

Прикладная Нелинейная Динамика

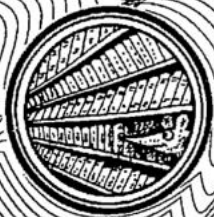
105 лет со времени
открытия электрона
Дж.Дж.Томсоном (1897г.)

*Кафедра электроники
колебаний и волн СВЧ*



50 лет со дня обра-
зования (1952г.) кафедры
электроники Саратовского
университета, которая хотя и
появилась спустя 12 лет после
кончины Дж.Дж., но может считать
его виновником своего появления





ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

Ю.В. Гуляев, академик РАН, Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

ЗАМ. ГЛАВНОГО РЕДАКТОРА

Д.И. Трубецков, член-корреспондент РАН, Саратовский государственный университет

Д.А. Усанов, академик МАНВШ, Саратовский государственный университет

ОТВЕТСТВЕННЫЙ СЕКРЕТАРЬ

Б.П. Безручко, профессор, Саратовский государственный университет, ведущий научный сотрудник, СО ИРЭ РАН

ЧЛЕНЫ РЕДАКЦИОННОЙ КОЛЛЕГИИ

В.С. Анищенко, профессор, Саратовский государственный университет

Ю.А. Данилов, ведущий научный сотрудник, Курчатовский научный центр, Москва

А.С. Дмитриев, ведущий научный сотрудник, Институт радиоэлектроники РАН, Москва

С.П. Кузнецов, профессор, ведущий научный сотрудник, СО ИРЭ РАН

П.С. Ланда, профессор, Московский государственный университет

Г.Г. Малинецкий, профессор, ведущий научный сотрудник, Институт прикладной математики РАН, Москва

Ю.М. Романовский, профессор, Московский государственный университет

О.В. Руденко, профессор, Московский государственный университет

Э.Е. Сон, профессор, Московский физико-технический институт, Долгопрудный

В.В. Тучин, профессор, Саратовский государственный университет

В.Д. Шалфеев, член-корреспондент Академии инженерных наук РФ, Нижегородский государственный университет

В.К. Юлпатов, старший научный сотрудник, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В.Г. Яхно, ведущий научный сотрудник, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Известия высших учебных заведений

ПРИКЛАДНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА

научно-технический журнал

издается с 1993 года

Выходит 6 раз в год

Том 10, № 4, 2002, Саратов

СО Д Е Р Ж А Н И Е

ИСТОРИЯ. PERSONALIA

Трубецков Д.И., Жарков Ю.Д., Храмов А.Е. Кафедра электроники, колебаний и волн Саратовского государственного университета 3

ИЗ КНИГ И ЖУРНАЛОВ

Голубков П.В. Электронно-оптическая теория сверхвысокочастотных генераторов 14

Заморозков Б.М. Фазовая фокусировка в магнетроне с плоскими электродами 34

Шевчик В.Н. Упрощенная теория генератора обратной волны 42

ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН

Безручко Б.П., Прохоров М.Д., Селезнев Е.П. Виды колебаний, мультистабильность и бассейны притяжения аттракторов симметрично связанных систем с удвоением периода 47

Безручко Б.П., Диканев Т.В., Смирнов Д.А. Тестирование на однозначность и непрерывность при глобальной реконструкции модельных уравнений по временным рядам 69

Андреев К.В., Красичков Л.В. Некоторые особенности синхронизации при изменении структуры связей в малых ансамблях модельных нейронов, представленных кусочно-непрерывными и кусочно-разрывными отображениями 82

ИСТОРИЯ. PERSONALIA

Миллер М.А. Мария Тихоновна Грехова 95

АНОНС 107

DEPARTMENT OF EDUCATION OF RUSSIAN FEDERATION

Izvestiya VUZ

APPLIED NONLINEAR DYNAMICS

scientific-technical journal

published since 1993

Published 6 times a year

Vol.10, № 4, 2002, Saratov

CONTENTS

HISTORY. PERSONALIA

Chair of Electronics, oscillation and waves of Saratov state university.
D.I. Trubetskov, Yu.D. Zharkov, A.E. Hramov 3

FROM BOOKS AND JOURNALS

Electron-optical theory of microwave generators. *P.V. Golubkov.* 14
Phase focusing in magnetron with plane electrodes. *B.M. Zamorozkov* 34
Simplified theory of backward-wave oscillator. *V.N. Shevchik* 42

APPLIED PROBLEMS OF NONLINEAR OSCILLATION AND WAVE THEORY

Oscillation types, multistability, and basins of attractors in symmetrically coupled
period-doubling systems. *B.P. Bezruchko, M.D. Prokhorov, Ye.P. Seleznev* 47
Test for uniqueness and continuity in global reconstruction of model equations
from time series. *B.P. Bezruchko, T.V. Dikanev, and D.A. Smirnov* 69
Some peculiarities of synchronization under changing the connection structure in
small model neuron ensembles, described by piecewise continuous maps and
piecewise discontinuous maps. *K.V. Andreev, L.V. Krasichkov* 82

HISTORY. PERSONALIA

Maria Tikhonovna Grekhova. *M.A. Miller* 96

ANNOUNCEMENT 107

**КАФЕДРА ЭЛЕКТРОНИКИ, КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН
САРАТОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА**

Д.И. Трубецков, Ю.Д. Жарков, А.Е. Храмов

В 2002 году факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского празднует пятидесятилетие кафедры электроники, колебаний и волн. В настоящее время тематика научных исследований сотрудников кафедры лежит в рамках современной теории колебаний и волн, изучения различных нелинейных явлений в радиофизике и электронике, медицине, биологии, разработке методов анализа и диагностики систем различной природы. Поэтому решение опубликовать юбилейные научные работы сотрудников кафедры электроники, колебаний и волн в журнале «Прикладная нелинейная динамика» вполне соответствует тематике и междисциплинарному духу журнала. Одновременно в издательстве ГосУНЦ «Колледж» СГУ издается юбилейный сборник кафедры электроники, страницы которого отданы воспоминаниям и историческим заметкам ее выпускников, бывших сотрудников, проработавших на кафедре много лет, а также тех, кто работает сегодня.

Открытие кафедры электроники (первоначальное название кафедры электроники, колебаний и волн) на физическом факультете СГУ было подготовлено целым рядом взаимосвязанных процессов, событий, обстоятельств. Здесь прежде всего следует отметить солидный «электронный» фундамент, который был заложен еще в 30-40-х годах прошлого столетия трудами профессоров К.А. Леонтьева, П.В. Голубкова, В.И. Калинина и их учеников в области создания и исследований СВЧ-генераторов. Затем начало «бума» электронной промышленности в Саратове. И, наконец, решение об открытии в СГУ второго физического факультета - радиофака. Все это и привело к созданию в СГУ в 50-е годы ряда специальных кафедр: радиофизики, электроники, электрорадиотехники, физики вакуума, а также проблемной лаборатории радиоэлектроники. Интересно отметить, что сначала (май 1951 года) приказом по Главному управлению университетов кафедра общей физики была преобразована в кафедру общей физики и электроники, а 11 марта 1952 года был издан следующий документ:

«Приказ по Главному управлению университетов
от 11 марта 1952 года г. Москва, № 11/4504

1. Организовать с 1 июня 1952 года кафедру электроники.
2. Голубкова П.В. по совместительству назначить заведующим кафедрой.»

Петр Васильевич Голубков - заслуженный деятель науки РСФСР, заведующий кафедрой общей физики, профессор, доктор физико-математических наук, директор Научно-исследовательского института механики и физики (НИИМФ) СГУ, ректор СГУ - вместе с профессором В.И. Калининым был признанным основателем и главой Саратовской школы радиофизики и сверхвысокочастотной электроники. Его научные исследования и результаты во многом определили направления и область научных интересов сотрудников кафедры электроники. Достаточно назвать тему докторской диссертации Петра Васильевича: «Некоторые задачи кинематической электронной оптики и проблемы генерирования сверхвысоких частот», защищенной 5 января 1944 года на ученом совете Ленинградского государственного университета.

Первыми сотрудниками кафедры электроники стали доцент Б.М. Заморозков, доцент В.Н. Шевчик, доцент Ю.Г. Альтшулер, старший преподаватель Ю.П. Радин, старший преподаватель А.М. Алесковский, старший преподаватель А.А. Муравьев, старший лаборант П.В. Можаяев, старший лаборант В.А. Гудошников, аспирант В.С. Стальмахов.

С самого начала существования кафедры сотрудники выполняли работы поискового характера, связанные с разработкой и обоснованием методов расширения диапазона электронной настройки сверхвысокочастотных генераторов. Построенная общая теория возбуждения резонаторов электронным пучком (П.В. Голубков, В.Н. Шевчик) позволила наметить несколько путей успешного решения этой проблемы: использование дополнительного электронного потока с реактивными свойствами (П.В. Голубков, В.Н. Шевчик, Б.М. Заморозков, Л.Э. Бахрах, Ю.Г. Альтшулер); метод объединения нескольких идентичных отражательных клистронов, работающих на общую нагрузку (В.Н. Шевчик).

В 1953 году заведующим кафедрой был утвержден доцент, кандидат физико-математических наук Борис Михайлович Заморозков - директор НИИМФА СГУ, декан физического факультета, а с 1958 года начальник теоретического отдела НИИ «Волна». Под его руководством разработаны первые лекционные курсы, созданы первые учебные практикумы кафедры, развернуты исследования в области вакуумной СВЧ-электроники.

Кафедра обеспечивала чтение курсов лекций «Физическая электроника», «Электронные и ионные приборы», «Основы электроники СВЧ» и занятия со студентами в одноименных учебных практикумах. В 1953-1954 гг. на кафедру пришли доцент О.В. Карпова, ассистент А.С. Татаренко, ассистент В.С. Андрушкевич, аспирант Ю.Д. Жарков, лаборант А.И. Оленин.

В эти годы на физическом факультете СГУ широким фронтом развернулись теоретические и экспериментальные работы в области электроники сверхвысоких частот, произошел перенос центра тяжести всех исследований на выполнение крупных работ, имеющих народно-хозяйственное и оборонное значение, была создана проблемная лаборатория радиоэлектроники (заведующий - П.В. Голубков). Эта лаборатория объединила работу коллективов трех кафедр: общей физики, радиофизики и электроники. Главная цель - разработка электрически перестраиваемого по частоте СВЧ-генератора. В 1955 году В.Н. Шевчик на конференции Радиосовета АН СССР доложил об обнаружении и результатах экспериментальных исследований колебаний в отражательном клистроне в отсутствие резонатора. Частота этих колебаний изменялась в широком диапазоне частот (порядка октавы) при изменении потенциала отражателя. Интерес к генераторам с электронной перестройкой частоты в широких пределах естественно привел Владимира Николаевича к генераторам обратной волны, теоретическое и экспериментальное исследование которых составило важный и особый этап в его научной деятельности. Он одним из первых указал, что речь

идет о появлении нового класса приборов, которым суждена долгая и разнообразная жизнь и широкое применение. В этот период коллективом кафедры вместе с сотрудниками НИИМФа были выполнены важные теоретические и экспериментальные исследования, которые привели, в частности, к созданию первых отечественных широкополосных генераторов обратной волны без магнитной фокусировки: с электростатической фокусировкой (В.Н.Шевчик, Н.И. Сяницын, Н.Ф. Карякин) и с ионной фокусировкой (Б.М. Заморозков, Л.Э. Бахрах, Ю.Д. Жарков, М.А. Харит, Л.Я. Майофис, Б.С. Дмитриев).

В.Н. Шевчиком был заложен фундамент единой аналитической теории лучевых СВЧ электронных приборов, основанный на использовании оригинального метода, известного теперь в литературе как метод последовательных приближений.

В 1958 году заведующим кафедрой стал ученик П.В. Голубкова Владимир Николаевич Шевчик - впоследствии доктор физико-математических наук, профессор, ректор СГУ, директор и научный руководитель НИИМФа СГУ. Можно смело сказать, что своими успехами саратовская электронная школа во многом обязана В.Н. Шевчику. На протяжении многих лет и до конца жизни он был наряду с профессором П. В. Голубковым и профессором В. И. Калининим ее признанным главой. Под руководством В.Н. Шевчика подготовлено и защищено более 30 кандидатских и докторских диссертаций. Владимир Николаевич был прекрасным лектором: его лекции отличались глубиной и четкостью, он увлекал слушателей не формой, а содержанием лекций. В течение многих лет он читал курс электроники сверхвысоких частот и спецкурс по теории ламп обратной и бегущей волны.

У тех, кто слушал выступления В.Н. Шевчика на семинарах и конференциях, останутся в памяти его богатая интуиция, умение быстро вникнуть в суть проблемы, поставить главный вопрос, сделать туманное место прозрачным, «подкинуть» новую задачу, когда нужно, похвалить и поддержать. В 1959 году выходит монография В.Н. Шевчика «Основы электроники сверхвысоких частот», переведенная затем на ряд иностранных языков. Она была и остается одним из лучших учебных пособий по СВЧ-электронике, по ней учились многие электронщики Советского Союза. В сущности, это научная хрестоматия по сверхвысокочастотной электронике. В рецензии на эту книгу (В.М. Лопухин, УФН, 1959, т. LXIX, вып. 2, октябрь, с. 335-336) подчеркивалось, что она «является удачным сочетанием монографии и учебного пособия и предназначена для широких кругов студентов и инженеров-радиофизиков». Эта книга наряду с монографией В.Н. Шевчика «Взаимодействие электронных пучков с электромагнитными волнами» (в ней изложены основные результаты докторской диссертации В.Н. Шевчика, защищенной в 1963 году) и монографией «Волновые колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах» (авторы - В.Н. Шевчик, А.В. Соболева, Г.Н. Шведов), переведенной на английский язык, дала толчок необычайно большому количеству новых работ.

В книге «Волновые колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах» впервые систематически был применен принципиально новый на тот момент подход к рассмотрению явлений в электронных потоках - теория связанных волн и, как следствие, был дан толчок к исследованию электронных приборов, принцип работы которых основан на использовании колебательных и волновых явлений в самих электронных пучках без участия каких-либо «материальных» колебательных систем.

Наверное, не будет преувеличением сказать, что начиная с шестидесятих годов теория и экспериментальное исследование колебательных и волновых процессов сначала применительно к задачам электроники, а затем как отдельное

научное направление живет и развивается на кафедре электроники, колебаний и волн.

В начале 1960-х годов на кафедру пришла большая группа новых сотрудников: М.А. Григорьев, ныне профессор; работники электронной промышленности доцент Г.Л. Соболев, старший преподаватель В.Л. Фишер, старший преподаватель Н.Ф. Карякин; только что окончивший университет аспирант Д.И. Трубецков, ныне заведующий кафедрой, ректор СГУ, чл.-корр. РАН; аспирант Н.И. Сеницын, ныне лауреат Государственной премии, академик РАЕН, профессор, заместитель директора по науке СО ИРЭ РАН; аспирант А.А. Кураев, ныне заведующий кафедрой, профессор Минского радиотехнического института; аспирант Б.Г. Цикин, ныне доцент; аспирант Ю.А. Зюрюкин, ныне заведующий кафедрой СГТУ, профессор. Позднее на кафедру пришли: Р.Ш. Амиров, много лет впоследствии проработавший директором НИИМФа, профессор; доцент Ю.Г. Гамаюнов; старший преподаватель Р.И. Бурштейн; старший преподаватель Г.А. Багаева; старший инженер М.И. Перченко.

С первых лет работы кафедры начал действовать научный семинар, который пользуется авторитетом и известностью у электронщиков и радиофизиков как Саратова, так и других городов страны. В 1957-1964 годах В.Н. Шевчиком вместе с сотрудниками (Ю.Д. Жарков, Д.И. Трубецков, А.А. Кураев, Н.И. Сеницын, В.Л. Фишер) разработаны основы теории дискретного взаимодействия электронов с ВЧ-полями применительно к ЛБВ и ЛОВ с периодическими замедляющими системами. Результаты, полученные в этих работах, и идеи, заложенные в них, были позднее развиты и наиболее полно изложены в книге «Лекции по электронике СВЧ приборов типа О (дискретный подход к описанию взаимодействия электронного потока с ВЧ электромагнитными полями)» (авторы - Л.В. Булгакова, Д.И. Трубецков, В.Л. Фишер, В.Н. Шевчик). В это же время Б.Г. Цикин выполнил и опубликовал серию работ по аналитической нелинейной теории ЛБВ. На кафедре совместно с сотрудниками НИИМФа были проведены широкие теоретические и экспериментальные исследования ЛОВ в различных режимах и диапазонах (В.Н. Шевчик, Н.И. Сеницын, Н.Ф. Карякин, В.С. Андрушкевич, М.А. Григорьев, Ю.Г. Гамаюнов, Ю.Д. Жарков, Д.И. Трубецков, Р.Ш. Амиров, В.Л. Фишер). Среди этих работ следует выделить работы по созданию на уровне НИОКР серии низковольтных малогабаритных ЛОВ с магнитной фокусировкой (В.Н. Шевчик, Н.И. Сеницын, Ю.Н. Попченко, Е.И. Песочинский) и мощных ЛОВ миллиметрового диапазона (П.В. Голубков, Ш.Е. Цимринг, В.С. Андрушкевич, Ю.Г. Гамаюнов, А.И. Тореев, М.А. Григорьев, В.Н. Артемьев).

Работавшим в то время на кафедре профессором В.С. Стальмаховым, а также В.Н. Шевчиком, Д.И. Трубецковым были проведены работы по развитию теории лучевых приборов магнетронного типа. Результаты нелинейной и нестационарной теории этих приборов были отражены в докторской диссертации Д.И. Трубецкова (1978). Своеобразным итогом научных исследований в эти годы стала монография В. Н. Шевчика и Д.И. Трубецкова «Аналитические методы расчета в электронике СВЧ», вышедшая в свет в 1970 году. В ней обобщены и систематизированы результаты теоретических исследований различных электронных приборов СВЧ. Эту монографию считают энциклопедичной, и не случайно она включена в «золотой фонд» научной литературы по электронике. Работы по лампе обратной волны были обобщены в вышедшей в 1975 году коллективной монографии под редакцией В.Н. Шевчика и Д.И. Трубецкова «Электроника лампы с обратной волной».

Естественно, что интенсивная научная работа коллектива кафедры благотворно сказалась на учебной работе со студентами. Уже в те годы на кафедре читались 19 общих и специальных курсов лекций, соответствующих широкому

фронту исследований, проводимых сотрудниками кафедры. В 1967 году была создана специальная учебная лаборатория по физическому эксперименту (ответственные М.А. Григорьев, Ю.А. Зюрюкин, Ю.Д. Жарков). В 1978 году, благодаря усилиям, прежде всего, доцента Б. Г. Цикина и старшего инженера М.И. Перченко была организована уникальная учебная лаборатория по квантовой электронике. Преподавателями кафедры были написаны и изданы несколько учебных пособий по лабораторным работам. Среди этих пособий следует выделить книгу «Электронные приборы сверхвысоких частот» под редакцией В.Н. Шевчика и М.А. Григорьева, допущенную Минвузом СССР в качестве учебного пособия для студентов вузов и отмеченную грамотой МВССО РСФСР.

Смелость в уходе от традиционных научных направлений характерна для руководителей и сотрудников кафедры. Так, в конце 1960-х годов по инициативе В.Н. Шевчика на кафедре начались исследования в области акустоэлектроники и акустооптики. Научные группы в НИИМФе, возглавляемые М.А. Григорьевым, Н.И. Сеницыным, Ю.А. Зюрюкиным с участием Р.И. Бурштейна, В.И. Наянова и А.В. Толстикова быстро завоевали признание и достигли успеха в разных направлениях акустоэлектроники и акустооптики. Так, под руководством профессора М.А. Григорьева велись теоретические и экспериментальные исследования закономерностей возбуждения СВЧ упругих волн и их распространения в кристаллах на частотах от 0.1 до 37 ГГц, а также взаимодействия указанных волн со светом. В результате были созданы СВЧ акустические линии задержки, в том числе первые в Союзе, работающие на частоте 10 ГГц при температуре 300 К; выполнены экспериментальные исследования температурных зависимостей затухания упругих волн в ряде кристаллов. Впервые в Союзе поставлены эксперименты по исследованию дифракции света на упругих волнах от 7 до 11 ГГц и разработаны макеты акустооптических модуляторов света. Эти исследования нашли отражение в докторской диссертации М.А. Григорьева (1988).

В это же время научной группой под руководством Б.Г. Цикина начаты исследования, связанные с изучением взаимодействия свободных электронов с незамедленными электромагнитными волнами. Было теоретически предсказано существование следующих эффектов: нелинейного усиления незамедленных электромагнитных волн электронным пучком; вынужденного комптоновского рассеяния на нерелятивистском электронном потоке; вынужденного черенковского рассеяния. Эти работы явились первыми отечественными публикациями по лазерам на свободных электронах. Ряд фундаментальных результатов получили Б.Г. Цикин и его сотрудники по теории возбуждения волноводов вблизи границы полосы пропускания замедляющих систем.

Волноводные методы измерения диэлектрической проницаемости на СВЧ были разработаны доцентом Ю.П. Радиным. Эти методы позволяют определять диэлектрическую проницаемость полупроводниковых веществ, обладающих значительными потерями, а также изучать температурные зависимости.

С конца 1960-х годов под руководством профессора В.С. Андрушкевича группой сотрудников НИИМФа, в которую входил и доцент Ю.Г. Гамаюнов, был проведен комплекс теоретических и экспериментальных исследований в области электроники миллиметровых волн. Впервые были созданы мощные ЛОВ-генераторы коротковолновой части миллиметрового диапазона, разработан ряд модификаций высокоэффективных ЛБВ-усилителей. Впервые в нашей стране был создан мощный пакетированный усилитель О-типа миллиметрового диапазона, разработаны образцы мощных усилительных клистронов с распределенным взаимодействием (КРВ) миллиметрового диапазона с рекордными параметрами, широкое промышленное внедрение получил разработанный способ детерминированной комплектации замедляющих систем на цепочках связанных

резонаторов. Часть полученных результатов по усилительным КРВ отражена в монографии В.С. Андрушкевича, В.А. Вырского, Ю.Г. Гамаюнова, В.Н. Шевчика «Усилительные клистроны с распределенным взаимодействием». В 80-е и 90-е годы В.С. Андрушкевичем и Ю.Г. Гамаюновым были проведены фундаментальные исследования по формированию и транспортировке интенсивных цилиндрических пучков. Результаты всех этих исследований были обобщены в докторской диссертации В.С. Андрушкевича (1987).

В 60-90-е годы группой сотрудников НИИМФа и физического факультета под руководством профессора Ю.Д. Жаркова (Б.С. Дмитриев, В.А. Рачков, Э.А. Умеров, А.Е. Васильев, В.В. Жигулин, В.В. Боголюбов, М.А. Дмитриева, В.Н. Шлепкин) проведены теоретические и экспериментальные исследования, в результате которых был разработан оригинальный метод физического моделирования процессов взаимодействия потоков заряженных частиц с СВЧ-полями, основанный на применении метода электронного зонда. Впервые был создан и применен комплекс средств измерений - электронных зондов - для моделирования, изучения и оперативной оптимизации процессов взаимодействия потоков заряженных частиц с СВЧ-полями в мощных ЭВП СВЧ О-типа и сильноточных линейных резонансных ускорителях ионов; для оперативного исследования транспортировки интенсивных электронных потоков в магнитных фокусирующих системах; для изучения волн пространственного заряда в электронных потоках; для «горячих» методов измерения ВЧ-параметров замедляющих систем и объемных резонаторов. Эти работы нашли отражение в докторской диссертации Ю.Д. Жаркова (1987).

Широкий спектр теоретических и экспериментальных исследований в области твердотельной электроники и оптоэлектроники выполнен группой под руководством профессора Л.И. Каца, работавшего на кафедре с 1984 г. до своей кончины в 1992 г. Эти во многом оригинальные и смелые исследования включили широкий круг актуальных вопросов: полупроводниковые СВЧ-волноводы, малоинерционные измерители высоких уровней импульсной СВЧ-мощности, оптоэлектронные управляемые устройства, методы автоматизации измерения частоты в СВЧ-диапазоне.

После кончины В.Н. Шевчика (1980) обязанности заведующего кафедрой в 1980-81 гг. исполнял Ю.Д. Жарков, много лет проработавший заместителем заведующего кафедрой.

В 1981 г. заведующим кафедрой стал ученик и преемник В.Н. Шевчика профессор Дмитрий Иванович Трубецков, в последующие годы Заслуженный деятель науки РФ, чл.-корр. РАН, четырежды Соросовский профессор, избранный на конкурсной основе ректор СГУ. К этому времени Д.И. Трубецков стал широко известным в России и за рубежом крупным специалистом не только в области электроники СВЧ, но и в области нелинейной физики в той ее части, которая связана с теорией колебаний и волн, радиофизикой и сверхвысокочастотной электроникой.

С 1981 года начался качественно новый этап в развитии кафедры, связанный с новыми научными направлениями, новыми специализациями, новыми курсами лекций, новыми учебными лабораториями, новыми сотрудниками. За эти годы на кафедру пришли: профессор Л.И. Кац и ставшие впоследствии профессорами А.П. Четвериков, А.П. Кузнецов, Б.П. Безручко; доцент Ю.И. Левин (ныне декан факультета нелинейных процессов, профессор); старший преподаватель С.Л. Краузе; заведующие лабораториями С.И. Домрачев и В.Н. Скороходов, слесарь по КИПиА В.В. Румянцев, лаборант Ю.С. Тименков, ассистенты С.В. Подин, И.С. Ремпен, Е.Н. Егоров, Г.Б. Астафьев. В 90-х годах доцентами кафедры стали выпускники физфака: А.А. Кипчатов, В.Г. Анфиногентов, А.А. Короновский, А.Е. Храмов.

В середине 70-х годов под руководством Д.И. Трубецкого сотрудниками кафедры были начаты исследования нелинейных нестационарных явлений в системах, в которых электронный пучок взаимодействует с электромагнитным полем (Д.И. Трубецкий, С.П. Кузнецов, Б.П. Безручко). Были проведены экспериментальные исследования сложной динамики в электронном пучке, взаимодействующем с обратной электромагнитной волной. В этих работах, пионерских для своего времени, была обнаружена стохастическая динамика в лампе обратной волны и, что самое важное, убедительно доказана динамическая природа хаотической динамики в ней. Одновременно были начаты численные исследования нестационарной динамики в модели лампы обратной волны. Вообще, бросая ретроспективный взгляд в прошлое можно утверждать, что электроника, наряду с гидродинамикой, одной из первых стала «нелинейной» наукой, применяя различные методы вычислительной физики. В этом одно из проявлений тесной связи сверхвысокочастотной электроники и современной нелинейной теории колебаний и волн, которая невозможна без вычислительного эксперимента. Именно первые вычислительные эксперименты по моделированию явлений автомодуляции и хаотической генерации в релятивистской лампе обратной волны О-типа оказали большое влияние на дальнейшее развитие подобных исследований на кафедре электроники и в НИИМФе. Одновременно была построена нестационарная теория лампы обратной волны М-типа.

Одной из первых работ по нестационарной нелинейной теории релятивистской ЛОВ, выполненной совместно с коллегами из Института прикладной физики РАН (Горький) стала работа Н.С. Гинзбурга, С.П. Кузнецова и Т.Н. Федосеевой «Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ» (Известия вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. С. 1037-1052). В ней была впервые теоретически описана периодическая и хаотическая автомодуляция в лампе обратной волны. Во многом эта работа определила программу упомянутых экспериментальных исследований ЛОВ. Обсуждаемая работа стала классической и одной из наиболее часто цитируемых публикаций по сложным нестационарным явлениям в генераторах с длительным взаимодействием. Далее экспериментальные и теоретические исследования нестационарных явлений в приборах с длительным взаимодействием были продолжены в работах Б.П. Безручко, В.А. Исаева, Ю.Ф. Захарченко, А.В. Зборовского, А.П. Четверикова, А.Ю. Перельмана.

Заметим, что в последние десятилетия успехи нелинейной динамики «заставили» специалистов в области СВЧ-электроники искать типично нелинейные феномены и явления в системах «электронный поток - электромагнитное поле»: уединенные волны, режимы возникновения динамического хаоса, образование структур в электронных потоках. Вопросы исследования нестационарных процессов (в особенности сложной динамики) в электронных системах кроме несомненного фундаментального значения имеют и широкое практическое приложение в связи с необходимостью создания мощных генераторов широкополосного сложного сигнала для применения в системах радиолокации и радиопротиводействия, в системах нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза и т.д. Поэтому с начала восьмидесятых годов исследования в области нелинейной динамики, как применительно к задачам электроники сверхвысоких частот, так и самостоятельные фундаментальные исследования, становятся одним из основных научных направлений кафедры электроники.

Все это не могло не сказаться на учебно-методической деятельности сотрудников кафедры. Так, с 1985 года на кафедре открывается новая специализация - «теория колебаний и волн». В 1984 году издательство «Наука» выпускает учебное пособие «Введение в теорию колебаний и волн» (М.И. Рабинович и Д.И. Трубецкий), которое сразу стало библиографической редкостью. Книга

выдержала два переиздания на русском языке (в 1994 и 2000 годах) и переведена на английский язык в Нидерландах. В середине девяностых годов, в тяжелое для высшего образования время, на кафедре организован новый физический практикум по изучению волновых процессов «Волны, структуры, самоорганизация», через который в настоящее время проходит более 400 студентов факультета нелинейных процессов, физического факультета, факультета компьютерных наук и новых информационных технологий СГУ.

В 1991 году для непосредственного участия преподавателей, аспирантов, студентов и школьников в выполнении научных исследований и подготовки кадров высокой квалификации по инициативе и при непосредственном участии сотрудников кафедры Д.И. Трубецкова, Ю.И. Левина, Р.И. Бурштейна создан Государственный учебно-научный центр «Колледж». На базе «Колледжа» активно функционирует модель непрерывного образования школа - вуз, ориентированная на одаренную молодежь. Новая учебная структура образует единое учебно-методическое пространство и имеет три основные ступени. Первая ступень - полное среднее образование - обучение в Лицее прикладных наук в 8-11-м классах. Вторая ступень - высшее образование - обучение на факультете нелинейных процессов (кафедра электроники, колебаний и волн, кафедра нелинейной физики, базовые кафедры в Научно-исследовательских институтах РАН) СГУ. Третья ступень - послевузовское образование - обучение в аспирантуре. В рамках этой модели реализована уникальная система взаимосвязанных учебных дисциплин, охватывающая 9 лет обучения (с аспирантурой 12 лет) и нацеленная на формирование междисциплинарного мировоззрения и нелинейного мышления. В эту систему входит трехгодичный школьный курс «Колебания, волны, синергетика», вузовские курсы «Физика колебаний», «Физика волн», «Нелинейные колебания», «Нелинейные волны», «Теория катастроф», «Динамические системы и бифуркации», «Динамический хаос», «От порядка к хаосу», «Колебания и волны в нелинейных активных средах», «Самоорганизация в открытых системах». Цикл дисциплин, формирующих междисциплинарное мировоззрение, поддержан единой системой лабораторий и практикумов, направленных на формирование у студентов навыков проведения научных исследований, работы с современными вычислительными средствами, владения современными информационными технологиями. Все это было бы невозможно без интенсивной научной работы сотрудников и преподавателей кафедры в области нелинейной теории колебаний и волн, синергетики.

