k+1)^{1-\alpha} - (n-k)^{1-\alpha}) \quad (5)$$

на основе аппроксимации дробной производной Капуто.

Дискретный во времени осциллятор с дробной обратной связью (ДВДОС-осциллятор) (4)–(5) в широкой области значений параметров генерирует как квазигармонические автоколебания, так и автоколебания с автомодуляцией огибающей. Примером последних может служить «пиковый» режим, реализуемый при значениях $\Omega_0 = 0.28$, $Q = 30$, $\gamma = 0.58$ и $\alpha = 0.5$. Форма огибающей $A[n]$ и усредненный амплитудный спектр $A(\Omega)$ автоколебаний показаны на рис. 1.



спектр $A(\Omega)$ автоколебаний показаны на рис. 1.

Рис. 1. Форма огибающей и усредненный амплитудный спектр автоколебаний

3. Рассмотрим теперь стохастическую ДВ-систему, предназначенную для генерации последовательности отсчетов шума со спектром мощности $S(\Omega) \sim 1/\Omega^\gamma$, где $0 < \gamma < 2$. Выборка из широко распространенного в природе и технике фликкер-шума является частным случаем такой последовательности при $\gamma = 1$.

В непрерывном времени система-прототип определяется стохастическим дифференциальным уравнением (СДУ) дробного порядка:

$$D_t^\alpha \varphi(t) = \xi(t), \quad (6)$$

где $\xi(t)$ – гауссов белый шум, а порядок дробной производной Капуто связан с показателем степени спектра мощности простым соотношением $2\alpha = \gamma$.

Разностная аппроксимация производной Капуто позволяет поставить в соответствие СДУ (6) разностное стохастическое уравнение

$$\sum_{k=1}^n (\varphi[k] - \varphi[k-1])((n-k+1)^{1-\alpha} - (n-k)^{1-\alpha}) = \Delta^\alpha \Gamma(2-\alpha) \xi[n]. \quad (7)$$

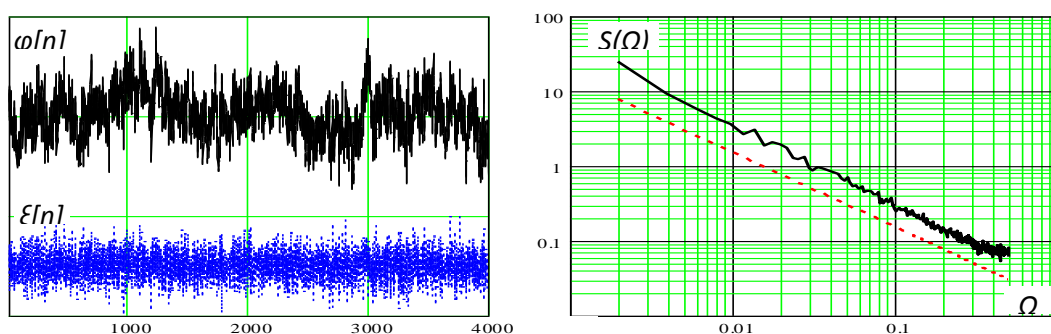
Для начального условия $\varphi[0]=0$ преобразованное уравнение (7) дает следующий алгоритм генерации ДВ-шума:

$$\begin{aligned} \varphi[1] &= \Delta^\alpha \Gamma(2-\alpha) \xi[1], \quad \varphi[2] = a_0 \varphi[1] + \Delta^\alpha \Gamma(2-\alpha) \xi[2], \\ \varphi[n] &= a_0 \varphi[n-1] + \sum_{k=1}^{n-2} a_k \varphi[n-k-1] + \Delta^\alpha \Gamma(2-\alpha) \xi[n], \quad n=3,4,\dots \end{aligned} \quad (8)$$

Коэффициенты рекурсивной системы (8) равны

$$a_0 = 2(1 - 2^{-\alpha}), \quad a_k = -(k+2)^{1-\alpha} + 2(k+1)^{1-\alpha} - k^{1-\alpha}$$

На рис. 2 в качестве примера приведены графики отрезков реализаций шума $\varphi[n]$ на выходе системы (8) при $\alpha = 0.5$, входного белого шума $\xi[n]$



и периодограммная оценка спектра мощности шума $\varphi[n]$. Спектральная оценка проведена методом Бартлетта с 512-точечным преобразованием Фурье по реализации длиной $N = 65536$.

Рис. 2. Отрезки реализаций шумов и спектр мощности генерируемого шума

Пунктирной линией на рис. 2 в двойном логарифмическом масштабе показана зависимость $\sim 1/\Omega$. Как видно из графика, спектральная плотность мощности случайного процесса $\varphi[n]$ в диапазоне частот $0.002 < \Omega < 0.5$ с хорошей точностью воспроизводит спектр фликкер-шума.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Зайцев, Ар.В. Карлов, Г.П. Яровой // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2012. Т. 15. N 1. С. 85.
2. В.Е. Тарасов «Модели теоретической физики с интегро-дифференцированием дробного порядка» М.–Ижевск: Ижевский институт компьютерных исследований, 2011.
3. В.В. Зайцев, С.А. Агибалов, А.В. Карлов (мл) // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13. N 4. С. 64.

ВЛИЯНИЕ НАКЛОННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОВЕДЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

А.А. Короновский¹, А.Г. Баланов², В.А. Максименко¹,
О.И. Москаленко¹, А.О. Сельский¹, А.Е. Храмов¹

¹ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени
Н.Г. Чернышевского», Саратов, Россия

²Loughborough University, Loughborough, United Kingdom
alexey.koronovskii@gmail.com

Полупроводниковые сверхрешетки [1,2] представляют из себя наноструктуры, состоящие из перемежающихся слоев нескольких (двух и более) полупроводниковых материалов. Из-за разницы в ширине запрещенной зоны в разных полупроводниках, граница зоны проводимости идеальной сверхрешетки периодически модулируется, что создает условия для формирования энергетических «минизон». В присутствии внешних электрических и магнитных полей транспорт электронов в минизонах может иметь сложный характер и сопровождаться рядом интересных нетривиальных эффектов, включающих возникновение сверхвысокочастотных Блоховских колебаний, динамическую локализацию электронов, отрицательную дифференциальную дрейфовую скорость электронов, циклотрон-Блоховские резонансы, динамический хаос и т.д. Таким образом, полупроводниковая сверхрешетка представляет для исследователей удобную и гибкую среду для изучения квантового транспорта в периодических потенциалах. С другой стороны, вышеупомянутые эффекты делают полупроводниковую сверхрешетку перспективным элементом в устройствах высокочастотной электроники, способной в потенциале работать в диапазоне до нескольких терагерц. Изучение сложной нелинейной динамики электронов, и разработка принципов управления электронным транспортом в полупроводниковых сверхрешетках является в настоящее время важной и актуальной задачей на стыке физики полупроводников и нелинейной динамики, и соответствует современному состоянию мировой науки в этих направлениях [3–5].

Одним из перспективных представляется новый подход к применению сверхрешеток для генерации и преобразования терагерцовых сигналов, заключающийся в использовании сложных динамических транспортных режимов, в частности, ассоциирующихся с динамическим хаосом, которые типично считаются пагубными для терагерцовых приложений, так как они разрушительно влияют на когерентность блоховских колебаний. При этом динамическая сложность движения электрических зарядов в полупроводниковых сверхрешетках может

проявляться как на микроскопическом уровне, в движении отдельных электронов, так и на мезоскопическом уровне, на уровне движения доменов заряда. Известно, что движение доменов заряда может вызывать колебания тока, протекающего через пространственную сверхрешетку. Так как концентрация зарядов в домене может быть довольно велика, то амплитуда колебаний тока может быть весьма существенной (до 1 мА), а частота этих колебаний может достигать сотни гигагерц, при этом, в отличие от традиционного диода Ганна, частота колебаний может подстраиваться напряжением в достаточно больших пределах. Совместное использование электрического и наклонного магнитных полей открывают весьма широкие перспективы, поскольку резонансы, вызванные соразмерными частотами блоховских и циклотронных колебаний, могут привести к увеличению скорости дрейфа электронов, а влияние электрического и магнитного полей может улучшить характеристики колебаний тока, вызванного движением доменов.

Важной и неизученной проблемой, связанной с исследованием сверхразмерных наноструктур, является изучение возможностей управления пространственно-временной коллективной динамикой электронов в полупроводниковых сверхрешетках, находящихся под действием внешних электрического и наклонного магнитного полей. Разработка методов управления сложной динамикой электронов в этом случае позволит поставить вопрос о создании управляемых перестраиваемых генераторов терагерцового диапазона на основе полупроводниковых сверхрешеток. Основные фундаментальные вопросы, которые требуют детального теоретического исследования, в этом направлении можно сформулировать следующим образом. Как будет меняться коллективная динамика электронов в сверхрешетке при наличии внешнего воздействия (как периодического, так и хаотического)? Возможна ли синхронная динамика блоховских осцилляций электронов и, как следствие, установление синхронных пространственно-временных режимов? Существует ли возможность осуществить управление возникающими режимами с помощью внешних сигналов? Какое влияние будет оказывать температура на характеристики колебаний и можно ли использовать ее как управляющий параметр, позволяющий влиять на характер колебаний в полупроводниковой сверхрешетке?

В настоящей работе рассматривается влияние различных внешних факторов (внешнее наклонное магнитное поле, температура, периодическое воздействие) на динамику полупроводниковой сверхрешетки. Так, изучается влияние температуры на дрейфовую скорость электронов в полупроводниковой сверхрешетке в продольном электрическом и наклонном магнитном полях. Показано, что в наклонном магнитном поле температурное распределение электронов по скоростям может усиливать эффекты, связанные с резонансом блоховской и

циклотронной частот. В частности, увеличение температуры приводит к более выраженным резонансным максимумам на профиле зависимости дрейфовой скорости электронов от напряжённости продольного электрического поля. Данный эффект объясняется особенностями нелинейной динамики электронов вблизи Блох-циклотронных резонансов.

Рассмотрено влияние периодического внешнего сигнала на коллективную динамику заряда в полупроводниковой сверхрешетке и показано, что внешнее периодически осциллирующее электрическое поле способно синхронизировать движение доменов высокой концентрации зарядов и, таким образом, колебания электрического тока, протекающего через структуру. При этом, в плоскости параметров «частота электрического поля – амплитуда электрического поля» возникают языки синхронизации, чья ширина практически не зависит от отношения частот приложенного поля и собственной частоты следования доменов. Обнаружено, что синхронизация сопровождается резким увеличением поглощения на частоте внешнего поля. Кроме того, показано, что в присутствии внешнего наклонного магнитного поля внешний периодический сигнал может приводить к возникновению в полупроводниковой сверхрешетке хаотических колебаний.

