

**СЕКЦИЯ 3
“РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН”**

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕЙВЛЕТНОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СИНХРОНИЗАЦИИ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ФИЗИОЛОГИЧЕСКИМ ДАНЫМ	
А.А. Короновский, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров, А.Е. Храмов	3
О ФАКТОРАХ, ВЛИЯЮЩИХ НА ПОРОГ ВОЗНИКНОВЕНИЯ РЕЖИМА ОБОБЩЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ДВУХ ОДНОНАПРАВЛЕННО СВЯЗАННЫХ ХАОТИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ	
А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов	6
ХАОТИЧЕСКАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОЙ СРЕДЫ С ОБРАТНОЙ ВОЛНОЙ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВВОДОМ СИГНАЛА	
А.А. Короновский, П.В. Попов, А.Е. Храмов	9
СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ХАОТИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ОТОБРАЖЕНИЙ И ПОТОКОВЫХ СИСТЕМ	
А.А. Короновский, А.Е. Храмов, А.Е. Храмова	12
О ЯВЛЕНИИ ОБОБЩЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ В ОДНОНАПРАВЛЕННО СВЯЗАННЫХ ХАОТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ	
А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов, И.А. Петров	15
СООТНОШЕНИЕ РЕЖИМА ФАЗОВОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ И СИНХРОНИЗАЦИИ ВРЕМЕННЫХ МАСШТАБОВ	
А.А. Короновский, М.К. Куровская, А.Е. Храмов	18
ИССЛЕДОВАНИЕ ОБОБЩЕННОЙ ХАОТИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ В РАСПРЕДЕЛЁННЫХ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМАХ	
А.А. Короновский, Р.А. Филатов, А.Е. Храмов	20
К ВОПРОСУ О ПРИМЕНЕНИИ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА К ИССЛЕДОВАНИЮ ЯВЛЕНИЙ СИНХРОНИЗАЦИИ В ДИСКРЕТНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ	
А.А. Короновский, А.В. Стародубов, А.Е. Храмов	23
СИНХРОНИЗАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ (ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ)	
Ю.А. Калинин, И.С. Ремпен, А.Е. Храмов	26

АДАПТИВНАЯ ПО ПОЛЯРИЗАЦИИ СЕТЬ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ИОНОСФЕРНОЙ РАДИОСВЯЗИ С СЕЛЕКТИВНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ Ю.В. Березин, И.С. Вылегжанин, М.А. Якушева	29
АДАПТИВНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА ПРИ ПРИЁМЕ ЧАСТИЧНО РАССЕЯННЫХ И ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПОЛЕЙ В.В. Балинов, В.В. Гребенюков, Н.В. Потапова	32
ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ГОРЯЧЕЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ СПИНА ЭЛЕКТРОНОВ Д.В. Вагин, Н.Е. Ким, П.А. Поляков, А.Е. Русаков	35
ДЕМОДУЛЯЦИЯ ФАЗОМОДУЛИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ОДНОСЛОЙНЫМИ ТОНКИМИ ПЛЁНКАМИ Ю.А. Бобровников, П.Н. Горохов, А.В. Козарь, И.В. Кормачев	38
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ТУРБУЛЕНТНУЮ СРЕДУ Е.Н. Терентьев, Ф.В. Шугаев, Л.С. Штеменко, О.И. Докукина, О.А. Игнатьева	40
ТРЕХМЕРНЫЙ РАСЧЕТ КОМПОНЕНТ ВЕКТОРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВБЛИЗИ КАУСТИКИ Д.С. Кулида, В.А. Черепенин	43
АСПРОСТРАНЕНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В АНИЗОТРОПНОЙ УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ С ПОСТОЯННЫМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ М.Б. Крылов, С.В. Сазонов	46
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ А.П. Сухоруков, Н.Ю. Вислобоков, О.М. Федотова, О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова	49
МАТЕРИАЛЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ А.А. Сухоруков, И.В. Шадриров, Ю.С. Кившарь	52

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕЙВЛЕТНОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СИНХРОНИЗАЦИИ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ФИЗИОЛОГИЧЕСКИМ ДАННЫМ

А.А. Короновский, В.И. Пономаренко, М.Д. Прохоров, А.Е. Храмов

Хорошо известно, что взаимодействие между нелинейными колебательными системами различной природы, в том числе демонстрирующими хаотическое поведение, может привести к их синхронизации. Особый интерес в последние годы вызывает исследование синхронизации в живых организмах, жизнедеятельность которых обусловлена взаимодействием большого числа сложных ритмических процессов [1,2]. Ярким примером такого взаимодействия между различными физиологическими ритмами является функционирование сердечно-сосудистой системы (ССС) человека. Наиболее значимыми колебательными процессами, определяющими ее динамику, являются основной сердечный ритм, дыхание, а также процесс медленной регуляции кровяного давления и сердечного ритма с собственной частотой вблизи 0.1 Гц. В результате взаимодействия эти ритмы проявляются в различных сигналах: электрокардиограммах (ЭКГ), кровяном давлении, потоке крови, вариабельности сердечного ритма (ВСР) [3]. Сравнительно недавно было обнаружено, что основные ритмы ССС могут быть синхронизованы между собой [4,5]. Причем, было установлено, что системы, задающие основной сердечный ритм и ритм медленной регуляции кровяного давления можно рассматривать как автогенераторы под внешним воздействием, в качестве которого выступает дыхание [4]. Такое заключение о характере взаимодействия ритмов ССС становится особенно убедительным при сопоставлении экспериментальных данных при дыхании человека по заданному ритму с модельными данными, получаемыми при исследовании неавтономных автогенераторов. Однако, при частотах дыхания, близких к 0.1 Гц, т.е., к собственной частоте ритма регуляции кровяного давления, становится сложным отличить синхронизацию этих двух процессов от всегда имеющего место эффекта присутствия респираторной компоненты в сигнале ВСР, используемом нами для анализа медленных колебаний давления крови. Действительно, вариабельность сердечного ритма человека является результатом сложного взаимодействия многих физиологических процессов [6]. Если их частоты близки, то разделение вклада отдельных процессов в ВСР становится проблематичным.

В данном докладе рассматривается метод, основанный на вейвлетном преобразовании [7], который позволяет диагностировать наличие синхронизации колебаний автогенератора внешним воздействием с линейной модуляцией частоты и отличить эту ситуацию от случая просачивания внешнего сигнала в автоколебания, под которым будем понимать суммирование сигналов без изменения частоты автоколебаний. Эффективность

метода демонстрируется на численных примерах и экспериментальных физиологических сигналах, снимаемых с человека.

Суть метода анализа синхронизации или просачивания основана на результатах работы [8], в которой предложен новый подход к анализу синхронизации колебаний, основанный на введении непрерывного множества фаз, определяемого с помощью непрерывного вейвлетного преобразования временных рядов с комплексной базовой вейвлетной функцией.

Производя вейвлетное преобразование $W(s,t)$, мы определяем фазу $\varphi_s(t) = \arg W(s,t)$ для каждого временного масштаба s [8], т.е. оказывается возможным характеризовать поведение каждого временного масштаба s с помощью ассоциированной с ним фазы $\varphi_s(t)$. Если существует некоторый диапазон временных масштабов $[s_1; s_2]$, такой, что для любого временного масштаба $s \in [s_1; s_2]$ выполняется условие захвата фаз $\Delta\varphi_s(t) = |\varphi_{s1}(t) - \varphi_{s2}(t)| < \text{const}$ и доля энергии вейвлетного спектра, приходящаяся на этот диапазон, отлична от нуля, то временные масштабы $s \in [s_1; s_2]$ являются синхронизованными, а автогенераторы находятся в режиме синхронизации временных масштабов [8], где $\varphi_{s1,2}(t)$ – непрерывные фазы первого и второго осцилляторов, соответствующие синхронизованным временным масштабам $s \in [s_1; s_2]$.

В рассматриваемом в докладе методе внешнее воздействие представляет собой сигнал с линейной модуляцией частоты. В этом случае, анализируя динамику фазы при изменении частоты внешнего воздействия (которая меняется во времени по линейному закону), удастся диагностировать наличие синхронизации колебаний автогенератора и отличить эту ситуацию от случая просачивания внешнего сигнала в автоколебания. Эффективность метода демонстрируется на примере модифицированного генератора Ван-дер-Поля и экспериментальных физиологических данных.

В качестве модельного примера для анализа синхронизации физиологических процессов в ССС рассмотрен модифицированный генератор Ван-дер-Поля с квадратичной нелинейностью. Квадратичная нелинейность была добавлена в «классический» генератор Ван-дер-Поля для более качественного моделирования процессов взаимодействия основных ритмов ССС, так как в них ярко проявляется динамика второй гармоники автоколебаний, что не наблюдается в «классическом» генераторе Ван-дер-Поля.

Результаты, полученные на модельном примере, далее сравнивались с результатами анализа физиологических временных рядов, порождаемых сердечно-сосудистой и дыхательной системами человека. В работе исследовалось 7 здоровых мужчин в возрасте от 20 до 34 лет, добровольно участвовавших в эксперименте. Все они имели средний уровень физической активности. Электрокардиограммы (ЭКГ) и дыхание записывались с частотой 250 Гц при 16-ти разрядном разрешении, а затем обрабатывались на компьютере.

С каждым испытуемым проводился эксперимент, в котором испытуемый дышал по заданному ритму с переменной частотой от 0.05 до 0.3 Гц. Темп дыхания задавался импульсным звуковым сигналом с длительностью 0.5 с. В

момент появления звукового сигнала испытуемый делал вдох. Длительность записей с линейно нарастающей частотой дыхания составляла 30 минут.

Полученные результаты, основанные на применении вышеописанной методики диагностики хаотической синхронизации, показали высокую эффективность методики анализа отличия ситуации, при которых воздействие на систему приводит к синхронизации от ситуаций, при которых такое воздействие не приводит к синхронизации (и может быть, вообще обходит динамику системы, не влияя на нее). Кроме того, даже в том случае, когда существует просачивание, хаотическая синхронизация также может быть замечена и оценены ее характеристики (например, мера хаотической синхронизации [8]).

Отметим, что в отличие от предлагаемого метода, основанного на воздействии на систему сигнала с меняющейся частотой, методика измерения разности фаз на постоянной частоте не дает ответа на вопрос о том, является отклик в системе результатом активного взаимодействия ритмов или это – просачивание сигнала воздействия в измеренный сигнал, без влияния на внутреннюю динамику системы. Использование вейвлетного преобразования для выделения фазы сигнала имеет широкие возможности и позволяет анализировать динамику фазы сигнала при изменении его частоты.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов CRDF (REC–006), ИНТАС № 03-55-920, РФФИ № 03-02-17593, Программы «Университеты России» (проект УР.01.01.371), а также ФНП «Династия» и МЦФФМ.

1. *L. Glass* // *Nature*. V. 410. P. 277.
2. *E. Mosekilde, Yu. Maistrenko, D. Postnov* // *Chaotic synchronization, applications to living systems*. Series A. V. 42. Singapore: World Scientific, 2002.
3. *A. Stefanovska, M. Hocic* // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 2000. V. 139. P. 270.
4. *M.D. Prokhorov, V.I. Ponomarenko, V.I. Gridnev, M.B. Bodrov, A.B. Bespyatov* // *Phys. Rev. E*. 2003. V. 68. P. 041913.
5. *C. Schöfer, M.G. Rosenblum, J. Kurths, H.-H. Abel* // *Nature*. 1998. V. 392. P. 239.
6. *J.B. Bassingthwaite, L.S. Liebovitch, B.J. West*. *Fractal Physiology*. New York: Oxford University Press, 1994.
7. *А.А. Короновский, А.Е. Храмов*. Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения. М.: Физматлит, 2003.
8. *А.Е. Храмов, А.А. Короновский* // *Chaos*. 2004. V. 14. P. 603.

О ФАКТОРАХ, ВЛИЯЮЩИХ НА ПОРОГ ВОЗНИКНОВЕНИЯ
РЕЖИМА ОБОБЩЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ДВУХ
ОДНОНАПРАВЛЕННО СВЯЗАННЫХ ХАОТИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов

В последнее время изучению явления хаотической синхронизации уделяется особое внимание в связи с тем, что оно имеет очень важное как теоретическое, так и прикладное значение (например, для скрытой передачи информации, в химических, биологических, радиотехнических и др. задачах). Достаточно большое число работ посвящено рассмотрению всех типов хаотической синхронизации (таких как фазовая, обобщенная, лаг и полная), ранее считавшихся принципиально различными, с единых позиций (см., например, [1–3]). Но, к сожалению, вопрос о связи обобщенной синхронизации со всеми остальными типами еще не до конца изучен.

Обобщенная синхронизация вводится в рассмотрение для однонаправлено связанных хаотических систем и означает, что существует некоторая функциональная зависимость между их состояниями. Наиболее простым способом ее определения является метод вспомогательной системы [4].

В настоящей работе рассматривается механизм возникновения обобщенной синхронизации в однонаправлено связанных хаотических системах. Он основан на том, что обобщенная синхронизация происходит за счет захвата двух частотных компонент, причем на порог возникновения синхронизации оказывает влияние наличие шумового пьедестала в фурье-спектре ведущей системы.

Исследование проводилось на примере двух однонаправлено связанных систем Ресслера, находящихся в режиме динамического хаоса [5]. Поведение ведущей системы описывается соотношениями

$$\begin{aligned}\dot{x}_d &= -\omega_d y_d - z_d, \\ \dot{y}_d &= \omega_d x_d + a y_d, \\ \dot{z}_d &= b + z_d(x_d - c),\end{aligned}\tag{1}$$

а ведомой

$$\begin{aligned}\dot{x}_r &= -\omega_r y_r - z_r + \varepsilon(x_d - x_r), \\ \dot{y}_r &= \omega_r x_r + a y_r, \\ \dot{z}_r &= b + z_r(x_r - c).\end{aligned}\tag{2}$$

Здесь x_d, y_d, z_d – координаты ведущей системы, x_r, y_r, z_r – координаты ведомой системы, $a = 0.15$, $b = 0.2$, $c = 10$ – управляющие параметры, $\omega_d = 0.865$, $\omega_r = 0.95$ – собственные частоты ведущей и ведомой систем, соответственно, ε – параметр связи. Как показывают исследования, при указанных значениях

параметров обе системы находятся в режиме ленточного хаоса. Значение параметра связи $\varepsilon = 0.11$ соответствует порогу возникновения обобщенной синхронизации, при $\varepsilon \approx 0.1$ наблюдается режим так называемой перемежающейся обобщенной синхронизации [6], при $\varepsilon < 0.1$ исследуемые системы демонстрируют несинхронное поведение.

Как следует из самого вида уравнений, связь между ведущей и ведомой системой является диффузионной, т.е. представляет собой разность состояний ведущей и ведомой системы, умноженную на параметр связи. В дальнейшем ведомая система рассматривалась как модифицированная система с диссипацией при наличии внешнего воздействия, в роли которого в данном случае выступает ведущая система:

$$\begin{aligned}\dot{x}_r &= -\omega_r y_r - z_r - \varepsilon x_r + \varepsilon_1 x_d, \\ \dot{y}_r &= \omega_r x_r + a y_r, \\ \dot{z}_r &= b + z_r (x_r - c).\end{aligned}\tag{3}$$

Здесь ε – параметр диссипации, ε_1 – амплитуда внешнего воздействия. В полученной модифицированной системе Ресслера с диссипацией при отсутствии внешнего воздействия наблюдается цикл периода 1.

Исследовалось поведение модифицированной системы Ресслера с диссипацией под внешним периодическим воздействием вида $K \cos(\omega t)$, где K и ω – амплитуда и частота внешнего воздействия, соответственно, подобранные таким образом, чтобы наблюдалось достаточно точное совпадение основных частот фурье-спектров, соответствующих ведущей системе и периодическому воздействию в виде косинуса как по амплитуде, так и по частоте. При $\varepsilon = 0.11$ такое условие выполняется при $K = 0.853$ и $\omega = 0.88$. При этом отклик системы на периодическое воздействие демонстрирует квазипериодическое поведение. Исследования показали, что в данном случае две идентичные модифицированные системы, стартующие с различных начальных условий, не синхронизируются (т.е. в данном случае обобщенной синхронизации не наблюдается).

Отклик модифицированной системы на внешнее воздействие характеризуется наличием в фурье-спектре двух четко выраженных частотных компонент, соответствующих собственной частоте автономной системы и частоте внешнего воздействия. Таким образом, если внешнее воздействие представляет собой сумму двух периодических сигналов $K \cos(\omega t)$ и $K_1 \cos(\omega_1 t)$ (где K_1 – амплитуда второго сигнала, не превышающая высоту шумового пьедестала, соответствующего фурье-спектру автономной ведущей системы, $\omega_1 = 0.942$ – частота внешнего сигнала, равная собственной частоте автономной ведомой системы), синхронизация будет наблюдаться даже в том случае, когда в исходной системе обобщенная синхронизация еще не возникла ($\varepsilon = 0.09$, $K = 0.69$).

Приведенные выше рассуждения позволяют сделать вывод о том, что на порог возникновения обобщенной синхронизации оказывает влияние наличие

не только двух частот, но и шумового пьедестала в фурье-спектре ведущей системы, обусловливаемого ее хаотической динамикой.

Чтобы имитировать такой пьедестал, на ведомую систему с диссипацией оказывалось внешнее воздействие, представляющее собой, как и раньше, сумму двух косинусов, и шумового сигнала, получаемого из временной реализации ведущей системы Ресслера (1) прошедшей через узкополосный фильтр, удаляющий основной спектральный пик. В результате оказалось, что две идентичные системы Ресслера с диссипацией, стартующие с различных начальных условий, синхронизируются при значении параметра диссипации $\varepsilon = 0.11$ ($K = 0.853$) и демонстрируют несинхронное поведение при $\varepsilon = 0.09$ ($K = 0.69$). Полученные результаты согласуются с результатами, известными ранее, и экспериментально доказывают указанное выше предположение.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки РФ по программе «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект 333), Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проекты 05 – 02 – 16273 и 05 – 02 – 16286), Программы поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ – 1250.2003.02), а также научно-образовательного центра «Нелинейная динамика и биофизика» при Саратовском госуниверситете им. Н.Г. Чернышевского (грант REC – 006 of U.S. Civilian Research and Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF)). Авторы благодарят также за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия» и Международный центр фундаментальной физики (г. Москва).

1. А.Е. Храмов, А.А. Короновский // Chaos. 2004. V. 14. № 3. P. 603.
2. А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. № 1. С. 25.
3. А.А. Короновский, М.К. Кырговская, О.И. Москаленко // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. № 5.
4. N.F. Rulkov, M.M. Sushchik, L.S. Tsimring, H.D.I. Abarbanel // Phys. Rev. E. 1995. T. 51. № 2. P. 980.
5. Z. Zheng, G. Hu // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. № 6. P. 7882.
6. А.Е. Храмов, А.А. Короновский // Europhysics Letters. 2005. V. 70. № 2.

ХАОТИЧЕСКАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОЙ СРЕДЫ С ОБРАТНОЙ ВОЛНОЙ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВВОДОМ СИГНАЛА

А.А. Короновский, П.В. Попов, А.Е. Храмов

Исследование явления хаотической синхронизации автоколебательных систем различной природы привлекает значительный интерес [1]. Большинство исследований по хаотической синхронизации было проведено для динамических систем с малым числом степеней свободы. Хаотическая синхронизация в распределенных системах изучена значительно меньше и применительно, в основном, к эталонным динамическим системам (решетки связанных отображений, уравнения Гинзбурга-Ландау, Курамото-Сивашинского, Грея-Скотта и т.д.) [2] в то время как представляется важным изучение моделей, описывающих реальные системы с возможностью практического приложения. В частности, изучение явления хаотической синхронизации в таких системах является весьма важным применительно к проблемам передачи информации с помощью детерминированных хаотических колебаний [3]. Одними из типичных автоколебательных систем электроники СВЧ, демонстрирующих сложные хаотические колебания в широком диапазоне управляющих параметров, являются системы со встречной (обратной) волной [4], в которых имеет место генерация ВЧ излучения при взаимодействии электронного потока с синхронной ему встречной (обратной) электромагнитной волной. В представленном докладе с помощью численного моделирования исследуется хаотическая синхронизация двух электронно-волновых систем с обратной волной и кубичной фазовой нелинейностью (ЛОВ с поперечным полем) [5] с распределенным вводом внешнего сигнала. Система взаимодействующих волн с кубичной нелинейностью является простейшей моделью электронно-волновых систем со встречной (обратной) волной, таких как ЛОВ типа О, МЦР со встречной волной, ЛОВ на аномальном эффекте Доплера.

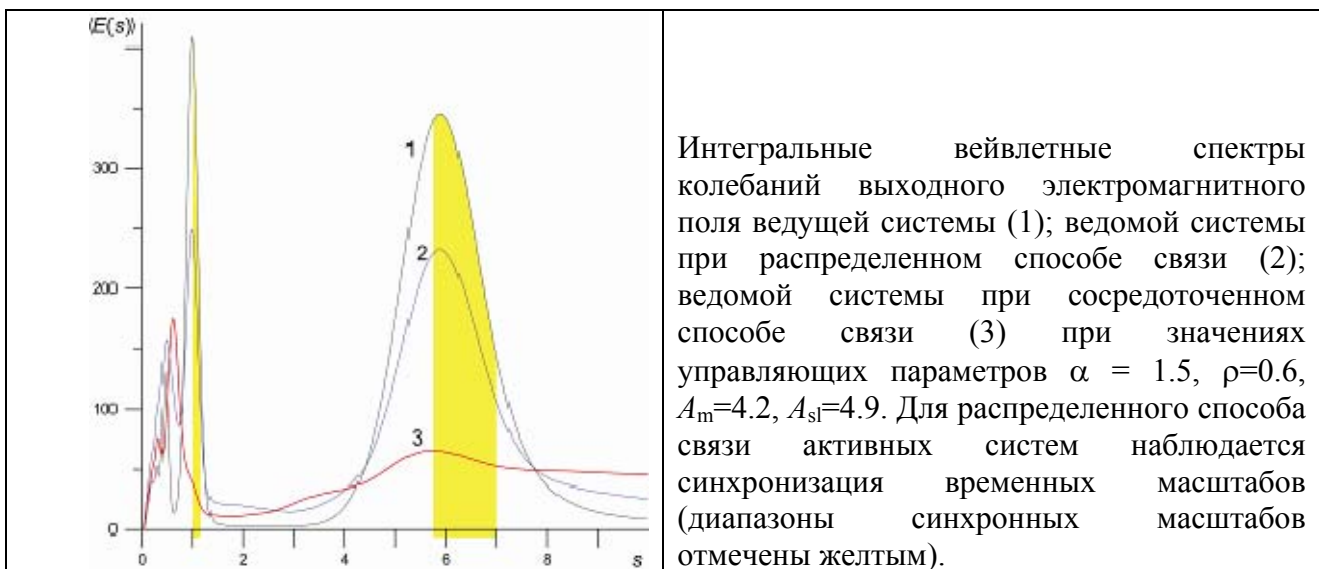
В работе [6] нами была изучена система двух активных распределенных систем взаимодействующих встречных волн с кубичной фазовой нелинейностью и однонаправленной связью (ЛОВ с поперечным полем), при которой сигнал с выхода одной из систем подается «сосредоточенным» образом на вход второй системы. Были выявлены основные характеристики режима хаотической синхронизации связанных активных сред при таком способе связи, построены характеристики режима хаотической синхронизации при изменении управляющих параметров активных сред и коэффициента связи, проанализирована динамика установления режима хаотической синхронизации вдоль пространства взаимодействия неавтономной активной среды.

В представленном докладе исследуется система однонаправлено связанных ЛОВ с поперечным полем при распределенном вводе внешнего сигнала в неавтономную систему.

Рассматривается следующая схема распределенного ввода сигнала, предложенная в работах [7, 8] для синхронизации регулярных режимов

колебаний гиро–ЛВВ. В качестве ведущей системы рассматривается ЛОВ с поперечным полем, динамику которой определяет один безразмерный параметр A_m (безразмерная длина системы), находящаяся в режиме хаотической генерации. В качестве ведомой неавтономной системы рассматривается ЛОВ, в которой в качестве электродинамической системы используются связанные линии передачи. Через одну из линий передачи пропускается электронный пучок, который взаимодействует в ней с обратной электромагнитной волной. На вторую линию передачи без пучка подается внешний сигнал от ведущей ЛОВ, который далее распространяется вдоль пространства взаимодействия ведомой лампы, воздействуя на процессы взаимодействия пучка с полем обратной волны.

Ведомая система характеризуется двумя управляющими параметрами: A_{sl} – безразмерная длина системы и α – коэффициент связи между линиями передачи. Случай $\alpha = 0$ соответствует классической ЛОВ с поперечным полем без связи между электродинамическими системами. Особенностью автономной динамики ЛОВ со связанными электродинамическими системами является увеличение порога возникновения развитых хаотических автоколебаний при увеличении связи между линиями передачи. При исследовании синхронизации управляющие параметры выбирались таким образом, чтобы в ведомой системе реализовывался также режим генерации развитых хаотических колебаний. Величина связи между линиями передачи была выбрана близкой к оптимальному значению, при котором имеет место полная перекачка энергии входного сигнала в линию передач с пучком на полной длине пространства взаимодействия.



Для анализа хаотической синхронизации в распределенной активной среде использовался новый подход к хаотической синхронизации – детектирование синхронизации временных масштабов [9], который основан на введении непрерывного семейства фаз хаотического сигнала с помощью непрерывного вейвлетного преобразования [10].

Исследование показало, что при увеличении амплитуды коэффициента связи ρ между связанными распределенными системами возникает режим

синхронизации временных масштабов на двух диапазонах временных масштабов, соответствующих базовым временным масштабам s_b и s_m (см. подробнее работу [6]). Амплитуда коэффициента связи ρ , необходимая для возникновения синхронизации временных масштабов зависит как от безразмерной длины системы A , так и от коэффициента связи α между линиями передачи.

Для связанных распределенных систем с сосредоточенным способом связи при отсутствии режима хаотической синхронизации в целом пространство взаимодействия ведомой активной среды можно условно разделить на две области – область существования синхронизации временных масштабов, примыкающая к коллекторному концу ведомой ЛОВ и область отсутствия синхронизации. Длина области пространства взаимодействия, в которой наблюдается хаотическая синхронизация, названная длиной синхронизации, в случае сосредоточенной связи исследуемых систем растет с увеличением связи между распределенными системами [6]. В случае распределенной связи систем говорить о длине синхронизации не имеет смысла, т.к. хаотическая синхронизация активной среды при определенном значении параметра связи появляется сразу на всей длине пространства взаимодействия.

Необходимо отметить, что использование распределенного способа ввода сигнала в ведомую среду, по сравнению с «сосредоточенным» вводом сигнала, позволяет снизить уровень мощности сигнала, необходимый для возникновения режима хаотической синхронизации временных масштабов.

Работа выполнена при поддержке гранта CRDF (REC-006) и РФФИ (проекты 05-02-16273 и 05-02-16286). Авторы также благодарят Фонд «Династия» и МЦФФМ за финансовую поддержку.

1. *A. Pikovsky, M. Rosenblum, J. Kurths. Synchronization: a Universal Concept in Nonlinear Sciences. Cambridge University Press, 2001*
2. *L. Kocarev, Z. Tasev, T. Stojanovski, U. Parlitz // Chaos. 1997. V. 7. P. 635.*
3. *А.С. Дмитриев, А.И. Панас. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. М.: Физматлит, 2002*
4. *Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов Лекции по СВЧ электронике для физиков. В 2х томах. М.: Физматлит, 2003, 2004.*
5. *С.П. Кузнецов, А.П. Четвериков // РЭ. 1978. Т. 23. С. 385.*
6. *А.Е. Храмов, А.А. Короновский, Р.В. Попов and I.S. Rempen // Chaos. 2005. V. 15. P. 013705.*
7. *А.Е. Храмов // Изв. РАН. Сер. физическая. 2003. Т. 67. С. 1674.*
8. *Д.И. Трубецков, А.А. Короновский, А.Е. Храмов // Изв. вузов. 2004. Радиофизика. Т. XLVII. С. 343.*
9. *А.Е. Храмов and А.А. Короновский // Chaos. 2004. V. 14. P. 603.*
10. *А.А. Короновский, А.Е. Храмов. Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения. М.: Физматлит, 2003.*

СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ХАОТИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ОТОБРАЖЕНИЙ И ПОТОКОВЫХ СИСТЕМ

А.А. Короновский, А.Е. Храмов, А.Е. Храмова

Синхронизация автоколебаний — одно из фундаментальных явлений в естествознании. Синхронизация регулярных периодических автоколебаний достаточно хорошо изучена. В настоящее время классические представления о синхронизации колебаний обобщены и на случай хаотической динамики взаимодействующих систем. В последние годы исследования синхронизации хаоса ведутся в системах с различными типами времени: отображениях и потоках. Различают несколько видов хаотической синхронизации систем с потоковым временем: полная синхронизация, синхронизация с запаздыванием (lag-синхронизация), фазовая синхронизация, обобщенная синхронизация [1]. Под полной синхронизацией понимают совпадение амплитуд колебаний парциальных подсистем в любой момент времени после некоторого переходного процесса. Полная синхронизация возможна лишь в связанных идентичных автоколебательных системах. В слегка расстроенных системах выделяют lag-синхронизацию — когда полностью идентичные хаотические колебания взаимодействующих подсистем следуют друг за другом с некоторым запаздыванием по времени. Наиболее «слабый» тип хаотической синхронизации — фазовая синхронизация — диагностируют по захвату частот или фаз взаимодействующих хаотических осцилляторов. В работе [2] было показано, что подобное введение различных видов хаотической синхронизации является, в некоторой степени, искусственным и может быть заменено рассмотрением одного типа хаотической синхронизации — синхронизации временных масштабов. Тогда фазовая, lag- и полная синхронизация отличаются только долей энергии, приходящейся на синхронные масштабы взаимодействующих систем.

Для систем с дискретным временем (отображений), находящихся в хаотическом режиме, также существует достаточно полная картина возникновения (разрушения) синхронизации. Разрушение полной синхронизации при уменьшении силы связи в отображениях принято толковать с позиций анализа бифуркаций седловых циклов, встроенных в синхронный аттрактор. Следуя [3], можно выделить полную, слабую синхронизацию, а также слабо и сильно асинхронное движение. Под слабой синхронизацией понимаются такие переходные явления, как ридлинг и баблинг, появление которых вызвано бифуркацией прорыва и связанных с ней изменениях бассейна притяжения синхронного аттрактора. Динамика системы до бифуркации прорыва рассматривается как асинхронная. Однако, в ряде работ, например [4], принята несколько иная классификация. Как основной объект исследования рассматриваются однонаправленные связанные системы. Тогда под полной синхронизацией, также как и в [3], понимается динамика связанных подсистем при значениях параметра связи больше критического значения,

соответствующего бифуркации прорыва. Одновременно вводится в рассмотрение «слабая синхронизация», под которой понимается режим обобщенной синхронизации с фрактальной функциональной связью между состояниями ведущей и ведомой систем.

Таким образом, можно утверждать, что в системах с потоковым временем спектр выделяемых типов хаотической синхронизации гораздо шире, чем в отображениях, хотя, как уже упоминалось выше, все различаемые режимы синхронизации имеют единую природу. Тогда, в системах с дискретным временем возможно проведение аналогий с приведенными выше классами хаотической синхронизации потоков.

Целью настоящей работы является задача обобщения различных концепций хаотической синхронизации в отображениях и потоках.

В работе рассмотрено возникновение полной синхронизации в связанных потоковых системах при варьировании силы связи между парциальными подсистемами. В качестве модели выбраны однонаправлено связанные неидентичные системы Ресслера:

$$\begin{aligned}
 \dot{x}_1 &= -\omega_1 y_1 - z_1, \\
 \dot{y}_1 &= \omega_1 x_1 + a y_1, \\
 \dot{z}_1 &= p + z_1(x_1 - c), \\
 \dot{x}_2 &= -\omega_2 y_2 - z_2 + \varepsilon(x_1 - x_2), \\
 \dot{y}_2 &= \omega_2 x_2 + a y_2, \\
 \dot{z}_2 &= p + z_2(x_2 - c),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где ε – параметр связи. Управляющие параметры выбраны в соответствии с [2, 4]. Связанные системы (1) последовательно демонстрируют при различных значениях параметра связи ε , фазовую синхронизацию, обобщенную синхронизацию. При дальнейшем увеличении параметра связи происходит постепенный переход через перемежающуюся лаг-синхронизацию к лаг-синхронизации с дальнейшим уменьшением лага по времени между реализациями взаимодействующих подсистем [4]. При больших параметрах связи в связанных системах (1) наблюдается практически полная синхронизация.

Для выполнения поставленной задачи в системе (1) был выполнен переход от непрерывного времени к дискретному с помощью процедуры сечения Пуанкаре. Такой метод построения отображений дает возможность прямого сопоставления режимов хаотической синхронизации в отображениях и потоках.

В работе показаны результаты фазово-частотного анализа реализаций отображений Пуанкаре. Объяснена структура спектра отображения, получаемого с помощью сечения Пуанкаре из потоковых систем Ресслера (1).

Для наиболее наглядного сравнения синхронизации хаоса в системах с различным типом времени в настоящей работе предлагается новый способ диагностики возникновения синхронизованного состояния в системах с дискретным временем, демонстрирующих хаотическую динамику. Предлагаемый метод основывается на введении количественной характеристики синхронности взаимодействующих систем – относительной

геометрической меры синхронизации. Относительная геометрическая мера вводится с помощью расчета относительной площади синхронного аттрактора, реализующегося в фазовом пространстве связанных систем. При увеличении силы связи между парциальными подсистемами площадь синхронного аттрактора уменьшается, а сам синхронный аттрактор ложится на главную диагональ. При этом вид зависимости геометрической меры синхронизации от силы связи между подсистемами аналогичен соответствующей зависимости энергетической меры синхронности в потоках [2].

В работе также продемонстрированы результаты применения описанных методов исследования хаотической синхронизации, а именно: построение условных ляпуновских показателей, фазово-частотный анализ реализаций систем, а также расчет геометрической меры синхронности, к модельным системам с дискретным временем. В качестве таких моделей выбраны два однонаправлено связанных логистических отображения со слегка различающимися значениями параметра λ :

$$\begin{aligned}x_{n+1} &= \lambda_1 x_n (1 - x_n), \\y_{n+1} &= \lambda_2 y_n (1 - y_n) + k(\lambda_1 x_n (1 - x_n) - \lambda_2 y_n (1 - y_n)),\end{aligned}\quad (2)$$

где k – параметр связи. При $k=0$ наблюдается хаотическая асинхронная динамика связанных систем, при увеличении силы связи наблюдается режим обобщенной синхронизации, т.е. согласно [4] слабой синхронизации, и переход через баблинг к идентичной синхронизации [4]. Результаты исследования дают возможность утверждать, что поведение систем (2) аналогично поведению отображений Пуанкаре, полученных из связанных систем Ресслера (1).

Таким образом, проведенное исследование поведения взаимодействующих систем позволяет выявить единую природу хаотической синхронизации в потоках и отображениях. На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что режим колебаний в связанных отображениях, который традиционно считался несинхронным, соответствует режиму синхронизации временных масштабов (а в ряде случаев фазовой синхронизации) в потоковых системах и может быть диагностирован с помощью относительной геометрической меры синхронизации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда некоммерческих программ «Династия» и Международного центра фундаментальной физики, НОЦ «Нелинейная динамика и биофизика» при СГУ (REC – 006, CRDF), РФФИ 05-02-16273, «Университеты России» (проект УР.01.01.371), Программа поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ-1250.2003.02).

1. В.С. Анищенко и др. Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах. Москва–Ижевск: Институт Компьютерных Исследований, 2003.
2. А.Е. Храмов, А.А. Короновский // Chaos. 2004. V. 14. № 3. P. 603.
3. А. Пиковский, М. Розенблюм, Ю. Куртс. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера, 2003.
4. К. Pyragas // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. № 5. P. 5183.

О ЯВЛЕНИИ ОБОБЩЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ В ОДНОНАПРАВЛЕННО СВЯЗАННЫХ ХАОТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов, И.А. Петров

С развитием теории динамического хаоса было выявлено достаточно большое число различных типов хаотического синхронного поведения связанных динамических систем [1]: фазовая синхронизация, обобщенная синхронизация, лаг синхронизация, перемежающиеся лаг и обобщенная синхронизации, полная синхронизация. Каждый из этих типов синхронной хаотической динамики имеет свои особенности и свои способы диагностики, при этом в научной литературе активно обсуждается вопрос о взаимосвязи этих типов синхронного поведения друг с другом. Разные типы синхронизации связанных хаотических осцилляторов могут рассматриваться как различные виды проявления единых закономерностей, возникающих в связанных нелинейных системах (см., например, [2,3,4]).

Одним из вызывающих большой интерес видов синхронного хаотического поведения является режим обобщенной синхронизации однонаправленно связанных хаотических осцилляторов [5].

В настоящем докладе обсуждается явление обобщенной хаотической синхронизации и с помощью метода вспомогательной системы выявляется универсальный механизм, приводящий к возникновению режимов обобщенной синхронизации в однонаправленно связанных хаотических осцилляторах. В работе также показывается, что два типа поведения нелинейных динамических систем, известных как обобщенная синхронизация и синхронизация, индуцированная шумом, которые считались различными явлениями, представляют собой единый тип синхронного поведения хаотических осцилляторов, и их возникновение обусловлено одними и теми же причинами.