Активно проводятся на кафедре междисциплинарные научные исследования, основанные на применении идей и методов нелинейной динамики в других областях знания, таких как социология, география, демография, науковедение и т.п. (профессор Д.И. Трубецков, доценты А.А. Короновский и А.Е. Храмов, ассистент И.С. Ремпен). Совместно с другими подразделениями СГУ проводятся междисциплинарные научные конференции, затрагивающие не только естественные, но и гуманитарные науки (например, конференция «Нелинейность и хаос в истории», два рабочих совещания «Нелинейная динамика открытых систем и гуманитарные и общественные науки»).

Заметим, что научные связи кафедры всегда были весьма обширны. Свидетельством этого служит успешное проведение большого числа научных семинаров, конференций и школ различного уровня, на которые приезжают специалисты из многих научных центров. Первую такую зимнюю школу для инженеров по электронике СВЧ и радиофизике кафедра организовала и провела совместно с НИИМФом и ГНПП «Алмаз» в 1970 году. С тех пор с интервалом в 2-3 года организовано и проведено 11 таких школ, 4 школы по колебаниям, волнам и электронам, а затем 5 школ под другим названием: «Нелинейные дни в Саратове

для молодых» - для школьников, студентов и аспирантов; 5 международных конференций «Хаотические автоколебания и образование структур». Кафедра активно участвовала в организации и проведении вышеупомянутых междисциплинарных конференций «Нелинейная динамика открытых систем и гуманитарные и общественные науки», общероссийской конференции «Фундаментальные проблемы физики». С самого начала эти школы и конференции приобрели статус общероссийских и международных и продолжают проводиться, несмотря на сложности в современном состоянии науки и высшего образования.

Закономерным итогом научно-педагогической деятельности стало создание в последнее десятилетие научной школы по нелинейной динамике. Научная школа Д.И. Трубецкова включает коллективы факультета нелинейных процессов СГУ, научных подразделений СГУ и базовых кафедр в филиалах научно-исследовательских институтов РАН. В настоящее время среди представителей научной школы 11 профессоров и 14 доцентов. Из 108 сотрудников и студентов Саратовского государственного университета, получивших гранты Соросовских профессоров, доцентов, аспирантов, студентов, 56 грантов завоевали представители указанной научной школы. Итогом научной деятельности коллектива под руководством Д.И. Трубецкова стало признание научной школы Саратовского государственного университета по нелинейной динамике ведущей научной школой России. Это признание было подтверждено грантами Российского фонда фундаментальных исследований по поддержке ведущих научных школ¹. Название гранта «Теоретическое и экспериментальное исследование нелинейных и нестационарных явлений и закономерностей сложной динамики, включая динамический хаос и образование структур, в различных активных автоколебательных распределенных и сосредоточенных системах, в том числе радиофизической природы и моделях экологии и социальных наук».

Основные направления деятельности научной школы.

- Электроника СВЧ. Теоретическое и экспериментальное исследование нелинейных и нестационарных явлений в активных распределенных системах «электронный поток - электромагнитное поле».

- Теоретическое исследование решеток и цепочек с различными типами составляющих элементов с различными видами связи между элементами.

- Методы восстановления аттракторов по временным реализациям колебательных процессов, а также исследование особенностей преобразования хаотических колебаний линейными инерционными цепями и средами.

- Исследование методами нелинейной динамики различных явлений, построение и исследование математических моделей процессов в системах нефизической (биологической, экономической, демографической, социальной и др.) природы.

Начиная с 1993 года в Саратовском государственном университете издается единственный в России специализированный журнал с «нелинейно-динамической» тематикой - «Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика». Заместителем главного редактора журнала является зав. кафедрой электроники, колебаний и волн, чл.-корр. РАН, профессор Д.И. Трубецков, ответственный секретарь редколлегии журнала - профессор кафедры, д.ф.-м.н. Б.П. Безручко.

Кроме того, сотрудниками кафедры и научной школы Д.И. Трубецкова издается большое число учебных и методических пособий, учебников и монографий. За последние несколько лет вышли в свет следующие книги сотрудников кафедры: «Колебания и волны для гуманитариев» Д.И. Трубецкова, «Нелинейная динамика в действии» А.А. Короновского и Д.И. Трубецкова,

¹ См.: Ведущие научные школы России. Справочник. - М.: Янус-К, 1998. С. 237.

«Лекции по вакуумной СВЧ микроэлектронике» Д.И. Трубецкова, А.Г. Рожнева, Д.В. Соколова, «След вдохновений и трудов упорных ...» Д.И. Трубецкова и т.д. В рамках гранта ФЦП «Интеграция» коллектив авторов под руководством Д.И. Трубецкова готовит к изданию серию из 7 книг «Современная теория колебаний и волн». В частности, в издательстве «Наука. Физматлит» в 2000 году вышла книга Д.И. Трубецкова и Н.М. Рыскина «Нелинейные волны», в 2001-м - книга «Линейные колебания и волны» Д.И. Трубецкова и А.Г. Рожнева, Сборник задач по линейным колебаниям и волнам А.П. Кузнецова, А.Г. Рожнева, Д.И. Трубецкова, «Динамический хаос» С.П. Кузнецова и в 2002-м - «Введение в теорию самоорганизации открыты систем» Д.И. Трубецкова, Е.С. Мчедловой, Л.В. Красичкова. В 2002 году издательством ГосУНЦ «Колледж» выпущены две монографии - «Непрерывный вейвлетный анализ в приложениях к задачам нелинейной динамики» А.А. Короновского, А.Е. Храмова и «Нелинейная динамика в действии» А.А. Короновского, Д.И. Трубецкова (издание 2-е, исправленное и дополненное). Современные исследования в области сверхвысокочастотной электроники, вопросы приложения в ней нелинейной теории колебаний и волн нашли свое отражение в подготовленной к печати рукописи «Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков» Д.И. Трубецкова и А.Е. Храмова, издание которой в издательстве «Физматлит» поддержано Российским фондом фундаментальных исследований в 2002 году.

В 90-х годах возникло и развивается научное сотрудничество преподавателей кафедры с зарубежными учеными. Так, А.П. Четвериков участвует в исследованиях нелинейных структур в открытых системах, проводимых в Гумбольдском университете (Германия) под руководством профессора Вернера Эбелинга. Д.И. Трубецков читал лекции в Вайоминском университете (США) и Сеульском национальном университете (Корея).

В 1998 г. кафедра получила название кафедры электроники, колебаний и волн. В 2000 году кафедра была переведена на новый факультет СГУ - факультет нелинейных процессов.

Работа поддержана грантом РФФИ «Ведущие научные школы России» (проект № 00-15-96673).

*Саратовский государственный
университет,
Факультет нелинейных процессов*

Поступила в редакцию 29.10.2002



1952 г.



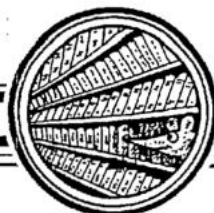
1950 г.



1952 г.



1950-е гг.



ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

П. Голубков

Предложена новая теория электронных генераторов сверхвысоких частот, базирующаяся на следующих идеях автора. 1) Характер электронных процессов и механизм поддержания колебаний идентичны во всех сверхвысокочастотных генераторах (клистрон, генератор с тормозящим полем, магнетрон). Роль первичного механизма играет непрерывный электронный поток, в котором, благодаря особым условиям его использования, протекает процесс фазовой фокусировки; в силу этого устанавливается необходимое взаимодействие потока с элементами колебательной системы. 2) С кинематической точки зрения, физика сверхвысоких частот может рассматриваться как развитие и практическое применение электронной оптики.

Разработан обладающий достаточной общностью метод исследования состояния электронного потока путем введения понятия о движущемся фокусе и изучения перемещения фокусов в потоке.

Показана возможность, исходя из принятой картины внутреннего механизма, объяснить с электронно-оптической точки зрения все характерные особенности сверхвысокочастотных генераторов различных типов, а именно:

Изучен случай дрейфа электронного потока; выводы применены к исследованию электронно-лучевого генератора типа «клистрон»; установлена аналогия поведения последнего с генератором Баркгаузена.

Изучен случай фокусировки электронного потока в постоянном и переменном тормозящих полях; результаты применены к исследованию генераторов с тормозящим полем линейным и радиальным потоками (схема Баркгаузена). Показана возможность при помощи электронно-оптической теории объяснить все специфические особенности схемы Баркгаузена - дискретность областей колебаний, расположение центров областей (соотношение Баркгаузена), возникновение «карликовых» волн. Показано, что для случая самовозбуждения фазовой линзы поведение генератора при наличии переменного тормозящего поля может быть описано теми же соотношениями, как и в случае постоянного тормозящего поля. Для генераторов с «двусторонним» возбуждением обнаружен закон распределения центров областей колебаний в плоскости $-U_A, U_G$.

Изучена фокусировка потока в электрическом и магнитном полях; результаты применены к исследованию поведения генератора с тормозящим полем в слабых магнитных полях; установлена закономерность для сдвига центров областей колебаний, подтвержденная экспериментом. Построена электронно-оптическая теория магнетрона со сплошным анодом. Объяснены закономерности, которым подчиняется его поведение.

До настоящего времени для генерирования сверхвысоких частот используется, как известно, три метода: метод тормозящего поля, магнетрон и появившиеся за последние годы электронно-лучевые генераторы различных конструкций.

Вопрос о физической картине электронных процессов, протекающих в генераторах сверхвысоких частот, и механизме поддержания колебаний в них был предметом многих исследований. Однако, несмотря на обилие теоретических попыток, этот основной вопрос не может до настоящего времени считаться выясненным. Предложенные до сих пор и достаточно хорошо известные теории, базируясь обычно на изучении движения одного (изолированного) электрона в электрических и магнитных полях данного генератора, рассматривали с точки зрения внутренних процессов каждый из известных нам методов генерирования как метод в достаточной степени индивидуальный, с единственно ему присущими особенностями и характерным для него электронным механизмом; тем более не было речи о какой-либо схеме внутренних процессов, общей для всех видов сверхвысокочастотных генераторов.

Основные идеи предлагаемой автором новой точки зрения заключаются в следующих положениях.

1. Характер электронных процессов и механизм поддержания колебаний идентичны во всех сверхвысокочастотных генераторах. Роль первичного механизма в них играет непрерывный электронный поток, в котором, благодаря особым условиям его использования, протекает процесс фазовой фокусировки; в силу этого устанавливается необходимое взаимодействие потока с элементами колебательной системы, которое и поддерживает колебательное состояние последней. Изложенная точка зрения приводит, естественно, к объединению всех известных типов сверхвысокочастотных генераторов в единую группу электронно-лучевых устройств и позволяет осуществить попытку построения их обобщенной теории.

2. С кинематической точки зрения физика сверхвысоких частот может рассматриваться как развитие и вместе с тем практическое применение электронной оптики. Слияние в одну стройную систему этих двух областей дает, вероятно, возможность развить сверхвысокочастотную физику в своеобразном направлении - путем применения в этой области не использованных еще в ней достижений электронной оптики.

Развитие намеченных выше основных положений требует, прежде всего, детального исследования кинематики «электронно-оптических» процессов, которые будут протекать в непрерывном электронном потоке в тех условиях, в которых этот поток используется в сверхвысокочастотных генераторах, и исследования роли, которую они могут играть в работе генератора. Критерием правильности новой точки зрения и общности предлагаемого электронного механизма является, конечно, возможность объяснить при помощи новых представлений характерные особенности, которыми обладают известные нам типы генераторов.

В силу этих соображений, в работах автора, законченных в течение последних двух лет и являющихся непосредственным продолжением и развитием тех основных положений, которые схематически изложены в первом сообщении [1], основное внимание было уделено именно кинематической стороне процессов как той основе, на которой строится физическая картина или модель явления.

Результаты этих работ кратко излагаются ниже.

Общим и характерным признаком всех интересующих нас случаев является то обстоятельство, что электронный поток перед его использованием подвергается на некотором этапе своего пути воздействию переменного электрического поля той или иной конфигурации или комбинированного переменного электрического и постоянного магнитного полей. Это воздействие существенным образом меняет структуру потока; последний перестает быть «монокроматическим», то есть отдельные его элементы, принимающие участие в дальнейшем процессе, будут обладать различными по величине скоростями, совокупность которых образует некоторый «спектр скоростей». Такой поток получил наименование «модулированного».

То или иное изменение структуры потока определяет и все дальнейшее его поведение. Задача изучения такого потока в самом общем случае очевидно представляет собой обобщенную задачу кинематической электронной оптики и заключается в том, чтобы охарактеризовать при помощи соответствующим образом выбранных величин состояние модулированного потока в любой заранее заданный момент и исследовать возможные изменения этого состояния во времени.

Для решения этой задачи автором был предложен метод, обладающий, как оказалось, достаточной общностью. Сущность этого метода заключается в следующем.

Пусть электронный пучок, эмитированный катодом K и движущийся в положительном направлении оси x (рис. 1), пробегает первоначально на пути KLL разность потенциалов $U_0 + U_1 \varphi(t) = U_0 [1 + \xi \varphi(t)]$ и вступает далее в пространство LA . Устройство LL представляет собой фазовую линзу, поверхности которой, в зависимости от конструкции, частично или полностью проницаемы для электронов; в частном случае они сливаются в одну поверхность, потенциал которой меняется во времени по указанному закону.

Рассматривая электронный поток, вступающий в пространство LA , как непрерывную последовательность элементарных электронных групп и относя к данной группе электроны, прошедшие фазовую линзу за время dt и обладающие в момент вступления в LA скоростями, лежащими в пределах от v_e до $v_e' = v_e + (dv_e/dt)dt$, имеем для плотности заряда в данной группе (впредь будем характеризовать ее «входной» скоростью $v_e = [(2em)U_0]^{1/2} [1 + \xi \varphi(t)]^{1/2} = v_0 a^{1/2}$):

$$\rho_v = ne_0 dt / (|dx|S), \quad (1)$$

где n - число электронов, проходящих поверхность L за единицу времени, $|dx|$ - протяженность группы и S - поперечное сечение электронного пучка. (Для простоты предполагаем в дальнейшем $n = \text{const}$, $S = 1$.)

Если в общем случае в пространстве LA создано электрическое поле, напряженность которого также меняется со временем по некоторому закону $E = f(t) = E_0 [1 + \xi_1 \varphi_1(t)]$, то «путевые» скорости электронов v_{e1} и v_{e1}' будут, очевидно, зависеть как от «входных» скоростей, так и от ускорения $a = \psi(E)$, приобретаемого электронами в поле. Определяя протяженность данной группы как разность путей, пройденных ее граничными электронами к моменту времени t , найдем:

$$|dx| = \left| \int_{t_e}^t v_{e1} dt - \int_{t_e+dt}^t v_{e1}' dt \right| = |\Phi(U_0, E_0, \xi, \xi_1, dv_e/dt, t_e, t)| dt, \quad (2)$$

а следовательно,

$$\rho_v = ne_0 / |\Phi|. \quad (3)$$

Изменение Φ со временем определяет изменение состояния группы на пути ее следования, а именно, - ее сжатие или растяжение, сопровождаемое соответственным изменением плотности заряда (рис. 1). Условие $\Phi = 0$ характеризует так

называемую «фокусировку» группы [2], которая заключается в том, что все электроны, составляющие группу, располагаются в некоторый момент времени $t=t_F$ в плоскости, перпендикулярной движению потока (в действительности, плотность при фокусировке будет конечной, но знание точной величины ее не имеет существенного значения при рассмотрении кинематической стороны процессов).

Из условия $\Phi=0$ может быть определено или фокусное расстояние группы x_F , то есть расстояние от линзы до места фокусировки - фокальной плоскости, или время фокусировки $\tau_F=t_F-t_e$.

Если Φ является непрерывной функцией t_e (хотя бы для определенного интервала изменения этой величины), то, при соответствующих условиях в отношении величины a и dv_e/dt в электронном потоке, в пространстве LA устанавливается весьма своеобразный непрерывный процесс, заключающийся в том, что вслед за одним фокусом в непосредственной от него близости возникает другой, в то время как предыдущий начинает «рассасываться». Эту непрерывную во времени и пространстве последовательность фокусов автор предложил рассматривать как один фокус, перемещающийся в потоке в известном направлении и с известной скоростью.

Хотя в целом ряде случаев электронные группы при своем перемещении в потоке могут накладываться друг на друга, однако распределение плотности заряда вдоль потока, то есть состояние потока как целого, может быть в первом приближении (достаточном для поставленных целей) охарактеризовано для любого момента времени расположением фокусов в нем, иначе говоря, расположением фокусирующихся в этот момент электронных групп. Изменение же состояния потока во времени описывается с достаточной полнотой направлением и скоростью перемещения фокусов, то есть их пространственно-временными траекториями.

Эти перемещающиеся в потоке электронные «сгущения» и являются той особенностью потока, которая дает возможность использовать его в качестве первичного механизма для периодической подкачки энергии к элементам колебательной системы в форме соответствующих импульсов.

Таким образом, рассмотрение и анализ работы сверхвысокочастотных устройств с электронным потоком в роли первичного механизма сводится к изучению поведения потока в каждом заданном случае (изучению пространственно-временных траекторий фокусов в нем) и установлению условий необходимого взаимодействия потока с колебательной системой.

Простейшим является тот случай, когда в пространстве фокусировки LA отсутствует электрическое поле, и электронный поток движется в нем лишь по инерции. Этот случай реализуется, в частности, в электронных генераторах типа «клистрон», принципиальная схема которого дана на рис. 2. Фазовая линза LL и колебательный контур KK , связанные друг с другом, представляют собой обычно тороидальные, объемные резонаторы.

Если принять $U=U_0+U_1\sin\omega t=U_0(1+\xi\sin\omega t)$, то уравнение пространственно-временной траектории фокуса в данном случае будет

$$x_F = \frac{v_e^2}{dv_e/dt} = \frac{2v_0}{\xi\omega} \frac{(1+\xi\sin\omega t)^{3/2}}{\cos\omega t}, \quad (4)$$

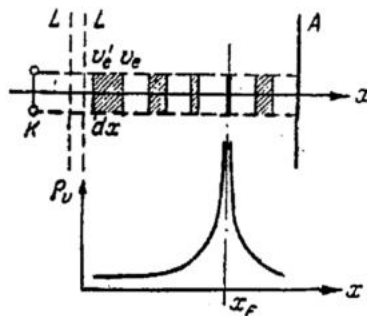


Рис. 1

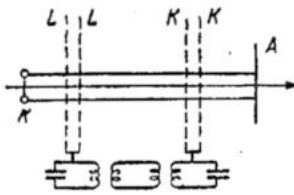


Рис. 2

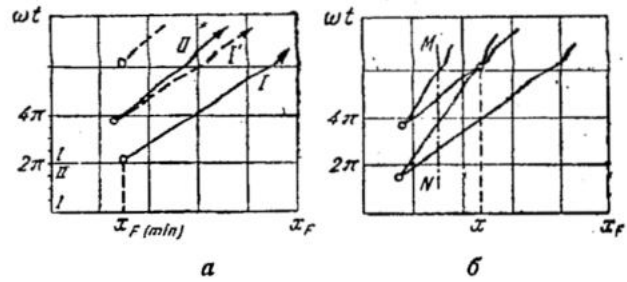


Рис. 3

$$\tau_F = \frac{v_e}{dv_e/dt} = \frac{2}{\xi\omega} \frac{1 + \xi \sin \omega t_e}{\cos \omega t_e},$$

Форма траектории показана на рис. 3, а; ветви I и II описывают движение фокусов, возникновение и перемещение которых обусловлено фокусировкой групп, выходящих из фазовой линзы соответственно в течение первой и последней четверти периода управляющего напряжения U (группы, для которых $\pi/2 \leq \omega t_e \leq 3\pi/2$, а следовательно, $dv_e/dt < 0$, не образуют фокусов, точнее - дефокусируются); пунктиром изображены аналогичные траектории для второго периода. При установившемся режиме в пространстве фокусировки будет, очевидно, протекать процесс, представляемый «парными» траекториями, каковы, например, I' и II', то есть состояние электронного потока в рассматриваемом случае характеризуется тем, что на расстоянии $x_{F(\min)}$ от линзы будут периодически и практически одновременно возникать два фокуса, образуя сгущение с относительной удвоенной плотностью заряда; оба фокуса перемещаются почти равномерно в положительном направлении оси x с различными скоростями, постепенно увеличивая свое взаимное расстояние. Так как $x_{F(\min)} = 2v_0/\xi\omega$ и $\tau_{F(\min)} = 2/\xi\omega$ («фаза выхода» группы, фокусирующей на минимальном расстоянии от линзы, $\omega t_e = 0$), то координаты начала парных траекторий могут быть изменяемы в довольно широких пределах путем изменения режима (U_0, ξ, ω), так же как и скорости перемещения фокусов в потоке.

При соответствующем подборе режима может быть получена картина, изображенная на рис. 3, б и имеющая следующие характерные особенности: 1) кроме сгущения с удвоенной плотностью, возникающего периодически на расстоянии $x_{F(\min)}$ от линзы, будет также периодически возникать сгущение с удвоенной плотностью заряда на расстоянии x от линзы; 2) в пространстве фокусировки всегда можно найти поверхность (MN), через которую движущиеся фокусы проходят с частотой, вдвое большей частоты управляющего напряжения, а следовательно, частота импульсов, сообщаемых некоторому колебательному контуру, расположенному в плоскости MN, будет равна 2ω . Это обстоятельство может быть использовано для построения удвоителя частоты.

Для наиболее эффективного обмена энергией между электронным потоком и колебательной системой (тороидальным резонатором в случае клистрона) с целью поддержания колебательного состояния последней необходимо, очевидно, чтобы система была расположена на расстоянии $x_{F(\min)}$ или на расстоянии x от линзы и чтобы электронные сгущения возникали между поверхностями резонатора в моменты, когда электрическое поле в этом пространстве - тормозящее и напряженность его достигает амплитудного значения. Это приводит к следующим «пространственному» и «фазовому» условиям оптимального взаимодействия (в предположении, что разность фаз полей линзы и колебательной системы $\Delta = \pi$ и что система находится на расстоянии $x_{F(\min)}$ от линзы):

$$l = x_{F(\min)} = 2v_0/\xi\omega, \quad (5)$$

$$\omega t_F = 2n\pi + \pi/2, \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

Первое из этих условий, полученное в свое время иным путем Люди [3], представляет собой «характеристическое уравнение» генератора и может быть легко приведено к виду

$$\lambda = 1570\xi/U_0^{1/2}. \quad (7)$$

Второе условие дает:

$$\text{при } n = 1 \quad \xi = \xi_1 = 0.26 \quad (8)$$

$$\text{при } n = 2 \quad \xi = \xi_2 = 0.14 \quad \text{и т.д.}$$

Этот интересный результат имеет следующий физический смысл.

1. Если система может генерировать колебания лишь с длиной волны λ , то при сделанных выше предположениях относительно величин l и Δ оптимальное взаимодействие потока с системой, отвечающее, вообще говоря, максимальной колебательной энергии, будет иметь место или при $\xi = \xi_1 = 0.26$ и U_0 , определяемом из соотношения $\lambda = 1570 \cdot 0.26 / U_0^{1/2}$, то есть $U_0 = (408)^2 l^2 / \lambda^2$, или при $\xi = 0.14$ и $U_0 = (220)^2 l^2 / \lambda^2$.

Колебания в этих случаях можно назвать колебаниями первого, второго и т.д. порядков. В действительности необходимое (но не оптимальное) взаимодействие потока с системой может происходить при всех тех режимах, которые обуславливают возникновение фокуса в пространстве между плоскостями резонатора в один из моментов того интервала времени, на протяжении которого поле в этом пространстве является тормозящим; это соображение позволяет легко установить указанным выше путем границы для ξ и U_0 , в которых осуществляется необходимый для поддержания колебаний энергетический обмен. Эти границы по U_0 определяют так называемые «области колебаний» (первого, второго и т.д. порядков), которые в данном случае должны наблюдаться при изменении U_0 ; области колебаний удобно характеризовать величиной λ , остающейся неизменной на протяжении данной области.

2. Пусть объемный резонатор заменен системой, имеющей некоторый линейчатый спектр собственных частот, и пусть эта система возбуждается только на колебаниях первого порядка ($\xi = \text{const} = 0.26$). При непрерывном изменении U_0 будут и в данном случае наблюдаться области колебаний, соответствующие теперь различным собственным частотам; их максимумы интенсивности (центры областей) расположатся в плоскости $\lambda - U_0$ на кривой I: $\lambda^2 U_0 = (408)^2 l^2$. Если возможно возбуждение на тех же частотах колебаний второго порядка, то наряду с первой группой появится вторая группа областей, характеризуемых соответственно теми же величинами λ ; их центры располагаются на кривой II: $\lambda^2 U_0 = (220)^2 l^2$. Ожидаемый результат экспериментальных наблюдений схематически представлен на рис. 4. Так как соотношение (7) вполне аналогично известному уравнению Баркгаузена, то кривые I и II могут быть названы баркгаузеновскими кривыми первого и второго порядков.

Таким образом, генератор типа «клистрона», то есть генератор с линейным электронным потоком, фазовой линзой и отдельным колебательным контуром, должен, в сущности говоря,

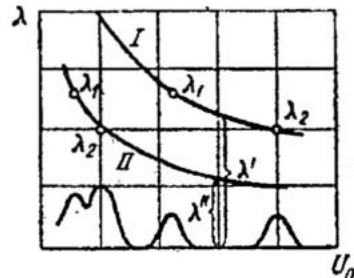


Рис. 4

обладать всеми специфическими особенностями, присущими и хорошо известному генератору Баркгаузена (то же характеристическое уравнение, та же дискретность областей колебаний и возможность распределения этих областей по группам, внутри каждой из которых характерной является величина $\lambda U_0^{1/2}$).

Некоторые из указанных выше свойств (соотношение $l=2(v_0/\xi\omega)$ и наличие лишь одной области колебаний с определенной λ в случае объемного резонатора в роли колебательной системы) подтверждаются опытом, другие (дискретность областей при колебательной системе другого типа) на опыте еще не изучены.

Как будет показано ниже, с точки зрения тех же представлений о механизме внутренних электронных процессов могут быть без труда объяснены и специфические особенности генератора Баркгаузена, что позволяет оба эти генератора объединить в одну группу, не рассматривая «клистрон» как принципиально новый тип, что до настоящего времени подчеркивалось рядом авторов.

II

Рассмотренный в первой части настоящей работы тип сверхвысокочастотного генератора, как уже было указано, характеризуется тем, что электронный поток по выходе из фазовой линзы движется в пространстве, где отсутствует электрическое поле, иначе говоря, изучаемый процесс фокусировки в электронном потоке протекает в условиях движения потока по инерции.

Особый интерес представляет случай фокусировки электронного потока в постоянном во времени тормозящем поле. Этот случай подробно рассмотрен ниже. Одна из модификаций того устройства, в котором реализуются упомянутые условия, дана в виде принципиальной схемы на рис. 5. Линейный электронный поток, пройдя ускоряющее поле U_0 между катодом и диафрагмой D , модулируется фазовой линзой L и движется далее в тормозящем поле E между линзой и поверхностью или электродом A ($U_A=0$). Применение ранее рассмотренного метода приводит в данном случае к следующим выражениям для фокусного расстояния x_F и времени фокусировки τ_F :

$$x_F = \frac{v_e^2(a+2dv_e/dt)}{2(a+dv_e/dt)^2} = \frac{v_e^2(a+2a_e)}{2(a+a_e)^2}, \quad (9)$$

$$\tau_F = \frac{v_e}{a+dv_e/dt} = \frac{v_e}{a+a_e}, \quad (10)$$

где a - ускорение, приобретаемое электронами в тормозящем поле ($a=(e/m)E$).

Легко видеть, что:

1) При наличии тормозящего поля возрастает число фокусирующихся групп; группы с отрицательным «групповым ускорением» $a_e < 0$, которые дефокусировались при инерциальном движении, будут в данном случае фокусироваться, если для них $|a_e| \leq (1/2)a$. Отсюда следует, что при любом законе изменения «входной скорости» $v_e = f(t)$, где $f(t)$ непрерывна и имеет непрерывную производную, всегда можно подобрать такое a , то есть тормозящее поле с такой напряженностью, чтобы фокусировались все группы, вступающие за период в пространство фокусировки.

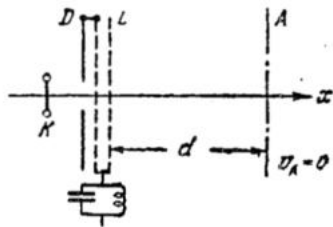


Рис. 5

2) Так как в тормозящем поле

пробег группы ограничен и время этого пробега $\tau_0 = v_e/a$, то группы с $a_e > 0$ фокусируются до остановки ($\tau_F < \tau_0$), а группы с $a_e \leq 0$ - соответственно в момент остановки или при своем обратном движении к фазовой линзе. Таким образом, перемещение фокуса в электронном потоке возможно в данном случае как в положительном, так и в отрицательном направлении оси x .

Траектории фокусов в зависимости от режима будут иметь различный характер. Для практических применений особенно интересен случай, представленный на рис. 6 и соответствующий режиму, в котором $a = 2|v_e|_{\max}$ при $U = U_0(1 + \xi \sin \omega t)$.

Ветви I, II, III и IV траектории изображают перемещение фокуса, то есть процесс последовательной фокусировки тех элементарных групп, которые вышли из фазовой линзы в течение соответствующих четвертей периода; стрелками обозначены направления движения фокусов; непосредственным продолжением ветви IV является аналогичная траектория, представляющая фокусировку групп следующего периода. В рассматриваемом частном случае фокус возникает в потоке на расстоянии x_A от фазовой линзы, движется замедленно до точки x_B и ускоренным движением перемещается обратно, достигая линзы в некоторый момент времени t_F^* . С этим фокусом практически сливается в точке x_K другой фокус, возникающий на расстоянии x_D от линзы.