Изучена также пространственно-временная динамика электронных доменов в полупроводниковой сверхрешетке в наклонном магнитном поле с учетом влияния температуры. Показано, что увеличение температуры существенно меняет пространственно-временную динамику системы. Это приводит к уменьшению частоты и амплитуды колебаний тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку. Обнаружен эффект срыва колебаний, обусловленный перестройкой зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля при изменении температуры.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проекты 12-02-00345, 12-02-90411-Укр_a), Президентской программой поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ-1430.2012.2), Президентской программой поддержки молодых кандидатов наук (проект МК-672.2012.2) и фонда некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Esaki, R. Tsu // IBM J. Res. Develop. 1970. V. 14. P. 61.
2. А.Я. Шик // ФТП. 1974. Т. 8. С. 1841
3. Т.М. Fromhold, A. Patane, S. Bujkiewicz et al. // Nature. 2004. V. 428. P. 726.
4. М.Т. Greenaway, А.Г. Balanov, E. Scholl et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 205318.

5. А.Г. Баланов, А.А. Короновский, А.О. Сельский и др. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. Т. 18, С. 128.

МНОГОФАЗНЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ БАРКЕРА

А.Н. Леухин¹, А.С. Шувалов¹, В.О. Виноградов²

¹ФГБОУ ВПО «Марийский государственный технический университет»

²ФГБОУ ВПО «Марийский государственный технический университет»

leukhinan@list.ru

Импульсные последовательности с хорошими корреляционными свойствами широко используются в радиолокации. Наименьшим уровнем боковых лепестков автокорреляционной функции, не превышающим единицу, обладают последовательности Баркера. К сожалению, бинарные последовательности Баркера [1] имеют максимальную длину равную 13. В 1965 в работе [2] было введено понятие обобщенных кодов Баркера, включающее последовательности с большим числом градаций фаз. В 1989 в работе [3] были построены многофазные последовательности Баркера до длины 19. В 1994 этот список был расширен до длины $N = 31$ [4]. В 1996 в работе [5] были найдены многофазные коды Баркера до длины $N = 36$. В работе [6] в 1998 построены многофазные коды Баркера до длины $N = 45$. В 2005 году в работе [7] построены многофазные коды Баркера до длины $N = 63$, а в работе [8] построены многофазные коды Баркера длины $N = 64$. В 2009 году в работе [9] Nunn, Coxson приведены многофазные коды Баркера длин $65 \leq N \leq 70$, $N = 72$, $N = 76$, $N = 77$.

Во многих приложениях, фазы кодовых элементов дискретной последовательности являются корнями некоторой M -ой степени из единицы (например, при $M = 2$ получаем бинарный код Баркера, при $M = 6$ шестиричный код Баркера). Если принять ограничения на значения фаз в составе многофазных кодов Баркера (фазы соответствуют делению круга на M равных частей), то можно выдвинуть предположение на существование предела максимальной возможной длины последовательности N в зависимости от M . Например, для $M = 2$ длины кодов Баркера удовлетворяют условию $N \leq 13$. В работе [10] Ein-Dor, Kanter, Kinzel (2002) показано, что для больших длин N многофазные коды Баркера должны существовать, при условии градаций фаз $M = N$.

Например, коды Баркера с тремя градациями фаз $M = 3$ существуют при длинах кодовых последовательностей $2 \leq N \leq 5$, $N = 7$ и $N = 9$. Четырехфазные коды Баркера ($M = 4$) существуют для длин $2 \leq N \leq 5$, $N = 7$, $N = 11$, $N = 13$ и $N = 15$. Шестифазные коды Баркера ($M = 6$) существуют для длин $2 \leq N \leq 13$. Шестидесятифазные коды Баркера ($M = 60$) существуют для $2 \leq N \leq 19$ и для $N = 37$. Построены многофазные коды Баркера с малыми фазовыми алфавитами (вплоть до 120 градаций фаз) до длин кода $N = 45$.

В данной работе предложен метод построения многофазных последовательностей Баркера и последовательностей с малым значением интегрированного уровня боковых лепестков, основанный на численном решении нелинейной системы уравнений с применением методов глобальной и локальной оптимизации.

В результате применения метода построения были синтезированы импульсные многофазные последовательности с хорошими корреляционными свойствами до длин $N=100$.

Работа выполнена при поддержке грантов: РФФИ № 12-07-00552, ГК №02.740.11.0838, ГК № П 783, НИР №1.07.2012.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.H. Barker “Group synchronization of binary digital systems” Academic Press, London, 1953, pp.273-287.
2. S.W.Golomb, R.A.Scholtz // IEEE Trans. Inform. Theory. October 1965. V. IT-11. No 4, pp. 533–537.
3. N.Zhang, S.W.Golomb // IEEE Trans. Inform. Theory. July 1989. V. 35. No 4. pp. 911–912.
4. M.Friese, H.Zottmann // Electr. Lett. November 1994. V. 30. No 23, pp. 1930–1931.
5. M.Friese // IEEE Trans. Inform. Theory. July 1996. V. 42. No 4. pp. 1248–1250.
6. A.R.Brenner // Electr. Lett. August 1998. V. 34. No 16. pp. 1576–1577.
7. P.B.Borwein, R.A.Ferguson // IEEE Trans. Inform. Theory. 2005, V. 51. pp. 1564–1567.
8. C.J.Nunn // Proceedings of the 2005 IEEE International Radar Conference, Washington, D.C. pp. 190-194.
9. C.J.Nunn, G.E. Coxson // IEEE Trans. Aerospace and Electronics Systems. 2009, V. 45. No 45. pp. 775-781.
10. L.Ein-Dor, I.Kanter, W.Kinzel // Phys. Rev. E (Statistical, Nonlinear and Soft Matter Physics)// February 2002. V. 65, No 2, pp. 020102/1–020102/4.

ПЕРЕХОД К ГЕНЕРАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

К.Н. Алексеев¹, А.Г. Баланов¹,
А.Е. Храмов², А.А. Короновский², В.А. Максименко², О.И. Москаленко²

¹ *Loughborough University, United Kingdom, Loughborough, LE11 3TU*
² *ГОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»,
410012, Астраханская, 83, Саратов, Россия
maximenkov1@gmail.com*

Полупроводниковые сверхрешетки, предложенные в 1969 году Л. Эсаки и Р. Тсу [1] являются важным объектом как для изучения и понимания процессов физики твердого тела [2], так и для исследования наблюдающихся явлений с позиций нелинейной динамики [3]. Благодаря дополнительному потенциалу, создаваемому чередованием тонких (порядка 10 нм) слоев различных полупроводниковых материалов, сверхрешетки обладают рядом интересных свойств, не присущих обычным полупроводникам. В настоящее время интерес к полупроводниковым сверхрешеткам также связан с перспективой создания приборов, работающих как в режиме генерации, так и в режиме усиления сигналов сверхвысоких частот [4]. Известно, что приложенное к сверхрешетке постоянное напряжение при определенном значении вызывает генерацию высокочастотных колебаний тока, протекающего через эту структуру... Хотя потеря устойчивости стационарного состояния теоретически исследовалось в ряде работ [5], динамические механизмы, приводящие к потере устойчивости все еще не до конца ясны. В то же время, изучение этих механизмов может оказаться весьма полезным для понимания процессов, происходящих в полупроводниковой сверхрешетке на границе возникновения генерации колебаний, как это было, например, в случае диода Ганна [6].

В настоящей работе проведен анализ стационарного состояния полупроводниковой сверхрешетки, рассмотрены процессы, приводящие к генерации. Показано, что потеря устойчивости стационарного решения и переход к генерации связаны с влиянием обратной связи, заключающейся в поддержании постоянной разности потенциалов на границах системы.

Для описания процессов, проходящих в сверхрешетке, используется самосогласованная система дифференциальных уравнений, включающая уравнение непрерывности (1), описывающее изменение концентрации электронов с течением времени, и уравнение Пуассона (2), описывающее распределение электрического поля вдоль сверхрешетки:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial F}{\partial x} = R(n-1) \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) записаны относительно безразмерных величин, которые связаны с размерными через следующие соотношения:

$$\begin{aligned} x &= x' / d', t = \omega'_{B0} t', n = n' / n'_D, \\ J &= J' / (en'_D \omega'_{B0} d'), F = F' / F'_0, \\ \omega'_{B0} &= ed'F'_0 / \hbar, R = ed'n'_D / (F'_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r), \end{aligned} \quad (3)$$

где $d'=8.3$ нм – период сверхрешетки, $n'_D = 3 \times 10^{22}$ м⁻³ – равновесная концентрация электронов, определяемая уровнем легирования, $e>0$ – заряд электрона, $F'_0 = 3.145 \times 10^6$ В/м – нормировочное значение электрического поля, ε_0 и $\varepsilon_r = 12.5$ – электрическая постоянная и относительная диэлектрическая проницаемость материала соответственно. Размерные значения управляющих параметров выбирались в соответствии с параметрами полупроводниковых сверхрешеток, использованных ранее в экспериментальных работах [7].

В рамках дрейфового приближения при низких температурах T' плотность тока, $J(x, t)$ определяется как

$$J = nv_d(F) \quad (4)$$

Зависимость $v_d(F)$, входящая в выражение (4) для случая низких температур и отсутствия магнитного поля, может быть получена аналитически

$$v_d(F) = \delta v_0 \frac{F\tau}{1 + (F\tau)^2}, \quad (5)$$

где $v_0 = \Delta' / (2eF'_0 d')$, $\delta = [\tau'_e / (\tau'_e + \tau'_i)]^{1/2}$ и $\tau = \omega'_{B0} \tau'$, ($\tau' = \delta \tau'_i$) – параметры, характеризующие упругое и неупругое рассеяние электронов. В настоящей работе мы будем использовать значения: $\tau = 9.9$ ($\tau' = 250$ фс), $v_0 = 0.366$, $\delta = 1/8.5$. Полагая, что контакты на эмиттере и коллекторе омические, а плотность тока через эмиттер $J(0, t)$ определяется проводимостью контакта, в соответствии с законом Ома имеем граничное условие

$$J(0, t) = sF(0, t), \quad (6)$$

где $s = \delta' F'_0 / (en'_D \omega'_{B0} d') = 7.5315$ соответствует безразмерной проводимости эмиттера, $\delta' = 3788$ см⁻¹. Безразмерное значение напряжения $V = V' / (F'_0 d')$, приложенного к сверхрешетке, может быть найдено из условия

$$V = U + U_{SL}, \quad U_{SL} = \int_0^L F dx, \quad (7)$$

где интегрирование проводится по длине системы $L = L'/d'$ (в данном случае $L=13.90$). $U = U'/(F_0'd')$ определяет падение напряжения на контактах, $U_{SL} = U'_{SL}/(F_0'd')$ — падение напряжения на полупроводниковом образце.