Существование режима обобщенной синхронизации означает, что между состояниями взаимодействующих однонаправленно связанных ведущего и ведомого хаотических осцилляторов (с непрерывным или дискретным временем), существует некоторая функциональная зависимость, которая устанавливается после завершения переходного процесса. При этом, сам вид данной зависимости может быть достаточно сложным, а процедура нахождения его весьма нетривиальна. В зависимости от вида функциональной зависимости, – гладкой или фрактальной, – выделяют соответственно сильную и слабую обобщенную синхронизацию [6]. Следует также отметить, что в качестве взаимодействующих осцилляторов могут выступать две разные динамические системы, в том числе и с различной размерностью фазового пространства.

В литературе предложено несколько методов для диагностирования режима обобщенной синхронизации между хаотическими осцилляторами, такие как метод ближайших соседей или часто используемый метод вспомогательной

системы [5]. Анализ режима обобщенной синхронизации может быть проведен также с помощью вычисления условных ляпуновских экспонент [6]. В этом случае рассчитываются ляпуновские экспоненты для ведомой системы, а так как ее поведение зависит от поведения ведущей системы, то эти ляпуновские экспоненты отличаются от ляпуновских экспонент автономной ведомой системы и называются условными. Критерием существования обобщенной синхронизации в однонаправлено связанных динамических системах является отрицательность старшего условного ляпуновского показателя.

Следует также отметить, что для однонаправленно связанных хаотических осцилляторов режимы полной синхронизации и синхронизации с запаздыванием также являются частными случаями режима обобщенной синхронизации и представляют собой случаи сильной обобщенной синхронизации.

Суть вышеупомянутого метода модифицированной системы, позволяющего объяснить механизм возникновения режима обобщенной синхронизации, заключается в следующем. Как правило, режим обобщенной синхронизации рассматривается для двух идентичных хаотических осцилляторов со слегка различающимися параметрами, связанных однонаправленной диссипативной связью. В этом случае, ведомую систему рассматривать как некоторую модифицированную систему, находящуюся под внешним хаотическим воздействием. Слагаемое, модифицирующее исходную ведомую систему, по сути дела, привносит дополнительную диссипацию.

Понятно, что режим обобщенной синхронизации, возникающий в исходной системе при увеличении параметра связи, может быть рассмотрен в модифицированной системе как следствие двух взаимосвязанных процессов, протекающих одновременно. Первый из этих процессов – увеличение диссипации в модифицированной системе, а второй – возрастание амплитуды внешнего сигнала. Понятно, что оба процесса связаны друг с другом посредством параметра и не могут быть реализованы в ведомой системе независимо друг от друга. Тем не менее, для лучшего понимания механизмов, приводящих к возникновению режима обобщенной синхронизации, имеет смысл рассмотреть оба этих процесса независимо друг от друга.

Для рассматриваемой модифицированной системы величина параметра связи выступает в качестве параметра диссипации. Когда параметр связи равен нулю, поведение модифицированной системы полностью совпадает с поведением ведомой системы в автономном случае. С увеличением параметра диссипации динамика модифицированной системы должна упрощаться. Вследствие этого, модифицированная система должна совершать переход от хаотических колебаний к периодическим, и, может быть (в случае большого значения параметра диссипации), – даже к стационарному состоянию.

Внешний же сигнал в соотношении, наоборот, стремится навязать хаотическую динамику ведущей системы модифицированной системе, и, соответственно, усложнить динамику последней. Понятно, что режим обобщенной синхронизации может существовать только в том случае, если

собственная хаотическая динамика модифицированной системы будет подавлена за счет увеличения диссипации.

Вышеупомянутые результаты проиллюстрированы как численным моделированием связанных хаотических осцилляторов, так и экспериментальным исследованием радиофизических генераторов.

Таким образом, важную роль в установлении режима обобщенной синхронизации в однонаправлено связанных диссипативной связью хаотических осцилляторах играет диссипация. Аналогичные механизмы имеют место и при синхронизации хаотических осцилляторов разных типов, в том числе и связанных недиссипативной связью. В этом случае внешняя сила перемещает изображающую точку в фазовом пространстве ведомой системы в области с сильной диссипацией, в результате чего собственная хаотическая динамика системы оказывается подавленной и возникает режим обобщенной синхронизации.

Выявление особенностей механизмов, приводящих к установлению режима полной синхронизации позволяет также сделать вывод о том, что режимы обобщенной хаотической синхронизации и синхронизации, индуцируемой шумом, хотя традиционно считаются разными явлениями, обусловлены, по сути дела, одной причиной – подавлением собственных хаотических колебаний с помощью дополнительного введения диссипации.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект 05 – 02 – 16273), Программы поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ – 1250.2003.02), а также научно-образовательного центра «Нелинейная динамика и биофизика» при Саратовском госуниверситете им. Н.Г. Чернышевского (грант REC – 006 of U.S. Civilian Research and Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF)). Авторы благодарят также за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия» и Международный центр фундаментальной физики (г. Москва).

1. *А. Пиковский, М. Розенблюм, Ю. Куртс.* Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера, 2003.
2. *А.Е. Храмов, А.А. Короновский* // *Chaos*. 2004. V. 14. № 3. P. 603.
3. *А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов* // *Письма в ЖЭТФ*. 2004. Т. 80. № 1. С. 25.
4. *А.Е. Храмов, А.А. Короновский* // *Europhysics Letters*. 2005. V. 70. № 2. P. 169.
5. *H.D.I. Abarbanel, N.F. Rulkov, M.M. Sushchik* // *Phys. Rev. E*. 1996. V. 53. № 5. P. 4528.
6. *K. Pyragas* // *Phys. Rev. E*. 1996. V. 54. № 5. P. R4508.

СООТНОШЕНИЕ РЕЖИМА ФАЗОВОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ И СИНХРОНИЗАЦИИ ВРЕМЕННЫХ МАСШТАБОВ

А.А. Короновский, М.К. Куровская, А.Е. Храмов

Целью настоящей работы является рассмотрение вопроса о том, как соотносятся режимы фазовой синхронизации хаотических осцилляторов и синхронизации временных масштабов, в частности, исследуются границы возникновения этих режимов на плоскости управляющих параметров «частота ведущего осциллятора – параметр связи».

С развитием теории динамического хаоса было выявлено достаточно большое число различных типов хаотического синхронного поведения связанных динамических систем с потоковым временем, имеющих свои особенности и свои способы диагностики: фазовая синхронизация, обобщенная синхронизация, синхронизация с запаздыванием (лаг-синхронизация) и полная синхронизация. При этом в научной литературе обсуждается взаимосвязь этих типов синхронной динамики друг с другом.

В [1,2] было показано, что все вышеупомянутые типы синхронного поведения могут рассматриваться как частные случаи синхронизации временных масштабов. В частности было отмечено, что если два связанных хаотических осциллятора демонстрируют режим фазовой синхронизации, то режим синхронизации временных масштабов также может быть обнаружен. Обратное же неверно. Типична ситуация, когда системы демонстрируют поведение, характерное для синхронизации временных масштабов, но фазовая синхронизация не наблюдается.

В случае фазовой синхронизации происходит захват фаз хаотических сигналов, в то время как амплитуды этих сигналов остаются несвязанными друг с другом и выглядят хаотическими [3]. Захват фаз влечет за собой совпадение частот сигналов. Характерная частота хаотического сигнала вводится как средняя скорость изменения фазы.

Существуют несколько способов введения фазы, подходящих для систем с простой топологией хаотического аттрактора. Прежде всего, фазу хаотического сигнала можно ввести как угол в полярной системе координат на фазовой плоскости, но при этом все траектории проекции аттрактора должны вращаться вокруг начала координат. Иногда, чтобы получить подходящую для введения фазы проекцию, удобно рассматривать динамику системы на плоскости скоростей. Другим способом определения фазы для хаотической динамической системы является введение в рассмотрение аналитического сигнала, осуществляемое с помощью преобразования Гильберта. Наконец, для определения фазы сигнала может быть использована плоскость сечения Пуанкаре. Однако, все вышеописанные подходы часто приводят к некорректным результатам для систем с плохо определенной фазой.

Для описания режима синхронизации временных масштабов в рассмотрение с помощью непрерывного вейвлетного преобразования с материнской вейвлетной функцией в виде вейвлета Morlet вводятся временные масштабы. Каждый временной масштаб характеризуется мгновенной фазой. Синхронное поведение фаз будет соответствовать случаю синхронизации временных масштабов связанных хаотических систем [1].

В представленной работе вопрос о взаимосвязи фазовой синхронизации и синхронизации временных масштабов рассматривался на примере однонаправлено связанных хаотических осцилляторов Ресслера. Значения управляющих параметров были выбраны такими, что аттракторы взаимодействующих систем являются фазово-когерентными, что позволяет корректно ввести в рассмотрение фазу хаотического сигнала и диагностировать режим фазовой синхронизации.

Были найдены границы возникновения режимов фазовой синхронизации и синхронизации временных масштабов на плоскости управляющих параметров «частота ведущего осциллятора – параметр связи». Область фазовой синхронизации имеет форму языка, «втыкающегося» в точку $(\omega_r, 0)$, ω_r – частота ведомого осциллятора. Следует отметить, что при относительно больших расстройках параметров взаимодействующих осцилляторов режим синхронизации временных масштабов диагностируется при меньших значениях параметра связи, нежели режим фазовой синхронизации. В то же самое время, при малых расстройках границы возникновения обоих типов хаотической синхронизации совпадают друг с другом.

Кроме того, в работе показано, что граница возникновения синхронизации временных масштабов зависит от разрешающей способности материнского вейвлета. Синхронизация временных масштабов возникает, как правило, раньше фазовой синхронизации, либо, если разрешающая способность материнского вейвлета оказывается недостаточной, совпадает с моментом возникновения фазовой синхронизации.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект 05 – 02 – 16273), Программы поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ – 1250.2003.02), а также научно-образовательного центра «Нелинейная динамика и биофизика» при Саратовском госуниверситете им. Н.Г. Чернышевского (грант REC – 006 of U.S. Civilian Research and Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF)). Авторы благодарят также за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия» и Международный центр фундаментальной физики (г. Москва).

1. *A.E. Hramov, A.A. Koronovskii // Chaos. 2004. V. 14. № 3. P. 603.*
2. *A.A. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. № 1. С. 25.*
3. *А. Пиковский, М. Розенблюм, Ю. Куртс. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М.: Техносфера, 2003.*

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБОБЩЕННОЙ ХАОТИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ В
РАСПРЕДЕЛЁННЫХ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМАХ

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

Связанные динамические системы различной природы являются перспективными объектами исследования в нелинейной динамике. Наиболее важным эффектом здесь является синхронизация (в том числе и хаотическая) колебаний. Изучение явления хаотической синхронизации представляет большой теоретический и практический интерес [1]. Это связано с возможностью применения синхронизации для защиты и передачи информации, управления хаосом, оценки параметров динамической системы.

Важным представляется изучение хаотической синхронизации для моделей реальных электронно-плазменных систем, которые находят широкое применение на практике. В данной работе проводится исследование возникновения режимов обобщенной хаотической синхронизации в однонаправленно связанных распределенных пучково-плазменных системах со сверхкритическим током (в моделях диода Пирса в гидродинамическом приближении [2]). В работе [3] для связанных диодов Пирса было показано, что с увеличением связи имеет место переход от асинхронного поведения через синхронизацию временных масштабов к полной синхронизации.

Исследуемая система (диод Пирса) представляет собой две бесконечных плоских параллельных сетки, пронизываемых моноэнергетическим бесконечно широким электронным потоком [2]. Пространство между сетками заполнено нейтрализующим фоном неподвижных ионов с плотностью ρ_i , равной по абсолютной величине невозмущённой плотности заряда в электронном потоке ($\rho_0 = -\rho_i$). Система гидродинамических уравнений, описывающих нелинейные нестационарные процессы в диоде Пирса, состоит из уравнений Пуассона, непрерывности и движения:

$$\frac{\partial^2 \varphi_{d,r}}{\partial x_{d,r}^2} = \alpha_{d,r}^2 (\rho_{d,r} - 1), \quad \frac{\partial \rho_{d,r}}{\partial t} = - \frac{\partial (\rho_{d,r} v_{d,r})}{\partial x_{d,r}}, \quad \frac{\partial v_{d,r}}{\partial t} = -v_{d,r} \frac{\partial v_{d,r}}{\partial x_{d,r}} - \frac{\partial \varphi_{d,r}}{\partial x_{d,r}}.$$

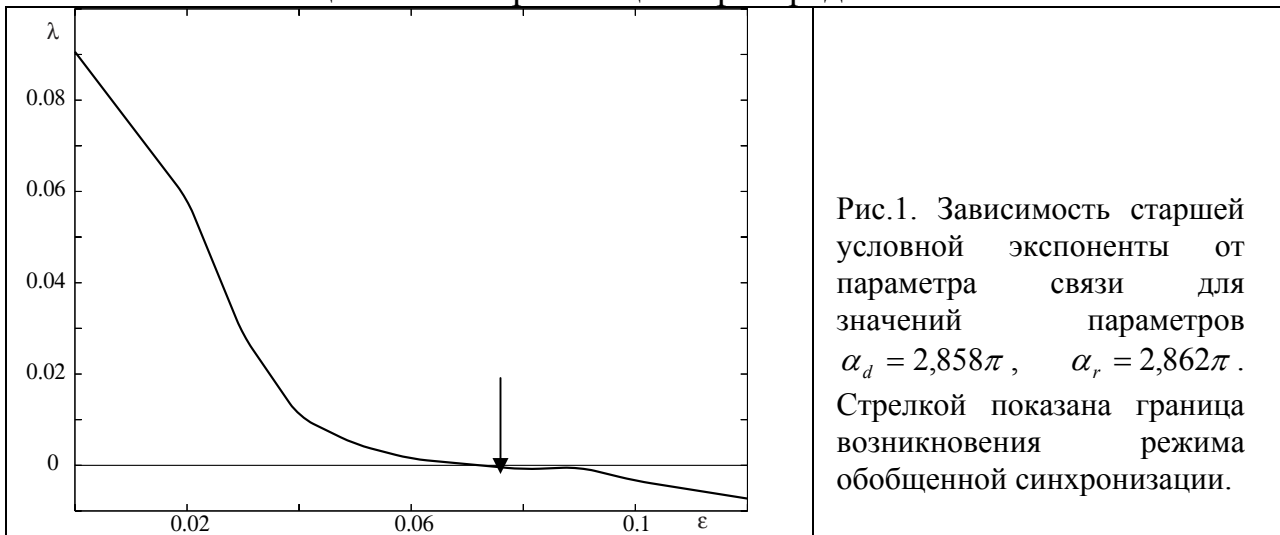
где $\alpha = \omega_p L / v_0$ – невозмущённый угол пролёта по плазменной частоте, величины с индексом d относятся к ведущей системе (т.е. автономной системе, сигнал которой воздействует на вторую подсистему), а величины с индексом r – к ведомой (т.е. системе, на которую воздействует сигнал ведущей). Данные уравнения решаются при следующих граничных и начальных условиях:

$$v_{d,r}(0, t) = 1, \quad \varphi_{d,r}(0, t) = 0, \quad \rho_{d,r}(0, t) = 1, \\ \varphi_d(1, t) = 0, \quad \varphi_r(x = 1, t) = \varepsilon(\rho_d(x = 1, t) - \rho_r(x = 1, t)),$$

где второе условие для потенциала на правой границе системы определяет наличие однонаправленной диффузионной связи.

Под обобщённой синхронизацией понимается режим, при котором существует функциональная зависимость между колебаниями в связанных системах: $Y = F(X)$, где $X \equiv \{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ – вектор состояния ведущей, $Y \equiv \{y_1, y_2, \dots, y_n\}$ – ведомой систем, соответственно [4]. Существуют несколько способов диагностики режима обобщённой синхронизации. Один из них заключается в том, что если связать ведущую систему со вспомогательной системой (Y'), полностью идентичной ведомой системе (отличающейся лишь начальными условиями), то возникновение синхронизации будет означать полное совпадение колебаний в ведомой и вспомогательной системах. Другой способ состоит в вычислении старшей условной ляпуновской экспоненты системы. Условие режима обобщенной синхронизации: $\lambda_1^R < 0$.

В работе проводилось исследование влияния расстройки параметров подсистем (параметров Пирса $\alpha_{d,r}$) и величины связи на порог возникновения хаотической обобщенной синхронизации в распределенных активных системах.



На рисунке 1 приводится характерная зависимость старшей ляпуновской экспоненты от параметра связи, построенная при фиксированных значениях параметров Пирса. Значение параметра связи, при котором показатель экспоненты обращается в ноль, является порогом обобщённой синхронизации для данных значений управляющих параметров. Аналогичные результаты были получены при использовании метода вспомогательной системы.

На рис.2 и 3 показаны зависимости порога возникновения обобщённой синхронизации от величины расстройки связанных систем соответственно для случаев фиксированного параметра ведущей и ведомой систем.

Таким образом, обнаружено установление режима обобщённой синхронизации в системе двух связанных диодов Пирса. С увеличением параметра связи в системе наблюдается переход от асинхронного поведения к режиму обобщённой синхронизации. При фиксированном значении управляющего параметра ведущей системы, порог обобщённой синхронизации снижается с ростом параметра ведомой. Для фиксированного значения управляющего параметра ведомой системы при малых расстройках, порог синхронизации слабо зависит от параметров ведомой системы.

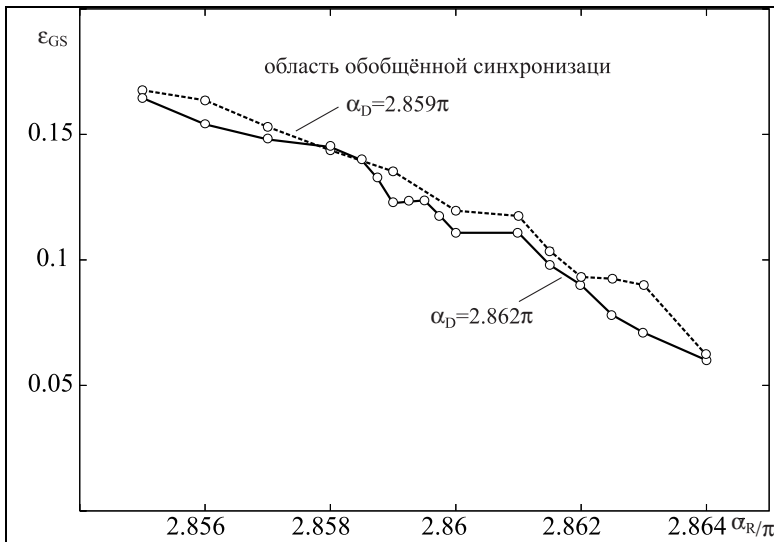


Рис.2. Зависимость порога синхронизации от управляющего параметра ведомой системы при фиксированном значении параметра ведущей системы.