Возврат фокуса к фазовой линзе является наиболее существенной особенностью данного случая. Это обстоятельство позволяет считать возможным построение электронно-лучевого генератора с самовозбуждением фазовой линзы. Имея в виду, что фаза выхода той электронной группы, которая фокусируется при обратном своем движении именно в плоскости линзы, $\omega t_e^* = \pi$, и предполагая первоначально, что линза представляет собой объемный контур типа тороидального резонатора или конденсатор с сетчатыми поверхностями, присоединенный к некоторой внешней колебательной системе, легко формулировать «пространственное» и «фазовое» условия для оптимального взаимодействия электронного потока с линзой, а именно:

$$x_F^* = 0, \quad (11)$$

$$\omega t_F^* = \omega t_e^* + \omega \tau_F^* = (2n + 1/2)\pi, \quad n = 2, 3, \dots \quad (12)$$

При выполнении этих условий электронное сгущение будет попадать в пространство между обкладками конденсатора в тот момент, когда поле конденсатора будет тормозящим (для возвращающегося потока) и напряженность его достигнет своего максимального значения. Первое из этих условий приводит к соотношению

$$v_0 \xi \omega = (e/m)E = (e/m)(U_0/d),$$

откуда получается «характеристическое» уравнение рассматриваемого генератора в виде

$$\lambda = 6280 \xi d / U_0^{1/2}, \quad (13)$$

представляющее собой снова типичное уравнение Баркгаузена. Второе условие позволяет определить величину ξ :

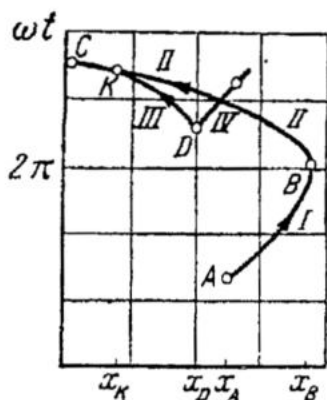


Рис. 6

$$\xi = 4/(\pi(4n-1)).$$

Значениям $n=2$ и $n=3$ соответствуют колебания первого и второго порядка,

$$\xi_1 = 0.18, \quad \xi_2 = 0.12. \quad (15)$$

Поведение изучаемого генератора оказывается, таким образом, принципиально аналогичным поведению ранее рассмотренного типа с самостоятельным колебательным контуром. Действительно:

1. Если линза характеризуется единственной собственной частотой (объемный резонатор), то при непрерывном изменении U_0 будут наблюдаться области колебаний различных порядков, центры которых должны удовлетворять условиям

$$\lambda U_0^{1/2} = 1100d, \quad \lambda U_0^{1/2} = 690d \quad \text{и т.д.}$$

2. Если линза имеет некоторый линейчатый спектр частот и возбуждается на колебаниях первого порядка ($\xi=0.18$), то должны наблюдаться дискретные области колебаний, каждая из которых характеризуется своей длиной волны и центры которых в плоскости (λ, U_0) располагаются на баркгаузеновской кривой $\lambda U_0^{1/2} = 1100d$. Наряду с этим возможно возникновение на тех же частотах колебаний второго порядка, центры областей которых расположатся на кривой $\lambda U_0 = 690d$.

3. При наличии настраивающегося внешнего контура на одном и том же режиме U_0 может наблюдаться возникновение колебаний с $\lambda = \lambda_1' = 1100d/U_0^{1/2}$ и $\lambda = \lambda_2'' = 690d/U_0^{1/2}$ (см. рис. 4).

Генераторы такого типа еще не изучены. Упрощенной модификацией их является схема, представленная на рис. 7. Роль фазовой линзы играет диафрагма D , которая вместе с анодом A (в общем случае $U_A < 0$) присоединена к некоторой внешней колебательной системе и составляет существенную часть ее. При установившемся колебательном режиме потенциал диафрагмы будет, очевидно, изменяться со временем по некоторому закону $U=f(t)$, что и определяет модулирующее действие диафрагмы. Если в первом приближении допустить, что переменный потенциал на диафрагме не оказывает заметного влияния на плотность электронного потока в пространстве, KD , то есть что количество электронов, подлетающих к диафрагме в любой элемент времени dt , сохраняется неизменным и равным ndt и что переменное тормозящее поле между линзой и анодом не влияет на процесс фокусировки или этим влиянием можно пренебречь, то генератор нового типа не будет принципиально отличаться от прежнего.

Существенным для данного и ряда последующих случаев является, однако, то обстоятельство, что при линзах (или частях колебательной системы) в виде диафрагм, а также сеток и поверхностей взаимодействие электронного потока с ними возможно лишь в форме импульсов, периодически попадающих на соответствующий электрод. Такие импульсы будут сообщаться данному электроду, когда фокус, перемещаясь в потоке, достигает его. Для поддержания колебательного состояния электрода импульсы должны попадать на него в один из

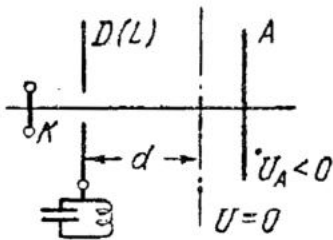


Рис. 7

моментов того интервала времени, на протяжении которого напряжение на электроде уменьшается ($dU/dt < 0$). Центр этого «временного интервала возбуждения» $U=U_0$ является моментом, отвечающим наиболее эффективному взаимодействию потока с электродом, что непосредственно связано с возможной формой импульсов, изученной автором.

В соответствии со всем сказанным, фазовое условие для данного генератора принимает следующий вид:

$$\omega t_F^* = (2n+1)\pi, \quad (16)$$

откуда

$$\xi_1 = 0.32, \quad \xi_2 = 0.16 \text{ и т.д.} \quad (17)$$

Так как пространственное условие взаимодействия остается неизменным, то характеристические уравнения рассматриваемого генератора для колебаний первого и второго порядков будут соответственно:

$$\lambda U_0^{1/2} = 2000d \text{ и } \lambda U_0^{1/2} = 1000d. \quad (18)$$

Впервые генератор такого типа был осуществлен Греховой и Ашбель [4] и назван авторами «электронно-лучевым генератором с тормозящим полем». Схема его дана на рис. 8. К линзе (диафрагме) D и аноду A , имевшему форму закрытого с одной стороны цилиндра, была присоединена внешняя, настраиваемая лехерова система. Этот тип генератора еще не исследован детально, но поведение его, рассчитанное теоретически для некоторых режимов, удовлетворительно согласуется с результатами наблюдений, полученными при предварительном испытании генератора и любезно сообщенными мне авторами.

Замена диафрагмы сеткой не внесет, очевидно, ничего нового в рассматриваемую схему, если сохранить сделанные выше допущения о постоянстве n и отсутствии влияния переменного поля в межэлектродном пространстве на процесс фокусировки. К генератору с сеткой в роли фазовой линзы (рис. 9) применимы без ограничения все предыдущие выводы.

Если потребовать далее, чтобы электроды, ограничивающие пространство фокусировки, имели форму цилиндрических поверхностей и чтобы электронный поток был радиальным, то, предполагая строгую симметрию конструкции и пренебрегая искажением поля вблизи проволок сетки (при этих условиях радиальный электронный поток можно рассматривать как совокупность элементарных линейных потоков, синхронизированных в отношении протекающих в них процессов), мы перейдем к хорошо известному генератору Баркгаузена, который можно, таким образом, рассматривать как одну из возможных модификаций электронно-оптических устройств для генерирования сверхвысокочастотных колебаний.

Из сказанного вытекает, что генератор Баркгаузена (рис. 10) должен характеризоваться, по крайней мере в первом приближении, теми же особенностями, какими обладает и предыдущий тип. Его уравнение для колебаний первых двух порядков будет идентично с (18); лишь величина d в этом уравнении при переходе к радиальному потоку должна быть заменена выражением $r_G \ln(r_A/r_G)$ - в том случае, если $x_{F(\max)} \leq d_{LA}$, - или принята равной $r_A - r_G$ при $x_{F(\max)} > d_{LA}$.

Так как колебательный контур генератора Баркгаузена обладает обычно линейчатым спектром собственных частот, то при изучении такого генератора следует ожидать, исходя из развиваемых теоретических соображений, что при

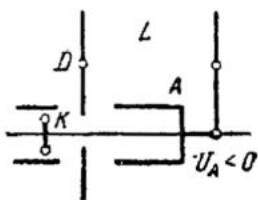


Рис. 8

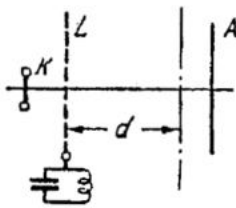


Рис. 9

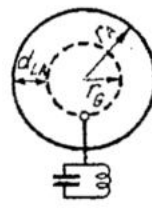


Рис. 10

непрерывном изменении U_0 будет наблюдаться возникновение группы областей колебаний, каждая из которых характеризуется определенной λ и центры которых, то есть соответствующие значения U_0 , удовлетворяют соотношению $\lambda U_0^{1/2} = 2000d$ (колебания первого порядка); наряду с этим в том же диапазоне изменения U_0 возможно возникновение областей, удовлетворяющих соотношению $\lambda U_0^{1/2} = 1000d$ (колебания второго порядка), длины волн которых приблизительно вдвое меньше тех, которые генерируются при том же режиме (U_0) на колебаниях первого порядка.

Эксперимент должен, таким образом, дать для генератора Баркгаузена типичную картину, изображенную ранее на рис. 4. Опыты с генератором Баркгаузена в его «классической» форме, как известно, подтверждают эти выводы, причем в количественном отношении теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментом. Небезынтересно отметить, что возникновение при одном и том же U_0 колебаний с длинами волн λ_1 и $\lambda_2 \approx 1/2\lambda_1$, впервые обнаруженное Греховой [5], а затем тщательно изученное Потапенко [6], который ввел для меньших λ наименование «карликовых» волн, до последнего времени не находило удовлетворительного объяснения.

Дискретность областей колебаний генератора Баркгаузена, неизменность λ в каждой из них, появление карликовых волн, размещение центров областей колебаний в плоскости $\lambda-U_0$ на кривых $\lambda U_0^{1/2} = 2000d$ и $\lambda U_0^{1/2} = 1000d$, то есть все те особенности, которые считались специфическими для генератора этого типа, как легко видеть, без труда объясняются с точки зрения предлагаемого общего механизма внутренних электронных процессов; это обстоятельство и дает возможность рассматривать генератор Баркгаузена лишь как одну из возможных модификаций электронно-оптических высокочастотных устройств.

Полученное решение задачи о генераторе с самовозбуждением фазовой линзы может в силу сделанных выше упрощающих предположений считаться правильным лишь при весьма малых ξ . Так как практически достижимое ξ имеет значительную величину (до 0.3), то представляется необходимым изучить процесс фокусировки в переменном тормозящем поле для установления пределов применимости найденных соотношений. Этот вопрос подробно был рассмотрен автором применительно к схеме рис. 7 (или 9) и при допущении $d = \text{const}$.

Тот же общий метод анализа приводит в данном случае к следующим выражениям для ρ , τ_F и x_F :

$$\rho = ne/v_e - t(a_e + dv_e/dt), \quad (19)$$

$$\tau_F = v_e / (a_e + dv_e/dt) \quad (20)$$

и

$$x_F = \tau_F^2 (v_e / \tau_F - a_0/2) + (1/\omega^2)(a_F - a_e) - (1/\omega^2)\tau_F da_e/dt, \quad (21)$$

где

$$a_e = eU/(md) = a_0(1 + \xi \sin \omega t_e) = a_0 \alpha_e, \quad (22)$$

$$a_F = a_0(1 + \xi \sin \omega \tau_F) = a_0 \alpha_F \quad (23)$$

Легко видеть, что при $a_F = a_e = a_0 = \text{const}$ эти соотношения переходят в соответствующие выражения, найденные ранее для случая постоянного во времени тормозящего поля.

Оптимальные условия самовозбуждения линзы будут по-прежнему $x_F^* = 0$ и $\omega \tau_F^* = \omega t_e^* + \omega \tau_F^* = n\pi$, где $n = 3, 5, 7, \dots$, а определенная независимым путем величина $\omega t_e^* = 1.2\pi$. Эти условия могут быть легко приведены к виду

$$x_F^* = f_1(n, \xi, U_0, \omega, d) = 0, \quad (24)$$

$$n = f_2(\xi, U_0, \omega, d). \quad (25)$$

Решая уравнения (24) и (25) совместно (например, графическим путем), можно показать, что при любых заданных ω и d значения ξ , удовлетворяющие оптимальным условиям взаимодействия потока с фазовой линзой, при наличии переменного поля будут близки к прежним значениям этой величины, а именно, для колебаний первого и второго порядков ξ оказывается равным $\xi_1=0.31$ и $\xi_2=0.17$.

Характеристическое уравнение генератора может быть получено обычным путем из пространственного условия (24) и в данном случае будет иметь вид:

$$\lambda = (6280d/U_0^{1/2})\varphi(n,\xi),$$

где

$$\varphi(n,\xi) = (n-1.2)\pi(1-0.6\xi)^{1/2}/\{4.9(n-1.2)^2-\xi[2.5(n-1.2)+0.6]\}.$$

Для колебаний первых двух порядков $\varphi(n,\xi)=0.35$ и 0.16 , а следовательно, центры областей колебаний должны удовлетворять условиям:

$$\lambda U_0^{1/2} = 2200d \text{ и } \lambda U_0^{1/2} = 1000d.$$

Сопоставление с предыдущим позволяет, очевидно, прийти к выводу, что поведение генератора с самовозбуждением фазовой линзы, при учете переменного поля в пространстве фокусировки, может быть с точностью, достаточной для практических целей, описано с помощью соотношений, полученных для случая постоянного тормозящего поля в той же схеме. Это обстоятельство, кроме того, объясняет и удовлетворительное согласие прежних теоретических результатов с данными опыта.

III

Рассмотренные в предыдущих работах электронно-оптические устройства, являющиеся сверхвысокочастотными генераторами, отличаются той характерной особенностью, что электронный поток взаимодействует лишь с одним из электродов, а именно - с фазовой линзой, в силу чего все изученные модификации таких устройств могут быть отнесены к одной и той же группе - генераторов с самовозбуждением фазовой линзы.

Общим случаем трехэлектродного генератора является схема, в которой электронный поток взаимодействует с обоими электродами, ограничивающими пространство фокусировки и составляющими части некоторой колебательной системы (рис. 11); процесс фокусировки протекает при этом в переменном тормозящем поле межэлектродного промежутка. Этому случаю посвящена отдельная работа автора, ее содержание и результаты кратко излагаются ниже.

Поставленная задача решалась при следующих исходных предположениях:

а) фазовая линза и анод представляют собой плоские электроды, расположенные на расстояниях d_L и d_A от катода; б) напряжение на линзе и аноде изменяется во времени по закону $\sin a$

$$U_L = U_0 + U_1 \sin \omega t,$$

$$U_A = U_0' + U_1' \sin \omega t \quad (U_0 > 0; U_0' \geq 0)$$

и в) сдвиг фаз между напряжениями на линзе и аноде $\Delta\varphi = \pi$.

При сделанных допущениях были рассмотрены два случая: 1) роль фазовой

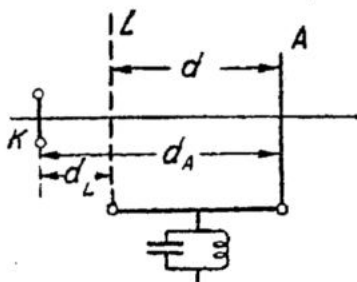


Рис. 11

линзы играет диафрагма с относительно небольшим отверстием (в этом случае можно считать, что поле анода не влияет на поведение электронного потока между катодом и линзой) и 2) линза состоит из плоской сетки (ради простоты предполагается, что поле анода в пространстве KL не искажается сеткой).

«Входные» скорости электронов будут в этих случаях соответственно:

$$v_e = v_0 \alpha^{1/2} \quad \text{и} \quad v_e = v_{0s} \alpha_s^{1/2},$$

где по-прежнему

$$v_0 = [(2e/m)U_0]^{1/2}, \quad \alpha = 1 + \xi \sin \omega t_e,$$

а

$$v_{0s} = [(2e/m)(U_0 + sU_0')]^{1/2} \quad \text{и} \quad \alpha_s = 1 + [(U_1 - sU_1')/(U_0 + sU_0')] \sin \omega t_e,$$

$$s = d_L/d_A.$$

Ускорение, приобретаемое электронами в тормозящем поле, в обоих случаях одинаково.

$$a_e = eV_0/(md)(1 + \eta \sin \omega t_e) = a_0(1 + \eta \sin \omega t_e),$$

где

$$V_0 = U_0 - U_0' \quad \text{и} \quad \eta = (U_1 + U_1')/(U_0 - U_0').$$

Применение прежнего, общего, метода приводит в данном случае к следующим уравнениям траектории фокуса:

$$x_F = \tau_F^2 [v_e/\tau_F - a_0/2] + (1/\omega^2)(a_F - a_e) - (a_0 \eta/\omega) \tau_F \cos \omega t_e, \quad (26)$$

$$\omega t_F = \omega t_e + \omega v_e/(a_e + dv_e/dt). \quad (27)$$

Если, как и ранее, ограничиться рассмотрением условий взаимодействия, близких к оптимальным, то в данном, общем, случае необходимо найти решение задачи в виде функциональной связи между режимом U_0 , ξ , геометрическими размерами межэлектродного промежутка d_{LA} и генерируемой частотой ω , которое соответствовало бы центрам «временных интервалов возбуждения» как на линзе, так и на аноде. Искомое решение может быть найдено по следующей схеме.

а) Первая группа условий, которым должно подчиняться поведение фокуса в электронном потоке, а именно условия, характеризующие взаимодействие потока с фазовой линзой, сохраняются, очевидно, и для данного случая в их прежней форме: $x_F^* = 0$ и $\omega t_F^* = \omega t_e^* + \omega \tau_F^* = n\pi$, где $n=3,5,\dots$

б) Исключая из уравнений $x_F = 0$ и $\omega t_F = n\pi$ величину $A = a_0/v_0\omega$, входящую в каждое из этих уравнений, легко прийти к соотношению вида

$$f(\omega t_e, \xi, n, k) = 0, \quad (28)$$

где

$$k = U_0'/U_0.$$

Для каждого порядка возбуждения (то есть для соответствующих значений n) уравнение (28) дает возможность определить при любом заданном k величину ωt_e^* соответствующее ей ξ как координаты минимума функции $f(\omega t_e, \xi) = 0$ и проследить изменение этих величин в зависимости от k . Уравнение (28) имеет действительные корни при $k < 0$: для значений k , лежащих в пределах $-1 \leq k \leq 0$, искомые зависимости могут быть с достаточной точностью выражены следующим образом

$$\omega t_e^* = [1.25 + (1+k)0.1]\pi, \quad (29)$$

$$\xi = 0.23 - 0.08k.$$

в) Пользуясь (29), можно определить из соотношения $\omega t_F^* = n\pi - \omega t_e^*$ численные значения величины A для любого k и изучить таким образом поведение этой величины при изменении k в указанных выше пределах. Так как A представляет собой известную функцию ω , d_{LA} и U_0 , то каждое из значений A вместе с соответствующим k определяет однозначно зависимость между генерируемой частотой, геометрическими размерами межэлектродного пространства и режимом U_0 и U_0' , которая при заданном k должна иметь место для требуемого взаимодействия электронного потока с фазовой линзой.

г) Лежащее в основе теории представление о характере электронных процессов в генераторе приводит, с другой стороны, к заключению, что оптимальный эффект при взаимодействии потока с анодом имеет место в том случае, если максимум траектории фокуса x_F^{**} располагается в плоскости анода и фаза его образования равна $m\pi$, где $m=2$. На этом основании и может быть построена вторая группа условий, которым должно удовлетворять поведение фокуса в потоке, а именно

$$x_F^{**} = d_{LA}. \quad (30)$$

$$\omega t_F^{**} = m\pi. \quad (31)$$

Величина ωt_e^{**} может быть определена независимым путем, принимая во внимание, что максимальным фокусным расстоянием обладает та элементарная группа, которая фокусируется в момент остановки; соответствующий расчет дает для этой величины на колебаниях первого и второго порядков

$$\omega t_e^{**} = \pi \text{ и } 0.7\pi.$$

д) С помощью найденных ωt_e^{**} из (31) может быть определена для каждого порядка возбуждения величина ωt_F^{**} ; подстановка ее числового значения в (30) приводит к уравнению

$$x_F^{**} = F(A, \xi, k) = d_{LA},$$

где функция F является, в сущности, функцией одного k , так как величины A и ξ связаны с k ранее установленными зависимостями.

То значение k , при котором удовлетворяется условие $x_F^{**} = d_{LA}$, вместе с соответствующими этому значению величинами A и ξ составляет в совокупности искомое решение задачи, характеризуя полностью режим, при котором осуществляется требуемое взаимодействие электронного потока с колебательным контуром.

Проведенное по этой схеме исследование трехэлектродного генератора привело для случая «симметричных» колебаний ($U_1 = U_1'$) к следующим результатам:

Порядок колебаний	Характеристические соотношения для генератора с фазовой линзой типа	
	диафрагмы	сетки
I	$\lambda U_0^{1/2} = 1770 d_{LA}$ $U_0' = -0.3 U_0$ $\xi = 0.26$	$\lambda U_0^{1/2} = 1690 d_{LA}$ $U_0' = -0.35 U_0$ $\xi = 0.27$
II	$\lambda U_0^{1/2} = 1770 d_{LA}$ $U_0' = -0.1 U_0$ $\xi = 0.14$	$\lambda U_0^{1/2} = 1100 d_{LA}$ $U_0' = -0.1 U_0$ $\xi = 0.14$

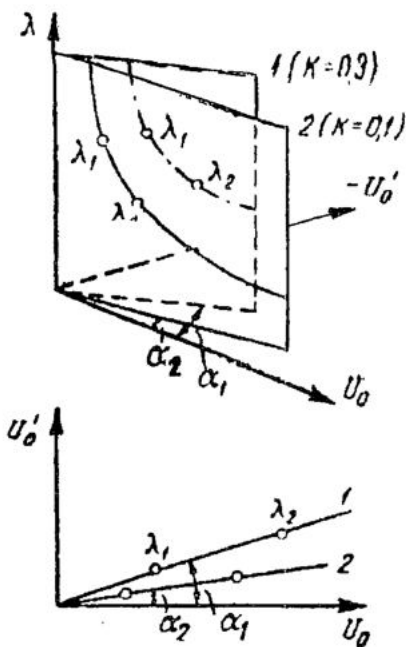


Рис. 12

плоскости $(-U'_0, U_0)$, иллюстрируемое рис. 12; геометрическим местом центров областей колебаний первого и второго порядков по-прежнему являются баркгаузеновские кривые $\lambda U_0^{1/2} = C_1$ и $\lambda U_0^{1/2} = C_2$, но в данном случае эти кривые располагаются в различных плоскостях, составляющих с «нулевой плоскостью Баркгаузена» углы α_1 и α_2 . По отношению к координатной системе $(-U'_0, U_0)$ центры областей должны размещаться на прямых, проходящих через начало координат и имеющих угловые коэффициенты $\text{tg}\alpha_1 = k_1 = 0.3$ и $\text{tg}\alpha_2 = k_2 = 0.1$.

Этот, обнаруженный автором, закон подтверждается тщательными экспериментальными исследованиями Мюллера [7], проведенными с триодом обычного типа. Результаты опыта представлены на рис. 13, взятом из работы Мюллера; кружками на рис. 13 Мюллером отмечены положения центров, наблюдаемых из областей колебаний. Как видно из рисунка, области a_1 и b_1 действительно располагаются на прямой I с угловым коэффициентом, равным

~ 0.3 , и представляют собой области колебаний первого порядка; области a_2 и b_2 , характеризуемые теми же частотами и располагающиеся своими центрами на прямой II с угловым коэффициентом, равным 0.1, возникают, очевидно, при возбуждении второго порядка; наконец, центры a_3 и b_3 на прямой III принадлежат, по-видимому, областям возбуждения третьего порядка.

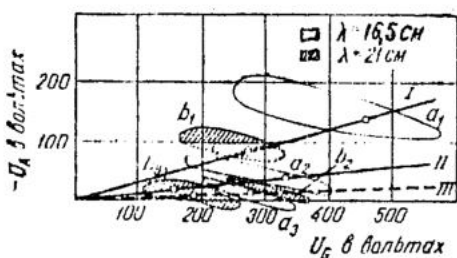


Рис. 13

Удовлетворительное и в данном случае согласие теоретических результатов с экспериментом можно рассматривать как дополнительный аргумент в пользу положенных в основу теории представлений об электронно-оптическом характере процессов в сверхвысокочастотных генераторах.

IV

Как было показано в I-III частях настоящей статьи, типы сверхвысокочастотных генераторов, в которых фокусировка электронного потока протекает в пространствах, где создано только электрическое поле той или иной конфигурации (или, в частном случае, $E=0$), могут рассматриваться как различные модификации электронно-оптических устройств, причем с этой точки зрения представляется возможным удовлетворительно объяснить все основные, характерные особенности этих генераторов. Небезынтересным представляется, очевидно, распространение указанной обобщающей точки зрения на генераторы с электрическими и магнитными полями. Рассмотрению этого вопроса посвящена следующая работа, кратко излагаемая ниже.

Пусть электронный поток, эмитированный катодом K , пробегает предварительно ускоряющее поле между катодом и линзой (сетка) и движется затем параллельно оси x в тормозящем поле между линзой и анодом; пусть в этом же пространстве создано однородное магнитное поле с напряженностью H , направление которого совпадает с осью Z . Электроны, вышедшие из линзы в один и тот же момент времени и обладающие, следовательно, одинаковыми по величине и направлению начальными скоростями (\dot{x}_0, \dot{y}_0) , будут двигаться по одинаковым и подобно расположенным в пространстве траекториям, лежащим в плоскости xu ; в любой момент времени эти электроны располагаются на поверхности, параллельной поверхности линзы, образуя некоторый «электронный фронт», который перемещается как нечто целое в направлении потока со скоростью \dot{x} . Совокупность электронов, находящихся между фронтами, вышедшими из линзы в моменты времени t и $t+dt$ со скоростями, соответственно равными \dot{x}_1 и \dot{x}_2 ($\dot{x}_1 \neq \dot{x}_2$), можно в данном случае рассматривать как элементарную электронную группу; плотность заряда в ней, как и ранее, может быть выражена следующим образом: $\rho = ne/|dx|S$, где $|dx|$ - расстояние между фронтами, ограничивающими группу, и S - поперечное сечение потока (размеры сечения должны быть велики по сравнению с радиусом кривизны электронных траекторий).

Условием фокусировки группы, очевидно, по-прежнему является $|dx|=0$. Рассматривая протяженность $|dx|$ группы в направлении движения потока как разность путей, пройденных к данному моменту времени граничными электронными фронтами, можно таким же путем, как и ранее, определить время τ_f и фокусное расстояние x_f группы.

Действительно, полагая для простоты, что электрическое и магнитное поля постоянны во времени ($E=\text{const}$ и $H=\text{const}$), из уравнений движения электронов в указанных условиях без труда можно найти путь, пройденный к моменту времени t электронным фронтом, имеющим компоненты начальной скорости \dot{x}_0 и \dot{y}_0

$$x = (1/\Omega)R[1 - \cos\Omega t] + (\dot{x}_0/\Omega)\sin\Omega t,$$

где $R = \dot{y}_0 - E/H$ и $\Omega = eH/m$.

Если разность фаз выхода фронтов, ограничивающих электронную группу, равна Ωdt , то

$$|dx| = \{-(1/\Omega)(dR/dt)(1 - \cos\Omega t) + [R - (1/\Omega)(d\dot{x}_0/dt)]\sin\Omega t + \dot{x}_0 \cos\Omega t\} dt.$$

Условие фокусировки приводит к следующим соотношениям для определения τ_f и x_f :

$$[R-(1/\Omega)(d\dot{x}_0/dt)]\sin\Omega\tau_F + \dot{x}_0\cos\Omega\tau_F = (1/\Omega)(dR/dt)(1-\cos\Omega\tau_F), \quad (32)$$

$$x_F = (1/\Omega)R(1-\cos\Omega\tau_F) + (\dot{x}_0/\Omega)\sin\Omega\tau_F. \quad (33)$$

Изложенные общие соображения и выводы были применены к исследованию поведения обычного триода в магнитном поле, направление которого параллельно оси конструкции, и магнетрона со сплошным анодом.

1. Триод в магнитном поле. Если, как предположено, электрическое и магнитное поля постоянны во времени, то $\Omega=eH/m=\text{const}$, $\dot{y}_0=d_L\Omega=\text{const}$ (d_L - расстояние от катода до линзы), $R=\text{const}$ и $dR/dt=0$. Уравнение (32) принимает в этом случае вид

$$\text{tg}\Omega\tau_F = \dot{x}_0/[(1/\Omega)(d\dot{x}_0/dt)-R]. \quad (34)$$

Для небольших H ($H \leq 20$ эрстед) можно положить $\text{tg}\Omega\tau_F = \Omega\tau_F$; после несложных преобразований будем иметь

$$\tau_F = \dot{x}_0/[a+(d\dot{x}_0/dt)-\Omega^2d_L], \quad (35)$$

$$x_F = \dot{x}_0^2(a+2(d\dot{x}_0/dt) - \Omega^2d_L)/[2(a+(d\dot{x}_0/dt)-\Omega^2d_L)^2], \quad (36)$$

где $a=eE/m$; при $H=0$, $\dot{x}_0=v_e$, и уравнения (35) и (36), как легко видеть, переходят в уравнения траектории фокуса, полученные ранее для случая одного тормозящего поля.

Пусть напряжение на линзе меняется по закону $\sin\alpha$; тогда $\dot{x}_0=v_{0x}\alpha^{1/2}$, где $v_{0x}=[(2e/m)U_0]^{1/2}$ и $\alpha=1+\xi\sin\omega t$. Если триод, помещенный в магнитное поле, является генератором с самовозбуждением фазовой линзы, то, как известно из предыдущего, должны выполняться следующие условия: $x_F^*=0$ и $\omega t_F^* = -\omega t_e^* + \omega\tau_F^* = (2n+1)\pi$, где $\omega t_e^* = \pi$. Из последнего из этих условий с помощью (35) и (36) можно определить величины ξ на колебаниях первого и второго порядков; они оказываются равными $\xi_1=0.32$ и $\xi_2=0.16$. Первое из этих условий совместно с (35) дает характеристическое уравнение рассматриваемого генератора в виде

$$\lambda = C/[(1/d)U_0^{1/2}-0.18H^2U_0^{-1/2}d_L], \quad (37)$$

причем величины C для возбуждения двух первых порядков равны соответственно 2000 и 1000. При $H=0$ это соотношение переходит в обычное характеристическое уравнение генератора Баркгаузена.

Поведение триода в слабых магнитных полях должно, как это вытекает из (37), отличаться от обычного лишь тем, что центры областей колебаний с увеличением H смещаются в сторону возрастающих U_0 . Этот вывод подтверждается экспериментом, проведенным Б.М. Заморозковым с лампами Р-5 и Г-1. Рассчитанные теоретическим путем величины смещения ΔU_0 находятся в хорошем согласии с экспериментально наблюдаемыми.

2. Магнетрон со сплошным анодом. Кривые рис. 14 иллюстрируют ход потенциала в межэлектродном пространстве диода для случаев I - логарифмического распределения потенциала (без учета пространственного заряда) и II - в предположении, что все падение потенциала имеет место в непосредственной близости от катода, в зоне протяженностью r_{m2} , за пределами которой напряженность поля равна 0. Если заменить логарифмическое распре-

деление потенциала весьма близким к нему распределением, представленным на рисунке пунктирной линией, то можно объединить оба случая, рассматривая их как вариант одной и той же задачи. Действительно, в обоих случаях пространство может быть разбито на две зоны, в первой из которых имеет место однородное ускоряющее поле с напряженностью, соответственно равной U_{01}/r_{m1} и U_0/r_{m2} ; во второй зоне создано также однородное ускоряющее поле ($E=U_{02}/d$) или, в частном случае II, поле отсутствует. Так как подобное распределение потенциала могло бы быть реализовано путем помещения на границе зон дополнительного электрода (вполне пронизываемого для электронов), потенциал которого был бы равен соответственно U_{01} и U_0 , а потенциал анода поддерживался бы в обоих случаях равным U_0 , то диод оказывается эквивалентным плоской трехэлектродной конструкции с фиктивной линзой на границе зон. Это обстоятельство дает возможность применить уравнения (33) и (34) к исследованию процессов в диоде; необходимо, очевидно, предположить при этом, что потенциал фиктивной сетки изменяется во времени в фазе с потенциалом анода.