Описанная выше система может быть решена численно, с использованием соответствующих конечно-разностных схем [8]. Результаты численного интегрирования показывают, что стационарное состояние теряет устойчивость при значении ($J_0=J_c \approx 0.228$), которому соответствует напряжение на сверхрешетке ($V=V_c \approx 13.79$) и в системе устанавливаются периодические колебания. Однако механизмы потери устойчивости стационарного состояния до настоящего времени не установлены — можно предположить, что потеря устойчивости связана либо с превышением величиной $J_0=J(0, t)$ некоторого критического значения (в результате чего в нелинейной активной среде развивается неустойчивость), либо в результате действия положительной обратной связи, реализующейся в сверхрешетке через падение напряжения V , которое остается постоянным. В настоящей работе эти предположения были проверены. Для этого уравнения интегрировались с различными граничными условиями: в первом случае (для проверки первого механизма) значение плотности тока на входе в сверхрешетку J_0 (в точке $x = 0$) поддерживалось постоянным и затем последовательно увеличивалось до критического значения $J_0=J_c$, тогда как для проверки второго механизма (связанного с обратной связью, обеспечиваемой поддержанием постоянного значения падения напряжения на сверхрешетке) граничное условие было задано в виде $U_{SL}=\text{const}$, и, соответственно, последовательно увеличивалась величина U_{SL} . Отметим также, что для чистоты эксперимента напряжение на контактах U при численном интегрировании не учитывалось.

Результаты численного моделирования однозначно свидетельствуют о том, что за потерю устойчивости стационарного состояния отвечает обратная связь, обусловленная постоянной разностью потенциалов на сверхрешетке. На рисунке 1 показаны профили зависимости напряженности электрического поля от пространственной координаты и соответствующие им временные зависимости колебаний тока для значения $J_0=0.236$, которое оказывается выше критического J_c . Рисунок 1, *a* соответствует граничному условию $J_0=\text{const}$, На рисунке 1, *b* кривая, соответствующая условию $U_{SL}=\text{const}$ показана точками и сопоставляется с зависимостью, полученной для $J_0=\text{const}$. При этом, распределение, получающееся для граничного условия $U_{SL}=\text{const}$ эволюционирует во времени, что говорит о том, что в данном случае стационарное состояние уже является неустойчивым.

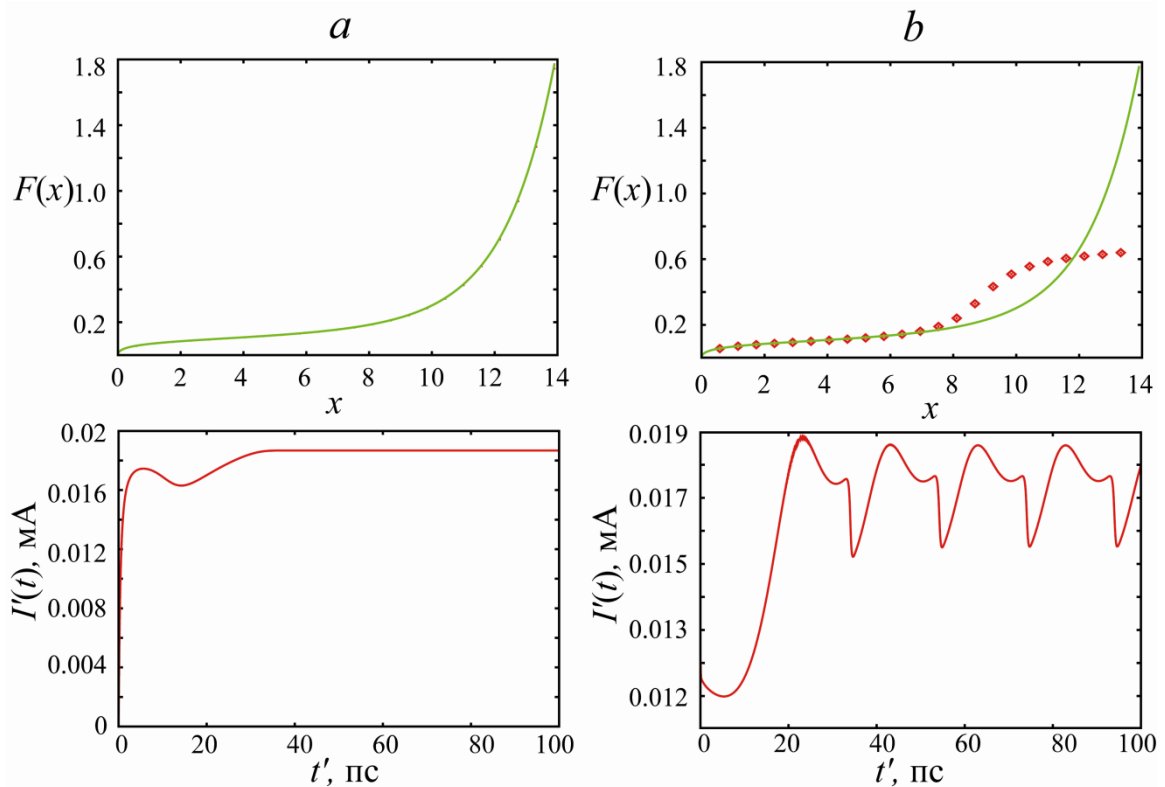


Рис. 1. Профили зависимости напряженности электрического поля от пространственной координаты и временные реализации тока, протекающего через сверхрешетку для значения параметра $J_0=0.236$ ((a) — граничное условие $J_0=\text{const}$, (b) — граничное условие $U_{SL}=\text{const}$)

Таким образом в работе изучены возможные причины потери устойчивости стационарного состояния и показано, что генерация в системе обусловлена обратной связью, реализующейся через постоянное падение напряжения на сверхрешетке.

Работа выполнена при поддержке фонда некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Esaki and R. Tsu // IBM Journal of Research and Development. 1970. V. 14. No. 1. P. 61.
2. А.Я. Шик // Физика и техника полупроводников. 1974. Т. 8. С. 1841
3. A.G. Balanov et.al. // Phys. Rev. E. 2008. V. 77. No. 2. P.6209.
4. Timo Hyart et. al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 103, P. 117401.
5. L.L. Bonilla, S.W. Teitsworth “Nonlinear Wave Methods for Charge Transport” Weinheim: Wiley, 2010.
6. L.L. Bonilla et. al. // SIAM J. Appl. Math. 1994. V.54. No. 6. P. 1521.
7. T.M. Fromhold et. al. // Nature 2004. V. 428. P. 726.
8. M.T. Greenaway et. al. // Phys. Rev. B. 2009. V.80. P. 20531.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ АНСАМБЛЕМ АВТОГЕНЕРАТОРОВ В ДВУМЕРНОЙ ОБЛАСТИ С НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНИЦЕЙ

В.Н. Корниенко¹, А.П. Привезенцев²

¹ИРЭ РАН, г. Москва, ²ЧелГУ, г. Челябинск

korn@cplire.ru, pap@csu.ru

Исследование процесса формирования пространственно-временных структур в нелинейных распределенных системах представляет интересную задачу для многих областей физики. В работах [1,2] простая, дискретная по пространственным координатам и времени модель была использована для исследования процесса возбуждения ансамблем автогенераторов волнового поля с большим азимутальным индексом в круглой мембране и кольцевой области с гофрированной границей. Целью данной работы является исследование самосогласованного взаимодействия большого ансамбля автогенераторов с волновым полем в области прямоугольной формы. Для прямоугольной геометрии собственные функции и частоты, описывающие свободные колебания волновой системы, имеют достаточно простой вид. Это обстоятельство позволяет более детально исследовать механизм формирования структур в системе волновое поле – автогенераторы.

Итерационную динамику волнового поля, возбуждаемого автогенераторами, описывает уравнение [1]

$$u(x, y, t + 1) = a_1 u(x, y, t) - a_2 u(x, y, t - 1) + bW(t, x \pm 1, y \pm 1) + gF(x, y, t), \quad (1)$$

где $W(x \pm 1, y \pm 1, t) = u(x - 1, y, t) + u(x + 1, y, t) + u(x, y - 1, t) + u(x, y + 1, t)$,

$u(x, y, t)$ - функция дискретных аргументов, изменяющихся с единичным шагом, которая определяет состояние волнового поля в точке с координатами x, y в момент времени t , g - коэффициент связи волнового поля с автогенераторами (осцилляторами). $F(x, y, t)$ - функция, описывающая действие осцилляторов на поле, в точках, где расположены осцилляторы она отлична от нуля, в других точках $F(x, y, t) = 0$. Коэффициенты системы (1) связаны с фазовой скоростью волны v и декрементом затухания γ равенствами

$$a_1 = 2(2v^2 - 1)\exp(-\gamma), a_2 = \exp(-2\gamma), b = v^2 \exp(-\gamma) \quad (2)$$

Пространственные координаты принимали значения на прямоугольной сетке с единичным шагом в области $0 \leq x \leq L, 0 \leq y \leq H (L > H)$. По продольной координате x были приняты периодические условия. Для границы $y = H$ принято условие с частичной прозрачностью

$$u(x, H, t) = (1 - \xi/v)u(x, H - 1, t) + (\xi/v)u(x, H - 1, t - 1).$$

Вторая продольная граница представляла кривую

$$f(x) = A \cos^4(\pi x / \lambda)$$

на которой были приняты нулевые граничные условия $u(x, f(x), t) = 0$.