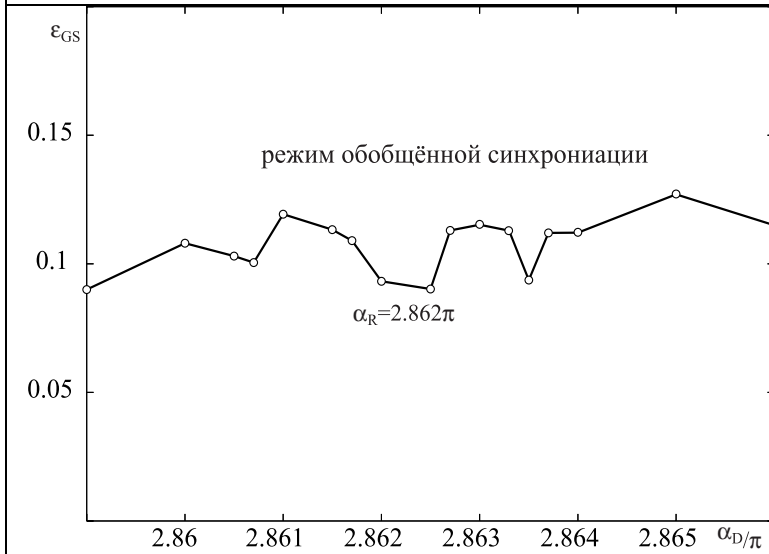


Рис.3. Зависимость порога синхронизации от управляющего параметра ведущей системы при фиксированном значении параметра ведомой системы.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ по программе «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект 333), РФФИ (проекты 05–02–16273 и 05–02–16286), а также грант CRDF (REC – 006). Авторы благодарят также за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия» и МЦЦФМ.

1. А. Пиковский, М. Розенблюм, Ю. Куртс. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М: Техносфера, 2003.
2. В.Г. Анфиногентов, Д.И. Трубецков // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37. С. 2251.
3. П.В. Попов, Р.А. Филатов, А.А. Короновский, А.Е. Храмов // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. № 6. С. 9.
4. N.F. Rulkov, M.M. Sushchik, L.S. Tsimring, H.D.I. Abarbanel // Phys. Rev. E. 1995. V. 51. № 2. P. 980.

К ВОПРОСУ О ПРИМЕНЕНИИ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА К ИССЛЕДОВАНИЮ
ЯВЛЕНИЙ СИНХРОНИЗАЦИИ
В ДИСКРЕТНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

А.А. Короновский, А.В. Стародубов, А.Е. Храмов

Начало 80-х годов прошлого века было ознаменовано появлением нового направления в области обработки данных, получившего названия вейвлет-анализа. Данный термин был введен Гроссманом и Морле (A.Grossmann, J.Morlet) при анализе свойств сейсмических и акустических сигналов [1]. В силу своего междисциплинарного происхождения – концепция вейвлетов может рассматриваться как некий синтез идей, возникших за последние тридцать или сорок лет в технике, физике и математики, а так же, являясь сравнительно простым математическим инструментом, теория вейвлетов обеспечила себе колоссальное развитие и успех у ученых и инженеров самых различных областей науки и знаний. Несмотря на взрывообразный рост интереса к ней за последние десятилетия, теория вейвлетов продолжает развиваться и сейчас. Практически каждый день находят все новые области науки и техники, где теория вейвлетов и ее приложения демонстрируют свою неоспоримую пользу и эффективность. В основном, теория вейвлетов находит применение:

- В цифровой обработке сигналов – сжатие изображений, очистка сигналов от шумов, частотно-временной анализ сигналов, выделение локальных свойств, распознавание и классификация сигналов, медицинские приложения
- В связи – объединение и разделение сигналов, множественный доступ, скрытая связь, совместное кодирование источника и канала связи, выделение сигналов на фоне шумов
- В статистике – выделение тренда, локальных свойств, предсказание временных рядов, их интерполяция, аппроксимация, непараметрическое оценивание случайных процессов

Данный список отражает наиболее яркие и перспективные области, но не абсолютно все, поэтому кратко очертить область применения вейвлетов можно следующим образом: это исследование, анализ и обработка нестационарных (во времени) или неоднородных (в пространстве) сигналов самых различных типов. Таким образом, вейвлет анализ – это современный и перспективный метод обработки данных.

С некоторой степенью условности вейвлет-преобразование можно разделить на непрерывное и дискретное. Непрерывное вейвлет-преобразование [2,3] позволяет получить хотя и весьма избыточное, но наиболее информативное представление об анализируемом сигнале путем сдвигов и масштабирования анализирующей функции, называемой “материнским вейвлетом”. Дискретное вейвлет-преобразование [3,4] вследствие дискретных

параметров масштабирования и сдвигов лишено избыточности, сохраняя при этом высокую точность анализа и в особенности восстановления сигнала после проведения процедур преобразования. Как результат, значительно уменьшается объем обрабатываемых данных, вследствие чего возрастает скорость анализа. К тому же именно для дискретного вейвлет-преобразования возможно применения процедуры, известной под названием быстрого вейвлет-преобразования, использование которой позволяет обрабатывать данные практически в “реальном времени”.

В настоящей работе рассматривается применение вейвлет-анализа (как дискретного, так и непрерывного) к исследованию явления синхронизации в дискретных динамических системах. Такое внимание к синхронизации, в частности хаотической, объясняется тем, что данное явление имеет весьма важное как теоретическое, так и прикладное значение в самых различных областях науки и знаний (физика, биология, химия, радиотехника и т.д.). В работе [5] было показано, что с помощью непрерывного вейвлет-преобразования с базисом в качестве комплексного Морлет-вейвлета различные типы хаотической синхронизации потоковых систем (фазовая, лаг и полная) могут быть рассмотрены с единых позиций – синхронизации временных масштабов. Следует пояснить, что при проведении вейвлетного анализа понятие “временной масштаб”, как правило, используется вместо понятия “частота”, традиционного для Фурье-преобразования. Таким образом, целью данной работы является получение, используя возможности как, в основном, дискретного так и непрерывного вейвлет-преобразования, аналогичных результатов для дискретных динамических систем (отображений).

Для выявления конкретных особенностей и возможностей дискретного вейвлет-преобразования на практике его аппарат был применен для анализа реализаций, порожденных логистическим отображением, являющимся эталонной моделью нелинейной динамики и теории колебаний

$$x_{n+1} = 1 - \lambda x_n^2,$$

где величина λ является управляющим параметром, который определяет режимы колебаний. Стоит отметить, что хотя данная модель и является наиболее простой при численном моделировании на компьютере, в то же самое время она демонстрирует практически весь спектр явлений, присущих большинству как дискретных, так и потоковых динамических систем.

При проведении дискретного вейвлет-преобразования в качестве результата анализа рассматривался вид вейвлет поверхности. Базисом дискретного вейвлет-преобразования был выбран вейвлет Хаара. В результате проведенных численных экспериментов была исследована трансформация вида вейвлет поверхности при переходе от периодического к хаотическому режиму поведения через каскад бифуркаций удвоения периода.

Далее аппарат дискретного вейвлет-преобразования был применен к исследованию явления синхронизации в дискретных динамических системах. В качестве последних были взяты системы идентичных симметрично связанных логистических отображений:

$$x_{n+1} = (1-\varepsilon)[\lambda x_n(1-x_n)] + \varepsilon [\lambda y_n(1-y_n)]$$

$$y_{n+1} = \varepsilon [\lambda x_n(1-x_n)] + (1-\varepsilon) [\lambda y_n(1-y_n)], \text{ где } \lambda=4$$

и отображений типа кривой Ганта:

$$\begin{aligned}x_{n+1} &= (1-\varepsilon)f(x_n) + \varepsilon f(y_n), \\y_{n+1} &= \varepsilon f(x_n) + (1-\varepsilon)f(y_n),\end{aligned}$$

$$\text{где } f(x) = \begin{cases} (1-x)/(1-a) & \text{при } a \leq x \leq 1, \\ x/a & \text{при } 0 \leq x \leq a, \end{cases} \text{ при } a=0.7.$$

При указанных значениях управляющих параметров в выше описанных системах реализуется хаотический режим колебаний.

В результате проведенных численных экспериментов было получено, что использование действительных базисов, к коим относится и вейвлеты Хаара, не позволяет идентифицировать явления хаотической синхронизации за исключением полной синхронизации. Заметим, что под последней понимается режим, при котором каждая из связанных систем меняется во времени хаотически, а состояния систем в любой момент времени одинаковы. Возможным выходом из подобной ситуации является использование в качестве базиса вейвлет-преобразования комплексных, подобно тому, как это было сделано в работе [5], используя непрерывный вейвлетный анализ, дискретных вейвлетов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ по программе «Развитие научного потенциала высшей школы» (направление 3.3, проект 333), Программы поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ – 1250.2003.02) и Программы «Университеты России» (проект УР.01.01.371). Авторы особо выражают благодарность за финансовую поддержку Фонду некоммерческих программ «Династия» и Международному Центру Фундаментальной Физики (г. Москва).

1. *A. Grossman, J. Morlet* // J. Math. Anal. 1984. V. 15. P. 723.
2. *И. Добеши*. Десять лекций по вейвлетам. Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2001.
3. *А.А. Короновский, А.Е. Храмов*. Непрерывный вейвлетный анализ. Саратов: Изд-во ГосУНЦ “Колледж”, 2002.
4. *И.М. Дремин, В.А. Иванов, В.А. Нечитайло* // УФН. 2001. Т. 171. № 5. С. 465.
5. *А.Е. Храмов, А.А. Короновский* // Chaos. 2004. V. 14. № 3. P. 603.

СИНХРОНИЗАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ С
ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ
(ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ)

Ю.А. Калинин, И.С. Ремпен, А.Е. Храмов

Сложная нестационарная динамика электронного пучка с виртуальным катодом продолжает в последние годы оставаться объектом интенсивных исследований [1-5]. Большой интерес к этому вопросу связан с поиском путей управления работой перспективного класса приборов мощной СВЧ электроники, использующих в качестве активной среды электронные потоки с виртуальным катодом (виркаторов). В ряде работ, как теоретических, так и экспериментальных посвященных исследованию данных приборов, проводилось изучение хаотической генерации в виркаторах [2,3], образования сложных пространственно-временных структур в электронном потоке [4] и влияния последних на выходные характеристики СВЧ-излучения [5]. Но детальное исследование сложной пространственно-временной динамики электронного потока, физических процессов, влияющих на параметры генерации СВЧ излучения, имеет ряд трудностей, связанных с диагностикой характеристик используемых интенсивных релятивистских электронных пучков. Однако, при помещении электронного пучка в тормозящее поле, нестационарный виртуальный катод формируется при значительно меньших токах пучка, и в этом случае возможно проведение подробного анализа СВЧ колебаний виртуального катода.

Данная работа посвящена численному и экспериментальному изучению синхронизации колебаний в электронном потоке с виртуальным катодом в тормозящем электрическом поле. В качестве объекта исследования используется диодная схема, в которой электронный пучок, формируемый электронно-оптической системой, инжектируется в диодный промежуток, ограниченный двумя сеточными электродами. Напряжение на первой сетке равно ускоряющему напряжению V_0 , а на вторую сетку подается отрицательный по отношению к первой потенциал V_2 . При превышении критического значения тормозящего поля в электронном потоке происходит образование виртуального катода, от которого часть электронов отражается обратно к первой сетке.

На первую сетку подается управляющий гармонический сигнал, амплитуда которого намного меньше значения постоянного потенциала сетки.

При численном моделировании динамики такой системы была использована одномерная модель, в которой электронный пучок представлялся в виде совокупности крупных частиц (заряженных листов), инжектируемых в пространство взаимодействия. Для каждого листа решались нерелятивистские уравнения движения:

$$\frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} = -E(x_i), \quad (1)$$

где x_i – координата i -го листа, E – напряженность поля.

Потенциал поля описывался с помощью уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \alpha^2 \rho(x), \quad (2)$$

где $\alpha = \omega_p L / v_0$ – параметр Пирса, ρ – плотность пространственного заряда электронного потока, L – расстояние между сетками, v_0 – невозмущенная скорость электронного потока. Эти уравнения дополняются следующими граничными условиями:

$$\begin{aligned} v(0, t) &= v_0(1 + A \sin(\omega t)), \\ \varphi(0, t) &= \varphi_0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\varphi(1, t) = \varphi_0 - \Delta\varphi_2 = \varphi_0 - \Delta\varphi_2(1 + A \sin(\omega t)),$$

которые учитывают как предварительную модуляцию электронов по скорости, так и изменение тормозящей разности потенциалов между сетками.

Было показано, что характерная частота колебаний виртуального катода в автономном режиме (основная частота в спектре выходного сигнала) почти линейно зависит от величины тормозящей разности потенциалов.

На рис. 1 приведена карта режимов в параметрах «амплитуда внешнего управляющего сигнала – тормозящее поле» при значении параметра Пирса $\alpha=0.9$ и частоте внешнего сигнала $f_{\text{ext}}=0.72$. Система демонстрирует различные сложные режимы колебаний: автомодуляционный (AM), режим «квазисинхронизации» (QS), в спектре выходного сигнала которого на фоне небольшого шумового пьедестала наблюдается выдающаяся частота, соответствующая управляющему сигналу. При приближении частоты внешнего сигнала к собственной частоте, соответствующей определенному значению тормозящего потенциала, в на карте режимов можно видеть клювы, соответствующие синхронизации колебаний виртуального катода, которые расширяются по мере роста амплитуды управляющего сигнала.

В работе были исследованы физические процессы, протекающие в электронном потоке в диодном промежутке, и определяющие динамику системы. Для анализа состояния электронного потока в области виртуального катода была использована такая характеристика как распределение по скоростям электронов, прошедших через область виртуального катода ко второй сетке. Было проведено рассмотрение распределения по скоростям для различных значений тормозящего потенциала и амплитуды управляющего сигнала. Было показано, что с ростом тормозящего поля в диодном промежутке в автономном режиме и для малых значений амплитуды управляющего сигнала, средняя скорость электронов, прошедших виртуальный катод, уменьшается, а разброс скоростей увеличивается. Спектр скоростей становится более изрезанным, что связано с усложнением электронных структур в потоке. Однако, с увеличением амплитуды сигнала, когда в системе наблюдается

режим синхронизации, средняя скорость электронов начинает возрастать, в то время как разброс скоростей уменьшается. При сравнении аналогичных экспериментальных характеристик, полученных с помощью ВЧ зонда, с рассчитанными при численном моделировании наблюдалось хорошее качественное соответствие.

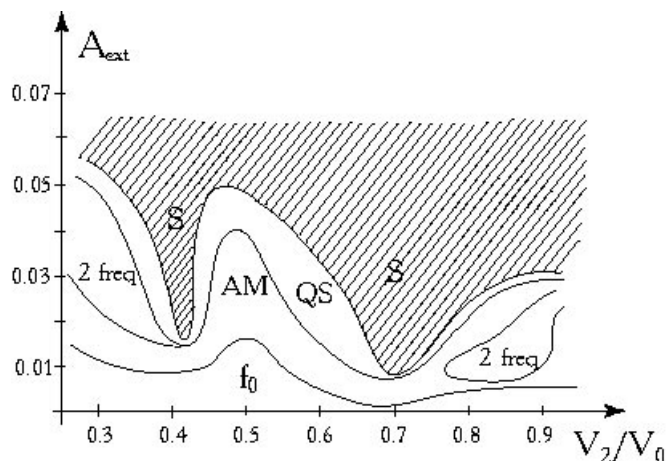


Рис. 1. Карта режимов колебаний виртуального катода в диодном промежутке в параметрах «амплитуда внешнего сигнала – тормозящее поле» (численное моделирование).

Таким образом, в работе было показано, что в пролетном промежутке с тормозящим потенциалом наблюдаются сложные колебания, связанные с образованием виртуального катода, при токах, значительно меньших предельного вакуумного тока. С помощью модуляции напряжения на первой сетке управляющим ВЧ сигналом с малой амплитудой возможно управление режимами колебаний виртуального катода в широких пределах.

Работа поддержана грантом CRDF (грант REC-006), РФФИ (гранты 05-02-16286, 05-02-16273) и программой «Университеты России – Фундаментальные исследования» (проект УР.01.01.371).

1. R.A. Mahaffey, P.A. Sprangle, J. Golden, C.A. Kapetanacos // Phys.Rev.Lett. 1977. V. 39. № 13. P. 843.
2. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков, Т.1. М.: Наука. Физматлит, 2003.
3. А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 6. С. 575.
4. А.П. Привезенцев, Г.П. Фоменко // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2. № 5. С. 56.
5. В.Г. Анфиногентов // Изв.вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. № 5. С. 69.

АДАПТИВНАЯ ПО ПОЛЯРИЗАЦИИ СЕТЬ КОРОТКОВОЛНОВОЙ
ИОНОСФЕРНОЙ РАДИОСВЯЗИ С СЕЛЕКТИВНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Ю.В. Березин, И.С. Вылегжанин, М.А. Якушева

Верхние слои атмосферы Земли, расположенные на высотах более 50 км, ионизируются излучением Солнца – появляются свободные электроны и положительные ионы.

Электромагнитные волны декаметрового диапазона («короткие» радиоволны) отражаются от ионосферы. Таким образом, создается ионосферный канал связи (ИКС), который широко используется для различных целей, связанных с передачей информации.

Ионосфера представляет собой анизотропную среду, поэтому даже в случае односкачкового ИКС в пункт приема приходит не одна волна, а минимум две. Наличие в точке приема этих двух волн является принципиальным. Физические особенности отражения радиоволн от ионосферы таковы, что возникает различие в доплеровском смещении частотных спектров двух характеристических волн (ХВ). Это приводит к интерференционным замираниям огибающей двухлучевого сигнала на приемном пункте ИКС и, как следствие, к резкому снижению качества передачи информации.

Ионосферный канал связи обладает несколькими несомненными преимуществами. Это готовый (уже существующий) канал связи, не требующий материальных затрат на свою поддержку. С помощью ИКС возможно создание глобальных, государственных и региональных сетей КВ-радиосвязи. В то же время ИКС обладает недостатками, главным из которых является его многолучевость, которая приводит к относительно низкой помехоустойчивости и скорости передачи информации.