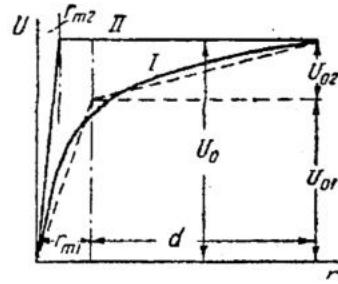


Рис. 14

Если изменение последнего следует синусоидальному закону, то

$$\dot{x}_0 = v_0[(1 + \xi \sin \omega t_e) - \Omega^2 r_M^2 / v_0^2]^{1/2} = v_0(\alpha - k)^{1/2},$$

где для случая I $v_0 = [(2e/m)U_0]^{1/2}$.

Обозначая через x_F^* максимальное фокусное расстояние и принимая во внимание, что в данном случае $\omega t_e^* = \pi/2$, можно пространственное условие взаимодействия потока с анодом привести к следующему виду:

$$x_F^* = r_M [(1+m)^{1/2} + (1+m)](1+m)^{-1/2} = d, \quad (38)$$

где $m = \text{tg}^2 \Omega \tau_F^* = (R/\Omega)(1 + \xi - k)$, а $R = E/H + r_M \Omega = U_{02}/(Hd) + r_M \Omega$; условие (38) дает: $\Omega/v_0 = [1 + \xi + (U_{02}/U_{01})]^{1/2}/(d - r_M)$, откуда

$$H = 3.3(1 + \xi + z)^{1/2} U_{01}^{1/2}/(d - r_M). \quad (39)$$

Легко видеть, что для любого диода при сделанном выше допущении о распределении потенциала в межэлектродном пространстве $d = 0.8r_A$, $r_M = 0.2r_A$, $z = U_{02}/U_{01} = 0.43$ и $U_{01} = 0.7U_0$. Величина ξ не может быть определена столь же строго, как это имеет место в генераторах ранее рассмотренных конструкций, так как требуемое взаимодействие потока с анодом (как это следует из поведения траектории фокуса вблизи анода) может осуществляться при ξ , лежащем в пределах $0.4 \leq \xi \leq 0.6$. Принимая для ξ среднее значение, а именно $\xi = 0.5$, найдем окончательно из (39)

$$H = 6.5U_0^{1/2}/r_A,$$

то есть известное соотношение, установленное для магнетронного генератора и неоднократно подтверждавшееся на опыте. Следуя указанным путем, можно показать, что взаимодействие потока с другим граничным электродом (катодом) исключено.

Если далее принять во внимание величину «угла пролета», соответствующего максимальному удалению электрона от катода ($\varphi_m = \Omega \tau_F^* = 3/4 \pi$), и фазовое условие, предполагающее, как и ранее, что оптимальное взаимодействие

потока с анодом имеет место при $\omega t_F^* = \pi$, откуда $\omega t_F^* = \pi/2$, то должно быть $\Omega/\omega = 3/2$; последнее дает

$$H = 15600/\lambda = C/\lambda,$$

то есть второе известное соотношение, постоянная в котором имеет величину, равную среднему значению тех величин, к которым приводят результаты экспериментальных работ ($1200 \leq C \leq 18000$).

Суммируя выводы, можно отметить следующие особенности магнетрона, которые являются характерными для этого типа генераторов.

1. Коэффициент модуляции ξ имеет в магнетронных генераторах большую величину, нежели в различных модификациях схемы тормозящего поля.

2. Большая величина ξ , а также отсутствие потерь эмитированного электронного потока на промежуточных электродах (сетка) обуславливают и большую колебательную мощность магнетронных генераторов.

3. Электронный поток в магнетронных генераторах может взаимодействовать лишь с одним из электродов (анодом), который и должен являться частью некоторой колебательной системы. Имея в виду последнее и ограничиваясь лишь грубым приближением, можно рассматривать магнетрон с разрезанным анодом как сдвоенный магнетрон первого типа, причем обе половинки анода в таком магнетроне являются частями одной и той же колебательной системы и взаимодействие потока с анодом будет иметь место дважды в период, следствием чего должно быть повышение в известной мере мощности генерируемых таким магнетроном колебаний.

Проведенные исследования, ограничиваясь анализом только «кинематической» стороны электронных процессов, установили возможность объяснить, пользуясь одним и тем же методом и не вводя каких-либо дополнительных предположений, все характерные особенности сверхвысокочастотных генераторов различных типов. Это, по-видимому, подтверждает правильность и общность новой точки зрения на сверхвысокочастотные генераторы как генераторы с фазовой фокусировкой в электронном потоке и дает известное право на широкое обобщение понятия об электронно-оптических устройствах.

Развитие работы в указанном направлении, возможно, позволит еще теснее объединить область электронной оптики с областью физики сверхвысоких частот, что, очевидно, приведет к новым результатам, небезыңтересным в теоретическом и практическом отношениях.

*Саратовский государственный университет,
Лаборатория физики*

*Поступило в редакцию
25 декабря 1943 года*

Литература

1. Голубков. Изв. АН СССР, 4, 524, 1940.
2. Brücheu. Rechnagel. ZS. f. Phys., 108, 459, 1938.
3. Lüdi. Helv. Phys. Acta, 123, 1940.
4. Ашбель. ЖТФ, 10, 1301, 1940.
5. Grechova. ZS. f. Phys., 38, 621, 1926.
6. Potapenko. ZS. techn. Phys., 11, 542, 1929.
7. Müller. Ann. d. Phys., 21, 611, 1934/35.



Голубков Петр Васильевич родился в январе 1899 года в Саратове. Окончил физико-математический факультет Саратовского университета в 1923 году по специальности «экспериментальная физика» (физика электромагнитных колебаний). С 1932 года заведовал кафедрой общей физики СГУ. Кандидат физико-математических наук (1935), доктор наук (1944) в области фазовой фокусировки в электронных потоках и проблем генерирования сверхвысоких частот. В 1942-1943 годах - декан физико-математического факультета СГУ. С 1943 года - член ВКП(б), член бюро Кировского райкома партии (1947-1948), член горкома (1950-1951) и обкома (1949-1950) ВКП(б), председатель Саратовского областного отделения Всесоюзного общества по распространению политических и научных знаний (с 1949). С 1946 по 1950 год - ректор Саратовского университета. В 1947 году

избран депутатом Верховного Совета РСФСР. С 1958 по 1967 год - директор НИИМФа СГУ. В 1959 году присвоено звание Заслуженного деятеля науки РСФСР, в 1961 году награжден орденом Ленина. Рецензент ВАК, член Сектора электроники Совета по радиофизике и радиотехнике АН СССР.

Скончался Петр Васильевич 30 марта 1973 года, прослужив на «родной» кафедре общей физики 49 лет.



ФАЗОВАЯ ФОКУСИРОВКА В МАГНЕТРОНЕ С ПЛОСКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Б.М. Заморозков

Одним из наиболее употребительных генераторов микроволн является магнетрон. Количество работ, посвященных как экспериментальному, так и теоретическому исследованию этого типа генераторов чрезвычайно велико, но большая часть теоретических работ о магнетроне рассматривает последний вне связи с другими типами генераторов сверхвысокочастотных колебаний (триод в тормозящем поле, электронно-лучевые генераторы). Последние годы ознаменовались попытками ряда авторов найти такие физические закономерности, которые оказались бы общими для механизма, управляющего поддержанием колебаний во всех известных до сего времени типах сверхвысокочастотных генераторов. Опыт построения обобщенной теории сверхвысокочастотных генераторов на базе идей фазовой фокусировки [1] был предпринят в 1939 г. профессором Саратовского Государственного университета Голубковым. В ряде опубликованных работ, посвященных этому вопросу [2, 3], были рассмотрены основные типы генераторов в их «классической» форме. Настоящая работа представляет собою применение высказанных идей к магнетронному генератору.

В целях упрощения задачи исследован магнетрон с плоскими электродами, представляющий собою наиболее простую для изучения систему, тем не менее полученные выводы могут быть небезынтересны и для изучения более сложных типов генераторов с магнитным полем.

Генератор может быть представлен в виде следующей чрезвычайно простой схемы. Плоский катод, который будет рассматриваться как неограниченная плоскость, и на расстоянии d от катода анод, также в виде бесконечной и параллельной катоду плоскости. Между катодом и анодом имеет место ускоряющее электроны постоянное электрическое поле, а постоянное и однородное магнитное поле направлено параллельно плоскости электродов. Координатная система расположена следующим образом: ось x - перпендикулярна плоскости электродов и направлена от катода к аноду; ось y - лежит в плоскости катода перпендикулярно направлению магнитного поля; ось z - совпадает с направлением магнитного поля. Колебательный контур присоединен к катоду и аноду, так что наряду с постоянным электрическим полем в межэлектродном пространстве имеет место высокочастотное переменное электрическое поле.

Наличие этого переменного поля должно вызвать в электронном потоке

образование электронных уплотнений - «фокусов». Как показал Голубков, образование «фокусов» непрерывно в пространстве и времени и может быть уподоблено как бы движению одного «фокуса». Вследствие этого пространственно-временную характеристику поведения «фокусов» можно назвать «траекторией фокуса». Поддержание переменного поля в межэлектродном пространстве, а следовательно, колебательных потенциалов на электродах, обязано взаимодействию между электронным потоком, модулированным по плотности, и переменным полем. Это взаимодействие может осуществляться путем периодического движения «фокуса» в межэлектродном пространстве, причем энергия электронов, образующих «фокус», будет отдаваться переменному электрическому полю. Можно рассматривать этот процесс как периодическое взаимодействие «фокуса» с электродами и через их посредство - с колебательным контуром.

Надлежит выяснить условия, при которых такое взаимодействие возможно, а также найти связь между генерируемой длиной волны, с одной стороны, режимом работы и геометрией лампы - с другой. Эту зависимость можно назвать «характеристическим уравнением генератора».

При решении поставленной задачи сделаны следующие упрощающие предположения: считается, что скорость электронов в потоке определяется только пройденной ими разностью потенциалов, то есть таким образом пренебрегается скоростями выхода электронов из катода и статистическим распределением скоростей в электронном потоке, кроме того, не учитывается взаимодействие электронов, что, конечно, вносит известную ошибку, так как вблизи «фокусов» электронные группы обладают значительной плотностью, и взаимодействие электронов может быть заметным.

Первым этапом решения поставленной задачи должно являться нахождение выражения для пути электрона в направлении оси x .

Если связанный с электродами колебательный контур обладает собственной круговой частотой ω , и если условно принять, что потенциал катода всегда равен нулю, то напряженность электрического поля в межэлектродном пространстве можно выразить в виде

$$E = E_0(1 + \xi \sin \omega t), \quad (1)$$

где

$$\xi = 2\xi_0 = 2U_m/U_0,$$

U_m - амплитудное значение колебательного потенциала на аноде; U_0 - постоянная разность потенциалов между катодом и анодом; ξ_0 может быть названо коэффициентом модуляции.

Уравнения движения электрона или целого электронного фронта, вышедшего из катода в момент времени t_e , будут иметь вид

$$\begin{cases} d^2x/d\tau^2 = (e/m)E_0[1 + \xi \sin(\omega\tau + \varphi)] + \Omega dy/d\tau, \\ d^2y/d\tau^2 = -\Omega dx/d\tau, \\ d^2z/d\tau^2 = 0, \end{cases} \quad (2)$$

$\varphi = \omega t_e$ есть фаза напряженности электрического поля в тот момент времени t_e , когда рассматриваемый электронный фронт покидает поверхность катода, или фаза выхода данного электронного фронта

$$\Omega = (e/m)H,$$

τ - текущее время, отсчитываемое от момента выхода электронного фронта из катода.

Решение системы (2) дает для пути, пройденного электронным фронтом в направлении оси x ,

$$x = \frac{(e/m)E_0\xi}{\Omega^2 - \omega^2} \sin(\omega\tau + \varphi) - \frac{(e/m)E_0\xi}{\Omega^2 - \omega^2} (\omega/\Omega) \cos\varphi \sin\Omega\tau - \left(\frac{(e/m)E_0}{\Omega^2} + \frac{(e/m)E_0\xi}{\Omega^2 - \omega^2} \sin\varphi \right) \cos\Omega\tau + \frac{(e/m)E_0}{\Omega^2}. \quad (3)$$

Для того чтобы имела место фокусировка электронов, необходимо, чтобы электронный фронт, вышедший из катода на малый промежуток времени позднее предыдущего, догнал его, то есть разность путей двух электронных фронтов, весьма мало отличающихся фазами выхода, должна равняться нулю

$$\Delta x = 0.$$

Это дает

$$(1 + \xi \sin\varphi) \sin\Omega\tau_F = 0, \quad (4)$$

τ_F - «время фокусировки» группы электронов, заключенной между рассматриваемыми электронными фронтами и имеющей фазу выхода φ .

Уравнение (4) удовлетворяется при двух условиях: или при $\sin\Omega\tau_F = 0$, или $(1 + \xi \sin\varphi) = 0$.

Первое условие дает

$$\tau_F = \pi/\Omega, \quad (5)$$

что, собственно говоря, и является условием фокусировки.

Как видно из условия (5), время фокусировки τ_F не зависит от фазы выхода группы φ , и, следовательно, все электронные группы фокусируются через одинаковые промежутки времени после оставления ими катода. Однако, благодаря тому, что скорости их движения в пространстве фокусировки различны, нужно ожидать, что «фокусные расстояния» x_F будут неодинаковы для групп с различными фазами выхода. «Фокусные расстояния» могут быть вычислены путем подстановки вместо τ τ_F из условия (5) в уравнение (3), что дает

$$x_F = \frac{(e/m)E_0\xi}{\Omega^2 - \omega^2} [\sin(\varphi + \alpha) + \sin\varphi] + 2(e/m)E_0/\Omega^2, \quad (6)$$

α - пролетный угол, то есть изменение фазы напряженности электрического поля за время, прошедшее от момента выхода какой-либо электронной группы из катода до момента ее фокусировки, то есть за время τ_F . Как и τ_F α не зависит от φ

$$\alpha = \omega\tau_F = (\omega/\Omega)\pi. \quad (7)$$

Построенные по уравнениям (5) и (6) «траектории фокусов» приведены на рис. 1.

Согласно представлениям Боргна и Лединга [4] «траектория фокусов» представляет собою огибающую семейства кривых $x = x(\tau)$, причем параметром этого семейства является φ . Такое семейство было построено автором для рассматриваемого случая и огибающая его совпала с приведенной выше «траекторией фокуса».

Максимальное фокусное расстояние $x_{F_{\max}}$ равно максимальному удалению электронов от катода.

Для того чтобы постоянная составляющая анодного тока была отлична от

нуля (практически это всегда имеет место), необходимо, чтобы какая-то часть электронов достигала анода, то есть чтобы

$$x_{F\max} \geq d, \quad (8)$$

d - расстояние между электродами. Чтобы найти $x_{F\max}$, необходимо исследовать уравнение (3); исследование дает

$$\varphi^* = (\pi - \alpha)/2, \quad (9)$$

φ^* - фаза выхода группы электронов с максимальным фокусным расстоянием.

Из (9) видно, что для $\alpha > \pi$, то есть для $\omega/\Omega > 1$, φ^* имеет отрицательное значение; это физически означает, что при этих условиях группа, обладающая максимальным «фокусным расстоянием», фокусируется не в том периоде изменения электрического поля, в котором она покинула катод, а в следующем.

Условие (8) принимает вид

$$x_{F\max} = 2 \frac{U_0}{(e/m)H^2 d} \left(1 + \frac{\xi \cos(\alpha/2)}{1 - (\omega/\Omega)^2} \right) = d, \quad (10)$$

откуда

$$H_k = 3.35 (U_0^{1/2}/d) \left(1 + \frac{\xi \cos \alpha/2}{1 - (\omega/\Omega)^2} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Уравнение (11) представляет собою ту связь между H и U_0 , которую принято называть критическими условиями и при $\xi=0$, то есть для статического режима переходит в хорошо известное соотношение

$$H_k = 3.35 U_0^{1/2}/d.$$

Для того чтобы было возможно поддержание колебаний, необходимо, чтобы «траектория фокусов» касалась анода в те промежутки времени, когда потенциал его убывает, а это приводит к соотношению

$$\pi/2 \leq \varphi^* + \alpha \leq 3\pi/2 \quad \text{или} \quad \pi/2 \leq (1 + \omega/\Omega)\pi/2 \leq 3\pi/2. \quad (12)$$

Условие (12) и представляет, собственно говоря, то, что выше было названо «характеристическим уравнением генератора». Оно имеет вид, аналогичный уравнению Окабе

$$\lambda = 10650 / [(\alpha/\pi)H], \quad (13)$$

где α лежит в пределах $0 \leq \alpha \leq 2\pi$. С изменением α будет изменяться и φ^* , что видно из табл. 1.

Это заставляет сделать вывод, что в магнетроне с плоскими электродами возможны колебания с константой в формуле Окабе, лежащей в чрезвычайно широких пределах, как большей, так и меньшей того значения величины 10650, которое получается из рассмотрения траектории отдельного электрона и требования, чтобы период колебаний равнялся времени «облета» электроном его траектории. Если перенести полученные результаты на другие конструкции магнетронов, то становится понятным, почему с цилиндрическим магнетроном получают экспериментальные значения константы, значительно превышающие

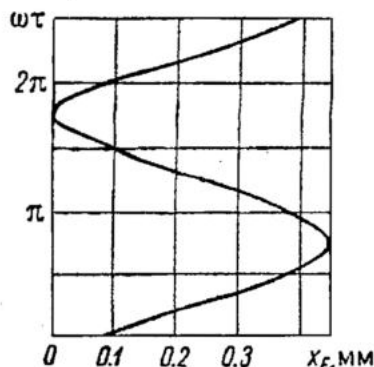


Рис. 1. «Траектория фокуса». $\omega = 1.9 \cdot 10^{10}$; $H = 2400$ Ое; $U_0 = 300$ В; $\xi_0 = 0.5$

Таблица 1

α	φ^*	$\lambda=f(H)$
0	$\pi/2$	$\lambda=\infty/H$
$\pi/2$	$\pi/4$	$\lambda=21300/H$
π	0	$\lambda=10650/H$
$3\pi/2$	$-\pi/4$	$\lambda=7100/H$
2π	$-\pi/2$	$\lambda=5325/H$

Таблица 2

U_0 , вольты	H , Ое	λ , см	C
280	520	44	22880
250	1580	16	25280
300	2400	10	24000
350	3000	7	21000
400	3400	6	20400

величину 10650. С этой точки зрения вполне объяснимы также колебания, полученные Окабе [5] со специальной конструкцией магнетрона с константой в «характеристическом уравнении» порядка 7000-9000.

Что касается экспериментальных результатов, полученных для магнетрона с плоскими электродами, то эта конструкция была подробно экспериментально исследована Кацманом [6].

Результаты, полученные Кацманом, приведены в табл. 2.

Из таблицы видно, что экспериментальные значения константы C приблизительно в два раза превышают те значения, которые следуют из классической формулы Окабе.

Автором также были получены колебания с подобным магнетроном, аналогичным по конструкции магнетрону Кацмана, но с несколько увеличенными геометрическими размерами. При длине волны $\lambda=62$ см $C=30400$ ($H=490$ Ое), что дает отклонение от классической формулы Окабе еще большее, чем у Кацмана, но вполне укладывается в рамки изложенных выше соображений.

На рис. 1 видно, что «траектории фокуса» в течение части периода приближаются к аноду, а затем удаляются от анода, возвращаясь к катоду. Так как в рассматриваемой задаче и анод и катод связаны с колебательным контуром и на них поддерживаются колебательные потенциалы, сдвинутые по фазе на π , то естественно предположить, что приближение «фокуса» к катоду в соответствующие моменты времени может играть ту же роль в поддержании колебаний, что и рассмотренный выше случай взаимодействия «фокуса» с анодом.

Фаза выхода группы электронов, обладающей минимальным «фокусным расстоянием», будет

$$\varphi^{**} = (3\pi - \alpha)/2. \quad (14)$$

Для того чтобы «траектория фокуса» касалась катода, необходимо $x_{r\min} = 0$, что дает

$$\xi = \frac{1 - (\alpha/\pi)^2}{\cos(\alpha/2)}. \quad (15)$$

Касание катода «траекторией фокуса» должно иметь место в течение той части периода, пока потенциал катода убывает, то есть в интервале между $3/2\pi$ и $5/2\pi$. В сочетании с (14) и (7) это дает «характеристическое уравнение» в виде

$$\lambda = 10650 / [(\alpha/\pi)H],$$

что ничем не отличается от (13).

Вполне естественно предположить, что наиболее благоприятными условиями для поддержания колебаний будут такие, когда «траектория фокуса» касается своим максимумом анода, а минимумом катода. Это, очевидно, возможно, поскольку оба случая приводят к одному и тому же «характеристическому уравнению». Для осуществления такого взаимодействия необходимо одновременное выполнение критического условия (11) и условия, наложенного на ξ (15), что дает

$$H_k = 3.35(U_0^{1/2}/d)2^{1/2} = 4.74U_0^{1/2}/d. \quad (16)$$

Из рис. 2, являющегося графическим выражением условия (15), видно, что это возможно при ξ , лежащем в пределах $1 \leq \xi \leq 3$ или $0.5 \leq \xi_0 \leq 1.5$.

Можно предположить, что в вышеупомянутой работе Кацмана имело место возбуждение именно такого рода, ибо Кацман указывает, что экспериментальные значения напряженности магнитного поля значительно превосходили значения, вычисленные из обычных критических условий. Если же вычисление производить по формуле (16), то все значения H нужно умножить на $2^{1/2}$, что дает уже лучшее совпадение с опытными данными Кацмана (совпадение все же не может быть полным, поскольку конструкция лампы, а следовательно, и распределение электрического поля в ней были достаточно далеки от рассматриваемого идеального случая).

Выше было указано, что уравнение (4) удовлетворяется в двух случаях. Один случай уже рассмотрен, и полученные выводы легко могут быть истолкованы и не противоречат экспериментальным данным. Однако поскольку равенство нулю скобки в уравнении (4) удовлетворяет этому уравнению, условие

$$\sin\varphi' = -1/\xi \quad (17)$$

можно также рассматривать как условие фокусировки.

Оно означает, что какая-то электронная группа, фаза выхода которой φ' определяется соотношением (17), находится все время в «фокусе» и движется вместе с ним. Следовательно, наряду с «фокусом», образованным последовательно фокусирующимися электронными группами, условием образования которого является (5), существует «фокус», образованный в каждый момент времени электронами с различными фазами выхода, но в их числе всегда находятся электроны с фазой выхода φ' .

Траектория этого второго фокуса совпадает с пространственно-временной характеристикой самих электронов с фазой выхода φ' . Одна точка этой траектории «фокуса» будет лежать на траектории «фокуса», определяемой условием (5), так как когда-нибудь сфокусируется и группа электронов с фазой выхода φ' .

Точка касания обеих «траекторий фокуса» может быть названа «фокусом второго порядка» и должна образовать электронное уплотнение с особо большой плотностью электронов.

Из условия (17) видно, что для магнетрона с плоскими электродами наличие второй, специфической «траектории фокуса», а следовательно, и образование «фокусов второго порядка» возможно только при значениях $\xi \geq 1$.

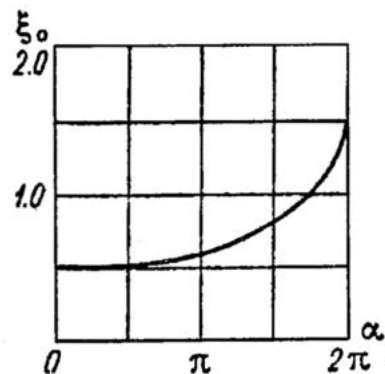


Рис. 2

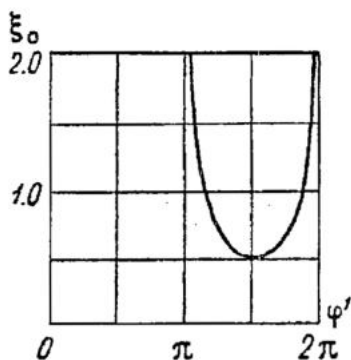


Рис. 3

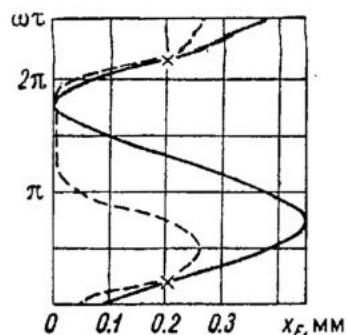


Рис. 4. «Траектория фокуса» для условия (5).
«Траектория фокуса» для условия (17).
 $\omega=1.9 \cdot 10^{10}$; $H=2400$ Ое; $U_0=300$ В; $\xi_0=0.5$

Рис. 3 дает зависимость между φ' и ξ . Из него видно, что при $\xi > 1$ таких «траекторий фокусов» даже две, ибо одному значению ξ соответствуют два значения φ' , то есть возможно образование двух «фокусов второго порядка» за один период изменения потенциала на электродах. При $\xi=1$ остается только один «фокус второго порядка».

На рис. 4 показаны «траектории фокуса», удовлетворяющие как условию (5), так и условию (17) для случая $\xi=1$. «Фокус второго порядка» отмечен крестиком.

Можно допустить возможность возбуждения генератора, так сказать, «ударным» способом при помощи «фокуса второго порядка», если «фокус второго порядка» будет периодически с частотой ω возникать непосредственно у анода. При этом потенциал анода должен убывать.

Для того чтобы этот процесс имел частоту ω и второй «фокус второго порядка» не искажал бы процесса возбуждения колебаний, необходимо, чтобы $\xi=1$ или $\xi_0=0.5$. Тогда за период будет образовываться лишь один «фокус второго порядка». В этом случае фаза выхода той группы, которая участвует в образовании «фокуса второго порядка», будет

$$\varphi' = 3/2\pi. \quad (18)$$

«Характеристическое уравнение» генератора и в этом случае имеет вид

$$\lambda = C/H,$$

но константа может изменяться в пределах $10650 \geq C \geq 5325$, причем α изменяется $\pi \leq \alpha \leq 2\pi$.

Чтобы предложенный механизм возбуждения генератора «фокусом второго порядка» имел место, необходимо также выполнение условия, аналогичного критическим условиям, то есть «фокусное расстояние» группы с фазой выхода φ' должно равняться расстоянию между электродами

$$x_F' = d,$$

откуда при $\xi=1$

$$H_k = 2.3U_0^{1/2}/d[2 - (1 + \cos\alpha)/(1 - (\alpha/\pi)^2)]^{1/2}. \quad (19)$$

Таким образом, рассмотрение процесса фазовой фокусировки электронов в магнетроне с плоскими электродами как простейшем генераторе микроволн, использующем магнитное поле, позволяет сделать следующие выводы.

1. Процесс фазовой фокусировки электронов и последующее взаимодействие электронных уплотнений - «фокусов» - с переменным электрическим полем ответственно за поддержание колебаний в генераторах с магнитным полем в той же мере, как и в других типах генераторов микроволн, где процессы фазовой фокусировки лучше изучены (например в клистронах).

2. В случае колебательного режима критические условия должны быть обобщены согласно уравнению (11).

3. Зависимость между генерируемой длиной волны и напряженностью магнитного поля в рассмотренной системе подчиняется обобщенному уравнению Окабе (13) с константой, изменяющейся в чрезвычайно широких пределах.

4. Возможно образование «фокусов второго порядка» и не исключена возможность поддержания колебаний за счет «ударного» взаимодействия «фокусов второго порядка» с электродами и через их посредство с колебательным контуром.

Полученные выводы, как кажется автору, хорошо подтверждаются экспериментальными данными.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность профессору П.В. Голубкову за то повседневное внимание, которое он оказывал автору на протяжении всей работы.

Саратов
Физический институт

Поступило в редакцию 19 июля 1948 года

Библиографический список

1. E. Brüchen, A. Recknagel. ZS f. Phys., **108**, 459, 1938.
2. П.В. Голубков. Изв. АН СССР, **4**, 524, 1940.
3. П.В. Голубков. ЖЭТФ, **XIV**, 289, 1944.
4. F. Borgnisi, E. Ledinegg. ZS f. techn. Phys., **II**, 256, 1940.
5. Okabe. RRRJ, **5**, 69, 1935.
6. Ю. Кацман. Электросвязь, № 2, 1939.

© ЖТФ, 1949, т. XIX, вып.11, с. 1321-1328



Заморозков Борис Михайлович (1913-1978) - до войны закончил физико-математический факультет СГУ, кандидат физико-математических наук. Работал доцентом на кафедре физики, директором НИИМФ СГУ (1949-52, 1957-58), деканом физического факультета (1952-55), зав. кафедрой электроники (1953-58). Руководитель разработки первых лекционных курсов и создания учебных лабораторий кафедры электроники. Научный руководитель группы в НИИМФ по разработке новых типов приборов СВЧ-диапазона с непрерывным взаимодействием. С 1958 года начальник теоретического отдела НИИ «Волна». Область научных интересов - физическая электроника, включая СВЧ-электронику.



УПРОЩЕННАЯ ТЕОРИЯ ГЕНЕРАТОРА ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

Краткое сообщение

В.Н. Шевчик

Построенная в настоящее время теория генератора обратной волны (карцинотрона) является развитием хорошо известной теории ЛБВ-усилителей. Она основана на так называемом методе нормальной моды, состоящем в совместном решении уравнений длинной линии и электронного пучка. Теория эта достаточно сложна и результаты ее плохо поддаются физическому обозрению. В свете этого представляется интересным использовать для анализа работы генератора обратной волны кинематический метод, который основан на рассмотрении энергообмена между электронным потоком и электрическим полем волны и отличается относительной простотой и наглядностью. В настоящем сообщении предпринята попытка построения упрощенной теории лампы обратной волны (ЛОВ) в рамках кинематического метода в приближении заданного поля.

Из соображений общего характера, которые подтверждаются и количественным анализом, можно считать, что с достаточной точностью амплитуда электрического поля в ЛОВ меняется с расстоянием по косинусоидальному закону (рис. 1). Если усреднить амплитудное значение напряженности электрического поля бегущей волны по всему пространству взаимодействия, тогда работу ЛОВ можно рассматривать в приближении заданного поля с точки зрения взаимодействия электронного потока с бегущей волной постоянной амплитуды, величина которой равна эффективному значению поля волны.

Рассмотрим схему, в которой электромагнитная волна распространяется в направлении оси V . Уравнение движения электронов в волне запишем в виде

$$\ddot{x} = \eta E e^{j(\omega t - \beta x)}, \quad (1)$$

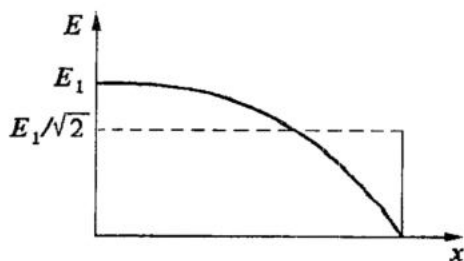


Рис. 1

где $\beta = \omega/v_\phi$; v_ϕ - фазовая скорость волны; $\eta = e/m$.