Динамку осциллятора, взаимодействующего с полем в точке с координатами $x(n)$, $y(n)$, описывает уравнение

$$z(n, t+1) = d_1(z)z(n, t) - d_2(z)z(n, t-1) + g \Delta u(x(n), y(n), t), \quad (4)$$

где функция $z(n, t)$ ($1 \leq n \leq N$) определяет состояние n -го осциллятора, $\Delta u(x(n), y(n), t) = u(x(n), y(n), t) - u(x(n), y(n), t-1)$. Коэффициенты этого уравнения нелинейно зависят от состояния осциллятора

$$d_1 = 2 \exp(\varepsilon(1 - \alpha z^2(n, t))) \cos(\beta), d_2 = \exp(2\varepsilon(1 - \alpha z^2(n, t))).$$

При малой нелинейности $\varepsilon \ll 1, \varepsilon \alpha \ll 1$ уравнение (4) переходит в дискретную модификацию уравнения Ван-дер-Поля, при этом параметр β определяет собственную частоту колебаний осциллятора. В расчетах значения β для осцилляторов ансамбля задавали с разбросом в 4-6% от среднего значения. Осцилляторы помещали в ниши, образованные гофрами, и были полностью разделены границей.

Проведенные численные эксперименты подтвердили возможность возбуждения когерентных волн с высокой эффективностью передачи энергии. На рис. 1 представлен пример пространственного распределения поля ансамбля из 560 генераторов в области размером 384×18 с гофрированной границей.

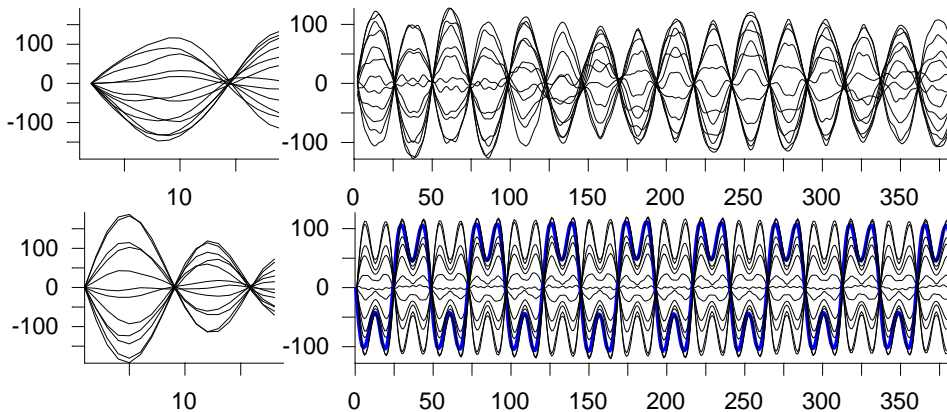


Рис. 1. Волновое поле с различным числом вариаций по поперечной координате

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев // РЭ.2011.Т.56.№4.С.417.
2. В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев // РЭ. 2012. Т.57. №2. С.211.

О ДВИЖЕНИИ СЛАБОПЕРЕТОРМОЖЕННЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

С.В. Сазонов^{1,2}

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

e-mail: sazonov.sergey@gmail.com

Нелинейные осцилляторы встречаются в различных областях современной физики, химии, биофизики, электротехники, электроники и т.д. Разработан широкий круг аналитических методов для исследования динамики осцилляторов как со слабой, так и с сильной нелинейностью [1]. Во многих случаях помимо нелинейности важную роль играет диссипация (или вязкое трение). В простейшем случае нелинейность и диссипация проявляют себя в уравнении вида

$$\ddot{P} + 2\gamma\dot{P} + \omega_0^2 P + \beta P^n = 0, \quad (1)$$

где, P - зависимая переменная (сдвиг или координата осциллятора), положительные феноменологические коэффициенты γ , ω_0 и β характеризуют соответственно вязкие, упругие и нелинейные свойства осциллятора, n - степень нелинейности, точки над P обозначают производные по времени.

В пренебрежении нелинейностью ($\beta = 0$) уравнению (1) соответствуют два характеристических корня: $\lambda_{1,2} = -\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2}$. Если $\gamma < \omega_0$, имеем два комплексно сопряженных корня $\lambda_{1,2} = -\gamma \pm i\sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}$, что соответствует движению в режиме затухающих колебаний. В противном случае оба корня вещественны, и линейная динамика происходит в сугубо релаксационном режиме. Тогда говорят, что осциллятор переторможён.

Аналитические методы для исследования движения нелинейных осцилляторов с затуханием хорошо разработаны при $\gamma/\omega_0 \ll 1$, что соответствует слабой диссипации или осциллятору с высокой добротностью. Здесь хорошо зарекомендовали себя методы прямого разложения (или последовательных приближений), перенормировки, многих масштабов, а также подходы Ван-дер-Поля, Линштедта – Пуанкаре и Крылова – Боголюбова – Митропольского [1]. В другом противоположном случае $\gamma/\omega_0 \gg 1$, соответствующем сильной переторможённости, надёжно проявили себя методы пограничного слоя, включающие подходы многих масштабов и сращивания асимптотических разложений [1].

В ряде случаев представляет интерес случай слабой переторможённости, при котором параметр вязкости γ незначительно

превышает параметр упругой возвращающей силы ω_0 . Условие слабой переторможенности приближенно выражается двойным неравенством

$$1 < \gamma / \omega_0 \leq 1.1. \quad (2)$$

Слабопереторможенный нелинейный осциллятор находит свои приложения в биофизике ($n=3$) [2], динамике параметра порядка сегнетоэлектриков типа смещения ($n=2,3$) в окрестности температуры фазового перехода [3] и, возможно, в космологии ($n=3$) [4].

В случае слабой переторможенности линейная динамика осциллятора является сугубо релаксационной. Однако нелинейность при превышении определенного порога по начальному сдвигу P_0 способна внести свои качественные коррективы. А именно, сделать динамику квазиколебательной (рис. 1).

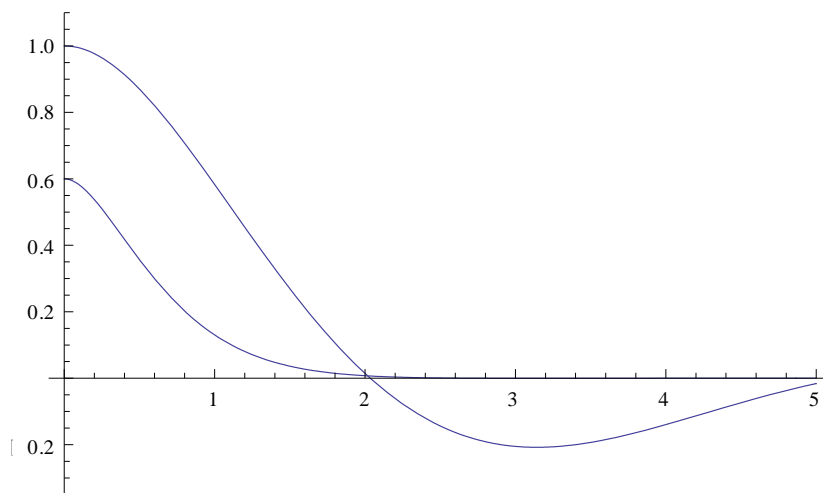


Рис. 1. Линейная (релаксационная) динамика сдвига (нижняя кривая); нелинейная (квазиколебательная) динамика (верхняя кривая). По оси абсцисс отложено безразмерное время, по оси ординат – безразмерный сдвиг. Начальные условия соответствуют конечным сдвигам и нулевым скоростям при $t = 0$.

В биофизических приложениях квазиколебательная динамика слабопереторможенного осциллятора Дюффинга ($n=3$) соответствует эффекту суперкомпенсации [2]. В этом случае параметр P , отложенный по оси ординат на рис. 1, определяется как $P = f - f_{eq}$, где f - мгновенное значение частоты сердечных сокращений (ЧСС), измеряемое в ходе восстановления после нагрузки на организм, f_{eq} - равновесное значение ЧСС. Допустим, что для конкретного организма $f_{eq} = 60$ уд./мин, а сразу по окончании действия относительно слабой нагрузки $f_0 = 75$ уд./мин. Тогда $P_0 = f_0 - f_{eq} = 15$ уд./мин. В этом случае организм восстанавливается релаксационным образом, без прохождения фазы суперкомпенсации

(нижняя кривая на рис. 1). Пусть затем этот же организм подвергли интенсивной внешней нагрузке, так что величина $f_0=120$ уд./мин. превысила пороговое значение $f_{th}=105$ уд./мин. Тогда $P_0 = f_0 - f_{eq} = 60$ уд./мин., что превышает порог $P_{th} = f_{th} - f_{eq} = 45$ уд./мин. В этом случае $P_0 > P_{th}$ и при восстановлении наблюдается фаза суперкомпенсации (см. локальный минимум верхней кривой на рис. 1).

Для аналитического исследования (1) при условии (2) нельзя в качестве затравочного использовать решение линейного уравнения, соответствующего $\beta=0$, так как нелинейность здесь качественным образом изменяет характер движения. В общем случае уравнение (1) при условии (2) не имеет аналитического решения. Однако при значении $\gamma/\omega_0 = 3/\sqrt{8} \approx 1.0607$, попадающему в интервал (2), и $n=3$ такое решение существует [5], выражаясь через эллиптический косинус Якоби:

$$P = Ae^{-2\gamma t/3} \operatorname{cn} \left(\frac{\sqrt{2\beta}}{\omega_0} Ae^{-2\gamma t/3} - B, \frac{1}{\sqrt{2}} \right), \quad (3)$$

где постоянные A и B определяются из начальных данных.

Анализ (3) вкупе с начальными условиями $P(0)=P_0$, $\dot{P}(0)=0$ показывает, что релаксационный режим переходит в квазиколебательный при $P_0 > P_{th} = 1.52\omega_0/\sqrt{\beta}$ [5].

Помимо (3) найдены и другие решения при разных натуральных значениях n и отношениях γ/ω_0 , попадающих в интервал (2). Проведено также обобщение (3) на случай произвольного числа нелинейно связанных осцилляторов. Для аналитического описания динамики при произвольных значениях γ/ω_0 , удовлетворяющих (2), предлагается решение (3) использовать как затравочное, а затем, отталкиваясь от него, строить соответствующую теорию возмущений.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Найфэ “Введение в методы возмущений” М.: Мир, 1984..
2. А.А. Зайцев, С.В. Сазонов // Биофизика. 1997. Т. 42. № 2. С. 521.
3. Б.А. Струков, А.П. Леванюк “Физические основы сегнетоэлектрических явлений” М.: Наука, 1983.
4. А.Д. Долгов, Я.Б. Зельдович, М.В. Сажин “Космология ранней Вселенной” МГУ, 1988.
5. Ю.В. Брежнев, А.А. Зайцев, С.В. Сазонов // Биофизика. 2011. Т. 56. № 2. С. 342.

ТУРБУЛЕНТНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ – ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ШУМОПОДОБНЫХ СВЧ КОЛЕБАНИЙ

Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»
StarodubovAV@gmail.com

В настоящее время в качестве рабочих частот различных систем связи и телекоммуникаций широко используется сверхвысокочастотный (СВЧ) диапазон электромагнитных волн. Представляет интерес рассмотрение вакуумных источников СВЧ излучения, которые являются основными элементами мощных систем радиолокации, связи и телекоммуникаций [1]. В настоящей работе сделана попытка с единых позиций проанализировать все известные в настоящее время так называемые вакуумные генераторы с внутренней электронной обратной связью (в том числе и вакуумные генераторы на виртуальном катоде – низковольтные виркаторы). Общим для таких систем вакуумной электроники является наличие одного или многих сгустков пространственного заряда, которые образуются многоскоростными турбулентными электронными пучками. Плотность образующихся сгустков пространственного заряда влияет на амплитуду генерируемых колебаний, а их количество влияет на полосу генерации.

Для формирования турбулентных электронных пучков, в которых будет наблюдаться значительное количество сгустков пространственного заряда, необходимо наличие большого разброса электронов по скоростям. В области электронной пушки начальный разброс электронов по скоростям может быть достигнут путем расположения ускоряющего электрода вблизи катода. В качестве ускоряющего электрода может выступать сетка или диафрагма, которые вследствие линзовых эффектов могут обеспечить большой разброс электронов по поперечным скоростям (угол наклона траекторий электронов). Естественно, что разброс электронов по поперечным скоростям приводит к разбросу электронов по продольным скоростям. Далее, в пространстве дрейфа электронного пучка присутствие неоднородного магнитного поля способствует увеличению разброса электронов по продольным скоростям, что в свою очередь сказывается на разбросе электронов по поперечным скоростям. В коллекторной области разброс электронов по скоростям может быть увеличен путем создания тормозящего электрического поля. Таким образом, на образование плотных сгустков пространственного заряда влияют следующие факторы:

- начальный разброс электронов по скоростям в области электронной пушки

- разброс электронов по скоростям в магнитном поле
- наличие отраженных от коллекторной области «медленных» электронов

Все вышперечисленное создает условия к образованию плотных сгустков пространственного заряда (плотность тока в таких сгустках может быть в 300-500 раз выше средней). Сгустки пространственного заряда и их пространственно-временные колебания могут выступать источниками широкополосных шумоподобных колебаний [2].

Таким образом, в данной работе рассмотрены различные механизмы создания многоскоростных турбулентных электронных пучков. Показано, что для формирования турбулентных электронных пучков важным фактором является наличие начального разброса электронов по скоростям. Рассмотрены эффективные механизмы формирования начального разброса электронов по скоростям. В работе приведены результаты численного моделирования и проведенных экспериментальных исследований по анализу структуры турбулентных электронных пучков. Показано влияние таких управляющих параметров как начальный разброс электронов по скоростям, амплитуда неоднородного магнитного поля, коэффициент торможения электронного пучка на параметры сгустков пространственного заряда в формируемых турбулентных электронных пучках. Проведено исследование выходных характеристик СВЧ генерации лабораторного макета генератора, в работу которого положен принцип использования физических эффектов в турбулентных электронных пучках.

Таким образом, такое фундаментальное физическое явление как турбулентность в интенсивных электронных пучках, наблюдаемое в приборах и устройствах вакуумной электроники, может быть рассмотрено с новых позиций, путем его использования для генерации принципиально широкополосных шумоподобных колебаний. Источники широкополосного шумоподобного излучения могут быть использованы в системах радиопротиводействия и радиоподавления, в перспективных системах шумовой радиолокации, в информационно-телекоммуникационных системах, а также в ряде отраслей промышленности [3-4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т. 1,2. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2003,2004.
2. Kalinin Ju.A., Starodubov A.V. Physics of wave phenomena. 2011. Vol. 19, No 1, pp. 1-6
3. Залогин Н.Н., Кислов В.В. Широкополосные хаотические сигналы в радиотехнических и информационных системах. М.: Радиотехника, 2006.
4. Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. М.: Физматлит, 2002.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЦЕНАРИЯ ПЕРЕХОДА К РЕЖИМУ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В ЛАБОРАТОРНОМ МАКЕТЕ НИЗКОВОЛЬТНОГО ВИРКАТОРА

Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов, А.С. Фокин

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»
alexander1989fokin@mail.ru

С конца 1970-х годов активно исследуются такие источники мощного СВЧ-излучения, как генераторы на виртуальном катоде (виркаторы). Принцип работы виркаторов основан на формировании в электронном потоке с током, превышающим предельный вакуумный ток, виртуального катода (ВК), отражающего электроны назад к плоскости инжекции [1]. В результате чего возникают осцилляции ВК. Приборы, основанные на использовании осциллирующего виртуального катода, в первую очередь рассматриваются как источники рекордных для СВЧ-электроники мощностей [2].

Исследованиями в области создания виркаторных систем занимаются специалисты Саратовского научно-исследовательского государственного университета (НИУ СГУ), Российского федерального ядерного центра – Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ г. Саров), Научно-исследовательского института ядерной физики (НИИЯФ) при МГУ, а также ряда зарубежных организаций, таких как GA Technologies Inc. (США), Thomson-CSF (Франция), Commissariat A L'energie Atomique (Франция). Разработкой подобных систем занимаются специалисты фирм Японии, Германии, Швеции, Индии, Китая и других стран, о чем свидетельствуют международные заявки и патенты, выданные представителям этих стран.

Специалистами НИУ СГУ предложена низковольтная модификация генератора с виртуальным катодом, способная генерировать сигналы с шириной полосы частот до двух октав с перестройкой режимов генерации [3]. В низковольтном виркаторе осуществляется торможение электронного пучка за счет подачи потенциала меньшего ускоряющего на коллектор. При этом возникновение плоскости отражения электронов – виртуального катода происходит при значениях первеанса пучка значительно меньших критического для пролетного промежутка. Введение дополнительного торможения позволяет, с одной стороны, создать удобный с точки зрения практического применения прибор, а с другой дает широкую возможность для управления динамикой электронного потока и перестройкой режимов генерации [4].

Низковольтный виркатор может быть рассмотрен как система, которая может быть использована для изучения принципов формирования

неламинарных электронных пучков, являющихся источниками интенсивных широкополосных шумоподобных колебаний [5].

Ранее, в работах [3,6], были исследованы основные спектральные и мощностные характеристики различных режимов лабораторного макета низковольтного виркатора, включая режимы широкополосной генерации. Экспериментальное исследование сценариев перехода к режиму широкополосной генерации проведено не было. Таким образом, цель данной работы состояла в экспериментальном изучении сценария перехода от режима узкополосной (одночастотной) генерации к режиму широкополосной генерации в лабораторном макете низковольтного виркатора.

Основными управляющими параметрами исследуемого макета низковольтного виркатора являются ускоряющее напряжения U_0 , напряжение на коллекторе U_{col} ($U_{col} < U_0$), ток пучка I_0 [6]. Установлено, что при следующих значениях параметров схемы: $U_{col}=960$ В; $U_0=240$ В; $I_0=29$ мА, при последовательном изменении напряжения на коллекторе, происходит переход к неустойчивой генерации, когда квазигармонический выходной сигнал сменяется интенсивными шумовыми всплесками (см. рис. 1). Увеличение значения напряжения на коллекторе сопровождается увеличением длительности таких всплесков.

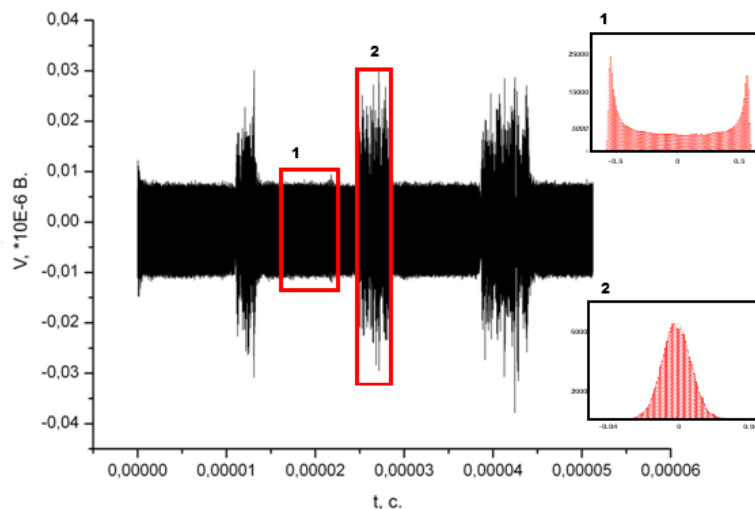


Рис. 1. Режим неустойчивой генерации: 1 – участок, соответствующий квазигармоническому выходному сигналу (график 1 – плотность распределения); 2 – шумовой всплеск (график 2 – плотность распределения). ($U_{col}=960$ В, $I_0=29$ мА)

Импульсы имеют непрерывный в начальной области частот (до 1 ГГц.) спектр и по своим статистическим свойствам оказываются максимально приближенными к шумовым колебаниям. Подобные срывы генерации объясняются разрушением ВК в результате ионизации атомов остаточного газа [7]. Возникающие положительные ионы нейтрализуют сгусток пространственного заряда (ВК) и генерация прекращается.

Изучение влияния остаточной ионизации является одним из направлений дальнейших исследований.

Интерес представляет изучение процесса турбулизации электронного пучка, ведущего к возникновению широкополосной генерации. Известно, что одним из сценариев развития в системе динамического хаоса является каскад бифуркаций удвоения периода [8].

При изменении напряжения на коллекторе в диапазоне $U_{col}=725\div 900$ В была выявлена особенность изменения спектра генерируемого сигнала, состоящая в переходе от квазипериодического режима (несколько явно выраженных спектральных составляющих) к сложному сигналу со сплошным спектром (рис.2) через каскад бифуркаций удвоения периода. Наличие такого перехода свидетельствует о развитии в низковольтном виркаторе процесса турбулизации электронного пучка, связанного с последовательным появлением электронных структур различных пространственно-временных масштабов – электронных сгустков. Сгустки непрерывно взаимодействуют между собой, создавая в системе обратную связь.