Однолучевой канал связи обладает максимальной помехоустойчивостью и скоростью передачи информации при прочих равных условиях. Для его создания на односкачковой ионосферной линии связи можно воспользоваться методом селективного возбуждения ХВ (СВХВ) в ионосфере, основная идея которого заключается в том, чтобы облучать ионосферу волной с такой поляризацией, при которой в ионосфере возбудится только одна ХВ [1]. Это возможно в случае облучения ионосферы волной, поляризация которой совпадает с поляризацией одной из двух ХВ на входе в ионосферу. Для ее определения на радиолинии проводится экспериментальная процедура поляризационной диагностики ИКС, при которой определяются два значения коэффициента поляризации (фазора) для излучаемой волны. При излучении на передающем конце радиолинии волны с поляризацией, соответствующей одному из этих фазоров, на данной ионосферной радиотрассе будет возбуждена только одна ХВ, распространяющаяся между пунктами передачи и приема по единственной траектории. Таким образом, будет создана однолучевая линия радиосвязи, которая обеспечивает наилучшее качество передачи информации в данных физических условиях [2].

Метод СВХВ позволяет создать однолучевой канал связи на ионосферной радиотрассе (вертикальной или наклонной) в пределах односкачкового распространения радиоволны [3]. При этом на поверхности Земли наименьшее отношение мощности невозбуждаемой ХВ к возбуждаемой достигается в точке, в которой принимаются электромагнитные волны, излучаемые в ходе поляризационной диагностики. Этот пункт однолучевого канала связи назовем точкой оптимального приема сигнала ОПС.

При удалении от точки ОПС на приемном конце радиолинии будет увеличиваться отношение мощности невозбуждаемой ХВ к возбуждаемой. В некоторой области вокруг точки оптимального приема мощность одной из волн будет меньше другой. Определим границу этой области как линию, на которой отношение мощностей двух ХВ принимает некоторое фиксированное заданное значение Q . Такую область назовем зоной обслуживания сети КВ-радиосвязи (ЗОС).

Базовые станции (БС) сети КВ-радиосвязи предлагается располагать в точке ОПС для возможности использования аппаратуры БС как для передачи информации абонентами сети, так и для настройки (определения рабочих частот, фазора оптимальной поляризации) сети.

Для построения сети декаметровая радиосвязи также необходимо объединять отдельные зоны обслуживания на поверхности Земли в единую систему. Чтобы выполнить это объединение, требуется определить конфигурацию и площадь этих зон и решить задачу оптимальной аппроксимации этих зон простыми геометрическими фигурами. При использовании в качестве аппроксимирующей фигуры равностороннего шестиугольника с диаметром в несколько сотен километров, было показано, что возможна аппроксимация ЗОС такими фигурами с максимальным использованием площади первоначальной зоны.

Поскольку на рассматриваемых дальностях (~ 500 км) в точку приема кроме ионосферных волн приходит приземная волна, то в зависимости от рельефа местности, она значительно усложняет интерференционную картину в точке приема. Поэтому борьба с приземной волной является немаловажной задачей. Приземная волна может быть подавлена с помощью адаптивных пространственно-поляризационных фильтров в точке приема, позволяющих подавлять волны, идущие с определенного направления путем подбора весовых коэффициентов на элементах приемной антенны. Также приземную волну можно подавлять путем формирования ДН базовой станции, концентрирующей мощность излучения в заданном телесном угле. Формирование такой ДН позволяет использовать более 85 % мощности передатчика на облучение ЗОС. При этом приземная волна подавляется более чем на 20 дБ.

Цель работы: обосновать возможность создания адаптивной по поляризации сети КВ-радиосвязи, а также разработать алгоритмы функционирования такой сети.

В качестве физического обоснования возможности создания сети КВ-радиосвязи в работе приведены результаты:

- численных экспериментов по определению площади и конфигурации зон обслуживания сети КВ-радиосвязи;
- ДН антенной системы БС для подавления приземной волны;
- ДН триортогонального фильтра для подавления приземной волны в пункте приема;
- оценки пропускной способности ионосферной линии связи внутри зоны обслуживания при подавлении приземной волны;
- оценки вероятности ошибки при передаче информации по ионосферной линии связи внутри зоны обслуживания сети при подавлении приземной волны;
- аппроксимации зон обслуживания правильными шестиугольниками.

Предложена схема объединения зон в единую сеть;

В работе также описаны этапы работы предлагаемой сети.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. Применение метода СВХВ в ионосферном канале связи позволяет создать зоны обслуживания сети КВ-радиосвязи с площадью порядка сотен тысяч квадратных километров, с вероятностью ошибки передачи информации в них $P_{err} \sim 10^{-3}$.

2. Конфигурация сети КВ-радиосвязи зависит от геомагнитной широты передатчиков, типа возбуждаемой в ионосфере характеристической волны и рабочего слоя ионосферы.

3. Зоны обслуживания, образующиеся при вертикальном падении волны на ионосферу, позволяют организовать сети коротковолновой радиосвязи с однолучевым распространением волн, обеспечивающим высокое качество передачи информации (помехоустойчивость $P_{err} \sim 10^{-3}$ и пропускная способность $c \approx 20$ кбит/с) для сигнала с полосой 10 кГц и ОСШ = 4 (при аналогичных параметрах сигнала современные средства декаметрового радиосвязи обеспечивают пропускную способность ионосферных линий связи порядка 3 кбит/с).

Результаты выполненных исследований позволяют сделать следующий вывод: при использовании метода СВХВ в ионосфере возможно построение адаптивной по поляризации сети КВ-радиосвязи, обладающей наилучшим (близким к потенциально достижимому) качеством связи.

1. Ю.В. Березин, В.В. Балинов, Д.Е. Рыжов. Способ возбуждения характеристических электромагнитных волн в ионосфере. Патент РФ № 2002276.
2. В.В. Балинов, Ю.В. Березин, С.Е. Полищук, Д.Е. Рыжов // Изв. РАН сер. физ. 1997. № 12.
3. Л.Н. Арефьева, В.В. Балинов, Ю.В. Березин, С.Е. Полищук // Радиотехника. 2000. № 1.

АДАПТИВНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА ПРИ ПРИЁМЕ ЧАСТИЧНО РАССЕЯННЫХ И ЧАСТИЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПОЛЕЙ

В.В. Балинов, В.В. Гребенюков, Н.В. Потапова

В настоящее время при решении проблемы качества передачи информации всё большее применение находят адаптивные антенные решётки (ААР). Современные технологии позволяют создавать полностью функциональные ААР компактных размеров, что даёт возможность устанавливать их уже сегодня в мобильные терминалы сотовой связи [1]. Малые мощности таких терминалов делают возможным использование ААР с цифровым формированием диаграммы направленности. При таком подходе не требуются изготовленные “в железе” фазовращатели и аттенюаторы, что благоприятным образом сказывается на габаритах конечной системы. Растущую популярность ААР обеспечивает их высокая эффективность, обеспечивающая выигрыш в отношении сигнал – помеха плюс шум порядка 30 дБ [2]. Однако, в большинстве практических и теоретических работ рассматриваются пространственно-временная адаптивная обработка сигналов и не учитывается поляризация принимаемых полей.

Существует ещё одна область возможного применения ААР – это спутниковые системы связи, в частности, геостационарные спутники. Сигналы при этом распространяются в космическом канале связи, который является открытым. Основной особенностью такого канала является его большая протяжённость и связанное с ней сильное затухание амплитуды передаваемых сигналов. В настоящее время на спутниках применяются многоэлементные антенны – фазированные антенные решётки. Их эффективность определяется высоким уровнем усиления принимаемых сигналов и сложностью кодирования данных. Без активной борьбы с помехами увеличение скорости передачи информации становится проблематичным, поэтому в перспективных системах связи предлагается использование ААР. В данной работе рассматривается ААР, чувствительная к поляризации принимаемых полей сигнала и помех. Однако в процессе распространения в космическом канале связи происходит не только затухание сигнала, но и его рассеяние и деполяризация, что приводит к ухудшению качества работы ААР.

Основными причинами ухудшения качества приёма сигнала в открытых каналах связи помимо помех являются шумы и рассеяние полезного сигнала. Для пространственно-поляризационных ААР появляется ещё одна причина – изменение поляризации и деполяризация сигнала, которая в точке приёма может оказываться отличной от расчетной, что приведёт к проникновению части мощности полезного сигнала в опорный канал ААР – так называемое просачивание.

В данной работе исследована эффективность работы пространственно-поляризационной ААР при приёме частично рассеянных и частично

поляризованных радиоволн с учётом проникновения полезного сигнала в опорный канал.

Можно выделить три основные причины просачивания – это аппаратурные погрешности, изменение поляризации полезного сигнала в процессе распространения и деполяризация. Первым двум причинам была посвящена работа [3]. Данная работа является её логическим продолжением, вводя более близкую к действительности модель электромагнитного поля. Следствием выбранной модели поля является отсутствие корреляции между деполяризованными компонентами, прошедшими через опорную и сигнальную подрешётки.

Исследуем эффективность работы ААР при подавлении двух помех. Зенитные и азимутальные углы прихода первой помехи и полезного сигнала совпадают, а зенитный угол прихода второй помехи отличается на 1° . Поляризация волн задаётся отношением малой и большой полуосей эллипса поляризации (r), и углом поворота большой оси поляризационного эллипса относительно выбранной системы координат (γ). При математическом моделировании предполагалось, что $\gamma = 0^\circ$ для всех рассматриваемых радиоволн. Поляризация сигнала правая круговая: $r_c = 1$, поляризация первой помехи эллиптическая, поляризация второй помехи ортогональна поляризации полезного сигнала: $r_{n2} = -1$. Степень рассеяния полезного сигнала и помех $\beta^2 = 10$. Мощность сигнала равна суммарной мощности помех, мощность шума на два порядка ниже.

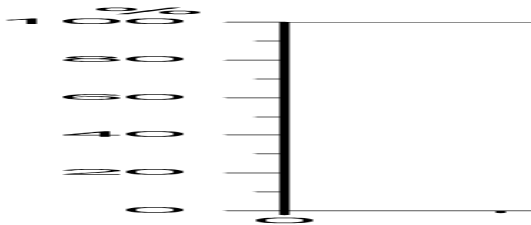


Рис. 1. $q_c = 0.92$.

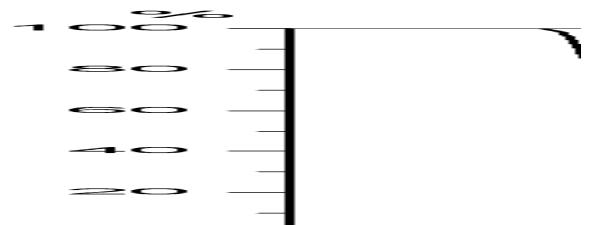


Рис. 2. $q_n = 0.92$.

На рис. 1 показаны интегральные функции распределения выигрыша в отношении сигнал / помеха + шум (μ) в случае частично поляризованного сигнала (степень поляризации $q_c = 0.92$) при 4% просачивании. При $r_{n1} = 0.5$ мощность помехи в опорной подрешётке становится сравнима с мощностью деполяризованной компоненты полезного сигнала, и гораздо меньше мощности помехи в сигнальной подрешётке из-за большого усиления в ней. Это приводит к усилению деполяризованной и ни с чем некоррелированной компоненты сигнала в опорной подрешётке, и, как следствие, уменьшению μ . При приближении поляризации первой помехи к поляризации, ортогональной поляризации полезного сигнала, отношение мощностей помехи в опорной и сигнальной подрешётках увеличивается, модули элементов вектора весовых коэффициентов уменьшаются, и μ достигает 30 дБ, когда поляризация помехи ортогональна поляризации полезного сигнала. По сравнению со случаем

полностью поляризованного сигнала, снижение эффективности работы ААР составляет приблизительно 5 дБ.

Если помеха является частично поляризованной, то её наличие в сигнальной подрешётке становится неизбежным, независимо от значения поляризации полностью поляризованной компоненты. Это естественным образом ограничивает максимальную эффективность работы ААР, так как составляющие деполяризованной компоненты помехи в опорной и сигнальной подрешётках некоррелированы между собой, и, следовательно, не могут быть подавлены никаким подбором весов опорной подрешётки. В случае $q_n = 0.92$ (рис. 2), максимальная эффективность составляет 15 дБ, минимальная – 4 дБ. Снижение эффективности по сравнению со случаем полностью поляризованной помехи составляет 7 – 15 дБ.

Следует заметить, что работа рассматриваемой пространственно-поляризационной ААР исследовалась в крайне сложном для неё режиме, когда полезный сигнал и помехи фактически приходят с одного направления. Такой режим был выбран для наглядной демонстрации преимуществ, которые даёт пространственно-поляризационная обработка принимаемых полей. Так как полученный выигрыш в ОСПШ достигается в результате исключительно полевой обработки сигналов, то для оценки эффективности реальной системы к нему следует прибавить выигрыш в ОСПШ, получаемый при использовании избыточного кодирования сигнала, применяемого в современных спутниковых системах. Выигрыш в ОСПШ, получаемый при полевой обработке сигналов может быть использован как для повышенной помехоустойчивости, так и для уменьшения длин кодовых последовательностей и, как следствие, увеличения скорости передачи данных.

Таким образом, была проверена и подтверждена достаточная устойчивость работы пространственно-поляризационной ААР к влиянию деполяризации принимаемых электромагнитных полей.

1. В. Слюсар // Электроника: Наука, технология, бизнес. 2004. № 2. С. 62.
2. Эксперименты по адаптивному формированию провалов в диаграмме направленности антенны посредством использования генетического алгоритма. Радиоэлектроника за рубежом. 2000. № 2. С. 3.
3. В.В. Гребенюков, Н.В. Потапова // Труды IX Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах», Звенигород, Московская область, 24-29 мая 2004. Секция 6 «Дальнее распространение волн, локация и телекоммуникации». С. 3.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
В ГОРЯЧЕЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ СПИНА
ЭЛЕКТРОНОВ

Д.В. Вагин, Н.Е. Ким, П.А. Поляков, А.Е. Русаков

При теоретическом исследовании классических плазменных систем обычно пренебрегают влиянием спиновой переменной частиц и соответствующего этому спину собственного магнитного момента. Такое пренебрежение оправдывается слишком малой величиной добавки к силе Лоренца за счет пондеромоторной силы, связанной с собственным магнитным моментом электронов, находящихся во внешнем магнитном поле [1]. Такое пренебрежение действительно оправдано для многих плазменных систем с характерными лабораторными параметрами. Однако, с помощью современных мощных фемтосекундных лазерных установок можно получать уникальные плазменные среды с высокой плотностью электронов (порядка плотности твердого тела) при взаимодействии такого лазерного излучения с веществом. В этом случае средний собственный магнитный момент электронов (намагниченность плазмы) может достигать таких же значений, что и в ферромагнитных материалах и, следовательно, влиять на электродинамические коллективные плазменные явления.

Целью данной работы является анализ влияния собственного магнитного момента электронов на коллективные свойства таких плазменных систем в рамках кинетической теории Власова.

Вообще говоря, динамику собственного магнитного момента электронов нельзя описать в рамках классической механики, так как это существенно квантовый объект, однако, при выполнении определенных условий среднее значение магнитного момента приближенно удовлетворяет уравнению, совпадающему с уравнением классической прецессии [2]. Мы ограничимся для нерелятивистской теории именно этим приближением:

$$\frac{d}{dt} \vec{\zeta} = [\vec{\Omega} \vec{\zeta}], \quad (1)$$

где $\vec{\Omega} = -\frac{e\vec{H}}{mc}$, $\vec{\zeta} = \langle \vec{S} \rangle = \left\langle \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma} \right\rangle$ — среднее значение оператора спина по состоянию квазиклассического волнового пакета, движущегося по классической траектории.

Вместо среднего значения оператора спина удобно использовать намагниченность плазмы $\vec{I} = \mu n_e \vec{\zeta}$. Соответственно, вместо уравнения (1) будет использоваться следующее уравнение:

$$\frac{\partial \vec{I}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{I} + \vec{I} \operatorname{div} \vec{v} = [\vec{\Omega} \vec{I}]. \quad (2)$$

Изменение среднего значения спина и соответствующего ему среднего значения магнитного момента единицы объема вещества приводит к возникновению так называемого спинового тока [1]

$$\vec{j}_s = c \operatorname{rot} \vec{I}, \quad (3)$$

соответствующий член появится и в уравнениях Максвелла для среды:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{E} = 4\pi\rho, \quad (4)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (\vec{j} + \vec{j}_s), \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (5)$$

Кроме того, наличие спина приводит к возникновению пондеромоторной силы, действующей на электроны, которая учитывается в усредненном виде в уравнении Власова:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \left(-\frac{e}{m} \vec{E} - \frac{e}{mc} [\vec{v} \times \vec{B}] + \frac{1}{mn_0} \nabla(\vec{I}_0 \vec{B}) \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0. \quad (6)$$

Линеаризуя перечисленные соотношения и считая, что невозмущенная функция распределения является максвелловской, можно получить следующие выражения для компонент тензора диэлектрической проницаемости при $\theta \ll \frac{m\omega^2}{2k_z^2}$ для волн, распространяющихся параллельно внешнему магнитному полю:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \Omega^2} \left(1 + \frac{(\omega^2 + 3\Omega^2) k_z^2 \theta}{(\omega^2 - \Omega^2)^2 m} + \frac{\Omega_\mu \Omega k_z^2 c^2}{\omega_p^2 \omega^2} \right) + \\ + i\pi \frac{\omega_p^2}{2k_z \omega} \sqrt{\frac{m}{2\pi\theta}} \left(\exp\left(-\frac{m(\omega + \Omega)^2}{2\theta k_z^2}\right) + \exp\left(-\frac{m(\omega - \Omega)^2}{2\theta k_z^2}\right) \right), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = i \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \Omega^2} \frac{\Omega}{\omega} \left(1 + \frac{3\omega^2 + \Omega^2}{(\omega^2 - \Omega^2)^2} \frac{\theta}{m} k_z^2 - \frac{k_z^2 c^2 \Omega_\mu}{\omega_p^2 \Omega} \right) - \\ - \frac{\pi\omega_p^2}{2k_z \omega} \sqrt{\frac{m}{2\pi\theta}} \left[\exp\left(-\frac{m(\omega + \Omega)^2}{2\theta k_z^2}\right) - \exp\left(-\frac{m(\omega - \Omega)^2}{2\theta k_z^2}\right) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} = 0, \quad (9)$$

$$\varepsilon_{zz} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{3k_z^2 \theta}{\omega^2 m} \right) + \frac{i\pi\omega_p^2 \omega m}{k_z^3 \theta} \sqrt{\frac{m}{2\pi\theta}} \exp\left(-\frac{m\omega^2}{2\theta k_z^2}\right), \quad (10)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m}$ — плазменная частота, $\Omega = eB_0 / mc$ — циклотронная частота, $\Omega_\mu = 4\pi e I_0 / mc$ — характерная частота, обусловленная собственными магнитными моментами электронов.