В результате интегрирования (1) методом последовательных приближений при начальных условиях $\omega t = \omega t_1 = \alpha$; $x = v_0$ будем иметь для угла пролета электронов

$$\varphi = \omega t - \omega t_1 = \varphi_0 + (\mu/\rho) [e^{j\rho\varphi} - j\rho\varphi - 1] e^{j\alpha}, \quad (2)$$

где

$$\mu = E/l[(2V_0 \omega / v_0)(1 - v_0 / v_\phi)] = \xi / (2\rho\Phi_0); \quad (3)$$

$$\xi = E/V_0; \quad \rho = 1 - v_0 / v_\phi; \quad \Phi_0 = \omega / v_0,$$

l - длина пространства взаимодействия.

Решая трансцендентное относительно φ уравнение (2) методом последовательных приближений в предположении $\mu \ll 1$, будем иметь

$$\varphi = \Phi_0 + (\mu/\rho)[e^{j\Phi_0} - j\Phi_0 - 1]e^{j\alpha}. \quad (4)$$

Здесь $\Phi_0 = \rho\Phi_0$ - угол пролета электронов относительно волны.

Воспользовавшись законом сохранения заряда

$$idt = I_0 dt_1 \quad (5)$$

и соотношением (4), найдем сгруппированный ток

$$i = I_0 \{1 + j(\mu/\rho)[e^{j\Phi_0} - j\Phi_0 - 1]e^{j\alpha}\}. \quad (6)$$

Рассчитаем величину первой гармоники тока для случая значительных параметров μ/ρ . Представим выражение для φ в виде

$$\varphi = \Phi_0 + (\mu/\rho)A \sin(\omega t_1 - \psi), \quad (7)$$

где

$$A = [(\cos\Phi_0 - 1)^2 + (\Phi_0 - \sin\Phi_0)^2]^{1/2}; \quad \operatorname{tg}\psi = (1 - \cos\Phi_0)/(\Phi_0 - \sin\Phi_0), \quad (8)$$

можем найти коэффициенты Фурье

$$i_n = -2I_0 J_n(nX) \cos n(\Phi_0 + \psi), \quad (9)$$

где $X = (\mu/\rho)A$ - параметр группировки; J_n - функция Бесселя. Таким образом, амплитуда первой гармоники сгруппированного в бегущей волне тока равна

$$i_1 = -2I_0 J_1(X) \cos(\Phi_0 + \psi) \quad (10)$$

и достигает максимального значения

$$i_{1\max} = 1.16I_0 \quad (11)$$

при $X = 1.84$.

Средняя мощность взаимодействия электронного потока, сгруппированного в бегущей волне, с полем этой волны может быть определена из интеграла

$$P_e = 1/2(v_0/\omega) \int_0^{\Phi_0} iE^* d\varphi_0. \quad (12)$$

Здесь E^* - комплексно-сопряженная величина поля.

Подставляя в (12) значение тока из соотношения (6), а также имея в виду, что $E^* = Ee^{-j(\omega t - \beta x)}$, найдем в предположении $\mu/\rho \ll 1$

$$P_e = P_0 \xi^2 / (4\rho) [2(1 - \cos\Phi_0) - \Phi_0 \sin\Phi_0] / \Phi_0^2. \quad (13)$$

Аналогичное соотношение было получено В.М. Лопухиным [8].

На рис. 2 зависимость мощности взаимодействия представлена графически в функции относительного угла пролета Φ_0 в предположении, что последний изменяется вследствие изменения фазовой скорости волны при постоянных l , ω , v_0 . Максимальная отдача энергии волне соответствует углу пролета $\Phi_0 \approx \pi$; в этом случае электроны должны двигаться несколько быстрее волны. Кроме того,

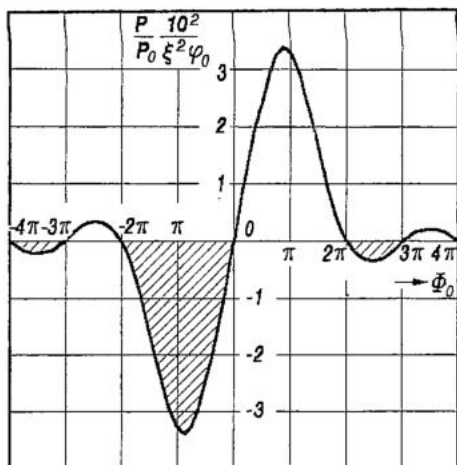


Рис. 2. Зависимость мощности взаимодействия от относительного угла пролета

взаимодействие электронов с волной имеет относительные максимумы и при других углах пролета. Этот факт свидетельствует о возможности самовозбуждения ЛОВ на различных порядках или зонах колебаний. Относительные углы пролета, определяющие максимальные отрицательные значения электронной мощности, имеют следующие значения: $\Phi_0 = -0.82\pi, -3.35\pi, -5.42\pi, \dots$ С достаточной точностью можно считать, что относительные углы пролета, соответствующие центрам областей возбуждения различных порядков, имеют значения

$$-\Phi_0 = \omega l/v_\phi - \omega l/v_0 = (2m+1)\pi, \quad (14)$$

где $m=0;1;2;3\dots$. Для основной области колебаний ($m=0; \Phi_0=-\pi$) из (14) следует, что

$$c/v_\phi - c/v_0 = \lambda(2l).$$

Член $\lambda(2l)$ обычно мал по сравнению с c/v , поэтому частотная характеристика генератора обратной волны в первом приближении совпадает с дисперсионной характеристикой замедляющей линии.

Для замедляющей системы с данными фазовой постоянной β и сопротивлением связи K поток мощности может быть записан в виде

$$P_1 = E_1^2/(2\beta^2 K), \quad (15)$$

где E_1 - амплитуда электрического поля на выходном конце системы (в данном случае при $x=0$). С другой стороны, электронный поток в единицу времени отдает электромагнитному полю замедляющей системы энергию P_e , зависящую от тока луча I_0 . При стационарном режиме, очевидно, должно выполняться условие

$$P_e = P_1, \quad (16)$$

которое определяет стартовый ток $I_{ст}$, при котором может произойти самовозбуждение генератора обратной волны. Учитывая, что в (13) входит значение поля $E=E_1/V_2$, на основании (15), (16) и (13) найдем

$$I_{ст} = 4V_0 f(\Phi_0)/((2\pi N)^3 K), \quad (17)$$

где

$$2\pi N = \beta l; \quad f(\Phi_0) = \Phi_0^3/[2(1-\cos\Phi_0) - \Phi_0 \sin\Phi_0].$$

Наибольший практический интерес представляет режим, соответствующий центру основной области колебаний ($m=0; \Phi_0 \approx -\pi$), так как для других областей возбуждения ($m \neq 0$) мощность взаимодействия имеет меньшие значения, и, следовательно, стартовые токи для них будут иметь большие величины. Для нулевого порядка найдем

$$I_{ст} = V_0/(8KN^3). \quad (18)$$

Полученные на основании приближенной теории соотношения (14) и (18) находятся в хорошем соответствии с результатами строгой линейной теории генератора обратной волны [1-5].

Как следует из (14), работа генератора обратной волны возможна не только при «обычном» синхронизме волны и потока, когда относительный угол пролета $\Phi_0 \approx -\pi$ (электронное уплотнение при прохождении пространства взаимодействия находится в тормозящем поле одной полуволны), но также и в случае больших углов пролета $\Phi_0 \approx -3\pi, -5\pi, \dots$ (электронное уплотнение находится в тормозящих полу волнах больше времени, чем в ускоряющих). Наличие многих областей возбуждения может привести к тому, что при фиксированном напряжении и достаточно большом токе луча могут одновременно поддерживаться электронным потоком много волн, фазовые скорости которых удовлетворяют (14). Эта особенность генератора обратной волны объясняет наблюдаемое практически явление многочастотности, приводящее к его немонохроматичной работе.

Максимальное значение кпд генератора следует ожидать, очевидно, при значении параметра группировки X , близком к 1.84, когда первая гармоника тока достигает своего максимального значения $i_{1\text{макс}} = 1.16I_0$. Предположим, что выражение (13), полученное в рамках линейной теории, справедливо также и для оптимального режима. Для $\Phi_0 = -0.82\pi$ найдем максимальное значение кпд

$$\eta_{\text{макс}} = (\mu^2/|\rho|)2.34. \quad (19)$$

Подставив значение E , обуславливающее максимум i_1 , в (19) и используя (15), найдем

$$\eta_{\text{макс}} = 1.33C, \quad (20)$$

где

$$C = (I_0 K / (4V_0))^{1/3}.$$

На рис. 3 представлены экспериментальные значения кпд для ряда ламп на различных частотах. Для сравнения приведены теоретические кривые: пунктирная

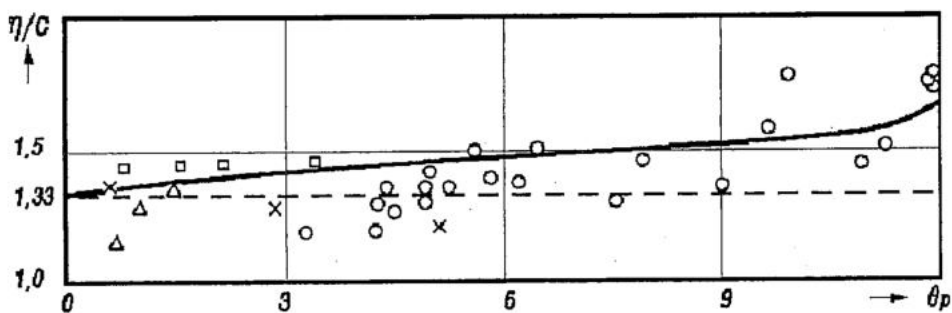


Рис. 3. Экспериментальные значения кпд для ряда ЛОВ на различных частотах

прямая соответствует формуле (20), сплошная - учитывает поправку к формуле (20) за счет пространственного заряда [6]. Данные рис. 3 свидетельствуют о том, что проведенная оценка максимального кпд генератора обратной волны дает значения η/C , близкие к экспериментальным. Действительно, экспериментальные значения η/C лежат для большинства случаев в пределах $1.2 \div 1.6$, что близко к теоретической величине 1.33. Из рис. 3 следует, что для значений параметра пространственного заряда $\theta_p = \omega_p / V_0 < 9$ (ω_p - частота плазмы) формула (20), найденная в кинематическом приближении, может быть использована с достаточным основанием.

Дальнейшее развитие анализа работы ЛОВ в режиме больших сигналов может быть сделано с учетом некоторых опытных данных, в частности, используя факт [7], что максимальные значения кпд достигаются для отношений рабочего тока к стартовому $I_0/I_{\text{ст}}$, лежащих в пределах $2.5 \div 4.5$. Выбирая среднее значение $I_0/I_{\text{ст}} = 3.5$, перепишем (20) следующим образом:

$$\eta = (2K/R_0)^{1/3} = 2/(N\pi), \quad (21)$$

где R_0 - сопротивление электронного потока при стартовом режиме. Полученное соотношение (21) совпадает с эмпирическим соотношением, выведенным Паллуэлом [7].

Поступило в редакцию
25 января 1957 года

Литература

1. *H.R. Johnson*, Proc. I. R. E., 1955, **43**, 684.
2. *H. Heffner*, Proc. I. R. E., 1954, **42**, 930.
3. *R. Kompfner*, Proc. I. R. E., 1953, **41**, 1601.
4. *R. Crow, D. Watcins*, Proc. I. R. E., 1955, **43**, 848.
5. *L. Walker*, J. Appl. Phys., 1953, **24**, 854.
6. *В.Н. Шевчик, В.С. Стальмахов*, Радиотехника и электроника, 1957. **2**, 2, 230.
7. *P. Palluel*, Ann. Radioelectr., 1956, **11**, 145.
8. *В.М. Лопухин*, Кандидатская диссертация, МГУ, 1947.

© Радиотехника и электроника, 1958, т. 3, в. 6, с. 847-850



Шевчик Владимир Николаевич (1923-1980) - закончил физический факультет СГУ (1947), кандидат (1951) и доктор (1963) физико-математических наук, профессор. Зав. кафедрой электроники (1958-80), директор НИИМФА СГУ (1967-80), ректор СГУ (1970-77). Делегат XXV съезда КПСС. Создатель коллектива кафедры в ее основном современном составе, руководитель разработки главных лекционных курсов, организатор трех новых учебных лабораторий, научный руководитель теоретических и экспериментальных исследований в области вакуумной, твердотельной, квантовой электроники, проводимых в НИИМФе. Создатель и лидер Саратовской научной школы СВЧ-электроники и СВЧ-акустoeлектроники. Один из основоположников современной вакуумной микроэлектроники. Автор 145 статей, авторских свидетельств, монографий. Четыре наиболее значимые из них: «Основы электроники сверхвысоких частот» (1959), «Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах» (1962, в соавторстве с Г.Н. Шведовым и А.В. Соболевой), «Взаимодействие электронных пучков с электронными волнами» (1962), «Аналитические методы расчета в электронике СВЧ» (1970, в соавторстве с Д.И. Трубецковым) не потеряли актуальность и в настоящее время.



ВИДЫ КОЛЕБАНИЙ, МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ И БАСЕЙНЫ ПРИТЯЖЕНИЯ АТТРАКТОРОВ СИММЕТРИЧНО СВЯЗАННЫХ СИСТЕМ С УДВОЕНИЕМ ПЕРИОДА

Б.П. Безручко, М.Д. Прохоров, Е.П. Селезнев

Нелинейные колебательные системы, каждая из которых при изменении управляющего параметра демонстрирует переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода, при наличии симметричной связи демонстрируют различные виды взаимной синхронизации. Иерархия возможных видов колебаний такой системы рассматривается в работе на примере диссипативно связанных квадратичных отображений с использованием способа различения мультистабильных состояний по фазовому признаку. Показаны пути эволюции колебательных состояний и их бассейнов притяжения в широком диапазоне изменения параметров нелинейности и связи. Полученные результаты сопоставляются с результатами физического эксперимента на системе связанных периодически возбуждаемых нелинейных резонаторов.

Введение

Система двух симметрично связанных идентичных объектов, каждый из которых демонстрирует при изменении управляющего параметра переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода, является одним из эталонных объектов нелинейной динамики. Наиболее детальные исследования поведения таких систем были проведены с помощью дискретных моделей в виде связанных одномерных унимодальных отображений с квадратичными максимумами. Показано, что связанные идентичные отображения демонстрируют широкий набор нелинейных явлений, включая мультистабильность, синхронизацию, хаос и гиперхаос, захват частоты, перемежаемость, кризисы хаотических аттракторов. В них может наблюдаться переход к хаосу как через последовательность бифуркаций удвоения периода, так и через разрушение тора [1-6]. Пространство параметров системы имеет сложное устройство с самоподобной структурой [7-9], универсальность которой может быть объяснена с помощью ренормгруппового анализа [9-12]. Многообразие мультистабильных состояний связанных отображений очень велико [12-19]. Разобраться в них и путях их формирования помогает исследование бассейнов притяжения аттракторов системы [20-23]. Обнаруженные при исследовании отображений особенности сложной динамики связанных систем хорошо согласуются с результатами экспериментальных исследований на различных связанных между собой реальных объектах [3, 13-16, 22-25]. Связанные отображения весьма популярны в связи с

изучением актуальных проблем разрушения хаотической синхронизации и перехода от синхронного хаотического поведения к несинхронному [26-30]. В последние годы с их помощью удалось объяснить бифуркационные механизмы потери устойчивости синхронного хаотического режима, вызывающие пузырение аттракторов и дырчатые бассейны [31-36].

Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию системы двух симметрично связанных отображений, сравнительно мало внимания уделено изучению многообразия вариантов взаимной синхронизации подсистем и иерархии устойчивых видов колебаний. В данной работе мы постарались восполнить этот пробел, обобщив результаты наших предыдущих исследований и дополнив их новыми. Целесообразность такого рассмотрения определяется тем, что разветвленность иерархической схемы и разнообразие вариантов мультистабильных колебаний столь велики, что существуют даже попытки их статистического описания. Отсутствие полной схемы возможных колебательных режимов приводит иногда к спорным выводам о закономерностях в рассматриваемой системе, таким, например, как выделение в качестве универсального «7-зонового» варианта эволюции колебательных режимов при изменении параметра связи [37]. Это говорит об актуальности задачи подробного описания общей картины сложной динамики популярной эталонной системы на основе определенных принципов.

В работе на примере двух квадратичных отображений, связанных диссипативно (раздел 1), нами дана классификация видов колебаний, в которой в качестве отличительного признака используется сдвиг фазы колебаний подсистем. Результаты исследования областей существования выделенных режимов в пространстве параметров и путей их эволюции при малых значениях коэффициента связи представлены в разделе 2. В разделе 3 описаны несинфазные режимы, существующие в области сильной связи. В разделе 4 исследованы бассейны притяжения аттракторов периодических и хаотических мультистабильных состояний и их эволюция при изменении параметров. В разделе 5 проводится сопоставление полученных результатов с результатами физического эксперимента на системе связанных нелинейных резонаторов. Обсуждение степени общности результатов проводится в разделе 6.

1. Объект исследования

Все мыслимые варианты симметричной связи между отображениями с квадратичными максимумами могут быть представлены комбинацией двух основных видов: диссипативного и инерционного [9, 12]. Несмотря на ряд характерных особенностей, присущих каждому из этих типов связи, степень общности колебательных эффектов в системах с этими типами связи достаточно велика, что позволяет рассмотреть лишь один из них. В нашей работе исследование поведения системы двух связанных отображений проведено на примере диссипативной связи. Она способствует выравниванию мгновенных состояний подсистем, а при равенстве мгновенных состояний не влияет на их динамику. Такой тип связи возникает во многих системах, например, в радиотехнических объектах он реализуется с помощью резистора. Система отображений с диссипативной связью имеет следующий вид:

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

где x, y - динамические переменные; $n=0, 1, 2, \dots$ - дискретное время; $f(x_n)$ и $f(y_n)$ - функции, описывающие поведение изолированных подсистем; k - коэффициент связи. Такой тип связи может быть наглядно истолкован на примере динамики популяций. Если $f(x_n)$ и $f(y_n)$ моделируют, например, численность некоторых особей в двух граничащих популяциях, то в промежутках времени между периодами размножения и гибели особи могут мигрировать в обе стороны, и k - доля особей, мигрировавших в соседнюю популяцию. Параметр связи k может изменяться от 0 до 1. В этом интервале изменения параметра связи фазовый объем претерпевает дополнительное сжатие по сравнению с той величиной, которую он имел бы в отсутствие связи, что дает основание называть такую связь диссипативной.

Нами исследуется система (1), в которой $f(x_n)=\lambda-x_n^2, f(y_n)=\lambda-y_n^2$, то есть

$$\begin{aligned}x_{n+1} &= \lambda - x_n^2 + k(x_n^2 - y_n^2), \\y_{n+1} &= \lambda - y_n^2 + k(y_n^2 - x_n^2).\end{aligned}\tag{2}$$

Будем рассматривать случай, когда значения параметра нелинейности λ в первой и во второй подсистемах равны.

2. Классификация состояний связанной системы и их эволюция при малых k

2.1. Классификация видов колебаний. В силу того, что отображения (1) инвариантны относительно дискретной группы симметрий, в основу классификации колебательных режимов удобно положить величину временного сдвига между колебаниями подсистем. Очевидно, что в случае унимодальности функций $f(x_n)$ и $f(y_n)$ в пределе нулевой связи ($k=0$) каждый режим периода N может быть реализован N способами, отличающимися сдвигом колебаний подсистем во времени на величину $m=0,1,2,\dots,N-1$. Назовем их видами колебаний и используем в качестве базы для описания иерархии колебательных режимов при введении связи, когда взаимодействие подсистем приводит к различным вариантам их взаимной синхронизации. Для обозначения периодических видов будем использовать запись N_m . В хаотических режимах, обозначаемых N^m , несмотря на отсутствие повторяемости в движениях, можно сохранить принцип классификации, используемый для периодических режимов, если понимать под N число лент (связность) аттрактора, а под m - временной сдвиг между колебаниями подсистем на определенной ленте аттрактора, например, содержащей максимальные значения x_n и y_n . Режимы с $m=0$, для которых $x_n - y_n = 0$, а фазовый портрет располагается на диагонали плоскости (x_n, y_n) , являются синфазными. Остальные колебательные режимы с $m \neq 0$ - несинфазные. Заметим, что хаотические режимы могут быть несинфазными ($x_n \neq y_n$) даже при $m=0$, например, в области слабой связи подсистем. Чтобы отличать такие режимы от синфазных, будем использовать для их обозначения индекс $m=N$. Возможность реализации того или иного вида колебаний определяется величинами параметров и выбором начальных условий.

2.2. Эволюционная схема при малых k . Если воспользоваться известным графическим приемом и изобразить области существования и эволюции каждого из мультистабильных видов колебаний лежащими на отдельных листах, то можно построить наглядную многолистную схему областей существования устойчивых колебательных режимов на плоскости «коэффициент связи - управляющий

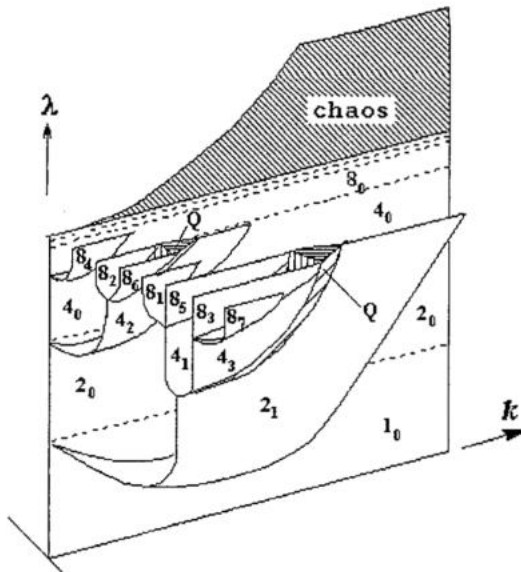


Рис. 1. Качественная схема устройства пространства параметров нелинейности и связи системы (2), отражающая области существования всех видов колебаний периода 1, 2, 4, 8 при $k < 0.5$. Области квазипериодических колебаний обозначены через Q

объединяющие некоторые группы режимов. Ветви начинаются периодическими режимами, а заканчиваются хаотическими. Ветвь A соответствует эволюции синфазных режимов ($m=0$), отходящие от нее ветви B, C, D - несинфазным режимам. Так, ветвь B начинается циклом периода 2 и объединяет колебания с $m=2l-1$, где $l=1, 2, 3, \dots$, ветвь C начинается циклом периода 4 и объединяет виды с $m=2(2l-1)$, ветвь D - соответственно, 8 и $m=4(2l-1)$.

Значения λ , при которых происходят бифуркации удвоения синфазных циклов в связанной системе, точно совпадают с соответствующими бифуркационными значениями в изолированных подсистемах. На схеме в точках раздвоения ветви A исходный синфазный цикл теряет устойчивость (один мультипликатор достигает значения -1) и в его окрестности рождается устойчивый синфазный цикл удвоенного периода, продолжающий ветвь. Потерявший устойчивость цикл с увеличением λ еще раз претерпевает бифуркацию удвоения периода (второй мультипликатор достигает -1) и возникает неустойчивый несинфазный цикл удвоенного периода, который в дальнейшем становится устойчивым. В результате каждый синфазный цикл $(2^n)_0$ порождает с ростом λ пару циклов: синфазный $(2^{n+1})_0$ и несинфазный $(2^{n+1})_{2^n}$. Родившиеся таким образом несинфазные циклы $2_1, 4_2, 8_4, \dots$ ложатся в основу ветвей B, C, D, \dots , где с ростом λ обязательно претерпевают бифуркацию рождения тора. В результате синхронизации движения на торе возникают следующие пары несинфазных циклов: 4_1 и 4_3 на ветви B , 8_2 и 8_6 на C , 16_4 и 16_{12} на D . Эти циклы в свою очередь порождают по два цикла аналогично только что рассмотренному случаю с синфазными циклами, и так до критических значений λ , соответствующих образованию хаотического аттрактора на базе каждого из циклов ветви. В области хаоса с ростом λ эволюционная схема внешне похожа на схему периодических режимов. Пунктирные линии соответствуют нестягивающим множествам, сплошные - хаотическим аттракторам. Точка слияния пунктирной и сплошной линий соответствует слиянию лент аттрактора и его объединению с ранее

параметр». На рис. 1 представлена такая схема, качественно отражающая области существования всех видов колебаний периода 1, 2, 4, 8 при $k < 0.5$. Фазовые портреты этих режимов и возникших на их основе хаотических колебаний изображены на рис. 2, а, являющемся сечением рис. 1 плоскостью $k = \text{const}$, продолженной в область больших λ . Эта схема качественно иллюстрирует эволюцию движений в системе (2) с изменением параметра λ при слабой фиксированной связи. Рассмотрим динамику связанной системы, используя еще один, более подробный и удобный для обозрения вариант изображения эволюционной схемы (рис. 2, б) [16]. Сплошные линии на этой схеме соответствуют устойчивым режимам, штриховые - неустойчивым. Точками показаны бифуркационные переходы. Поясним узловые моменты этой схемы. На ней выделены ветви A, B, C, D ,

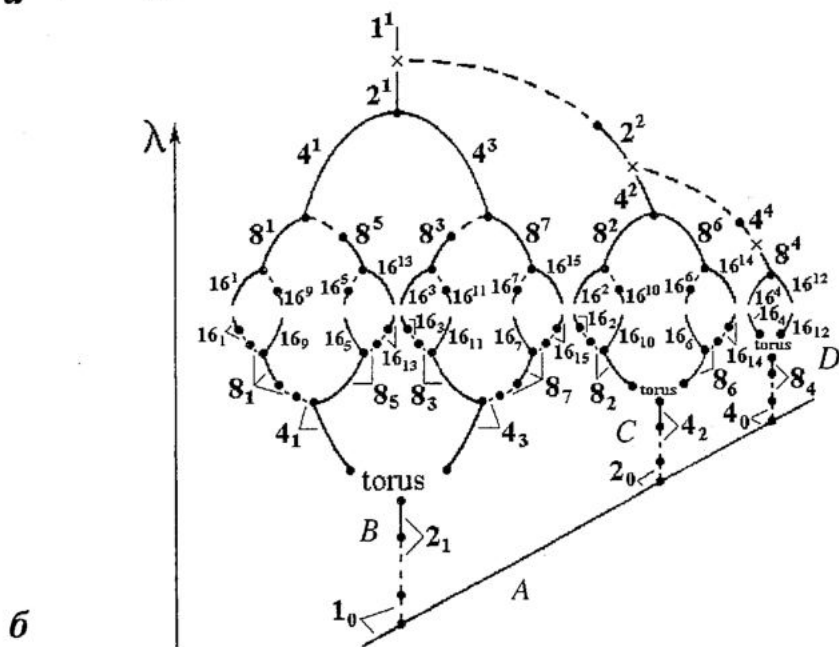
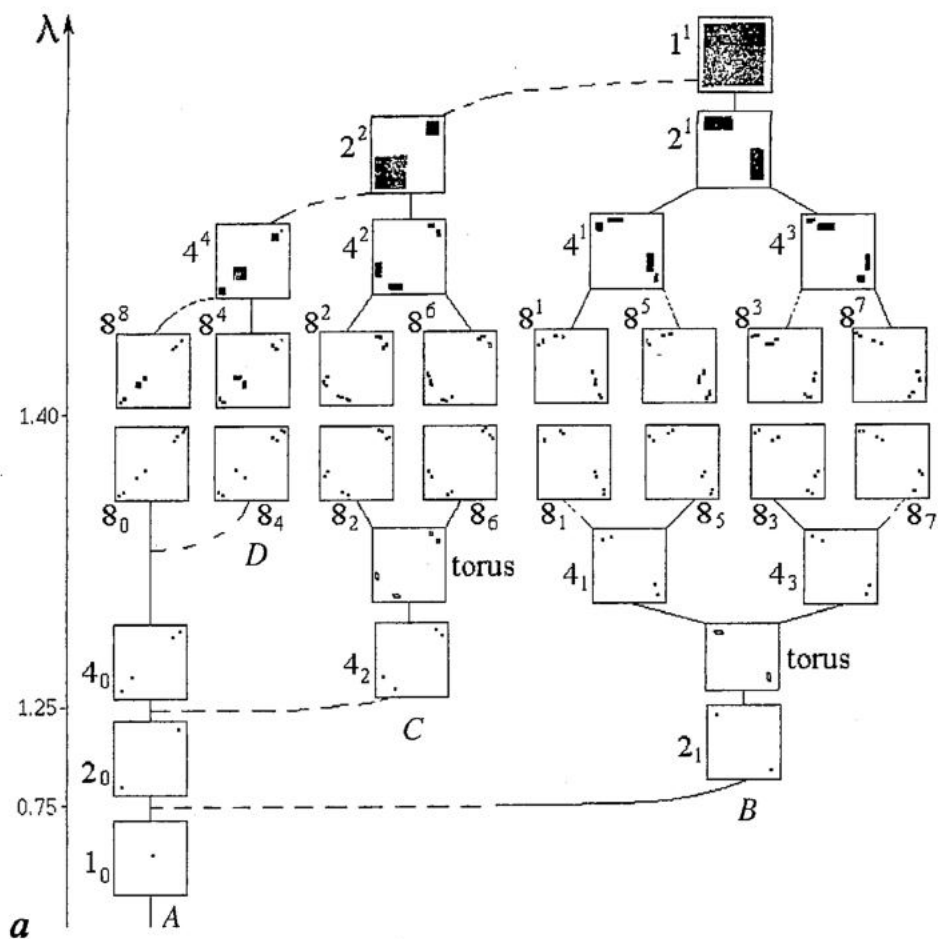


Рис. 2. а - Аттракторы системы (2) на плоскости (x_n, y_n) при $k=0.006$. б - Схема эволюции колебательных состояний связанной системы с изменением управляющего параметра при малом фиксированном коэффициенте связи

непритягивающим множеством, так что в результате формируется аттрактор, включающий в себя оба отмеченные множества. Каждая из ветвей с ростом λ завершается парой странных аттракторов, индексы которых совпадают с индексами циклов, возникающих в результате движения на торе (4^1 и 4^3 на ветви B , 8^2 и 8^6 на C, \dots). При дальнейшем увеличении λ наблюдается режим перемежаемости хаос - хаос между аттракторами пары. Режим перемежающейся стохастичности плавно сменяется аттрактором $(2^n)^m$, у которого n и m совпадают с индексами цикла, являющегося началом этой ветви: 2^1 на ветви B , 4^2 на ветви C, \dots . Выше отметки (\times) соответствующий аттрактор объединяется с аттракторами, которые образуют ветви, расположенные на рис. 2, б справа.