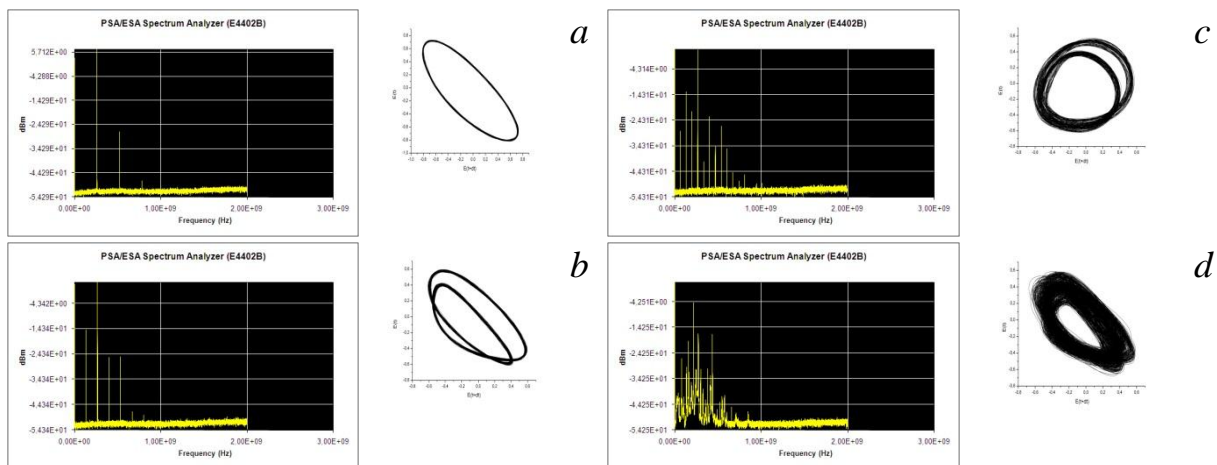


Рис. 2. Последовательный каскад бифуркаций удвоения периода: спектр мощности и фазовый портрет, построенный по выходному сигналу с использованием линии задержки; а - $U_{col}=725$ В; б - $U_{col}=775$ В; в - $U_{col}=780$ В; д - $U_{col}=800$ В ($U_0=800$ В; $I_0=15$ мА).

Таким образом, в работе приведены результаты экспериментального исследования перехода от режима одночастотной генерации к режиму широкополосной генерации в лабораторном макете низковольтного виркатора. Выявлено, что одним из сценариев перехода к режиму широкополосной генерации является каскад бифуркаций удвоения периода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 10-02-00256-а и 12-02-90022-Бел_а).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990
- [2] Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков М.: Физматлит, 2003
- [3] Е.Н. Егоров, Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов Журнал технической физики. 2007. Т. 77. Вып. 10. С. 139
- [4] Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов, Е.Н. Егоров, Р.А. Филатов Физика плазмы. 2005. Т. 31. №11. С. 1009
- [5] Kalinin Ju.A., Starodubov A.V. Physics of wave phenomena. 2011. Т. 19, № 1. С. 1-6
- [6] Егоров Е.Н., Калинин Ю.А., Короновский А.А., Лёвин Ю.И., Храмов А.Е. Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52, № 1 С. 51-64
- [7] Р.А.Филатов, А.Е. Храмов Моделирование колебательных процессов в пучково-плазменной системе с виртуальным катодом в газонаполненном пространстве взаимодействия Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 429-443
- [8] Кузнецов С.П. Динамический хаос. М.: Физматлит. 2001.
- [9] Н.Н. Розанов “Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах” М.: Наука, 1997.
- [10] D.V. Skryabin // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. No 4. P. 3508

ПРИМЕНЕНИЕ ЛЯПУНОВСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ДЛЯ АНАЛИЗА НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМ НА ПРИМЕРЕ ДВУХПОТОКОВОЙ СХЕМЫ ВИРКАТОРА

Р.А. Филатов, А.А. Короновский, А.Е. Храмов

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

aeh@nonlin.sgu.ru

Изучение неустойчивостей в пучково-плазменных системах является одним из актуальных направлений исследований в современной физике плазмы и электроники больших мощностей. Одним из примеров неустойчивостей в пучковых системах является двухпотоковая неустойчивость, возникающая во встречных взаимодействующих электронных потоках. Исследование встречных электронных потоков представляет интерес с точки зрения построения фундаментальной теории колебательных процессов в интенсивных электронных потоках, возникающих под влиянием полей пространственного заряда [1,2]. Одновременно нелинейные нестационарные процессы во встречных электронных потоках являются самостоятельным предметом исследования во многих областях современных радиофизики и физики плазмы. Проблема взаимодействия встречных потоков заряженных частиц привлекает внимание исследователей, как с точки зрения создания теории электронных приборов [3–6], так и с позиций фундаментальных исследований, например, при исследовании потоков заряженных частиц в астрофизической плазме [7,8].

В данном докладе приводятся результаты исследования неустойчивостей и нестационарной динамики во встречных взаимопроникающих электронных потоках с учетом двумерных эффектов динамики электронов. В качестве исследуемой системы рассматривается цилиндрическое пространство дрейфа, с обоих торцов которого инжектируются цилиндрические электронные потоки с током I и радиусом R . Предполагается, что пучки не фокусируются внешним магнитным полем. Рассматривалась задача с симметричными начальными и граничными условиями, когда параметры каждого из потоков (ток, радиус, скорость, плазменная частота и т.д.) одинаковы. Основным безразмерным управляющим параметром системы (за исключением геометрических размеров) является параметр Пирса $\alpha = L(\rho_0/\epsilon_0\eta)^{1/2}/v_0$, где ρ_0 – плотность заряда пучка в плоскости инжекции, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, η – удельный заряд электрона, L – длина пространства дрейфа и v_0 – скорость пучка на входе в систему. Для численного моделирования процессов в такой системе разработана 2.5-мерная самосогласованная модель встречных электронных потоков на основе метода крупных частиц [9],

которая специальным образом была адаптирована для нахождения строго симметричных решений.

При малых значениях параметра Пирса α в системе с одним электронным потоком пучок находится в стационарном ламинарном состоянии, однако с ростом параметра Пирса (тока пучка) в системе развивается неустойчивость Пирса, которая приводит к возникновению в системе нестационарного колеблющегося виртуального катода (режим виркатора) [10–13].

В ходе исследования системы встречных электронных потоков при увеличении параметров Пирса α пучков был обнаружен эффект потери устойчивости симметричным состоянием встречных электронных потоков. Для анализа нового типа неустойчивости, приводящего к асимметрии стационарного и нестационарного состояния системы, был предложен новый метод анализа устойчивости симметричного состояния системы. Данный метод основан на расчете трансверсального ляпуновского показателя, который характеризует степень устойчивости симметричного состояния встречных электронных потоков, и является модификацией алгоритма Бенеттина для расчета старшего ляпуновского показателя в распределенных системах [14,15].

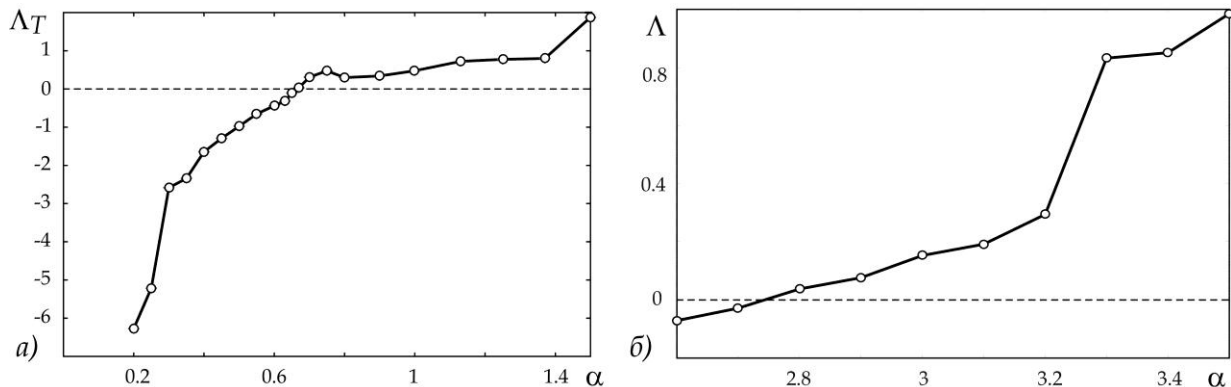


Рис. 1: Зависимость величины трансверсального ляпуновского показателя симметричного состояния Λ_T и старшего ляпуновского показателя Λ системы встречных электронных потоков от параметра Пирса α

На рис. 1а представлена зависимость величины трансверсального ляпуновского показателя симметричного состояния Λ_T от управляющего параметра системы α , который пропорционален току электронных потоков. С ростом параметра Пирса значение трансверсального ляпуновского показателя увеличивается и при некотором критическом значении $\alpha_S \sim 0.673$ становится положительным. Последнее свидетельствует о потере устойчивости симметричным состоянием встречных электронных потоков. Т.е. при значениях параметра Пирса $\alpha > \alpha_S$ любое возмущение будет выводить систему из симметричного

состояния, что приведет к возникновению асимметричных распределений как в стационарном, так и в нестационарном режимах после возникновения виртуальных катодов.

Следует особо подчеркнуть, что данная неустойчивость не является колебательной, т.е. не приводит к возникновению колебательной динамики во встречных электронных потоках, а только переводит систему в новое устойчивое асимметричное стационарное состояние, характеризующееся несимметричным относительно плоскости $z = 0.5$ (z – продольная координата) распределением плотности пространственного заряда ρ в пространстве взаимодействия, а также несимметричной функцией распределения скоростей потока: $f(v) \neq f(-v)$.

Следующим этапом исследования были выявлены физические механизмы перехода системы встречных взаимопроникающих потоков к нестационарному режиму с возникновением нестационарных колеблющихся ВК. Для анализа границы возникновения неизлучательной неустойчивости Пирса был предложен метод анализа устойчивости пучково-плазменной системы со встречными электронными потоками, основанный на расчете величины старшего ляпуновского показателя.

На рис. 1б представлена зависимость старшего ляпуновского показателя Λ системы встречных электронных потоков от величины управляющего параметра α .