Подставляя эти выражения в дисперсионное уравнение

$$\left(\varepsilon_{xx} - \frac{k_z^2 c^2}{\omega^2} \right)^2 + \varepsilon_{xy}^2 = 0, \quad (11)$$

получаем следующее выражение для квадрата показателя преломления:

$$N^2 = \frac{\omega^2 - \Omega^2 - \frac{\omega_p^2(\omega \pm \Omega)}{\omega} + i\pi \frac{\omega_p^2(\omega^2 - \Omega^2)}{\omega k_z} \sqrt{\frac{m}{2\pi\theta}} \exp\left(-\frac{m(\omega \mp \Omega)^2}{2\theta k_z^2}\right)}{\left(\omega \pm \Omega + \Omega_\mu - \frac{\omega_p^2\omega(\omega \pm \Omega)}{(\omega \mp \Omega)^3} \frac{\theta}{mc^2}\right)(\omega \mp \Omega)}. \quad (12)$$

Аналогичное выражение без температурных поправок было получено в работах [3, 4] на основе гидродинамического подхода.

Знаменатель полученного выражения равен нулю не только при $\omega = \Omega$, но и при выполнении следующего равенства:

$$\omega = \Omega - \Omega_\mu + \frac{\omega_p^2\omega(\omega - \Omega)}{(\omega + \Omega)^3} \frac{\theta}{mc^2}. \quad (13)$$

При $\Omega_\mu \ll \Omega$ и $\frac{\theta}{mc^2} \ll 1$ можно считать, что $\omega \approx \Omega$, и, следовательно, последний член приведенного выражения приближенно равен $\frac{\omega_p^2\Omega_\mu}{8\Omega^2} \frac{\theta}{mc^2}$, то есть

$$\omega = \Omega - \Omega_\mu \left(1 - \frac{\omega_p^2}{8\Omega^2} \frac{\theta}{mc^2}\right). \quad (14)$$

Таким образом, учет спина приводит к возникновению новой дисперсионной ветви в окрестности циклотронной частоты. Отметим, что температура несущественно изменяет форму этой ветви, а затухание в рассматриваемой области оказывается малым. Указанная ветвь располагается в очень узком интервале частот $\Omega - \Omega_\mu \div \Omega$ (который с учетом температуры становится еще более узким), однако в плотной плазме этот интервал может оказаться достаточным для возникновения качественно новых явлений в этой резонансной области.

1. *И.Е. Тамм*. Основы теории электричества. М.: Физматлит, 2003.
2. *И.М. Тернов*. Введение в физику спина релятивистских частиц. М.: Изд-во Московского ун-та, 1997.
3. *Л.С. Кузьменков, Д.Э. Харабадзе* // Известия вузов. Физика. 2004. №4. С. 87.
4. *Н.Е. Ким, П.А. Поляков* // Международная конференция МСС-04 "Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность" (23-25 ноября 2004 г., Москва). Сборник трудов. М.: РОХОС, 2004. С. 61.

ДЕМОДУЛЯЦИЯ ФАЗОМОДУЛИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ
ОДНОСЛОЙНЫМИ ТОНКИМИ ПЛЁНКАМИ

Ю.А. Бобровников, П.Н. Горохов, А.В. Козарь, И.В. Кормачев

Рассмотрим случай нормального падения фазомодулированного импульса на однослойную пленку с показателем преломления n , нанесенную на подложку с показателем преломления n_s , показатель преломления внешней среды будем считать равным 1. Падающий импульс на границе раздела внешняя среда - плёнка записывается в виде

$$U_0(t) = A(t) \exp(i\omega_0 t + i\varphi(t)), \quad (1)$$

где $A(t)$, ω_0 , $\varphi(t)$ - амплитуда, несущая частота и фаза падающего сигнала соответственно.

Сигнал, отраженный от тонкослойной структуры, представляется в виде

$$E_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega) r(\omega) \exp(i\omega t) d\omega, \quad (2)$$

где $f(\omega)$ - фурье-спектр падающего импульса

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \exp(i\omega_0 t + i\varphi(t)) \exp(-i\omega t) dt, \quad (3)$$

$r(\omega)$ - коэффициент отражения от однослойной пленки, представимый в виде

$$r = \frac{r_0 + r_1 \exp(-2i\varphi_0)}{1 + r_0 r_1 \exp(-2i\varphi_0)}, \quad (4)$$

где r_0 , r_1 - френелевские коэффициенты отражения от границ раздела внешняя среда – пленка и пленка – подложка соответственно, $2\varphi_0 = \omega_0 \Delta t$ и $\Delta t = 2nd/c$ - фазовая толщина пленки и время пробега волной удвоенной толщины пленки соответственно, d – толщина плёнки.

Будем предполагать, что ширина спектра падающего импульса значительно меньше несущей частоты и дисперсией материалов можно пренебречь.

Подставляя выражения (4), (3) в формулу (2) в приближении медленно меняющейся амплитуды, получим следующее выражение для комплексной амплитуды отраженного сигнала

$$E_0(t) = \frac{r_0 A(t) + r_1 A(t - \Delta t) \exp[-i(2\varphi_0 + \phi(t))]}{1 + r_0 r_1 \exp[-i(2\varphi_0 + \phi(t))]} \exp(i\varphi(t)), \quad (5)$$

где $\phi(t) = \varphi(t) - \varphi(t - \Delta t)$ - дополнительный набег фазы, связанный с фазовой модуляцией.

Огибающая отраженного сигнала записывается в виде

$$E_{0r}(t) = \left[\frac{r_0^2 A^2(t) + 2r_0 r_1 A(t) A(t - \Delta t) \cos(2\varphi_0 + \phi(t)) + r_1^2 A^2(t - \Delta t)}{1 + 2r_0 r_1 \cos(2\varphi_0 + \phi(t)) + r_0^2 r_1^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

Наиболее существенные и интересные сведения можно получить из (6) в том случае если пленка является просветляющей [1]. Это достигается для пленки с четвертьволновой оптической толщиной и показателем преломления $n = \sqrt{n_s}$. При этих условиях $r_0 = r_1$ и $2\varphi_0 = \pi$, и выражение (6) существенно упрощается. На рисунках 1(а), 1(б) представлены результаты расчета по формуле (2) формы

отраженных импульсов с гауссовой ($A(t) = \exp(-t^2/(2\tau^2))$) и супергауссовой ($A(t) = \exp(-(t/\tau)^6)$) формами огибающих падающего импульса с синусоидальной фазовой модуляцией $\phi(t) = a \sin(\Omega t)$, где $a = 2$, $\Omega = 0.1\omega_0$. Огибающая отраженных импульсов построена по формуле (6) с учетом просветления.

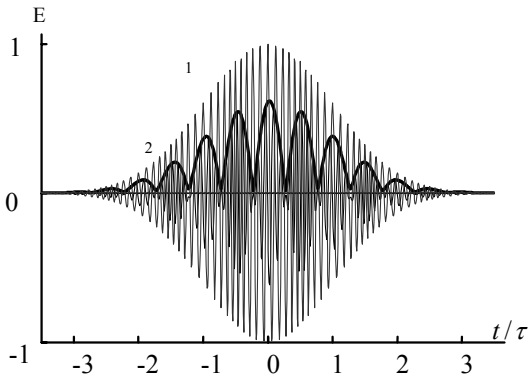


Рис 1(а). Импульс с гауссовой огибающей.

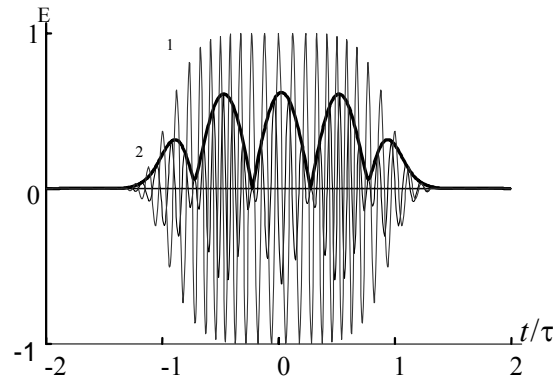


Рис 1(б). Импульс с супергауссовой огибающей.

Отраженные импульсы на рисунках увеличены в 5 раз. Из рисунков видно практически точное совпадение формы отраженных импульсов, рассчитанных по (2) и (6). Для импульсов с плоской вершиной (рис. 1(б)) или для оптических сигналов с постоянной амплитудой, т.е. при условии $A(t) = A(t - \Delta t) = A_0$, форма отраженного сигнала как видно из (6), определяется лишь функцией $\phi(t)$. Для малых значений $\phi(t)$ можно упростить (6), раскладывая $\phi(t)$ в ряд по степеням Δt и ограничиваясь первым членом разложения:

$$E_{or}(t) = A_0 \frac{r_0}{1 - r_0^2} \frac{d\phi}{dt} \Delta t. \quad (7)$$

При этих условиях пленка обладает демодулирующими свойствами, т.е. преобразует частотную модуляцию в амплитудную. Именно этот случай иллюстрирует рисунок 1, где частота модуляции $\delta\omega(t) = d\phi/dt = a\Omega \cos(\Omega t)$. Для гауссового импульса (при условии $A(t) \approx A(t - \Delta t)$) в выражении (7) следует вместо A_0 подставить $A(t)$ и отраженный сигнал при этом модулируется гауссовой огибающей (рис 1а).

Проведенный анализ показывает, что пленка может быть использована в качестве демодулятора модулированных по частоте или фазе оптических сигналов. В связи с этим определенный интерес представляет случай вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). При определенных условиях возбуждения сигнал ВКР классически описывается как сигнал с гармонической модуляцией фазы (частоты) [2]. В этом случае отраженный от пленки сигнал в области постоянной амплитуды будет непосредственно описывать форму молекулярных колебаний комбинационно активной среды. Для импульсов произвольной формы эти колебания будут промодулированы огибающей падающего импульса.

1. Ю.А. Бобровников, П.Н. Горохов, А.В. Козарь // Квантовая электроника. 2003. Т. 53. № 11. С. 1019.
2. Nazarkin, G. Korn, M. Wittmann, T. Elsaesser // Ibid. 1999. V. 83. P. 2560.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ
ТУРБУЛЕНТНУЮ СРЕДУЕ.Н. Терентьев, Ф.В. Шугаев, Л.С. Штеменко, О.И. Докукина,
О.А. Игнатьева

Для моделирования турбулентных флуктуаций показателя преломления использовалась линеаризованная система уравнений Навье - Стокса. Метод параболического уравнения применен для решения задачи прохождения лазерного пучка. Изучалась эволюция пульсаций плотности среды, ее структурной функции в связи с возмущениями лазерного пучка. Исследовалась также возможность устранения оптических и турбулентных искажений [1].

1. Модель среды распространения

Линеаризованная система уравнений Навье – Стокса записывается в виде:

$$\frac{\partial \bar{\Omega}}{\partial t} = \Delta \bar{\Omega}, \quad \frac{\partial \delta \rho}{\partial t} = -s, \quad \frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{1}{\gamma} \Delta \delta \rho - \frac{1}{\gamma} \Delta T + \frac{4}{3} \Delta s, \quad \frac{\partial T}{\partial t} = -(\gamma - 1)s + \frac{\gamma}{Pr} \Delta T,$$

$$\bar{\Omega} = \frac{1}{2} \operatorname{rot} \vec{v}, \quad s = \operatorname{div} \vec{v}, \quad \delta \rho = \rho - 1, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (1)$$

с начальными условиями:

$$T(\vec{x}, 0) = 1, \quad \delta \rho(\vec{x}, 0) = 0, \quad s(\vec{x}, 0) = s_0(\vec{x}), \quad \bar{\Omega}(\vec{x}, 0) = \bar{\Omega}_0(\vec{x}). \quad (2)$$

3D среда в (1,2) задается основными параметрами: поле скоростей $\vec{v}(\vec{x}, t)$, вариации плотности $\delta \rho(\vec{x}, t)$ и температура $T(\vec{x}, t)$. Фурье-аналоги (1,2) приводят к задаче Коши с характеристическим уравнением:

$$f^3 + f^2 \left(\frac{4}{3} + \frac{\gamma}{Pr} \right) k^2 + f \left(\frac{4}{3} \frac{\gamma}{Pr} k^2 + 1 \right) k^2 + \frac{1}{Pr} k^2 = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) относительно $f = f(\vec{k})$ является кубическим. Задача (1,2) допускает осциллирующие решения при комплексных значениях f [1].

2. Уравнения распространения лазерного пучка. Компенсация искажений

Волновое уравнение для электрического поля E имеет вид [2,4]:

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0, \quad c - \text{скорость света и } E(x_1, x_2, z, t) = u(x_1, x_2, z) \exp(i\omega t) \text{ или}$$

$\Delta u + k^2 n^2 u = 0$, k - волновое число, n - показатель преломления. Пусть ось Z совпадает с направлением распространения лазерного пучка и

$$u(x_1, x_2, z) = w(x_1, x_2, z) \exp(ikz), \quad n(x_1, x_2, z) = 1 + n_1(x_1, x_2, z), \quad \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \ll k \frac{\partial w}{\partial z}, \quad n_1(x_1, x_2, z) \ll 1.$$

Получим для амплитуды $w(x_1, x_2, z)$ лазерного пучка параболическое уравнение

$$\frac{\partial w}{\partial z} = 2ik \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial x_2^2} \right) + ik n_1 w, \text{ решение которого представимо в виде [4]}$$

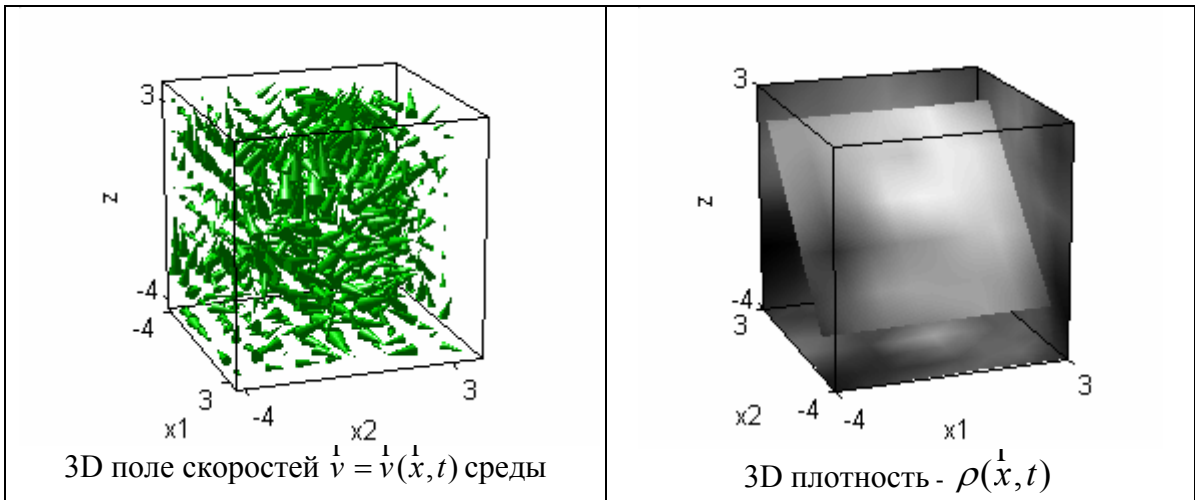
$$w(x_1, x_2, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(x_1, x_2, z; \xi_1, \xi_2) \varphi(\xi_1, \xi_2) d\xi_2, \quad (4)$$

$$\Gamma(x_1, x_2, z; \xi_1, \xi_2) = Y(x_1, x_2, z; \xi_1, \xi_2, 0) + \int_0^z d\sigma \int_{-\infty}^{+\infty} d\eta_1 \int_{-\infty}^{+\infty} Y(x_1, x_2, z; \eta_1, \eta_2, \sigma) \Phi(\eta_1, \eta_2, \sigma; \xi_1, \xi_2) d\eta_2. \quad (5)$$

Для гауссова пучка $\varphi(x_1, x_2, z) = \frac{1}{1+i\alpha z} \exp\left\{-0.5 \frac{\alpha k}{1+i\alpha z} (x_1^2 + x_2^2)\right\}$ $\alpha = \frac{2}{k r_0^2}$, r_0 - радиус пучка [3]. Интегралы в (4,5) считались точно [1].

Модель формирования изображения в точке y : $I_{(y)} = (O_x, I_x)_{\square}$, $y=x \in \square \subset OH$, \square - маленький квадрат внутри Области Наблюдения, $I_y = \{I_{(y)}, y \in \square \subset OH\}$ - изображение в \square , (\cdot) - скалярное произведение. Изображение $\tilde{I}_x = \{I_{(x)} = (R, I_y), x \in \square \subset OH\} \approx I_x$ с компенсированными искажениями, где R - разрешающая функция, получаемая из решения вариационной задачи [1]:

$$\inf_R \left\{ \|R * O - \delta\|_{\square}^2 \mid \|R * v\|_{\square}^2 \leq \varepsilon \right\}.$$



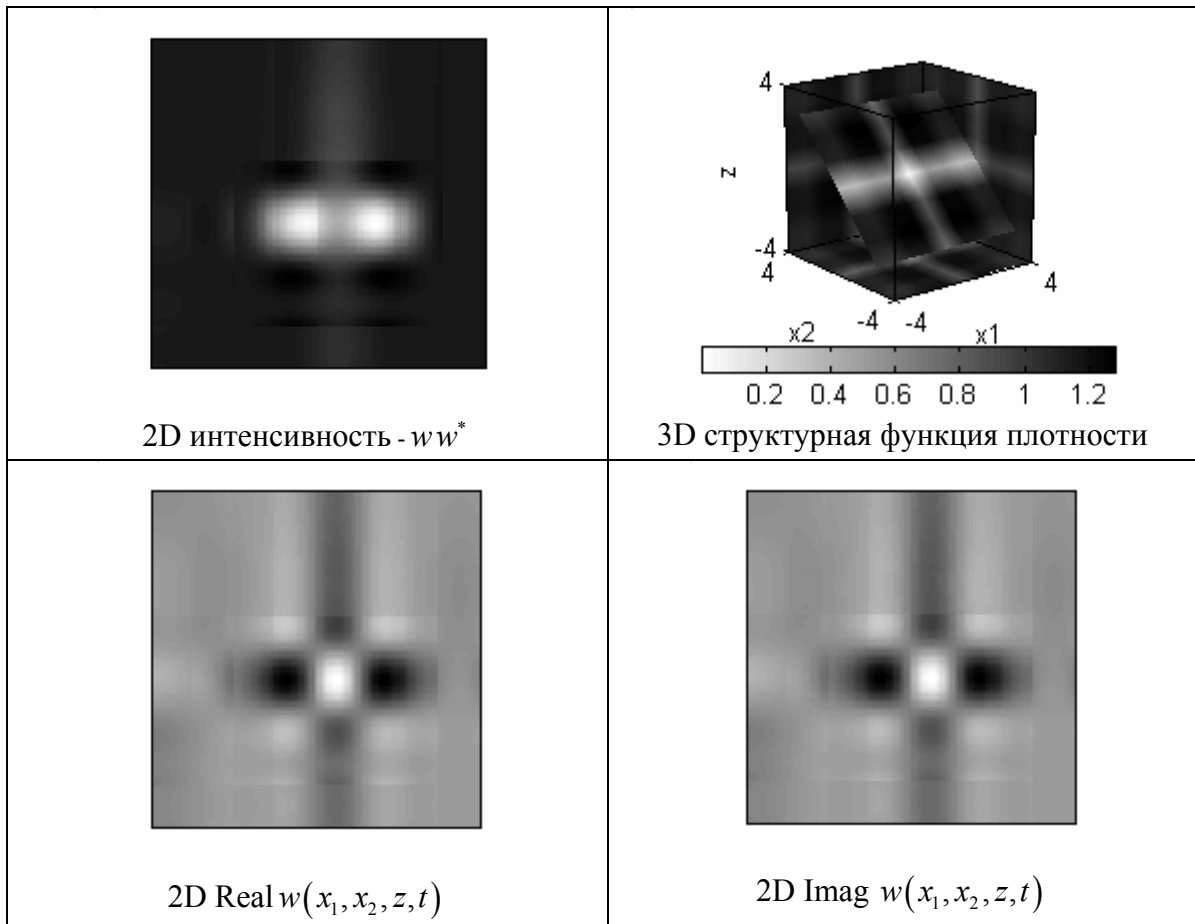


Рис. 1. Поле скоростей среды, интенсивность и амплитуда искаженного пучка лазера, плотность среды с ее структурной функцией в определенный момент времени.