При нулевом коэффициенте связи и значениях λ , меньших критического, колебания идентичных подсистем одинаковы и могут быть лишь сдвинуты относительно друг друга во времени. Наличие конечной связи приводит к появлению различий во временных реализациях периодических колебаний даже идентичных подсистем и к нарушению симметрии цикла относительно замены $x \leftrightarrow y$. Это касается всех видов колебаний, кроме синфазных $(2^n)_0$ и родившихся непосредственно из синфазных - $(2^{n+1})_{2^n}$. Степень различия увеличивается с ростом связи, но не затрагивает определяющего признака вида колебаний - фиксированного значения временного сдвига между колебаниями подсистем (если под этим понимать временной интервал, например, между максимумами в периодических реализациях x_n, y_n). Циклы, родившиеся в результате синхронизации движения на торе ($4_1-4_3, 8_2-8_6, 16_4-16_{12}, \dots$), образуют зеркально симметричные пары: замена $x \leftrightarrow y$ переводит их друг в друга. Родившиеся из них циклы также образуют зеркально симметричные пары $(2^n)_m - (2^n)_{2^n-m}$ при условии идентичности путей эволюции. Например, зеркально симметричны виды $8_1-8_7, 16_2-16_{14}, 16_1-16_{15}$, родившиеся после удвоения периода потерявших устойчивость циклов, а также $8_5-8_3, 16_{10}-16_6$, появившиеся непосредственно после бифуркации удвоения периода исходного цикла. Как видно из рис. 1 и рис. 3, а, несинфазные виды колебаний, существующие в области малой связи, с ростом k теряют устойчивость.

С увеличением λ все несинфазные симметричные циклы $N_m, m=N/2$ претерпевают бифуркацию рождения тора (мультипликаторы этих циклов с увеличением параметра становятся комплексно-сопряженными и достигают по модулю единицы). В области существования квазипериодических движений наблюдается множество резонансных циклов на торе, имеющих четный период и характерную форму в виде клюва. На рис. 3, б показаны области двух таких резонансных циклов с периодом 18 и 22. Эти циклы симметричны относительно замены $x \leftrightarrow y$ и с изменением параметров демонстрируют рождение тора (вторичный тор). В области существования вторичного тора также наблюдается множество резонансных циклов. Выделить определенные закономерности в их иерархии достаточно сложно. Однако следует отметить существование симметричных резонансных циклов, которые с изменением параметров опять демонстрируют рождение тора. Таким образом, двигаясь по сложной траектории в пространстве параметров исследуемой системы, можно наблюдать последовательность переходов: цикл - тор - резонансный цикл - тор - резонансный цикл - тор.

Асимметричные, но симметричные друг другу циклы, например, 4_1 и 4_3 (замена $x \leftrightarrow y$ отображает один цикл в другой), возникают в результате седло-узловой бифуркации. Линии седло-узловых бифуркаций таких циклов совпадают и опираются на линию рождения тора в точке $k=0$ (см. рис. 3, а), а реализация того или иного цикла зависит от выбора начальных условий. Структура плоскости параметров рис. 3, а типична для всех ветвей несинфазных режимов.

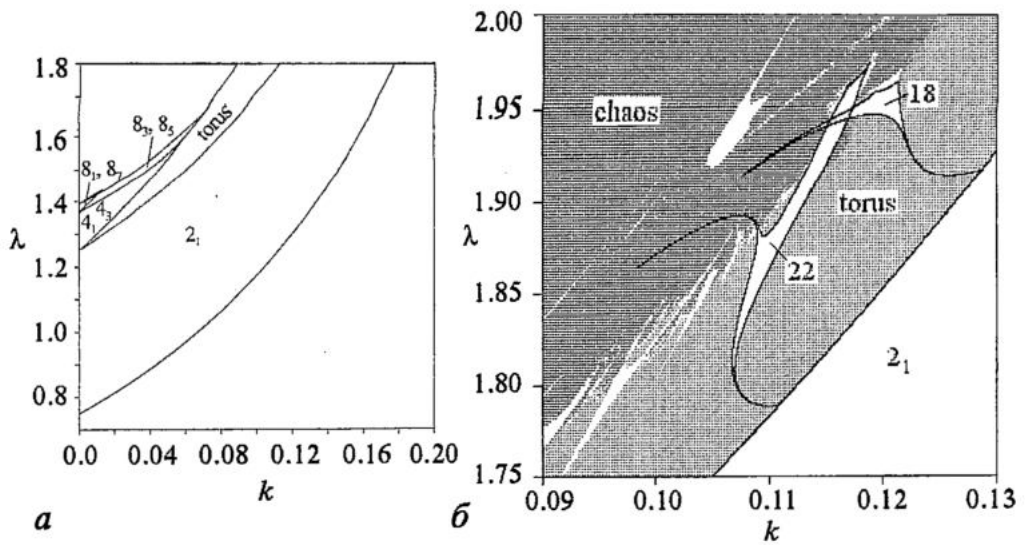


Рис. 3. *a* - Области существования несинфазных циклов ветви *B* эволюционной схемы на плоскости параметров (k, λ) ; *б* - области существования резонансных циклов периода 18 и 22

3. Несинфазные режимы при сильной связи

В области сильной связи $0.5 \leq k \leq 1$ лист синфазного вида колебаний на плоскости (k, λ) продолжается без каких-либо особенностей, а схема расположения листов несинфазных видов полностью симметрична относительно $k=0.5$ (рис. 4, *a*). Однако, несмотря на симметрию бифуркационных линий, несинфазные режимы в области слабой и сильной связи принципиально различны. Для обозначения последних будем указывать индексы римскими цифрами. Как было показано в [18], в области сильной связи существуют устойчивые несинфазные циклы периода 1. Их существование может быть продемонстрировано следующим образом: введем новые переменные $u_n = (x_n - y_n)/2$, $v_n = (x_n + y_n)/2$. В этих новых переменных система (2) запишется в следующем виде:

$$\begin{aligned} u_{n+1} &= 2(2k-1)u_n v_n, \\ v_{n+1} &= \lambda - v_n^2 - u_n^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Для цикла периода 1 $u_{n+1} = u_n = u$, $v_{n+1} = v_n = v$, и из (3) получаем

$$\begin{aligned} u(1 - 2(2k-1)v) &= 0, \\ v^2 + v + u^2 - \lambda &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Первое уравнение в (4) имеет два решения: $u=0$ и $v=1/[2(2k-1)]$. Случай $u=0$ соответствует синфазному режиму $(x_n = y_n)$, при этом из второго уравнения $v_{1,2} = [-1 \pm (1+4\lambda)^{1/2}]/2$. Другое решение соответствует несинфазному режиму. Подставив v во второе уравнение системы (4), получим $u_{1,2} = \pm [\lambda - (4k-1)/(4(2k-1)^2)]^{1/2}$.

Для исследования циклов периода 1 на устойчивость найдем их мультипликаторы как собственные значения матрицы Якоби M отображения (3):

$$M = \begin{bmatrix} 2(2k-1)v & 2(2k-1)u \\ -2u & -2v \end{bmatrix}.$$

Обозначив мультипликаторы цикла периода 1 через $\mu_{1,2(1)}$, получим

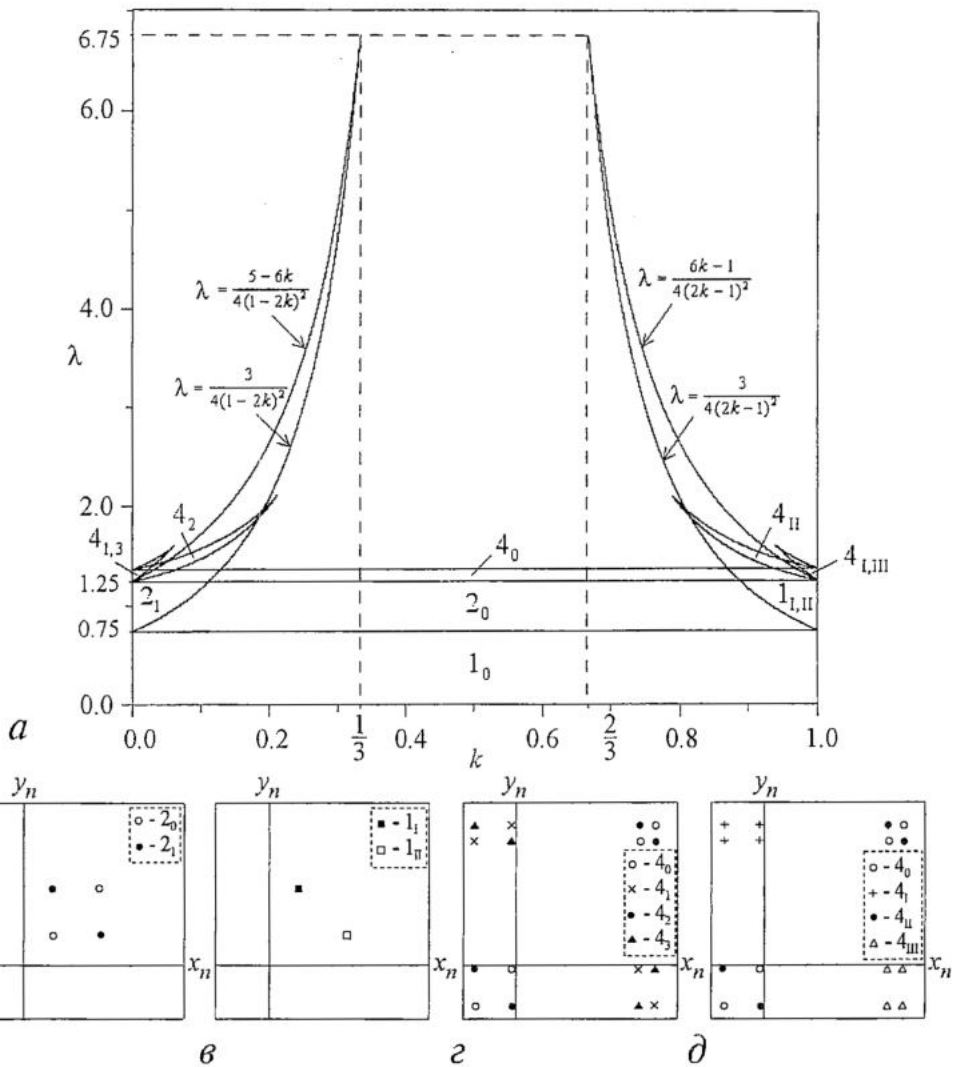


Рис. 4. а - Области устойчивости циклов периода 1, 2 и 4 на плоскости параметров (k, λ) системы (2). Для несинфазных циклов периода 1 и 2 границы областей получены в явном виде. б, в - аттракторы периода 2 и 1 при $\lambda=0.8$ и $k=0, k=1$, соответственно. з, д - аттракторы периода 4 при $\lambda=1.3$ и $k=0, k=1$, соответственно

$$\mu_{1,2(1)} = 2\nu(k-1) \pm 2[k^2\nu^2 + u^2(1-2k)]^{1/2}. \quad (5)$$

Для синфазного цикла 1_0 $u=0$ и $\mu_{1(1_0)} = -2\nu$, $\mu_{2(1_0)} = 2\nu(2k-1)$. Таким образом, в интервале положительных λ значение $\nu_1 = [-1 - (1+4\lambda)^{1/2}]/2$ соответствует всегда неустойчивой неподвижной точке, а $\nu_2 = [-1 + (1+4\lambda)^{1/2}]/2$ - устойчивой при $\lambda < 3/4$ неподвижной точке (оба мультипликатора при этом по модулю меньше единицы).

Подставляя в (5) значения ν и $u_{1,2}$, соответствующие несинфазному режиму, и обозначая мультипликаторы в точке (ν, u_1) через $\mu_{1,2(1_1)}$, а в точке (ν, u_2) через $\mu_{1,2(1_{II})}$, получим

$$\begin{aligned} \mu_{1,2(1_1)} = \mu_{1,2(1_{II})} &= (k-1)/(2k-1) \pm \\ &\pm \{ [(k-1)/(2k-1)]^2 + 4(k-\lambda)(2k-1)^2/(2k-1) \}^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

То есть существуют два несинфазных, симметричных относительно замены $u \rightarrow -u$

устойчивы в широкой области параметров (см. рис. 4, а) (границы области устойчивости циклов $1_I, 1_{II}$ получены в явном виде из (6)). Например, при $k=1$ $\mu_{1,2(1_I)} = \mu_{1,2(1_{II})} = \pm 2(1-\lambda)^{1/2}$ и циклы $1_I, 1_{II}$ устойчивы при $3/4 < \lambda < 5/4$, то есть при тех же значениях λ , что и циклы периода 2 в несвязанной системе.

Симметрия бифуркационных линий относительно $k=0.5$, то есть относительно замены $k \rightarrow 1-k$, тоже может быть подтверждена с помощью анализа мультипликаторов циклов. Продемонстрируем это на примере несинфазных циклов периода 1 и 2. Для цикла периода 2 отображения (2) матрица Якоби имеет вид

$$M = \begin{bmatrix} 2x_1(k-1) & -2ky_1 \\ -2kx_1 & -2y_1(k-1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 2x_2(k-1) & -2ky_2 \\ -2kx_2 & -2y_2(k-1) \end{bmatrix}. \quad (7)$$

где x_1, x_2 и y_1, y_2 - элементы циклов в подсистемах x и y , соответственно. Так как несинфазный цикл 2_1 является симметричным, то для него $x_1 = y_2, x_2 = y_1$. С учетом этого мультипликаторы несинфазного цикла 2_1 , являющиеся собственными значениями матрицы (7), имеют вид

$$\mu_{1,2(2_1)} = 2k^2(x_1+y_1)^2 + 4x_1y_1(1-2k) \pm 2k(x_1+y_1)[k^2(x_1+y_1)^2 + 4x_1y_1(1-2k)]^{1/2}.$$

Выразив теперь значения мультипликаторов $\mu_{1,2(2_1)}$ только через λ и k , получим

$$\begin{aligned} \mu_{1,2(2_1)} &= 2k^2/(1-2k)^2 + 4(1-k-\lambda(1-2k)^2)/(1-2k) \pm \\ &\pm (2k/(1-2k)[(k/(1-2k))^2 + 4(1-k-\lambda(1-2k)^2)/(1-2k)]^{1/2}. \end{aligned}$$

Возводя (6) в квадрат и обозначая мультипликаторы несинфазных циклов 1_I и 1_{II} через $\mu_{1,2(1_{I,II})}$, окончательно получаем:

$$\mu_{1,2(2_1)}(\lambda, k) = \{\mu_{2,1(1_{I,II})}(\lambda, 1-k)\}^2.$$

Следовательно, если $|\mu_{1,2(2_1)}(\lambda, k)| < 1$ (несинфазный цикл 2_1 устойчив при некотором k), то $|\mu_{2,1(1_{I,II})}(\lambda, 1-k)| < 1$ (несинфазные циклы периода 1 устойчивы при $1-k$).

Для произвольного k нетрудно показать, что замена $k \rightarrow 1-k$ в системе (2) приводит к замене $x_{n+1} \leftrightarrow y_{n+1}$, что эквивалентно симметричному отражению точки (x_{n+1}, y_{n+1}) относительно линии $x=y$. В результате, если при некотором k существуют циклы периода $2^n, n=2,3,\dots$, то циклы с тем же периодом и типом симметрии будут существовать и при величине связи $1-k$. Фазовые портреты зеркально симметричных пар циклов $(2^n)_m - (2^n)^{2^n-m}$ при коэффициентах связи k и $1-k$ качественно различны, а несинфазных симметричных циклов $(2^n)_{n/2}$ - внешне совпадают, но отличаются порядком следования элементов (рис. 4, б-д).

Отметим, что введение связи между элементами приводит к появлению устойчивых режимов, существующих при таких значениях параметров, достижение которых в отсутствие связи было бы невозможным. Например, как видно из рис. 4, а, устойчивые несинфазные режимы периода 1 и 2 существуют в связанной системе при значении параметра нелинейности λ , более чем в 3 раза превышающем критическое ($\lambda_{кр} = 2$), при котором все синфазные решения уходят на бесконечность. Таким образом, введение связи между элементами не только обогащает динамику системы, но и может существенно расширить область ее конечных решений.

4. Бассейны притяжения мультистабильных состояний

Рассмотрим особенности формирования бассейнов на примере модели (2), двигаясь по схеме рис. 2, а снизу вверх, от значений λ , при которых в фазовом пространстве существует единственный цикл периода 1. Так, в примере, представленном на рис. 5, а, устойчивым решением является точка C (цикл периода 1), а бассейном его притяжения - вся область значений x_0, y_0 , ограниченная прямыми линиями $|x_0|=|x_B|, |y_0|=|y_B|$, где x_B, y_B соответствуют неустойчивому решению - точке B . При $k=0$ бассейн представляет собой квадрат со стороной $a=1+(1+4\lambda)^{1/2}$. С увеличением коэффициента связи он постепенно деформируется, приобретая при $k=0.5$ форму круга радиуса $r=2^{1/2}(1+(1+4\lambda)^{1/2})$ (рис. 5, б). Если начальная точка (x_0, y_0) находится вне бассейна, с течением времени решение «убегает» на бесконечность; (на рис. 5 и на последующих рисунках эта область отмечена штриховкой). Система (2) инвариантна относительно замены $x_n \rightarrow -x_n, y_n \rightarrow -y_n$, поэтому бассейны притяжения аттракторов симметричны относительно осей $x_0=0, y_0=0$, и мы далее будем приводить на рисунках лишь правый верхний квадрант плоскости (x_0, y_0) .

С появлением в фазовом пространстве второго аттрактора область

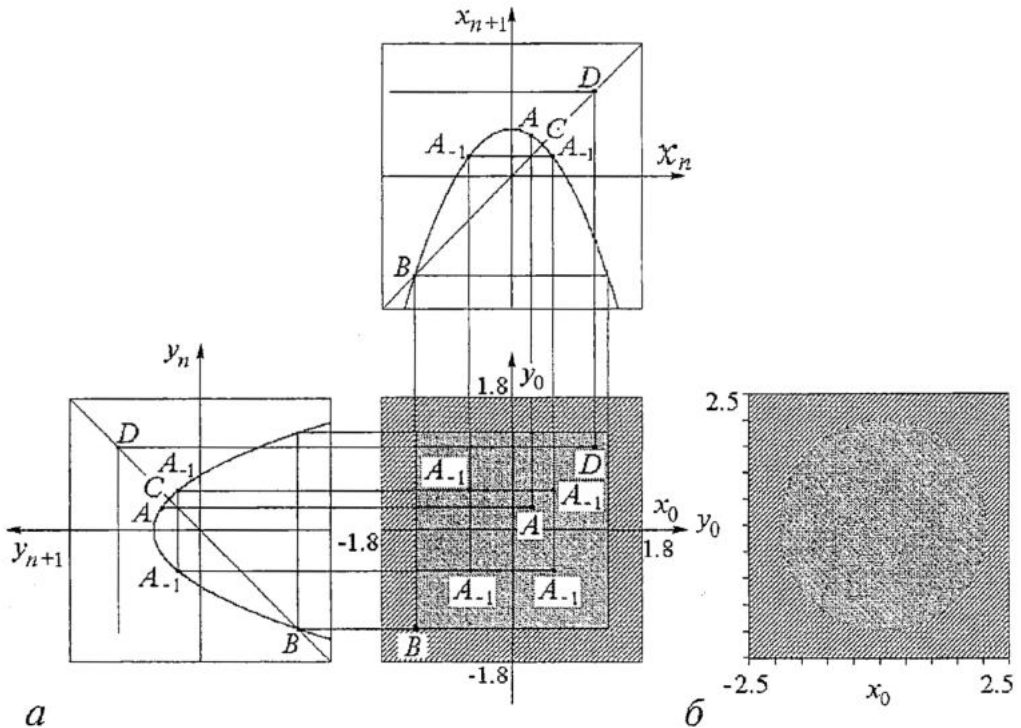


Рис. 5. Бассейн притяжения цикла периода 1 при $\lambda=0.5, k=0$ (а) и $k=0.5$ (б)

конечных решений дробится на бассейны сосуществующих аттракторов [23]. Принцип дробления поясняет рис. 6, а, построенный, как и рис. 5, а, для случая $k=0$, но при значении параметра $\lambda > \lambda_1$, где λ_1 - значение первой бифуркации удвоения периода. Здесь цикл периода 1 (точка C) уже потерял устойчивость, и в фазовом пространстве сосуществуют два аттрактора - циклы периода 2: 2_0 и 2_1 (см. рис. 6, а и рис. 1). Множество неустойчивых точек, включающее в себя и точку C с прообразами всех рангов, формирует границы бассейнов притяжения сосуществующих циклов. Отметим, что вблизи границы области дробящегося

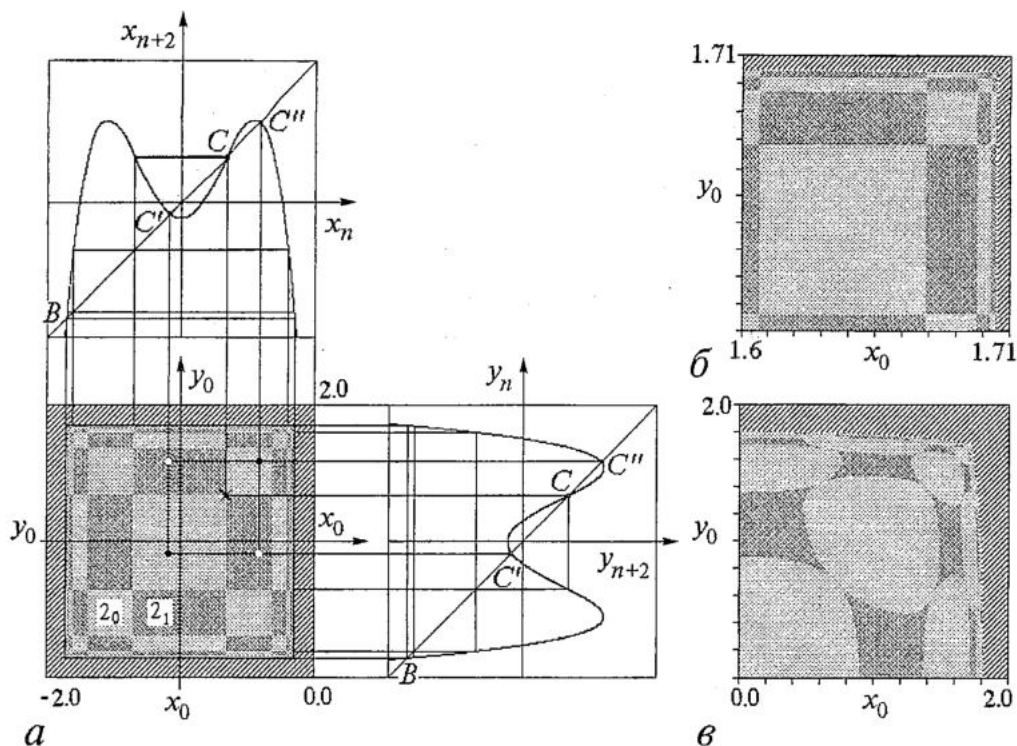


Рис. 6. а - График вторых итераций $x_{n+2}=f(x_n)$, $y_{n+2}=f(y_n)$ системы (2) и бассейны притяжения циклов 2_0 и 2_1 при $\lambda=1.2$ и $k=0$. C - неустойчивая точка (цикл периода 1 (\times)), C' , C'' - устойчивые точки; б - увеличенный фрагмент рис.а вблизи границы области конечных решений; в - бассейны притяжения при $\lambda=1.2$ и $k=0.08$

бассейна имеет место фрактальная структура (рис. 6, б, в), иллюстрирующая отсутствие ограничения на дробление областей. Увеличение сопровождается ростом числа сосуществующих регулярных аттракторов в фазовом пространстве. При этом площадь бассейна синфазного цикла после очередного удвоения периода перераспределяется между синфазным и симметричным несинфазным циклами удвоенного периода (например, $2_0 \rightarrow 4_0, 4_2$; $4_0 \rightarrow 8_0, 8_4$), а бассейны несинфазных циклов дробятся на бассейны зеркально-симметричных циклов (например, $2_1 \rightarrow 4_1, 4_3$; $4_3 \rightarrow 8_3, 8_7$) так, что структура вблизи бывших границ становится фрактальной (рис. 7, б, в). Дробление продолжается вплоть до критического значения параметра $\lambda=\lambda_{кр}$, соответствующего переходу к хаосу. Подобные описанным изменения структуры бассейнов притяжения при $k \rightarrow 0$ имеют место и при движении по схеме рис. 2, а сверху вниз от единственного односвязного хаотического аттрактора к бесконечному множеству многосвязных вблизи точки перехода порядок - хаос $\lambda=\lambda_{кр}$.

Введение связи по-разному сказывается на конфигурации бассейнов притяжения аттракторов, отличающихся видом симметрии. Кроме уже отмеченного искривления границ бассейнов, изменение k приводит к перераспределению площадей бассейнов сосуществующих аттракторов: площадь бассейнов притяжения несинфазных циклов сокращается, а синфазных - увеличивается за их счет. При этом области бассейна синфазных циклов становятся выпуклыми, поглощая часть площади бассейна несинфазного вида, границы которого становятся вогнутыми (рис. 6, в).

Все симметричные циклы (кроме синфазных), например 2_1 , с ростом параметра демонстрируют бифуркацию рождения тора. Бассейн притяжения квазипериодических колебаний (рис. 7, а) полностью поглощает бассейн

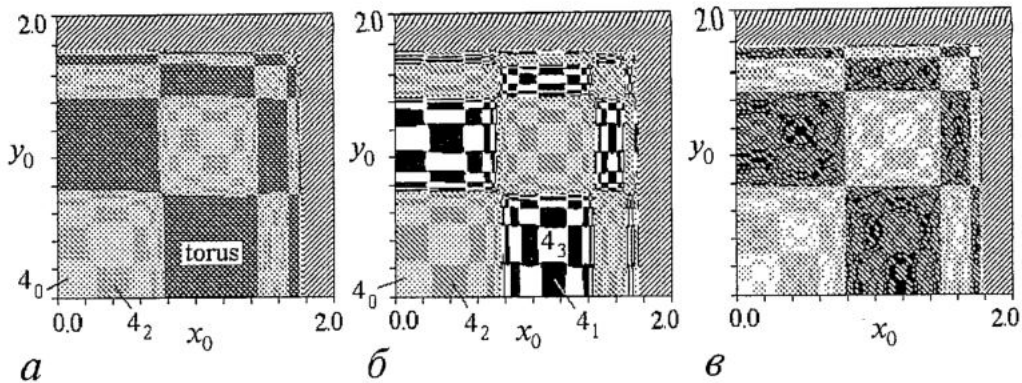


Рис. 7. Бассейны притяжения: а - циклов $4_0, 4_2$ и квазипериодических колебаний при $\lambda=1.3, k=0.015$; б - циклов $4_0, 4_1, 4_2, 4_3$ при $\lambda=1.3, k=0.008$; в - циклов $8_0, 8_1, \dots, 8_7$ при $\lambda=1.38, k=0.001$

притяжения цикла, на базе которого они сформировались. Зеркально-симметричные пары циклов, рождающиеся в результате синхронизации движений на торе, например 4_1 и 4_3 , дробят бассейн притяжения тора таким образом, что площадь бассейнов циклов одинакова, а сами бассейны зеркально-симметричны (см. рис. 7, б). Описанный путь эволюции бассейнов притяжения регулярных аттракторов универсален и реализуется на всех ветвях схемы рис. 1 и рис. 2, соответствующих периодическим и квазипериодическим режимам.

Бассейны притяжения хаотических аттракторов эволюционируют по более сложной схеме, зависящей еще и от выполнения условий, сформулированных в [38]: от положения некоторой критической линии на плоскости начальных условий. Поясним сказанное. Исследуемая система (2) относится к классу необратимых отображений. Причем плоскость (x, y) состоит из двух полуплоскостей Z_4 и Z_0 , точки которых, соответственно, имеют 4 прообраза или не имеют действительных прообразов. Например, точка A на рис. 5, а имеет четыре прообраза A_{-1} , координаты которых получаются в результате построения обратных диаграмм Ламерея; то есть после первой итерации система (2) из этих точек попадает в A . В тоже время точка D не имеет прообразов, так как обратные диаграммы Ламерея не попадают на графики отображений, и, таким образом, на плоскости (x_0, y_0) нет таких точек, из которых система (2) после первой итерации попадает в точку D . Границей между множествами таких точек является линия, названная в [38] критической. Критическую линию можно найти численно первой итерацией множества точек (x_0, y_0) , при которых якобиан отображения обращается в 0. Для системы (2) критическая линия $l_{кр}$ (штриховая линия на рис. 8 и рис. 9) представляет собой два луча, выходящих из точки с координатами (λ, λ) .

Рассмотрим эволюцию бассейнов притяжения хаотических аттракторов в зависимости от их расположения относительно критической линии. При $k \neq 0$ границы элементов бассейнов имеют выпуклую или вогнутую форму. Для случая слабой связи характерное положение критической линии изображено на рис. 8, а, б, построенных для случая, когда в исследуемой системе сосуществуют четыре четырехсвязных хаотических аттрактора. С изменением параметров два аттрактора 4^2 и 4^4 объединяются в один - 2^2 , соответствующим образом сливаются и их бассейны притяжения (рис. 8, в). Аттракторы 4^1 и 4^3 почти не меняются, но внутри почти всех элементов их бассейнов притяжения (кроме тех, где находятся точки решения) образуются озера, или дыры (рис. 8, в, г). Здесь и далее мы используем географическую терминологию, предложенную Мира [38]. Появление этих озер объясняется формированием так называемых заливов, то есть

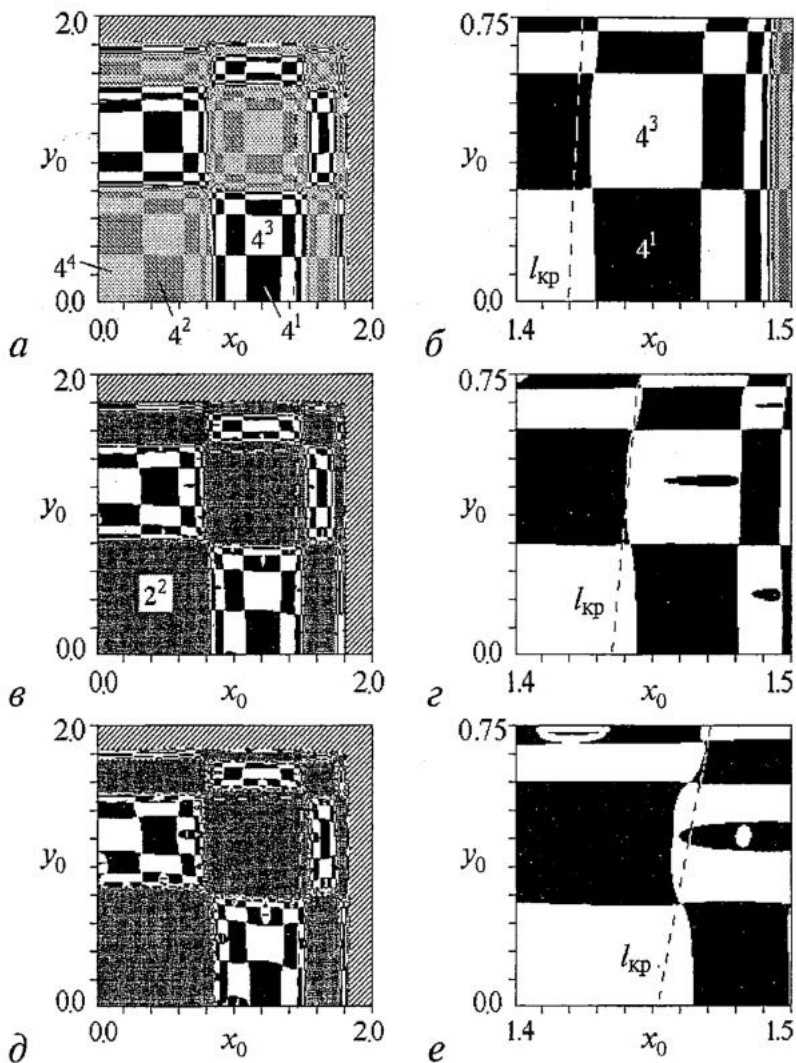


Рис. 8. Формирование озер в бассейнах притяжения хаотических аттракторов 4^1 и 4^3 : а, б - $\lambda=1.428, k=0.006$; в, г - $\lambda=1.454, k=0.0128$; д, е - $\lambda=1.49, k=0.025$. Рисунки справа представляют собой увеличенные фрагменты рисунков слева

замкнутых областей Z_4 , ограниченных сегментом критической линии и сегментом границы бассейна. Последовательные прообразы таких областей и приводят к появлению озер. Наличие неограниченного числа прообразов различных рангов приводит к появлению бесконечно большого числа озер. Дальнейшее изменение параметров приводит к тому, что внутри озер формируются острова, когда озеро пересекается критической линией (рис. 8, д, е). Затем внутри появившихся островов формируются новые озера, называемые вложенными, и так далее.