Можно видеть, что при значении параметра Пирса $\alpha_C \sim 2.74$ величина старшего ляпуновского показателя Λ становится положительной, что говорит о переходе системы в нестационарный режим с образованием колеблющегося ВК. Критическое значение параметра Пирса α_C при котором наблюдается переход к нестационарной динамике в системе встречных электронных потоков, гораздо ниже критического значения для однопотоковой системы $\alpha_{C0} \sim 4.77$, что объясняется как увеличением плотности пространственного заряда, вызванного наличием второго электронного потока в пространстве взаимодействия, так и принципиально иным механизмом перехода к нестационарной динамике, связанным с возникающей в системе асимметрией. В пользу последнего говорит тот факт, что критическое значение параметра Пирса α_C исследуемой системы также заметно меньше критического значения для строго симметричной системы встречных электронных потоков $\alpha_{CS} \sim 4.15$. Снижение критического значения параметра Пирса α_C , соответствующее переходу исследуемой системы в нестационарный режим, по сравнению со случаем инжекции одного электронного потока, обусловлено последовательным развитием двух неустойчивостей: потерей устойчивости симметричного состояния и пирсовской неустойчивости, приводящей к формированию ВК.

Взаимодействие двух этих процессов приводит к новому механизму перехода к нестационарной динамике для систем с виртуальным катодом. Оценки пусковых токов двухпоточковой системы находятся в хорошем соответствии с экспериментальным исследованием двухпоточкового виркатора [16].

Также в докладе рассматривается зависимость мощности выходного излучения двухпоточкового виркатора от управляющих параметров системы и обсуждается её связь со старшим ляпуновским показателем исследуемой системы. Показано, что при различных значениях параметра Пирса при $\alpha > \alpha_c$ система демонстрирует широкий спектр колебательных режимов от регулярных до широкополосных хаотических колебаний. Мощность выходного излучения максимальна при значениях параметра Пирса, для которых старший показатель Ляпунова исследуемой системы достигает минимального значения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 12-02-00345 и 12-02-90411) и Президентской программой поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ-1430.2012.2). А.А.К. благодарит за поддержку фонд некоммерческих программ «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. Marocchino A., Lapenta G., Evstatiev E.G. et al. // *Physics of Plasmas*. 2006. Т. 13. № 10. С.102106.
2. Nebel R.A., Stange S., Park J. et al. // *Physics of Plasmas*. 2005. V. 12. P.012701.
3. Шевчик В. Н., Шведов Г. Н., Соболева А. Н. «Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах». Саратов: Издательство Саратовского университета. 1962.
4. Uhm Han S. // *Phys. Fluids B*. 1993. V. 5. № 9. P. 3388.
5. Hendricks K. J., Adler R., Noggle R. C. // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 68. № 2. P. 820.
6. Sze H., Price D., Harteneck B. // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 67. № 5. P. 2278.
7. Gaelzer R., Ziebell L. F., Vinas A. F. et al. // *The Astrophysical Journal*. 2008. V. 677. P. 676.
8. Ryu C.-M., Ahn H.-C., Rhee T. et al. // *Physics of Plasmas*. 2009. V. 16. P. 062902.
9. Храмов А. Е., Куркин С. А., Егоров Е. Н., Короновский А. А., Филатов Р. А. // *Математическое моделирование*. 2011. Т.23. № 1. С.3.
10. Granatstein V. L., Alexeff I. «High Power Microwave Sources», Artech House Microwave Library, 1987
11. Дубинов А. Е., Селемир В. Д. // *РЭ*. 2002. Т. 47. С.575.
12. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. «Лекции по СВЧ электронике для физиков». В 2-х томах. М.: Физматлит, 2003, 2004.
13. Егоров Е. Н., Калинин Ю. А., Короновский А. А., Трубецков Д. И., Храмов А. Е. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2006. Т. XLIX, № 10. С. 843.
14. Кузнецов С. П. «Динамический хаос». М.: Физматлит. 2001.
15. Короновский А. А., Максименко В.А., Москаленко О. И., Храмов А. Е. // *Изв. Вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2011. Т. 19, № 2. С. 158.
16. Калинин Ю. А., Стародубов А. В. // *Письма в ЖТФ*. 2011. Т. 37. № 1. С. 32.

ОСОБЕННОСТИ ОБОБЩЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ В ОДНОНАПРАВЛЕННО И ВЗАИМНО СВЯЗАННЫХ ПОТОКОВЫХ СИСТЕМАХ И ОТОБРАЖЕНИЯХ: МЕТОД ФАЗОВЫХ ТРУБОК

А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов, С.А. Шурыгина
ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени
Н.Г. Чернышевского»
shuryginasa@gmail.com

Хаотическая синхронизация нелинейных динамических систем является универсальным явлением, имеющим большое фундаментальное и практическое значение [1-3]. Синхронизация может наблюдаться не только в физических, но и в физиологических, биологических, социологических, химических и других системах. В настоящее время выделяют достаточно большое число различных типов синхронного поведения, наиболее интересным среди которых является режим обобщенной хаотической синхронизации [4].

Режим обобщенной синхронизации традиционно вводится в рассмотрение для системы двух однонаправленно связанных хаотических осцилляторов (потокосых систем или дискретных отображений) и означает, что между состояниями этих систем после завершения переходного процесса устанавливается некоторое функциональное соотношение [4]. Для потокосых систем это соотношение имеет вид

$$\mathbf{y}(t) = \mathbf{F}[\mathbf{x}(t)], \quad (1)$$

а для дискретных отображений оно записывается как:

$$\mathbf{y}_n = \mathbf{F}[\mathbf{x}_n] \quad (2)$$

Вид этого функционального соотношения может быть достаточно сложным, а процедура ее нахождения – весьма нетривиальной. По виду функционального соотношения – гладкое или фрактальное – выделяют, соответственно, сильную и слабую обобщенную синхронизацию [5]. Режим сильной синхронизации соответствует гладкой зависимости координат ведущей и ведомой систем, в то время как в случае слабой обобщенной синхронизации наблюдается фрактальная зависимость. В последнем случае в качестве взаимодействующих осцилляторов могут выступать две разные динамические системы, в том числе и с различной размерностью фазового пространства, а диагностика синхронного режима проводится, как правило, при помощи метода вспомогательной системы [6].

Для диагностики режима обобщенной синхронизации помимо метода вспомогательной системы используются также метод ближайших соседей [4, 7] и метод расчета спектра ляпуновских экспонент [8]. Оба этих метода могут быть применены к анализу обобщенной синхронизации в системах с

взаимным типом связи¹ [7, 9], в то время как диагностика обобщенной синхронизации в таких системах при помощи метода вспомогательной системы приводит к некорректным результатам [10].

В настоящей работе проводится пересмотр и уточнение существующей концепции обобщенной хаотической синхронизации. Показано, что в потоковых системах состояния взаимодействующих осцилляторов в режиме обобщенной синхронизации оказываются связанными друг с другом функционалом, а не функциональным соотношением [4], как считалось ранее. Это означает, что состояние одной из систем зависит не только от состояния другой системы, но и от предыстории поведения этой системы на протяжении некоторого временного интервала определенной длительности. Аналогичные выводы справедливы и для систем с дискретным временем. Для учета предыстории в рассмотрение вводится понятие фазовой трубки, предложен метод фазовых трубок, позволяющий корректно рассматривать явление обобщенной синхронизации с учетом сделанного уточнения. Полученные результаты подтверждены при помощи численного моделирования однонаправлено и взаимно связанных систем с непрерывным и дискретным временем.

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых - кандидатов наук (проект МК-672.2012.2) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-02-00221-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. H.D.I. Abarbanel et al. // *Phys. Rev. E*. 1996. V.53. No. 5. P. 4528-4535.
2. S. Boccaletti et al. // *Physics Reports*. 2002. V. 366. P. 1.
3. L. Glass // *Nature (London)*. 2001. V. 410. P. 277-284.
4. A.E. Hramov, A.A. Koronovskii // *Phys. Rev. E*. 2005. V. 71. No. 6. P.067201.
5. A.E. Hramov, A.A. Koronovskii // *Physica D*. 2005. V. 206. No. (3-4). P. 252-264.
6. A.A. Koronovskii, O.I. Moskalenko, A.E. Hramov // *Physics-Uspekhi*. 2009. V. 52. No. 12. P. 1213-1238.
7. O.I. Moskalenko et al. // *Proceedings of 18th IEEE Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems*. 2010. P. 70-73.
8. U. Parlitz et al. // *Phys. Rev. E*. 1996. V. 54. No. 2. P. 2115-2117
9. K. Pyragas // *Phys. Rev. E*. V. 56. No. 5. P. 5183-5188
10. K. Pyragas // *Phys. Rev. E*. V. 54. No. 5. P. R4508-R4511

¹ В этом случае соотношения (1) и (2) переписутся в виде $\mathbf{F}[\mathbf{x}(t), \mathbf{y}(t)]=0$ и $\mathbf{F}[\mathbf{x}_n, \mathbf{y}_n]=0$, соответственно.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ УДАРНЫХ ВОЛН В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ Z-ПИНЧЕ В РЕЖИМЕ ОДНОКРАТНОГО СЖАТИЯ

У. Юсупалиев, П.У. Юсупалиев, В.Г. Еленский, С.А. Шутеев
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
nesu@phys.msu.ru

Исследованию линейных Z-пинчей посвящено множество работ [1-4]. Однако до сих пор недостаточно изучены вопросы, связанные с динамикой схождения и отражения в этих разрядах сильных цилиндрических ударных волн (УВ). В данной работе исследуются УВ, возникающие в цилиндрическом Z-пинче в аргоне и неоне. Для получения характеристик сильных УВ использовалась экспериментальная установка, описание которой приведено в [5]. В экспериментах варьировались основные начальные параметры установки: зарядное напряжение U_0 на конденсаторной батарее ($U_0=15 \div 35$ кВ) и давление рабочего газа в разрядной камере p_0 ($p_0=66,5 \div 1350$ Па).