1. *E.N. Terentiev, F.V. Shugaev, L.S. Shtemeko, O.I. Dokukina, O.A. Ignateva* // SPIE DEFENSE&SECURITY Symposium, 28 Mar-1Apr 2005, Orlando, FL, USA.
2. *M. Born, E. Wolf*. Principles of Optics. Oxford-London: Pergamon Press, 1980.
3. *C. Larry Andrew, Ronald L. Phillips* // SPIE, Bellingham, WA, 1998.
4. *Avner Friedman*. Partial Differential Equations of Parabolic Type. N.Y.: Prentice-Hall, 1964.

ТРЕХМЕРНЫЙ РАСЧЕТ КОМПОНЕНТ ВЕКТОРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВБЛИЗИ КАУСТИКИ

Д.С. Кулида, В.А. Черепенин

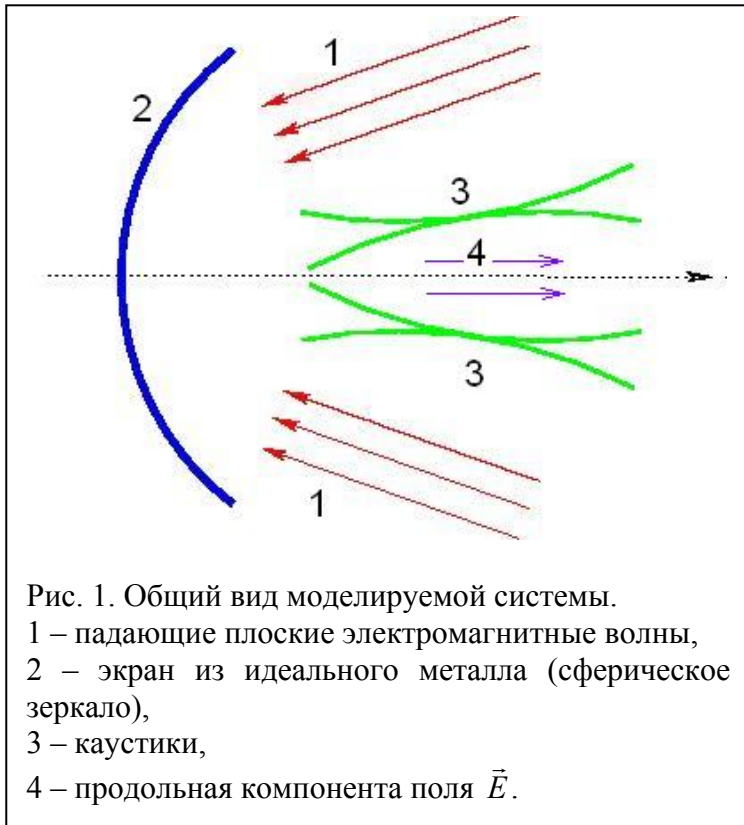


Рис. 1. Общий вид моделируемой системы.
 1 – падающие плоские электромагнитные волны,
 2 – экран из идеального металла (сферическое зеркало),
 3 – каустики,
 4 – продольная компонента поля \vec{E} .

Известно, что в приближении геометрической оптики, амплитуда поля на некоторых поверхностях, называемых каустиками, оказывается бесконечной [1,2]. Для описания полей вблизи каустических поверхностей в этом случае обычно используют квазиоптическое приближение [3].

Из теоретических соображений следует, что на каустике фазовая скорость электромагнитной волны равна скорости света, внутри каустики фазовая скорость волн больше скорости света, вне каустики – меньше [4]. Волну, фазовая скорость которой

меньше скорости света, можно, например, использовать для черенковского ускорения электронов.

В настоящем докладе мы рассматриваем трехмерный прямой расчет векторных полей вблизи двух каустических поверхностей (рис. 1), полученных при отражении двух плоских волн (1) от сферического зеркала (2) и симметричных относительно главной оптической оси зеркала. При этом между двумя каустическими поверхностями (3) возникает область медленных волн, где возможно их черенковское взаимодействие с прямолинейным электронным пучком. Для анализа механизма взаимодействия необходимо рассчитывать компоненты электромагнитного поля в области каустики.

Зададим амплитуду электрического поля одной из падающих плоских волн в непосредственной близости от точки экрана, задаваемой вектором \vec{R} (рис. 2) в виде:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi)], \quad (1)$$

где \vec{k} – волновой вектор, φ – сдвиг фазы из-за разницы расстояний r от границы волнового фронта до точки экрана \vec{R} . Из геометрических соображений,

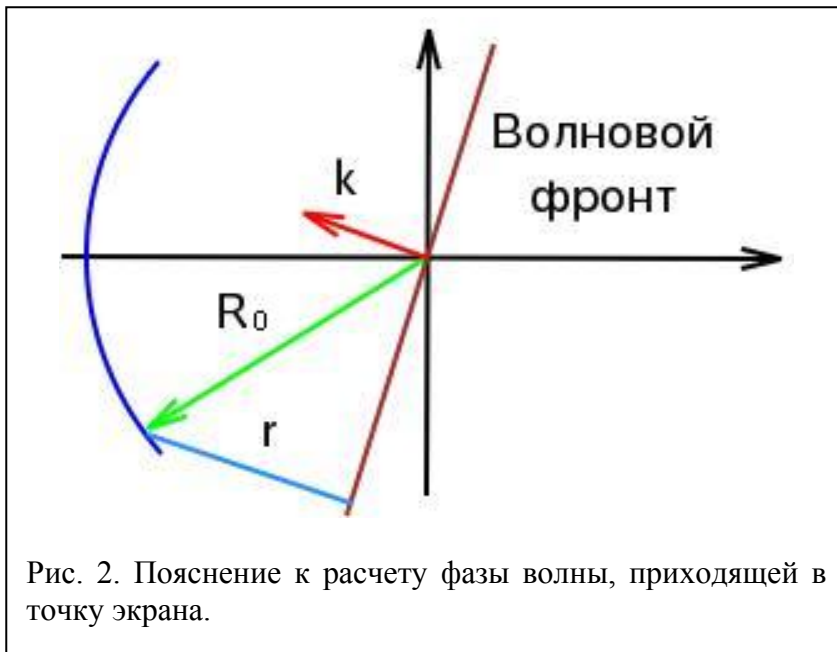


Рис. 2. Пояснение к расчету фазы волны, приходящей в точку экрана.

$$r = \frac{\vec{R}_0 \vec{k}}{k}, \quad (2)$$

$$\varphi = kr, \quad (3)$$

Следовательно,

$$\varphi = \vec{R}_0 \vec{k}. \quad (4)$$

Из граничных условий, учитывая предположение об идеальности проводимости зеркала, можно записать для плотности поверхностного тока на

границе

$$\vec{j}_{нов} = \frac{c}{4\pi} \vec{H} \times \vec{n} \quad (5)$$

где \vec{n} – вектор нормали к поверхности зеркала в точке падения электромагнитной волны. Из формулы (5) видно, что поверхностный ток по модулю равен:

$$|\vec{j}_{нов}| = \frac{c}{4\pi} \left| \frac{\vec{n} \vec{k}}{k} \right| \cdot |\vec{E}|, \quad (6)$$

Векторный потенциал (с учетом запаздывания) в интересующей нас точке вблизи каустик записывается как:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \int \frac{\vec{j} e^{i\vec{k}\vec{R}}}{R} dV', \quad (7)$$

где R – расстояние от элемента объема dV' до точки наблюдения.

Учитывая формулу (5) и то, что в данном случае токи могут возникать лишь на поверхности зеркала, формулу (7) можно переписать следующим образом:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{S'} \vec{H} \times \vec{n} \frac{e^{i\vec{k}\vec{R}}}{R} dS', \quad (8)$$

где S' – поверхность нашего сферического зеркала.

Зная векторный потенциал в интересующей нас точке, можно найти магнитное поле в этой точке по известной формуле:

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A} . \quad (9)$$

Откуда находим также:

$$\vec{E} = \text{rot } \vec{A} \times \frac{\vec{k}}{k} . \quad (10)$$

Таким образом, можно найти векторное поле в заданный момент времени в заданных точках.

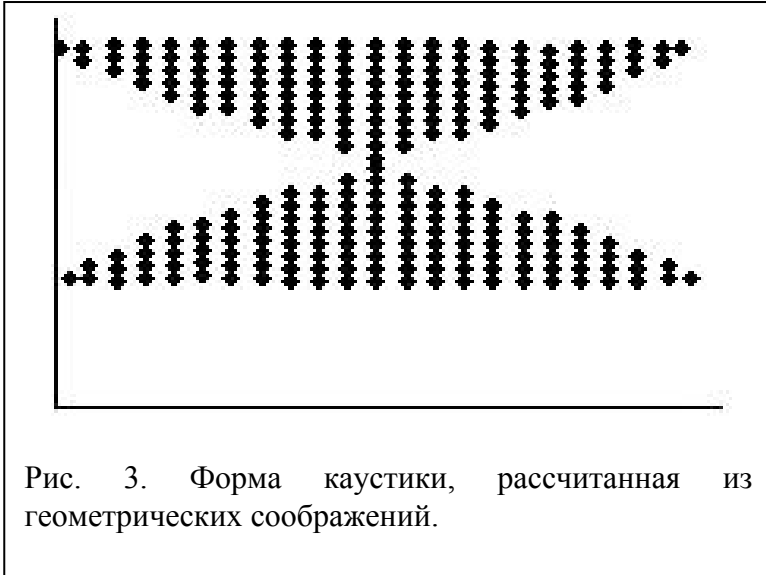


Рис. 3. Форма каустики, рассчитанная из геометрических соображений.

Так как прямой расчет полей в трехмерном случае требует больших вычислительных ресурсов, представляется рациональным найти предварительное положение каустики из геометрических соображений. Для этого проводилось разбиение объема в районе ожидаемого появления каустики на сетку и подсчитывалось число лучей, проходящих через каждую из точек. На рисунок наносились

точки, через которые проходит максимальное число лучей. Пример расчета каустики показан на рис. 3.

В докладе будут представлены результаты расчетов векторных полей вблизи рассмотренных типов каустик электромагнитного поля.

1. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
2. М. Борн. Оптика. Государственное научно-техническое издательство Украины, 1937.
3. С. Солименко, Б. Крозиньяни, П. Ди. Порто. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М.: Мир, 1989.
4. Б.З. Каценеленбаум. Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966.

АСПРОСТРАНЕНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В АНИЗОТРОПНОЙ УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ С ПОСТОЯННЫМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ

М.Б. Крылов, С.В. Сазонов

Исследование влияния поперечных возмущений на процесс распространения электромагнитных импульсов [1] позволяет моделировать поведение этих импульсов в реальных средах и предсказывать различные режимы их распространения (самофокусировка, дефокусировка, самоканалирование).

В настоящей работе рассматривается влияние поперечных возмущений на распространение двухкомпонентного электромагнитного импульса в анизотропной усиливающей среде.

Предполагается, что импульс падает перпендикулярно оптической оси кристалла, при этом необыкновенная компонента поля параллельна, а обыкновенная перпендикулярна оптической оси.

Особенностью анизотропной среды является то, что квантовые состояния в ней не обладают определенной четностью, поэтому молекулы такой среды, находясь в основном состоянии, могут иметь постоянный дипольный момент (диагональные матричные элементы дипольного момента не равны нулю). Появление электрического поля приводит к снятию вырождения по модулю проекции M полного углового момента [2]. На рисунке 1 показана схема квантовых переходов, разрешенных электродипольными правилами отбора, для этого случая.

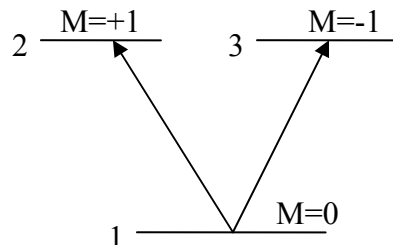


Рис. 1. Разрешенные квантовые переходы. Случай вырожденного верхнего уровня.

В работе рассмотрен простейший вид анизотропной среды. Она представлена двухуровневой системой с двукратно вырожденным верхним уровнем. При этом полагается идентичность переходов, индуцированных необыкновенной составляющей поля импульса, внутри верхних уровней. Эти переходы осуществляются без изменения модуля проекции полного углового момента (так называемые π -переходы). Также считаются идентичными переходы, вызванные обыкновенной составляющей поля импульса, между нижним и верхними уровнями. Такие переходы сопровождаются изменением $|\Delta M| = 1$ (σ -переходы).

В [3] показано, что необыкновенная компонента поля импульса не обладает в отличие от обыкновенной несущей частотой, что приводит к различиям во взаимодействии этих компонент со средой. Там же подробно

проанализированы ситуация доминирования обыкновенной компоненты поля и противоположная ей ситуация преобладания необыкновенной компоненты. Как в том, так и в другом случаях полевые уравнения сводятся в одномерном приближении к уравнениям синус-Гордона, решения которого хорошо известны.

В данной работе учет влияния поперечных возмущений проводится с использованием предположения о малости поперечных возмущений. Основываясь на этом, в качестве пробных взяты одномерные решения, где теперь уже вводится зависимость от поперечных координат длительности и фазы импульсов.

Показано, что поперечный лапласиан, учитывающий поперечные возмущения, входит в полевые уравнения для обыкновенной и необыкновенной компонент поля различным способом. Это приводит к отличиям в динамике распространения компонент.

Используя метод «усредненного лагранжиана» [4] в случае необыкновенной компоненты и проводя усреднение по временной переменной в случае обыкновенной, для длительностей и фаз импульсов получены уравнения гидродинамического типа с источником.

Решение этих уравнений в приосевом приближении приводит к нелинейным дифференциальным уравнениям второго порядка для радиусов импульсов, а также к уравнениям для группового (случай обыкновенной компоненты) и фазового (необыкновенная компонента) показателей преломления.

На основе численного анализа этих уравнений получено, что режим распространения импульсов определяется безразмерным параметром $\mu = l_{dif} / l_{dis}$, где l_{dif} и l_{dis} - характерные длины дифракции и дисперсии соответственно. При $\mu < \mu_c$, где μ_c - критическое значение параметра μ , произойдет самофокусировка импульсов, при $\mu > \mu_c$ - взрывная дефокусировка, после чего происходит формирование одномерного импульса. Зависимость поперечного размера импульса от проходимого расстояния представлена на рисунке 2.

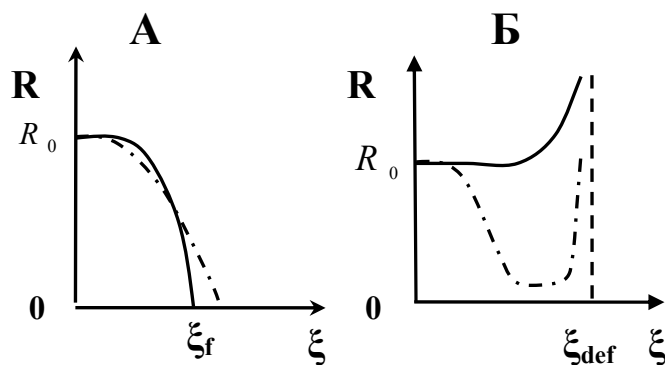


Рис. 2. Зависимость поперечного радиуса импульса (R) от расстояния, проходимого им в среде (ξ), для обыкновенной и необыкновенной компонент (сплошная и штрихпунктирная линии соответственно). А – режим самофокусировки (ξ_f - координата самофокусировки), Б – режим дефокусировки (ξ_{def} - координата дефокусировки); R_0 - начальный поперечный радиус импульса.

Также выделены различия в поведении скоростей компонент импульса. Групповая скорость распространения необыкновенной компоненты не постоянна. Изначально она выше скорости света и по мере распространения импульса приближается к ней. В случае обыкновенной компоненты групповая скорость импульса равна скорости света, а фазовая скорость будет выше скорости света. Изменение показателя преломления среды по мере распространения импульса представлено на рисунке 3.

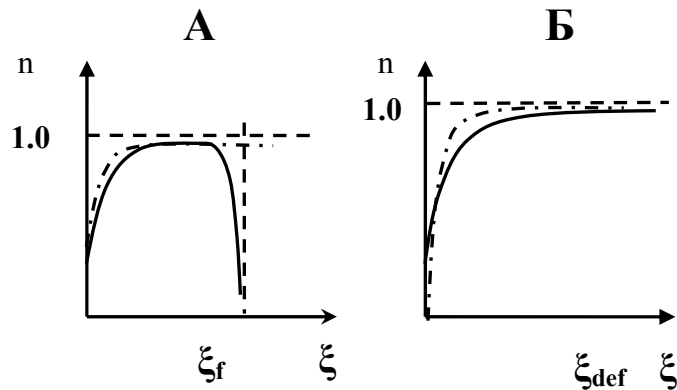


Рис. 3. Зависимость показателя преломления среды (n) от расстояния, проходимого импульсом (ξ), для обыкновенной и необыкновенной компонент (сплошная и штрихпунктирная линии соответственно). А – режим самофокусировки (ξ_f - координата самофокусировки), Б – режим дефокусировки (ξ_{def} - координата дефокусировки); В случае обыкновенной компоненты n – фазовый показатель преломления, в случае необыкновенной – групповой.

Таким образом, в данной работе проанализировано влияние поперечных возмущений на процесс распространения импульса в случаях преобладания одной из компонент импульса, получены уравнения описывающие поведение поперечных радиус и скоростей для обеих компонент, а также рассмотрены сходства и различия в динамике их распространения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 05-02-16422а).

1. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. С. 1409.
2. И.И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977.
3. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. С. 803.
4. С.К. Жданов, Б.А. Трубников // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 1612.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ
ИМПУЛЬСОВ В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ

А.П. Сухоруков, Н.Ю. Вислобоков, О.М. Федотова,
О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова

В последнее время многие исследования по нелинейной оптике посвящены изучению распространения и эволюции мощных ультракоротких импульсов в различных средах: газах, воде, твёрдых телах. Наиболее сложными из этих исследований являются работы касающиеся распространения таких импульсов в твёрдых телах [1]. Будучи достаточно сложным, этот вопрос является и одним из наиболее интересных, в частности в последние годы достаточно актуально изучение распространения высокоинтенсивных ультракоротких импульсов в диэлектриках. Особый интерес представляет исследование распространения интенсивного импульсного ультракороткого лазерного излучения через такие диэлектрики, как сапфир и кварцевое стекло, при котором пространственно-временной профиль импульса не претерпевает принципиальных изменений. Результаты этих исследований могут быть использованы, например, для разработки составляющих и управляющих элементов в лазерных системах.

Известно что, распространяясь в диэлектрике, ультракороткий импульс будет самофокусироваться, если его мощность (P) превосходит критическую мощность самофокусировки (P_{cr}). Дисперсия может задержать или остановить процесс самофокусировки. При распространении в средах с достаточно большой для этого дисперсией наблюдается расщепление распространяющегося импульса на субимпульсы. Поэтому использование сред с большой дисперсией в случае, если мы хотим добиться принципиального сохранения формы импульса при распространении, выглядит не перспективно. Более перспективным выглядит использование в этом случае диэлектриков с малой дисперсией, где конкуренцию самофокусировке может составить дефокусировка за счёт самоиндуцированных ионизационных эффектов. В качестве диэлектриков с малой дисперсией можно взять, например, сапфир и кварцевое стекло.

Теоретический анализ задач самовоздействия сверхмощных пучков в средах с разным типом нелинейности, решение проблемы их распространения в диэлектрических средах, как правило, не возможен без применения методов численного моделирования. Это связано с тем, что приходится решать нелинейное уравнение Шредингера, когда приближение медленно меняющихся амплитуд становится несправедливым.

Для корректного описания рассматриваемого процесса необходимо модифицировать традиционно используемое нелинейное уравнение Шредингера с учетом эффектов дисперсии (вплоть до высших порядков) и процессов ионизации.

Уравнение для поля пучка, распространяющегося в образце:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(1 + \frac{i}{\omega \tau_p} \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^{-1} \nabla_{\perp}^2 E - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + P_{nl} \quad (1)$$

$$P_{nl} = ik_0 n_2 \left(1 + \frac{i}{\omega \tau_p} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) |E|^2 E - \frac{\sigma_{IBS}}{2} (1 + i\omega \tau_c) \rho E - \frac{1}{2} \frac{I^m}{I} E \quad (2)$$

Эксперименты с сапфиром, кварцевым стеклом, и стеклом ВК7 показали, что распространение высокоинтенсивного ультракороткого излучения в этих средах приводит к дефокусировке за счёт влияния плазмы свободных электронов. Экспериментально подтверждено, что индуцированные ионизационные эффекты могут задержать самофокусировку в сапфире при P/P_{cr} порядка 1.8 или же привести к феломентации импульса уже через несколько миллиметров в кварцевом стекле при P/P_{cr} порядка 3, и длительности импульса порядка 160 фс [2].

Проведённые нами ранее численные эксперименты показали, что увеличение пиковой интенсивности ультракороткого импульса до 1 ТВт/см² и более и, одновременное с этим, уменьшение его длительности до величины в несколько десятков фемтосекунд, при начальной ширине пучка не превышающей 70 мкм, может способствовать образованию так называемого квазисолитона [3].

Образование такого квазисолитона становится возможным при установлении динамического равновесия между самофокусировкой и дефокусировкой. При чём дефокусировка при таких интенсивностях по большей части связана с самоиндуцированными ионизационными процессами и образованием плазмы свободных электронов.

Однако при распространении импульса на расстояние большее одной дифракционной длины пиковая интенсивность импульса начинает постепенно уменьшаться. Казалось бы, вопрос можно решить простым увеличением начальной пиковой интенсивности импульса, однако резкое увеличение значения интенсивности фемтосекундного импульса может привести к нарушению баланса между самофокусировкой и дефокусировкой, преобладанию первого эффекта и соответственно самофокусировке импульса.

Проведённые нами численные эксперименты показали, что при увеличении пиковой интенсивности до определённого значения при достаточно малых значениях длительности импульса и ширины пучка, в процессе распространения начавшаяся самофокусироваться пучка может быть приостановлена. При таких начальных условиях пучок вначале будет самофокусироваться. Вклад ионизационных процессов в динамику изменения его пространственно временного профиля соответственно - постепенно возрастать. На определённом этапе начнётся обратный процесс – дефокусировка. В данном случае дефокусировка обусловлена, по большей части, отрицательным вкладом образовавшейся плазмы свободных электронов в нелинейную часть показателя преломления. В процессе дефокусировки пиковая интенсивность постепенно уменьшится, соответственно уменьшится и дефокусирующий вклад ионизации в динамику распространения импульса.

Одновременно с этим вклад фокусирующих эффектов – увеличится и через некоторое расстояние опять начинается самофокусировка импульса.

Т.е. наблюдается, так называемый, многофокусный режим распространения. Нами предлагаются результаты численных экспериментов, по распространению интенсивных фемтосекундных импульсов в кварцевом стекле на расстояние до 10 дифракционных длин (52.67 мм).

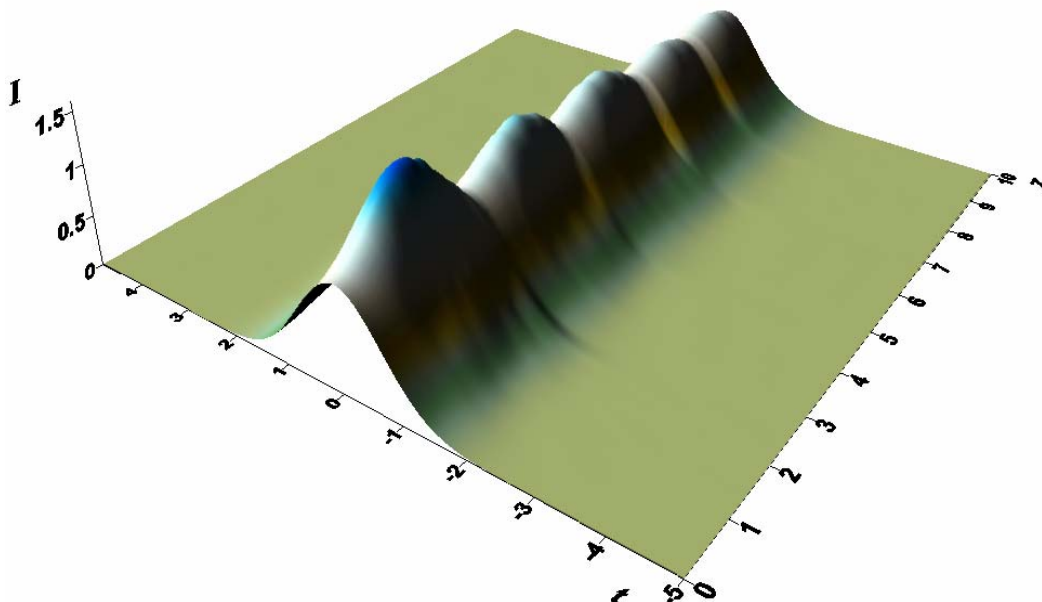


Рис. 1. Изменение огибающей пучка в центре импульса вдоль продольной координаты (z) при распространении импульса на $10 L_{df}$ в кварцевом стекле с учётом ионизационных эффектов, многофокусный режим распространения (значения интенсивности нормированы на значение начальной интенсивности импульса, а продольной координаты на дифракционную длину равную $L_{df} = 5.267$ мм).

Распространение происходило в многофокусном режиме (рис 1). Максимальная интенсивность в фазах самофокусировки при распространении постепенно уменьшалась. Временной профиль импульса существенных изменений не претерпевал. Ширина пространственного профиля постоянно изменялась, однако качественно профиль оставался гауссовским и периодически принимал начальную форму.

1. O.G. Kosareva, N.A. Panov et al. // New Journal of Physics. 2004. V. 6. P. 6.
2. S. Tzortzais et.al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 213902-1.
3. А.П. Сухоруков, Н.Ю. Вислобоков, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, О.Х. Хасанов // Изв. РАН. 2004. Т. 74. № 5. С. 135.

МАТЕРИАЛЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

А.А. Сухоруков, И.В. Шадрин, Ю.С. Кившарь

В последнее время были созданы структуры, в которых распространение электромагнитных волн характеризуется отрицательными значениями реальных частей коэффициентов диэлектрической проницаемости ($\epsilon < 0$) и магнитной проницаемости ($\mu < 0$). Такой эффект может возникнуть в определенной частотной области за счет электрических и магнитных резонансов, когда периодическая решетка содержащая такие элементы может рассматриваться в длинноволновом приближении как непрерывная среда с эффективными параметрами. Примеры резонансных структур приведены на рис. 1.

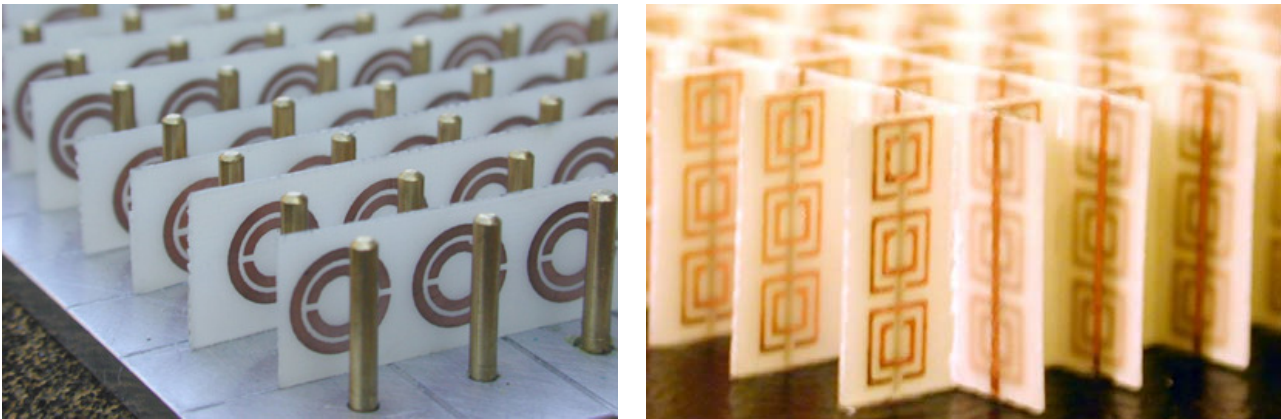


Рис. 1. Примеры резонансных систем с отрицательным показателем преломления [1-3].

Как было предсказано в работе Веселаго [4], преломление волн в средах с $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ соответствует отрицательному значению показателя преломления. При этом плоскопараллельная пластина из такого материала может действовать как линза, создавая действительное изображение источника. Более того, эта «идеальная» линза может воспроизвести также ближнее поле источника, за счет эффекта усиления спадающих волн при их преломлении на границе [5]. Экспериментальные наблюдения подтвердили возможность получения изображений с разрешением меньше длины волны, которое было ограничено поглощением в среде.

Необычные свойства материалов с отрицательным показателем преломления могут использоваться для создания новых типов волноводных и антенных систем. При определенных параметрах сред, на границе раздела существуют локализованные поверхностные волны (см. рис. 2). При этом потоки энергии с разных сторон от границы направлены в противоположные стороны, что приводит к вихревой структуре поля в распространяющихся импульсах (см. рис. 3). Вследствие этого, скорость их распространения может быть

значительно меньше скорости света. Потоки энергии и структуру волн можно эффективно контролировать за счет нелинейности среды, см. рис. 4.

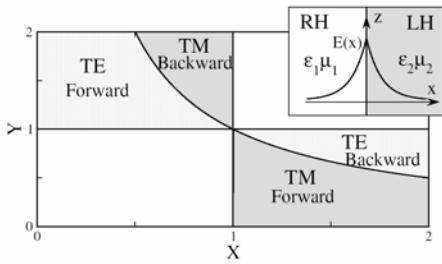


Рис. 2. Области существования поверхностных волн ($X = \varepsilon_2 / \varepsilon_1$, $Y = \mu_2 / \mu_1$) TE и TM поляризаций с $P_1 > P_2$ (forward) и $P_1 < P_2$ (backward) [6].

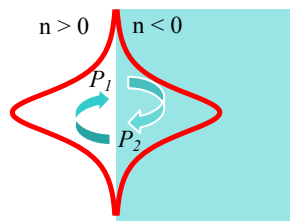


Рис. 3. Схема потоков энергии в импульсе на границе раздела сред с положительным и отрицательным показателями преломления [6].

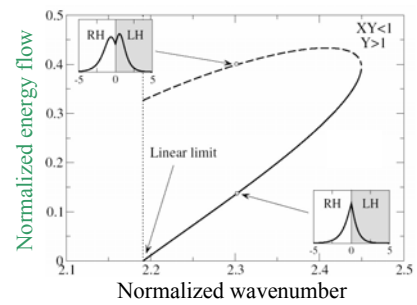


Рис. 4. Контроль потока энергии и структуры волн в нелинейной среде [6].

Волноводные свойства пластин из материалов с отрицательным показателем преломления также необычны. В отличие от диэлектрических волноводов сделанных из оптически более плотного материала, в них не поддерживаются фундаментальные моды, а структура и дисперсия мод высшего порядка могут варьироваться в широких пределах [7], причем моды могут полностью отсутствовать. В результате, распространение волн вдоль слоев может быть подавлено (см. рис. 5), и при определенном выборе параметров среды волны определенной поляризации не могут распространяться ни в каких направлениях [8], см. рис. 6. Это дает возможность контролировать излучение волн, которое может быть усилено или полностью подавлено, см. рис. 7. Нужно отметить что таких эффектов нельзя добиться в одномерных диэлектрических структурах, и ранее считалось что подавление распространения волн в плоскости возможно только в фотонных кристаллах со специальной двухмерной или трехмерной модуляцией показателя преломления.

Такое богатое разнообразие эффектов связано с рассеянием электромагнитных волн на плоскопараллельной пластине из материала с отрицательным показателем преломления. Использование структур более сложной формы может привести к ряду новых явлений и приложений.

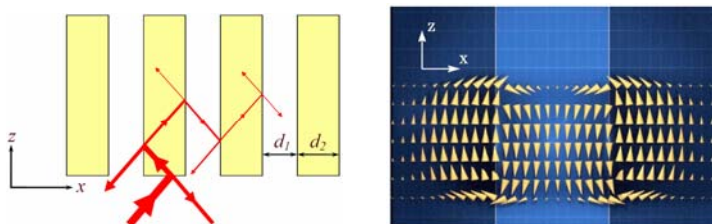


Рис. 5. Распространение волн вдоль системы слоев из материала с отрицательным показателем преломления может быть подавлено (левый рисунок) за счет вихревых потоков энергии (правый рисунок).

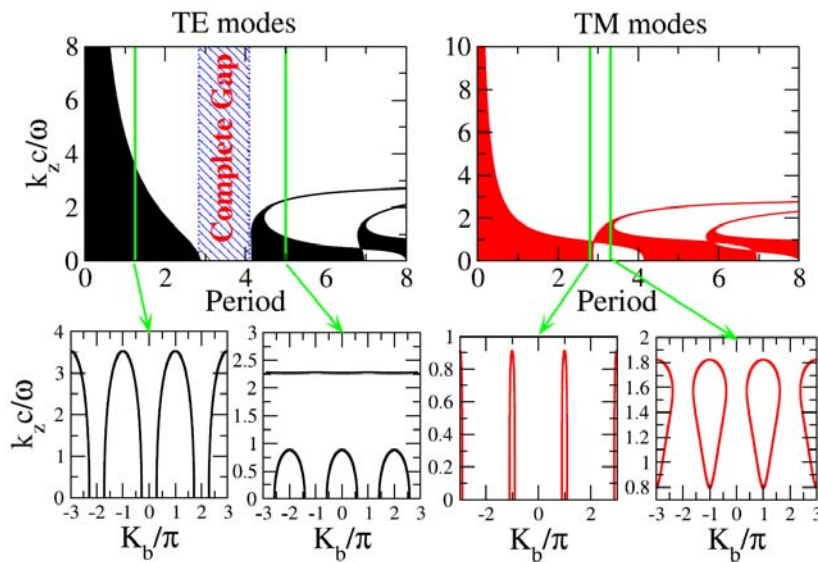


Рис. 6. Дисперсия волн в периодической структуре. Области существования распространяющихся волн с ТЕ и ТМ поляризациями в зависимости от периода показаны штриховкой на верхних рисунках. Нижние рисунки иллюстрируют дисперсионные кривые при определенных параметрах среды [8].

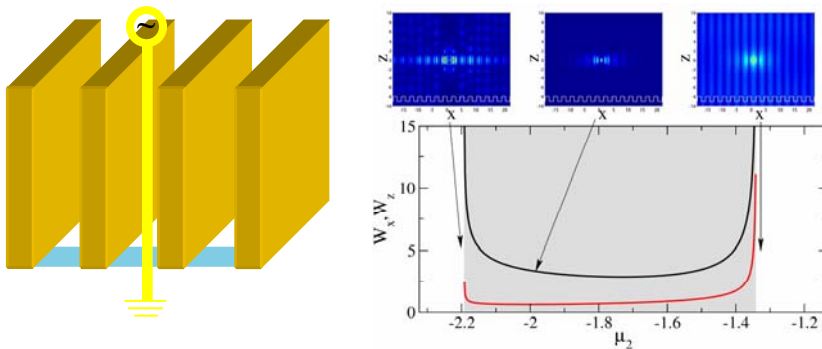


Рис. 7. Схема излучателя в периодической структуре и локализация поля источника для разных значений μ_2 [8].

1. *D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser and S. Schultz // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4184.*
2. *R.A. Shelby, D.R. Smith, and S. Schultz // Science. 2001. V. 292. P. 77.*
3. *R.A. Shelby, D.R. Smith, C.S. Nemat-Nasser and S. Schultz // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 489.*
4. *В.Г. Веселаго // УФН. 1967. Т. 92. С. 517.*
5. *J. Pendry // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 3966.*
6. *I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar, A.A. Zharov, A.D. Boardman, and P. Egan // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 016617.*
7. *I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, and Yu.S. Kivshar // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. P. 057602.*
8. *I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, and Yu.S. Kivshar. Complete bandgaps in one-dimensional left-handed periodic structures. 2005. arXiv: physics/0503154.*