При дальнейшем изменении параметров λ и k происходят изменения, которые не удается объяснить с помощью описанного подхода. Аттрактор 2^2 претерпевает кризис в результате слияния с неустойчивым циклом периода 1 и становится непритягивающим. Это сопровождается качественно новым изменением области, которую занимал его бассейн на плоскости (x_0, y_0) : происходит ее фрактальное дробление на бассейны притяжения аттракторов 4^1 и 4^3 (см. рис. 9). Последнее приводит к тому, что критическая линия проходит через фрактальное множество, и в результате невозможно определить характер ее

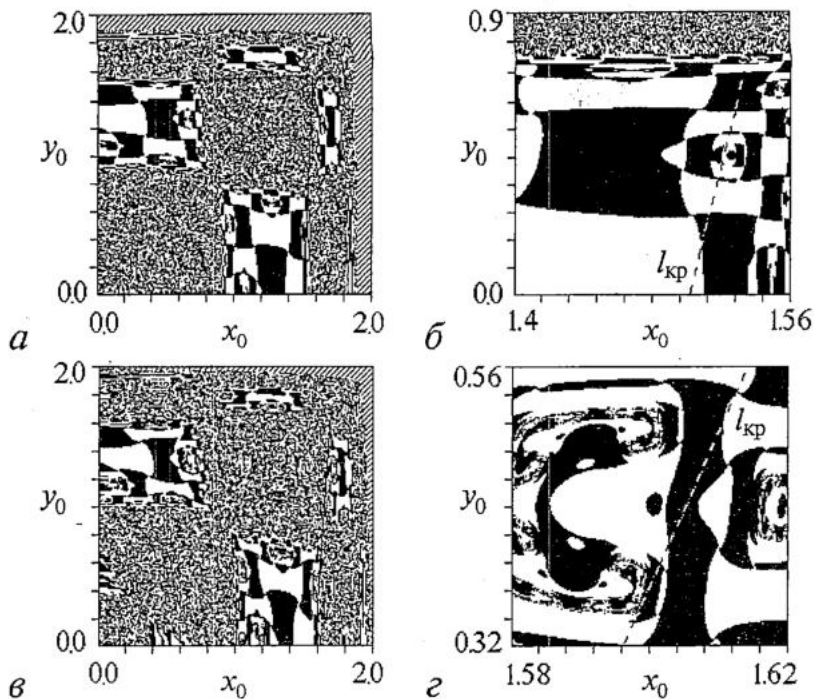


Рис. 9. Бассейны притяжения хаотических аттракторов 4^I (черный цвет) и 4^3 (белый цвет): а, б - $\lambda=1.57, k=0.042$; в, г - $\lambda=1.7, k=0.07$. Рисунки справа представляют собой увеличенные фрагменты рисунков слева

пересечения с элементами бассейнов. При этом не наблюдается фрактализации ранее существовавших областей бассейнов притяжения аттракторов 4^I и 4^3 : степень вложения озер и островов после таких изменений остается конечной (рис. 9, б). Но при значениях управляющих параметров λ и k выше некоторых критических значений структура и этих областей становится фрактальной: степень их вложения становится бесконечной (рис. 9, в, г). Описанный сценарий фрактализации бассейнов притяжения носит универсальный характер и проявляется для хаотических аттракторов более высокой связности, но в более узком интервале значений параметров.

Рассмотренные особенности устройства бассейнов и их эволюции с изменением параметров справедливы для колебательных режимов, существующих в области значений $k < 0.5$. В области сильной связи ($k > 0.5$) остается неизменным устройство бассейнов только синфазных и симметричных несинфазных режимов. Несимметричные режимы при сильной и слабой связи имеют качественно отличающиеся фазовые портреты и, соответственно, по-разному устроенные бассейны притяжения. На рис. 10, а-г представлены бассейны режимов, существующих при тех же значениях параметра λ , что и режимы на рис. 6, а, 7, б, в, 8, а, соответственно. Для наглядности на рис. 10 величина $k=1-k_w$, где k_w - величина связи на рис. 6, а, 7, б, в, 8, а. Бассейны зеркально-симметричных режимов при сильной связи имеют другую конфигурацию, в частности, бассейны режимов 4_I , 4_{III} и 4^I , 4^{III} состоят из более крупных блоков, не имеющих фрактальную структуру. Фрактализация бассейнов при сильной связи характерна лишь для несимметричных режимов N_m и N^m , где $N \geq 8$ (см. рис. 10, в). В результате при изменении параметров не происходит дробление бассейнов режимов 4^I , 4^{III} и не наблюдается появление заливов, озер и островов. Эти эффекты должны проявляться для бассейнов более многосвязных хаотических аттракторов.

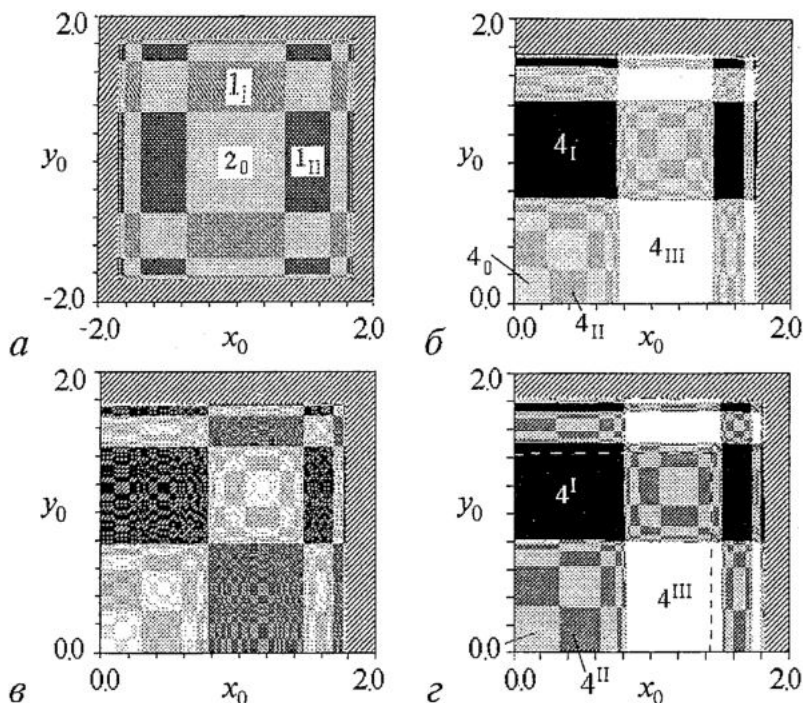


Рис. 10. Бассейны притяжения: а - циклов периода 1 и 2 при $\lambda=1.2$ и $k=1$, б - циклов $4_0, 4_I, 4_{II}, 4_{III}$ при $\lambda=1.3, k=0.994$; в - циклов $8_0, 8_I, \dots, 8_{VII}$ при $\lambda=1.38, k=0.999$; г - хаотических аттракторов $4^I, 4^{II}, 4^{III}, 4^{IV}$ при $\lambda=1.428, k=0.994$.

5. Сопоставление с экспериментом

Нами проведено сопоставление результатов, полученных при исследовании дискретной системы (2) с результатами физического эксперимента на системе связанных колебательных объектов, демонстрирующих переход к хаосу через каскад бифуркаций удвоения периода и функционирующих в непрерывном времени. Экспериментально исследовались возбуждаемые нелинейные резонаторы - связанные через резистор RLD-цепи, синфазно возбуждаемые одинаковыми периодическими сигналами через развязывающие усилители (рис. 11). Аналогом параметра связи k в эксперименте служит проводимость резистора связи $K=1/R_c$ (случай $K \rightarrow 0$ соответствует $k \rightarrow 0$, $K \rightarrow \infty$ - случаю $k \rightarrow 0.5$), а параметра нелинейности λ - амплитуда внешнего воздействия V . Для задания начальных условий диоды с помощью электронных ключей K_1 и K_2 подключались к дополнительным источникам напряжения, а затем цепь восстанавливалась столь быстро, чтобы за время срабатывания ключа распределение зарядов в диоде не успело релаксировать к равновесному.

Системы, находящиеся под внешним периодическим воздействием, так же как и точечные отображения, инвариантны относительно дискретной группы симметрий, и в основу классификации их колебательных состояний может быть положена величина временного сдвига между колебаниями подсистем, кратная периоду воздействия. Получено хорошее качественное совпадение результатов натурного и численного исследований. В частности, для колебаний малого периода экспериментально обнаружены все виды динамических состояний, имеющих при $k < 0.5$ в системе (2), а конфигурации экспериментально полученных бифуркационных линий и бассейнов притяжения различных циклов хорошо согласуются с

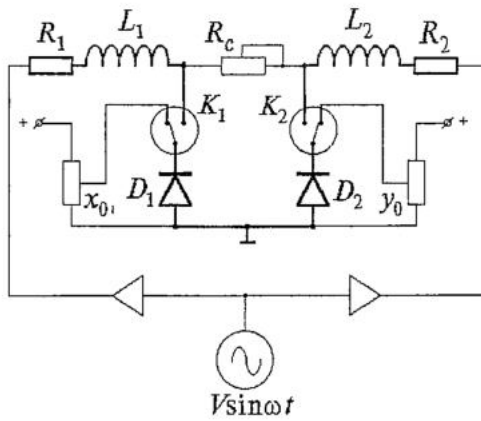


Рис. 11. Схема экспериментальной установки. Жирным выделены резонаторы, составляющие систему, R_c - резистор связи, K_1, K_2 - электронные ключи, необходимые для задания начальных условий

при изменении параметров приводит к дроблению всех элементов существовавших ранее бассейнов в соответствии с описанными для системы (2) закономерностями (рис. 12, в). Вблизи границы, разделяющей бассейны притяжения симметричных $4_0, 4_2$ и несимметричных $4_1, 4_3$ циклов, наблюдается последовательное уменьшение элементов, однако, установить их самоподобие в эксперименте не представлялось возможным из-за технических ограничений на масштаб разрешения и нестабильностей. Поэтому граница между бассейнами этих циклов на рисунке отмечена жирной линией, а пограничные области просто заштрихованы. Наблюдаемая в эксперименте асимметрия в структуре бассейнов притяжения относительно прямой $x_0 = y_0$, связана с неидентичностью реальных подсистем.

На рис. 13 приведены результаты экспериментальных исследований бассейнов притяжения четырехсвязных хаотических аттракторов. При слабой связи структура этих бассейнов (рис. 13, а) качественно соответствует рис. 8, а, жирной линией обозначена граница, разделяющая бассейны притяжения пар аттракторов, в окрестности которой имеет место накопление областей (на рис. 13 отмечено штриховкой). При совместном изменении параметра внешнего воздействия и связи в структуре бассейнов притяжения экспериментальной системы наблюдаются изменения, описанные выше для системы (2). Аттракторы 4^2 и 4^4 сливаются, образуя аттрактор 2^2 . А внутри областей бассейнов притяжения аттракторов 4^1 и 4^3 с изменением параметров образуются озера (рис. 13, б).

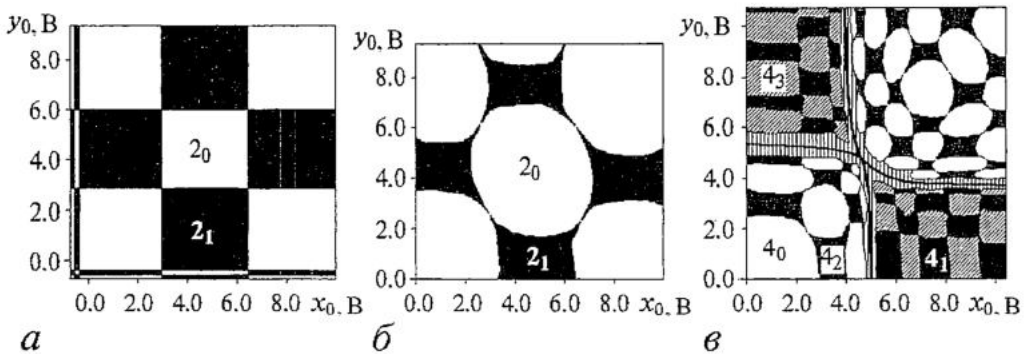


Рис. 12. Бассейны притяжения циклов периода 2 и 4 экспериментальной системы на плоскости (x_0, y_0) : а - $K=0$; б, в - $K \neq 0$

численными расчетами. На рис. 12 приведены двумерные проекции бассейнов притяжения циклов периода 2 и 4 экспериментальной системы. В отличие от модели (2), исследованная часть плоскости (x_0, y_0) ограничена пределами, выход за которые грозит разрушением диода из-за тепловой неустойчивости. В отсутствие связи ($K=0$) элементы бассейнов имеют прямоугольную форму (рис. 12, а), так что картина напоминает шахматную доску с разновеликими клетками. Увеличение связи, как и в модели, сопровождается расширением бассейна синфазного вида за счет несинфазного (рис. 12, б). Появление в фазовом пространстве дополнительных циклов

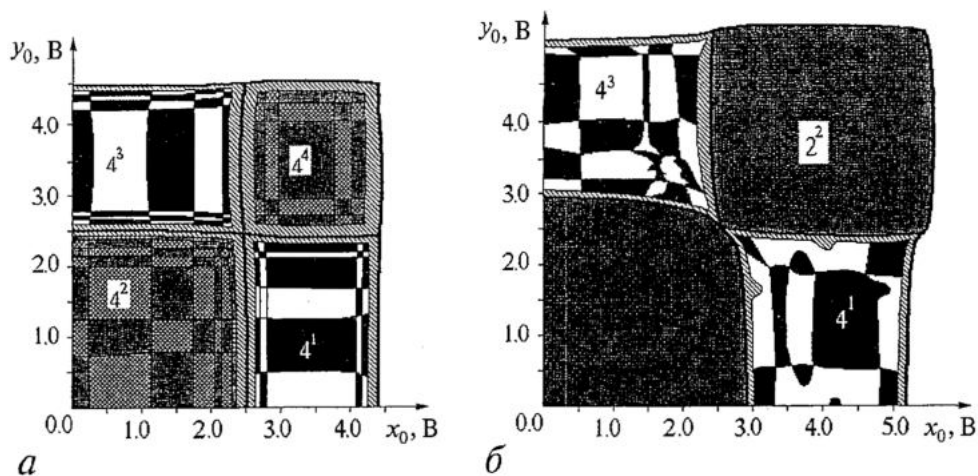


Рис. 13. Бассейны притяжения хаотических аттракторов экспериментальной системы: $a - V=1$ В, $K=0.002$ мСм; $b - V=1.79$ В, $K=0.025$ мСм

Дальнейшее изменение параметров приводит к тому, что в результате кризиса аттрактор 2^2 становится непритягивающим и исчезает. При этом его бассейн притяжения дробится сложным образом на бассейны притяжения аттракторов 4^1 и 4^3 . Можно предположить, что в данном случае, как и для системы (2) (см. рис. 9), формируется фрактальная или фракталоподобная структура, но построить ее в эксперименте не представляется возможным. Опосредованно о наличии фрактальной структуры свидетельствует вид переходного процесса и влияние на него естественных флуктуаций экспериментальной системы - установление того или иного режима становится непредсказуемым.

6. Обсуждение

Показано, что в пространстве параметров системы (2) имеется большое количество мультистабильных состояний, бассейны притяжения которых устроены достаточно сложным образом. Установление того или иного колебательного режима определяется как значением параметров (что отражено представленными схемами), так и начальными условиями. Соответственно смена режимов при изменении какого-то одного параметра определяется начальной точкой в фазовом пространстве, а также эволюцией границ бассейнов притяжения.

Для иллюстрации полезности развитых представлений рассмотрим пример, связанный с решением задачи синхронизации нелинейных систем и упрощения и регуляризации их динамики с помощью введения соответствующей связи. Опираясь на схему режимов, можно, например, утверждать, что объявленное в [37] универсальным свойством существование в системе связанных отображений с отрицательной кривизной Шварциана так называемой 7-зоновой динамики (последовательности режимов: сложное поведение - периодическое - хаотическое несинфазное - хаотическое синфазное - хаотическое несинфазное - периодическое - сложное) при изменении параметра k от 0 до 1 таковым не является. Количество зон, используемых для классификации динамики связанных систем при изменении параметра связи, будет зависеть от значений других параметров и от способа задания начальных условий. Число зон, в частности, может быть равно 5, 7, 9, 11. На рис. 14 показаны зависимости амплитуды разностного сигнала от величины коэффициента связи. Зоны 1 и 9 на рис. 14, a соответствуют сложному

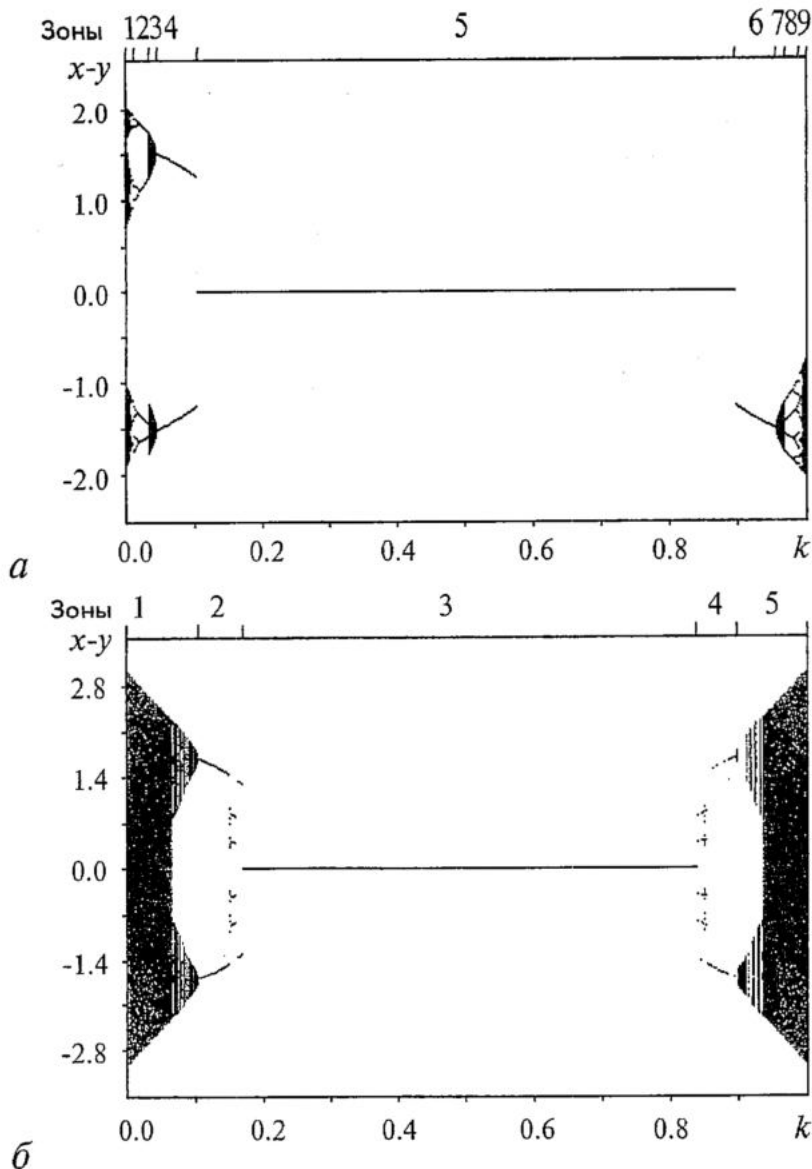


Рис. 14. *а* - девятизонавая динамика системы (2) при $\lambda = 1.42$, $(x_0, y_0) = (0, 1)$; *б* - пятизонавая динамика при $\lambda = 1.74$, $(x_0, y_0) = (0, 1)$. Для каждого значения k выводится 1000 значений $(x - y)$ после проведения 50000 итераций

(преимущественно хаотическому) поведению, зоны 2, 4 и 8, 6 - области периодических колебаний, зоны 3 и 7 - области сложного (квазипериодического) поведения и, наконец, зона 5 - область синфазного хаоса. На рис. 14, *б* зоны 1 и 5 - это области сложного поведения, зоны 2 и 4 соответствуют периодическим колебаниям, зона 3 - область синфазного хаоса. Обратим внимание, что при выбранных начальных условиях и значениях λ отсутствуют зоны хаотических несинфазных движений. При замене $x_0 \leftrightarrow y_0$ зависимости на рис. 14 отобразятся относительно линии $(x-y)=0$. Представление о взаимном расположении сосуществующих аттракторов и их эволюции с изменением параметров позволяет также заключить, что типичный при достаточно слабой связи квазипериодический сценарий перехода к хаосу в системе симметрично связанных отображений [6] отсутствует уже при сравнительно небольших значениях k .

Полученные результаты являются общими для широкого класса систем вида

(1) при условии идентичности унимодальных функций $f(x_n)$ и $f(y_n)$. В случае мультимодальности функций $f(x_n)$ и $f(y_n)$ разнообразие колебательных состояний системы (1) становится еще большим. Колебания подсистем могут быть различны даже при нулевой связи, например, если изолированные элементы обладают бистабильностью и их начальные условия выбраны в бассейнах притяжения различных аттракторов. В результате в схеме, изображенной на рис. 1, появятся дополнительные листы. Подробное исследование особенностей, накладываемых мультистабильностью локальных отображений, проведено нами в работе [25] (см. также [39]).

Хорошее качественное совпадение результатов дискретного моделирования и физического эксперимента говорит об общности представленной схемы режимов диссипативно связанной системы. Плодотворность использованной классификации видов подтверждается рассмотрением в эксперименте связанных систем с удвоением периода при других видах связи или условиях возбуждения [40, 41], при этом сохраняется внутренняя структура листов на плоскости (k, λ) (последовательность бифуркаций базовых циклов), а размеры, конфигурация листов и их взаимное расположение определяются видом связи.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 02-02-17578, госконтракта № 40.020.1.1.1168 Минпром-науки РФ и CRDF, REC-006.

Библиографический список

1. *Froyland J.* Some symmetric, two-dimensional, dissipative maps // *Physica D.* 1983. Vol. 8. P. 423.
2. *Yuan J.-M., Tung M., Feng D.H., Narducci L. M.* Instability and irregular behavior of coupled logistic equations // *Phys. Rev. A.* 1983. Vol. 28. 1662.
3. *Buskirk R., Jeffries C.* Observation of chaotic dynamics of coupled nonlinear oscillators // *Phys. Rev. A.* 1985. Vol. 31, № 5. P. 3332.
4. *Sakaguchi H., Tomita K.* Bifurcations of the coupled logistic map // *Prog. Theor. Phys.* 1987. Vol. 78. P. 305.
5. *Satoh K.* Quasiperiodic route to chaos in a coupled logistic map // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1991. Vol. 60. P. 718.
6. *Reick C., Mosekilde E.* Emergence of quasiperiodicity in symmetrically coupled, identical period-doubling systems // *Phys. Rev. E.* 1995. Vol. 52, № 2. P. 1418.
7. *Satoh K., Aihara T.* Self-similar structures in the phase diagram of a coupled-logistic map // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1990. Vol. 59. P. 1123.
8. *Satoh K., Aihara T.* Numerical study on a coupled-logistic map as a simple model for a predator-prey system // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1990. Vol. 59. P. 1184.
9. *Кузнецов С.П.* Универсальность и подобие в поведении связанных систем Фейгенбаума // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1985. Т. 28, № 8. С. 991.
10. *Kim S.-Y.* Universal scaling in coupled maps // *Phys. Rev. E.* 1995. Vol. 52. P. 1206.
11. *Kim S.-Y.* Period p-tuplings in coupled maps // *Phys. Rev. E.* 1996. Vol. 54. P. 3393.
12. *Kook H., Ling F.H., Schmidt G.* Universal behavior of coupled nonlinear systems // *Phys. Rev. A.* 1991. Vol. 43. P. 2700.
13. *Ferretti A., Rahman N.K.* A study of coupled logistic maps and their usefulness for modeling physical-chemical processes // *Chem. Phys. Lett.* 1987. Vol. 133. P. 150.
14. *Ferretti A., Rahman N.K.* Coupled logistic maps in physical-chemical processes: Coexisting attractors and their applications // *Chem. Phys. Lett.* 1987. Vol. 140. P. 71.

15. Астахов В.В., Безручко Б.П., Гуляев Ю.В., Селезнев Е.П. Мультистабильные состояния диссипативно связанных фейгенбаумовских систем // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, вып. 3. С. 60.
16. Астахов В.В., Безручко Б.П., Ерастова Е.Н. Селезнев Е.П. Виды колебаний и их эволюция в диссипативно связанных фейгенбаумовских системах // ЖТФ. 1990. Т. 60, вып. 10. С. 19-26.
17. Астахов В.В., Безручко Б.П., Пудовочкин О.Б., Селезнев Е.П. Фазовая мультистабильность и установление колебаний в нелинейных системах с удвоением периода // Радиотехника и электроника. 1993. Т. 38, № 2. С. 291.
18. Прохоров М.Д. Виды колебаний диссипативно связанных систем с удвоением периода при сильной связи // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1996. Т. 4, № 4-5. С. 99.
19. Carvalho R., Fernandez B., Mendes R.V. From synchronization to multistability in two coupled quadratic maps // Phys. Lett. A. 2001. Vol. 285. P. 327.
20. Gu Y., Tung M., Yuan J.M., Feng D.H., Narducci L.M. Crises and hysteresis in coupled logistic maps // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52, № 9. P. 701.
21. Inoue M., Nishi Y. Highly complicated basins of periodic attractors in coupled chaotic maps // Prog. Theor. Phys. 1996. Vol. 95. P. 685.
22. Безручко Б.П., Селезнев Е.П. Бассейны притяжения хаотических аттракторов в связанных системах с удвоением периода // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, вып. 4. С. 40.
23. Астахов С.А., Безручко Б.П., Селезнев Е.П., Смирнов Д.А. Эволюция бассейнов притяжения связанных систем с удвоением периода // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1997. Т. 5, № 2-3. С. 87.
24. Anishchenko V.S. Dynamical Chaos in Physical Systems. Teubner, Leipzig, 1989.
25. Безручко Б.П., Прохоров М.Д., Селезнев Е.П. Особенности устройства пространства параметров двух связанных неавтономных неизохронных осцилляторов // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, вып. 6. С. 61.
26. Yamada T., Fujisaka H. Stability theory of synchronized motion in coupled-oscillator systems, II. The mapping approach // Prog. Theor. Phys. 1983. Vol. 70. P. 1240.
27. Fujisaka H. Yamada T. Stability theory of synchronized motion in coupled-oscillator systems // Prog. Theor. Phys. 1985. Vol. 74. P. 918.
28. Pikovsky A.S. On the interaction of strange attractors // Z. Phys. B. 1984. Vol. 55. P. 149.
29. Кузнецов С.П., Пиковский А.С. Переход от симметричного к несимметричному режиму хаотической динамики в системе диссипативно связанных рекуррентных отображений // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. С. 49.
30. Pikovsky A.S., Grassberger P. Symmetry breaking bifurcation for coupled chaotic attractors // J. Physics A. 1991. Vol. 24. P. 4587.
31. Astakhov V., Shabunin A., Kapitaniak T., Anishchenko V. Loss of chaos synchronization through the sequence of bifurcations of saddle periodic orbits // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. P. 1014.
32. Kapitaniak T., Maistrenko Yu.L. Chaos synchronization and riddled basins in two coupled one-dimensional maps // Chaos, Solitons & Fractals. 1998. Vol. 9. P. 271.
33. Yang H.L., Pikovsky A.S. Riddling, bubbling, and Hopf bifurcation in coupled map systems // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60. P. 5474.
34. Maistrenko Yu.L., Maistrenko V.L., Popovich A., Mosekilde E. Transverse instability and riddled basins in a system of two coupled logistic maps // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 57. P. 2713.

35. Maistrenko Y.L., Maistrenko V.L., Popovych O., Mosekilde E. Desynchronization of chaos in coupled logistic maps // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60. P. 2817.

36. Popovych O., Maistrenko Yu., Mosekilde E., Pikovsky A., Kurths J. Transcritical riddling in a system of coupled maps // Phys. Rev. E. Vol. 63. 2001. 036201.

37. Udvardi F.E., Raju N. Some global properties of a pair of coupled maps: quasi-symmetry, periodicity, and synchronicity // Physica D. 1998. Vol. 111. P. 16.

38. Mira C., Fournier-Prunaret D., Gardini L., Kawakami H., Cathala J.C. Basin bifurcations of two-dimensional noninvertible maps: fractalization of basins // Int. J. of Bifurcation and Chaos. 1995. Vol. 4, № 2. P. 343.

39. Johnston M.E. Bifurcations of coupled bistable maps // Phys. Lett. A. 1997. Vol. 229. P. 156.

40. Астахов В.В., Безручко Б.П., Кузнецов С.П., Селезнев Е.П. Особенности возникновения квазипериодических движений в системе диссипативно связанных нелинейных осцилляторов под внешним периодическим воздействием // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, вып. 1. С. 37.

41. Астахов В.В., Безручко Б.П., Пономаренко В.И., Селезнев Е.П. Мультистабильность в системе радиотехнических осцилляторов с емкостной связью // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36, № 11. С. 21670.

Саратовский государственный
университет

Институт радиотехники и электроники РАН,
Саратовское отделение

Поступила в редакцию 04.09.02

OSCILLATION TYPES, MULTISTABILITY, AND BASINS OF ATTRACTORS IN SYMMETRICALLY COUPLED PERIOD-DOUBLING SYSTEMS

V.P. Bezruchko, M.D. Prokhorov, Ye.P. Seleznev

Symmetrically coupled nonlinear oscillator systems demonstrating transition to chaos via a sequence of period-doubling bifurcations under the control parameter variation exhibit various types of mutual synchronization. For these coupled systems, with dissipatively coupled logistic maps, we consider a hierarchy of possible oscillation types using the magnitude of the time shift between subsystem oscillations as a basis for multistable states classification. For oscillation states and their basins of attraction the ways of evolution are studied under nonlinearity and coupling variation. Obtained results are compared with those of physical experiment with a system of coupled, periodically driven nonlinear resonators.