На рис.1 приведена развертка во времени динамики схождения УВ к центру разрядной камеры и отражения от него для одного из режимов разряда. Начальная скорость схождения такой УВ для указанного на этом рисунке режима разряда равна $D_{Cyl} \sim 4,85 \cdot 10^3$ м/с, откуда видно, что за фронтом этой УВ газ светится, т.е. ионизован (число Маха УВ $M_{Cyl} \approx 15$). Из этого же рисунка также видно, что по мере схождения волна усиливается: когда она доходит до центра разрядной камеры её скорость составляет $D_{Cyl} \approx 1,2 \cdot 10^4$ м/с ($M_{Cyl} \approx 37$). Аналогичная картина наблюдается и для Z-пинча в неоне, для сходящейся УВ в котором скорость D_{Cyl} составляет $\sim 7,1 \cdot 10^3$ м/с ($M_{Cyl} \approx 15,7$), а вблизи оси разрядной камеры – $\sim 1,7 \cdot 10^4$ м/с ($M_{Cyl} \approx 37,5$).

Из этих данных следует, что максимальное усиление таких УВ не превышает 2,5 раз, тогда как согласно автомодельной теории Гудерлея – Ландау – Станюковича [6,7] их усиление должно стремиться к бесконечности. Такое расхождение теории и эксперимента можно объяснить процессами дополнительной ионизации рабочего газа и его излучением, на что тратится энергия самой УВ.

Экспериментальная зависимость от времени t радиуса фронта r_{Cyl} отраженной УВ хорошо аппроксимируется следующим соотношением:

$$r_{Cyl}(t) = A_{Cyl} t^\alpha \quad (1)$$

(для разряда рис. 1 $\alpha \approx 1,54$, $A_{Cyl} \approx 7,6 \cdot 10^{10}$ (м \cdot н $^{-\alpha}$)). Здесь за начало отсчета времени $t=0$ принят момент фокусировки сходящейся УВ и для отраженной УВ $t \geq 0$.

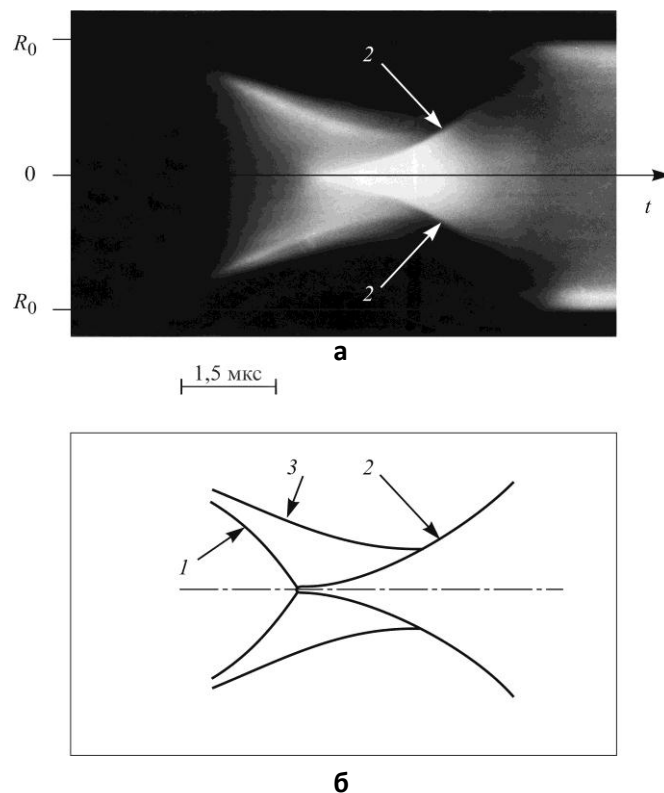


Рис. 1. **а** – Развёртка во времени процесса однократного сжатия плазменного шнура цилиндрического Z-пинча в аргоне при зарядном напряжении $U_0 = 20$ кВ и давлении $p_0 = 133$ Па. **б** – Качественная картина развёртки во времени динамики излучающих областей и ударных волн в цилиндрическом Z-пинче. 1 – сходящаяся цилиндрическая ударная волна (УВ), 2 – отражённая от оси цилиндрическая ударная волна, 3 – радиус плазменного шнура. Из приведенных данных следует два вывода: сходящаяся цилиндрическая ударная волна по мере приближения к оси усиливается; отражённая ударная волна по мере отхода от оси разряда усиливается. Усиление отражённой УВ связано с уменьшением плотности плазменного шнура по мере удаления от оси разряда.

На рис. 2 приведена развертка во времени динамики ударных волн для режима разряда, при котором около внутренней поверхности разрядной камеры возникает УВ, распространяющаяся к центру разрядной камеры. Причём величина скорости распространения этой УВ D_{Cyl} практически такая же, как у сходящейся УВ, и она постоянна вплоть до столкновения с отражённой УВ. Для условий разряда рис.2 скорость этой УВ $D_{LD} \approx 9,7 \cdot 10^3$ м/с ($M_{LD} \approx 30,3$), т.е. такая волна является сильной УВ. Проведенные экспериментальные работы показали, что образование такой УВ представляет собой пороговый эффект: она возникает при превышении обобщенной безразмерной переменной \mathcal{E}_Z , зависящей от начальных параметров разряда, некоторого порогового значения. Физический механизм образования такой УВ следующий.

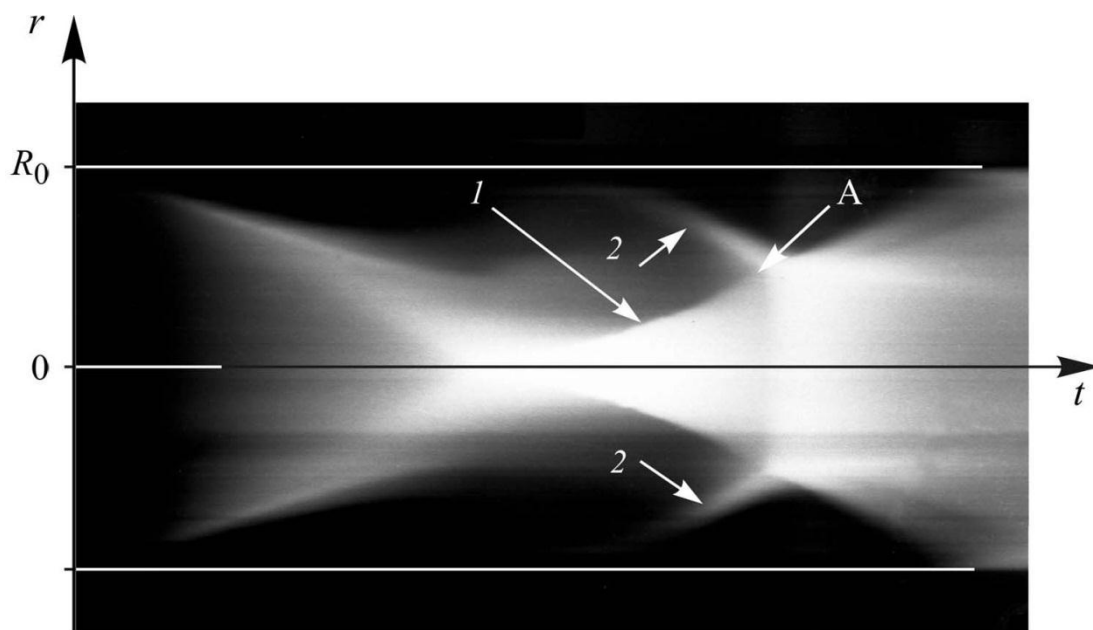


Рис. 2. Развёртка во времени динамики плазменного шнура и ударных волн, возникающих в процессе однократного сжатия плазменного шнура цилиндрического Z-пинча в неоне при зарядном напряжении $U_0=30$ кВ и давлении $p_0=1330$ Па. 1 – отражённая от оси разрядной камеры УВ; 2 – УВ (светодетанационная волна), возникающая вблизи внутренней поверхности разрядной камеры (с радиусом $R_0=4,1$ см) в момент максимального сжатия плазменного шнура при поглощении мощного излучения плазменного шнура веществом кварцевой трубки. В точке А происходит взаимодействие УВ 1 и 2, в результате чего их скорости распространения снижаются.

При поглощении мощного УФ излучения плазменного шнура веществом внутренней поверхности разрядной камеры в момент максимального его сжатия происходит сначала сублимация вещества, а затем его ионизация, приводящая к образованию пристеночной плазмы. В результате дальнейшего поглощения мощного УФ излучения ударно-сжатого плазменного шнура давление пристеночной плазмы со временем увеличивается (повышается её температура и степень ионизации). Когда оно становится больше давления окружающей плазмы, эта пристеночная плазма начинает расширяться. При этом, если скорость её расширения больше скорости звука окружающей плазмы, она порождает УВ, движущуюся навстречу излучению ударно-сжатого плазменного шнура. Поглощение излучения этого шнура происходит непосредственно за фронтом этой УВ, т. е. эта УВ экранирует излучение шнура. Это приводит к нагреванию плазмы за фронтом УВ и поддерживает её скорость.

Таким образом, условиями образования рассматриваемой сильной УВ, генерируемой вблизи внутренней поверхности разрядной камеры Z-пинча, являются превышение плотности потока излучения ударно-сжатого плазменного шнура некоторого порогового значения (для образования пристеночной плазмы) и поглощение мощного излучения от такого шнура

ионизованным газом, нагретым этой сильной УВ. Эти условия возникновения рассматриваемой сильной УВ практически такие же, как и для светодетонационной волны, возникающей при воздействии мощных импульсов излучения CO_2 -лазера (~ 1 ГВт) на твёрдую мишень [8]. Таким образом УВ, возникающая вблизи внутренней поверхности разрядной камеры при поглощении мощного импульсного излучения плазменного шнура Z-пинча, является *светодетонационной*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т. I - IV. М.: Изд. АН СССР. 1958.
2. Л.А. Арцимович «Управляемые термоядерные реакции». М.: Физматгиз, 1963. 467 с.
3. Лукьянов С.Ю. «Горячая плазма и управляемый ядерный синтез». М.: Наука. 1975. 407 с.
4. С.И. Брагинский, В.В. Вихрев // В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 10. М.: Атомиздат. 1980. С.243-298.
5. У. Юсупалиев, С.А. Шутеев, П.У.Юсупалиев // Прикладная физика. 2010. № 5. С.40-53.
6. К.П. Станюкович «Неустановившиеся движения сплошной среды». М.: Гостехиздат, 1955.
7. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц «Гидродинамика». М.: Наука. 1988.
8. В.А. Данилычев, В.Д. Зворыкин // Тр. ФИАН. «Мощные газовые лазеры и взаимодействие излучения с веществом». 1983. № 142. С.117-171.