Безручко Борис Петрович родился в 1946 году, окончил физический факультет Саратовского госуниверситета (1969). Профессор кафедры электроники и волновых процессов СГУ; ведущий научный сотрудник (по совместительству) Саратовского отделения Института радиотехники и электроники РАН; доктор физико-математических наук. Область научных интересов - экспериментальное исследование нелинейных явлений в радиофизических и электронных системах, математическое моделирование по экспериментальной наблюдаемой. Имеет более 100 публикаций в отечественных и зарубежных изданиях.



Прохоров Михаил Дмитриевич - родился в Саратове (1968). Окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1992). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1997, СГУ). Работает старшим научным сотрудником в Саратовском отделении Института радиотехники и электроники РАН. Область научных интересов - нелинейная динамика, экспериментальное и численное моделирование сложных систем, исследование систем с запаздыванием. Имеет более 40 публикаций в отечественных и зарубежных изданиях. E-mail: SBIRE@sgu.ru



Селезнев Евгений Петрович - родился в Саратове (1960). Окончил физический факультет Саратовского госуниверситета (1982). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1990). Старший научный сотрудник Саратовского отделения Института радиотехники и электроники РАН, доцент факультета нелинейных процессов СГУ. Автор и соавтор более 85 научных работ. Область научных интересов - экспериментальное исследование нелинейных явлений в радиофизических системах.



ТЕСТИРОВАНИЕ НА ОДНОЗНАЧНОСТЬ И НЕПРЕРЫВНОСТЬ ПРИ ГЛОБАЛЬНОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ МОДЕЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ПО ВРЕМЕННЫМ РЯДАМ

Б.П. Безручко, Т.В. Диканев, Д.А. Смирнов

Проблема построения глобальных динамических моделей по временным рядам - дискретным наборам значений наблюдаемой переменной - весьма актуальна в различных областях науки. Первый этап такого моделирования - получение по экспериментальному временному ряду численных значений величин, которые будут играть роль динамических переменных модели. Этим «выбором переменных» во многом определяется успех моделирования. В работе предлагается методика, помогающая найти «хороший» набор динамических переменных. Она состоит в том, что для каждого варианта переменных их временные ряды тестируются на предмет однозначности и непрерывности зависимостей между величинами, которые должны войти в левые части уравнений, и самими переменными (то есть на предмет возможности детерминистического описания). Эффективность методики показана в вычислительном и радиофизическом эксперименте.

Введение

Динамическое моделирование предполагает задание вектора состояния объекта $\mathbf{x}=(x_1, x_2, \dots, x_D) \in R^D$, где x_k - динамические переменные, D - размерность модели и оператора эволюции, обеспечивающего однозначный прогноз последующих состояний, если задано начальное. Модель, описывающую поведение объекта в широкой области фазового пространства (x_1, x_2, \dots, x_D) , называют глобальной. Одним из актуальных подходов к построению глобальных динамических моделей является реконструкция уравнений по временным рядам - дискретным последовательностям экспериментальных данных $\eta(t_i)$, где $t_i=i\Delta t$, $i=1, 2, \dots, N_\eta$, Δt - выборочный интервал. В настоящее время предложены методы построения по временным рядам обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) [1-6], дискретных отображений [7-9], дифференциальных уравнений с запаздыванием [10,11]. Такие феноменологические модели показали свою эффективность при решении задач прогноза [7], расчета характеристик наблюдаемого движения [2,3,12] и классификации сигналов [13].

В общем случае процедура конструирования модельных уравнений $y(t)=f(\mathbf{x}(t))$ по ряду $\{\eta(t_i)\}$ выглядит следующим образом. Сначала из исходного ряда $\{\eta(t_i)\}$ (размерность векторов и длина которого ограничиваются условиями

эксперимента) формируют временной ряд векторов состояния $\{x(t_i)\}^1$. Ряд $\{y(t_i)\}$ получают из $\{x(t_i)\}$ в соответствии с выбранным видом модели: для ОДУ - $dx(t)/dt=f(x(t))$ - его формируют путем численного дифференцирования ряда $\{x(t_i)\}$, а для отображений - $x(t_{i+1})=f(x(t_i))$ - сдвигом ряда $\{x(t_i)\}$ по времени. Затем задают вид аппроксимирующих функций f_k (компонент вектор-функции f) и методом наименьших квадратов находят значения их коэффициентов. Ключевыми в описанной процедуре являются начальные этапы: выбор динамических переменных x_k и задание вида функций f_k . Неудачный выбор переменных может затруднить аппроксимацию зависимости $y(x)$ гладкой функцией [15] или вовсе сделать связь y с x неоднозначной.

В данной работе мы предлагаем методику оценки пригодности и «удобства» выбранных переменных x_k для построения *глобальной* динамической модели. В ее основе лежит тестирование временных рядов $\{y(t_i)\}$ и $\{x(t_i)\}$ на предмет однозначности и непрерывности каждой экспериментальной зависимости $y_k(x)$ во всей области наблюдаемого движения. Предлагаемая нами методика в некоторой степени опирается на идеи δ - ϵ метода, предложенного в [14] для выявления детерминированности наблюдаемого процесса. Но наше исследование посвящено решению другой задачи - построению глобальной модели.

Согласно предлагаемому нами подходу определяются значения относительного разброса величины y_k в пределах малых объемов ΔV в пространстве выбранных переменных x_1, x_2, \dots, x_D и выясняется закон его изменения при $\Delta V \rightarrow 0$. Причем в отличие от [14], где используются лишь средние (интегральные) оценки, основную роль играют локальные характеристики. Динамические переменные мы предлагаем выбирать так, чтобы обеспечить для каждой из модельных зависимостей минимум локального разброса и его стремление к нулю при уменьшении ΔV . Это является признаком однозначности, непрерывности и отсутствия участков большой крутизны в зависимостях $y_k(x)$. В противном случае достаточно точная аппроксимация этих зависимостей обычно применяющимися гладкими функциями (например, полиномами) сильно усложняется или становится невозможной.

Предлагаемая методика изложена в разделе 1. В разделе 2 она иллюстрируется на примерах реконструкции эталонных разностных и дифференциальных уравнений по их «чистым» и зашумленным решениям. Ее работоспособность демонстрируется на примере моделирования реальной нелинейной электрической цепи в разделе 3.

1. Методика тестирования

Пусть имеется наблюдаемый временной ряд $\{\eta(t_i)\}$. Выбран вид модельных уравнений и сформированы ряды $\{x(t_i)\}$ и $\{y(t_i)\}$, $i=1, \dots, N$. Требуется оценить однозначность и непрерывность зависимостей y_k от x (для $k=1, 2, \dots, D$), а также найти критерий для выделения варианта переменных, наиболее удобного для построения глобальной модели.

Если некоторая зависимость $y(x)$ однозначна и непрерывна в области V , то разность $|y(x) - y(x_0)|$ стремится к нулю при $\|x - x_0\| \rightarrow 0$ (для любого $x_0 \in V$). Нарушение этого условия на практике можно считать признаком неоднозначности или разрывности зависимости $y(x)$. Так как мы располагаем лишь временным рядом, состоящим из *конечного* числа точек, то указанный предельный переход выполнить невозможно, но можно проследить тенденцию изменения разности

¹ Компоненты вектора x могут быть получены методом последовательных производных [3,5], временных задержек [5,6], интегрирования [5] или просто совпадать с наблюдаемыми.

$|y(t_i) - y(t_j)|$ при сближении векторов $x(t_i)$ и $x(t_j)$ до определенного *конечного* расстояния. При достаточно большом количестве данных N , высокой точности измерений и низком уровне шума это расстояние может быть сделано достаточно малым (для любого участка в области наблюдаемого движения).

Методика тестирования выбранных переменных состоит в следующем. Предположим (без ограничения общности), что разность между максимальным и минимальным значениями для каждой из величин x_k и y равна единице². Другими словами, все исследуемое множество векторов $\{x(t_i)\}$ содержится внутри гиперкуба $V \subset R^D$, длина стороны которого равна 1. Разобьем V на одинаковые «гиперкубические» ячейки со стороной δ . И выберем из них все ячейки, содержащие больше одного вектора каждая. Обозначим их s_1, s_2, \dots, s_M . Разность между максимальным и минимальным значениями y в пределах ячейки s_k назовем *локальным* разбросом: $\epsilon_k = \max_{x \in s_k} y(x) - \min_{x \in s_k} y(x)$. Используем величину максимального локального разброса $\epsilon_{\max} = \max_{1 \leq k \leq M} \epsilon_k$ и график $\epsilon_{\max}(\delta)$ в качестве *основных* характеристик исследуемой зависимости $y(x)$. Будем оценивать пригодность рассматриваемых величин x и y для глобального моделирования, опираясь на следующие соображения.

- Если зависимость $y(x)$ однозначна и непрерывна, то величина ϵ_{\max} должна быть достаточно малой при малом δ и обнаруживать тенденцию к уменьшению до нуля при $\delta \rightarrow 0$. Нетрудно показать, что при достаточно малых δ графиком $\epsilon_{\max}(\delta)$ должна быть прямая.

- Для однозначной непрерывной зависимости с участком большой крутизны величина ϵ_{\max} остается большой при довольно малых δ , пока весь этот участок попадает внутрь одной ячейки. При дальнейшем уменьшении δ величина ϵ_{\max} все-таки уменьшается, так как перепад уже «поделен» между несколькими ячейками. График $\epsilon_{\max}(\delta)$ имеет «излом» при значении δ , равном размеру участка большой крутизны (например, рис. 1, б, светлые кружки). В таком случае зависимость $y(x)$ также трудно аппроксимировать гладкой функцией. Поэтому для построения глобальной модели нужно выбирать переменные так, чтобы график $\epsilon_{\max}(\delta)$ стремился к началу координат плавно, без изломов.

- На практике достижимая величина δ ограничена снизу из-за конечного

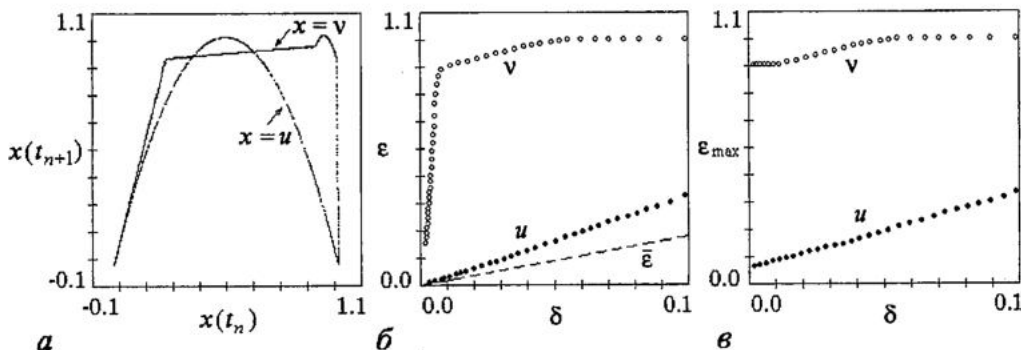


Рис. 1. а - Графики отображений последования для временных рядов переменных u и v , сформированных из хаотического решения системы (1). На графике для v имеется участок большой крутизны (справа). б - Графики $\epsilon_{\max}(\delta)$ при отсутствии шума для переменных v (светлые кружки) и u (черные кружки). Для v наличие участка большой крутизны (рис. 1, а) отражается в появлении излома на графике при $\delta=0.005$. Графики $\bar{\epsilon}(\delta)$ совпадают для обеих переменных (штриховая линия). в - Графики $\epsilon_{\max}(\delta)$ при наличии шума (1%-го)

² В любом случае этого легко добиться соответствующей нормировкой величин x_k и y .

количества данных N . Например, если векторы $\mathbf{x}(t_i)$ равномерно распределены внутри гиперкуба V , то эту границу можно оценить как $N^{-1/D}$. При очень малом N во многих областях нет достаточно близких векторов $\mathbf{x}(t_i)$ и $\mathbf{x}(t_j)$, и данный подход неприменим, так как нет возможности исследовать локальные свойства зависимости $y(\mathbf{x})$.³

• В экспериментальных данных неизбежно присутствуют погрешность измерений (связанная, например, с разрядностью АЦП) и шумы (влияние многочисленных факторов, которые не поддаются детерминированному описанию). Обозначим через σ_{noise} их суммарный вклад в значения \mathbf{x} и y . Когда δ становится меньше σ_{noise} , ϵ_{max} больше не уменьшается даже при наличии определенной закономерности, связывающей y и \mathbf{x} . Так, если величина σ_{noise} превышает размер участка большой крутизны, то график $\epsilon_{max}(\delta)$ будет свидетельствовать о неоднозначности исследуемой зависимости (например, рис. 1, в, светлые кружки). В этом случае согласно предлагаемому критерию рассматриваемые переменные не годятся для глобального моделирования.

В качестве *дополнительной* характеристики можно использовать и величину среднего локального разброса $\bar{\epsilon} = 1/M \sum_{k=1}^M \epsilon_k$. Если $\bar{\epsilon} \rightarrow 0$ при $\delta \rightarrow 0$ и крутизна графика $\bar{\epsilon}(\delta)$ мала, то это может указывать на более «плавную» в среднем зависимость $y(\mathbf{x})$, которую иногда (*при прочих равных условиях*) легче аппроксимировать гладкой функцией. Далее будет проиллюстрировано, что сама по себе величина $\bar{\epsilon}$ не содержит необходимой для глобального моделирования информации о свойствах $y(\mathbf{x})$. Так, если $y(\mathbf{x})$ имеет локализованный участок неоднозначности или разрыв, то они могут вносить малый вклад в среднее значение $\bar{\epsilon}$ и график $\bar{\epsilon}(\delta)$ будет выглядеть примерно так же, как и для гладкой однозначной зависимости.

2. Демонстрационные численные примеры

2.1. Реконструкция отображений. Проиллюстрируем изложенные выше соображения на примере реконструкции разностных уравнений по временному ряду, генерируемому квадратичным отображением

$$u_{n+1} = ru_n(1 - u_n), \quad (1)$$

моделируя две ситуации. В первой - наблюдаемая $\eta(t_i) = u_i$, где u_i - результат итерирования системы (1) при $r=4.0$, что соответствует хаотическому режиму. Во второй - $\eta(t_i) = v_i$, где переменная v связана с u функционально взаимно-однозначным кусочно-линейным преобразованием h

$$v = h(u) = \begin{cases} 5u, & 0 < u < 0.18, \\ 0.9 + (u - 0.18)/8.2, & 0.18 < u < 1, \end{cases} \quad (2)$$

которое можно интерпретировать, например, как преобразование сигнала измерительными устройствами. Располагая рядами этих двух наблюдаемых длиной $N=10000$, оценим с помощью предложенной методики возможность построения глобальной модели в виде одномерного отображения $x(t_{i+1}) = f(x(t_i))$, где $x(t_i)$ совпадает с наблюдаемой $\eta(t_i)$.

³ В [14] нет таких ограничений, поскольку цель там другая - при небольшой длине ряда найти хотя бы «следы детерминизма», другими словами, участки однозначности - «исключительные события» (при этом вполне допустимо игнорировать большие, но редкозаселенные области).

Построение глобальной модели при $\eta(t_i)=u_i$ не представляет затруднений: достаточно использовать в качестве функции f полином 2-го порядка. При этом построенная модель дает прогноз на один шаг вперед практически с машинной точностью. При $\eta(t_i)=v_i$ моделирование весьма затруднительно. Так, используя полином 11-го (!) порядка, удастся снизить среднеквадратичную ошибку прогноза на один шаг вперед лишь до 30%.

Применим предложенную методику для тестирования зависимостей $x(t_{i+1})$ от $x(t_i)$ для наблюдаемых u и v (см. рис. 1, а). Графики $\epsilon_{\max}(\delta)$ на рис. 1, б говорят о наличии однозначности и непрерывности, но для $\eta=u$ ϵ_{\max} «плавно» стремится к нулю при уменьшении δ , а для $\eta=v$ график имеет «излом» при малом δ . Излом отражает наличие участка большой крутизны в зависимости $x(t_{i+1})$ от $x(t_i)$ (область $x(t_i) \approx 1$ на рис. 1, а). Графики же $\bar{\epsilon}(\delta)$ (рис. 1, б, штриховая линия) практически совпадают для обеих переменных.

Преимущества одной из переменных для глобального моделирования еще более очевидны, если наблюдаемые ряды зашумлены, то есть $\eta(t_i)=u_i+\xi_i$ или $\eta(t_i)=v_i+\xi_i$, где ξ_i - последовательность независимых случайных величин, равномерно распределенных на отрезке $[-0.005, 0.005]$ (это соответствует примерно 1% от уровня сигнала). При этом по ряду $\{u_i+\xi_i\}$ еще удастся получить эффективную глобальную модель с полиномом 2-го порядка (относительная ошибка прогноза на один шаг вперед сравнительно невелика - 3%), а ряд $\{v_i+\xi_i\}$ оказался вовсе непригодным для моделирования. Об этом предупреждают и графики $\epsilon_{\max}(\delta)$ (рис. 1, в): для u график лишь немного «поднялся» по сравнению с рис. 1, б, а для v график «говорит» о неоднозначности.

Другим показательным примером является сравнение результатов оценки переменных и реконструкции модели вида $x(t_{i+1})=f(x(t_i))$ по ряду в случаях: 1 - $x(t_i)=\eta(t_i)$; 2 - $x(t_i)=\eta(t_{2i})$; 3 - $x(t_i)=\eta(t_{3i})$. Это соответствует первой, второй и третьей итерациям логистического отображения (1). С ростом номера итерации графики $x(t_{i+1})=f(x(t_i))$ имеют все более сложный для аппроксимации вид (рис. 2, а), что отражается во все большей крутизне зависимости $\epsilon_{\max}(\delta)$ (рис. 2, б). Аналогично предыдущему примеру влияние шума проявляется сильнее при более сложной зависимости (рис. 2, в).

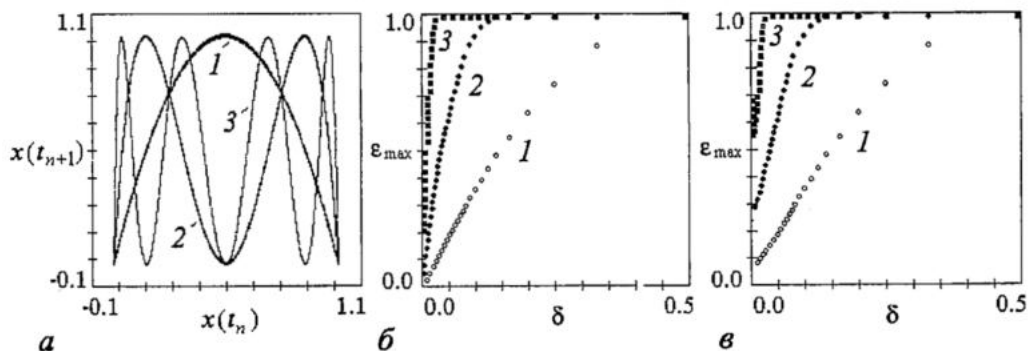


Рис. 2. а - Графики отображений последования для временных рядов, сформированных из хаотического решения системы (1) путем записи каждого значения u (график 1), каждого второго (график 2) и каждого третьего (график 3). б - Графики $\epsilon_{\max}(\delta)$: быстрее осциллирующей зависимости соответствует более крутой график. в - При наличии шума графики «подняты» вверх. Наиболее существенно усиливается разброс быстро осциллирующих зависимостей (соответствующие им графики «подняты» выше)

2.2. Реконструкция дифференциальных уравнений. Возьмем в качестве первого объекта систему Ресслера

$$\dot{u} = -v - w,$$

$$\dot{v} = u + av, \quad (3)$$

$$\dot{w} = b + w(u-c),$$

при значениях параметров $a=0.398$, $b=2.0$, $c=4.0$, что соответствует хаотическому режиму (рис. 3, а).

Рассмотрим предварительные оценки по критерию $\epsilon_{\max}(\delta)$ и результаты реконструкции модели стандартного вида [3]

$$\dot{x}_1 = x_2,$$

$$\dot{x}_2 = x_3, \quad (4)$$

$$\dot{x}_3 = f(x_1, x_2, x_3),$$

где x_1 совпадает с наблюдаемой η , а ряд наблюдаемой $\{\eta(t_i)\}$ сформирован на основе последовательности значений переменной v . Значения $\{v(t_i)\}$ были получены численным интегрированием уравнений (3) методом Рунге - Кутты 4-го порядка с шагом $\Delta t=0.01$ (длина ряда $N=10^5$). Предложенная методика применялась во всех приведенных ниже случаях для исследования зависимости $\dot{x}_3(x_1, x_2, x_3)$. Значения координаты x_1 формировались по ряду $\{v(t_i)\}$ различными способами, а ряды величин x_2 , x_3 и \dot{x}_3 были получены численным дифференцированием ряда $\{x_1(t_i)\}$ с использованием разных методов.

$I - \{x_1(t_i)\}=\{v(t_i)\}$, шум отсутствует, производные вычисляются с помощью простых разностных формул вида $\{\dot{x}_1(t_i)\}=(x_1(t_i+\Delta t)-x_1(t_i-\Delta t))/(2\Delta t)$. График $\epsilon_{\max}(\delta)$ (рис. 3, б, светлые кружки) свидетельствует об однозначности и непрерывности зависимости $\dot{x}_3(x_1, x_2, x_3)$, что только подтверждает известный результат [3]. Весьма эффективная модель (4) может быть получена при использовании полинома 2-го порядка в качестве функции f (прогноз с относительной погрешностью не более 5% осуществляется примерно на 15 характерных периодов вперед, на периоде здесь укладывается около 600 точек).

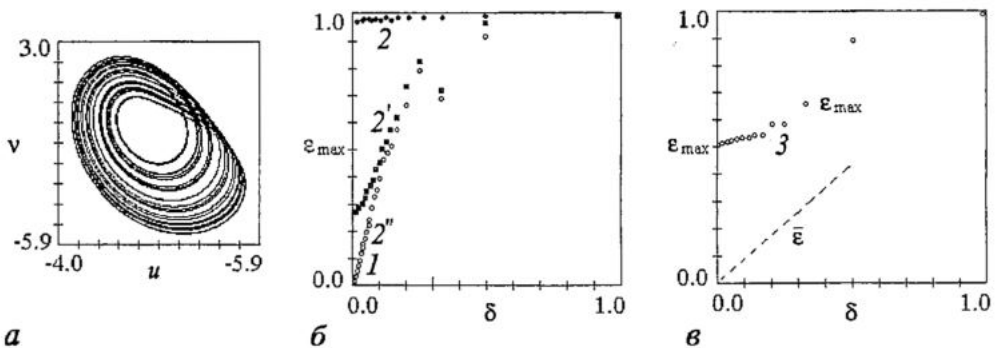


Рис. 3. а - Хаотический аттрактор системы Ресслера (3). б - Графики $\epsilon_{\max}(\delta)$ для $x_1=v$; без шума, «чистые ряды» - 1 (светлые кружки); с шумом: при расчете производных без фильтра - 2 (черные кружки), при расчете производных с помощью 21-точечного сглаживающего полинома - 2' (черные квадраты), при использовании 41-точечного полинома - 2'' (в данном масштабе накладывается на график 1). в - $\epsilon_{\max}(\delta)$ для $x_1=v^2$; без шума - 3 (светлые кружки). Зависимость неоднозначна, а график $\bar{\epsilon}(\delta)$ выглядит так же, как и для однозначной зависимости (штриховая линия)

2 - $\{x_1(t_i)\}=\{v(t_i)+\xi_i\}$, где ξ_i - последовательность независимых случайных величин, равномерно распределенных на отрезке $[-0.0005,0.0005]$, что соответствует примерно 0.01 % от уровня сигнала. Без фильтрации ряда **Реконструированная модель не выдерживает никакой критики, что прогнозирует и график $\epsilon_{\max}(\delta)$** (рис. 3, б, черные кружки). Это связано с тем, что шум существенно усиливается при дифференцировании. Ситуация улучшается, если для расчета производных использовать сглаживающий полином (фильтр Савицки - Голэя [16]) при достаточно большой ширине окна для его построения. Использование окна шириной в 21 точку (случай, представленный на рис. 3, б черными квадратами), оказалось недостаточным - график $\epsilon_{\max}(\delta)$ указывает на неоднозначность. Реконструированная глобальная модель (4) с полиномом 2-го порядка значительно хуже, чем в случае «чистых» данных: прогноз обеспечивается лишь на 3T вперед. При использовании большей ширины окна (41 точка) график $\epsilon_{\max}(\delta)$ практически накладывается на график для «чистого ряда» (рис. 3, б). Модель значительно более эффективна: дает прогноз на 7T вперед.

3 - $\{x_1(t_i)\}=\{v^2(t_i)\}$, шум отсутствует. График $\epsilon_{\max}(\delta)$ явно указывает на неоднозначность зависимости $\dot{x}_3(x_1, x_2, x_3)$ (рис. 3, в). Эффективную модель (4) получить не удастся.⁴ Заметим, что график $\bar{\epsilon}(\delta)$ в данном случае выглядит так же, как и для однозначной непрерывной зависимости, то есть не позволяет выявить непригодность переменных для глобального моделирования.

В качестве второго примера рассмотрим применение методики для реконструкции уравнений неавтономного объекта - гармонически возбуждаемого осциллятора Дуффинга

$$\dot{u}_1 = u_2, \tag{5}$$

$$\dot{u}_2 = -\gamma u_2 + u_1 - u_1^3 + A \cos(\omega t),$$

при $\gamma=0.1, A=1, \omega=1$ (см. фазовую траекторию на рис. 4, а). Рассмотрим оценки по критерию $\epsilon_{\max}(\delta)$ и реконструкцию модели вида [19-21]

$$\dot{x}_1 = x_2, \tag{6}$$

$$\dot{x}_2 = f(x_1, x_2, \varphi),$$

по ряду наблюдаемой $\{\eta(t_i)\}$, который формировался на основе реализаций переменных u_1 и u_2 различными способами. Предложенная методика применялась во всех приведенных ниже случаях для оценки однозначности и непрерывности зависимости $\dot{x}_2(x_1, x_2, \varphi)$, где x_1 совпадает с наблюдаемой η , ряды величин \dot{x}_2 и x_2 были получены численным дифференцированием ряда $\{x_1(t_i)\}$ с использованием разных методов. Реализация фазы φ получена по формуле $\varphi(t_i)=\omega t_i \bmod 2\pi$, частота ω считалась известной.

1 - $\{x_1(t_i)\}=\{u(t_i)\}$, шум отсутствует, производные вычисляются с помощью простых разностных формул аналогично предыдущему примеру. График $\epsilon_{\max}(\delta)$ (рис. 4, б, кружки) свидетельствует об однозначности и непрерывности зависимости $\dot{x}_2(x_1, x_2, \varphi)$. Сопоставляя исходные уравнения (5) с выбранным видом модели (6), можно убедиться, что эта зависимость действительно однозначна. Полученная модель (6) с аддитивным воздействием [20,21] обеспечивает прогноз на 13 периодов воздействия (13T) вперед.

⁴ Путем аналитических преобразований можно показать, что эта зависимость действительно неоднозначна.

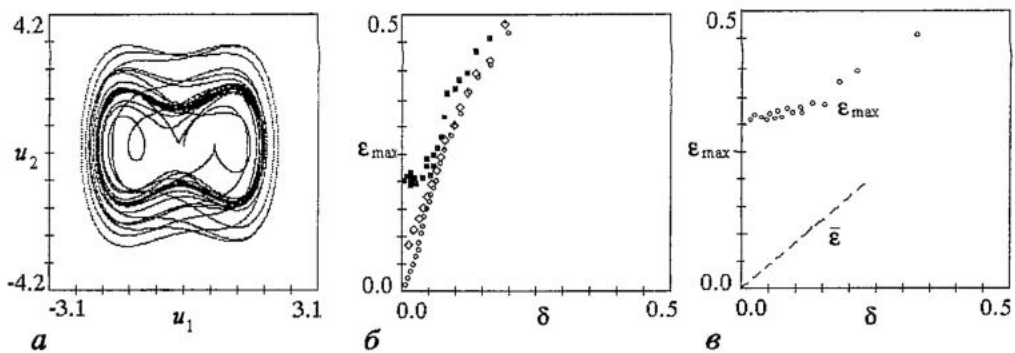


Рис. 4. а - Проекция фазовой траектории осциллятора Дуффинга (5). б - $\epsilon_{\max}(\delta)$ для зависимости $\dot{x}_2(x_1, x_2, \varphi)$ в случае $x_1 = u_1$, без шума - кружки, с шумом и (недостаточным) усреднением в окне шириной 35 точек - квадраты, с шумом и усреднением в 51-точечном окне - ромбики (влияние шума снижено). в - $\epsilon_{\max}(\delta)$ для $x_1 = u_2$. Зависимость неоднозначна, а график $\bar{\epsilon}(\delta)$ выглядит так же, как и для однозначной зависимости (штриховая линия)

2 - $\{x_1(t_i)\} = \{u(t_i) + \xi_i\}$, где ξ_i - последовательность независимых случайных величин, равномерно распределенных на отрезке $[-0.005, 0.005]$, что соответствует примерно 0.1 % от уровня сигнала. Без фильтрации вновь не удастся получить эффективную модель. Для снижения влияния шума производные вычислялись с использованием сглаживающего полинома и окна шириной 35 точек ($34\Delta t$ составляет примерно 0.05 характерного периода колебаний T). Эта ширина оказалась недостаточной: график $\epsilon_{\max}(\delta)$ (рис. 4, б, квадраты) указывает на неоднозначность, а полученная модель дает точный прогноз лишь на $3T$ вперед. При использовании большей ширины окна (51 точка) график $\epsilon_{\max}(\delta)$ приобретает вид, который более характерен для однозначной зависимости (рис. 4, б, ромбики). Можно получить достаточно эффективную модель (б), обеспечивающую дальность прогноза $6T$.

3 - $\{x_1(t_i)\} = \{u_2(t_i)\}$, шум отсутствует. График $\epsilon_{\max}(\delta)$ явно указывает на неоднозначность зависимости $\dot{x}_2(x_1, x_2, \varphi)$ (рис. 4, в). Эффективную модель (б) в данном случае получить невозможно. Вновь график $\bar{\epsilon}(\delta)$ (рис. 4, в) выглядит так же, как и для однозначной непрерывной зависимости, то есть не позволяет выявить непригодность переменных для глобального моделирования.

3. Моделирование реальной нелинейной электрической цепи

На рис. 5, а приведена схема нелинейной электрической цепи - RLC -контур с переключаемыми конденсаторами, гармонически возбуждаемый источником внешней ЭДС [17,18]. Элемент К - это электронный ключ: микросхема, содержащая десятки транзисторов и других пассивных элементов, которая питается от специального источника постоянного напряжения. При малых значениях напряжения U на емкости C_1 сопротивление ключа очень велико и вынужденные колебания происходят лишь в контуре RLC_1 . Когда напряжение достигает порогового значения $U_{\text{пор}}$, сопротивление ключа резко падает, и он подключает к цепи емкость C_2 . Обратное переключение происходит приблизительно при том же значении U . В результате при больших амплитудах воздействия система демонстрирует сложную динамику, в том числе хаотические колебания.

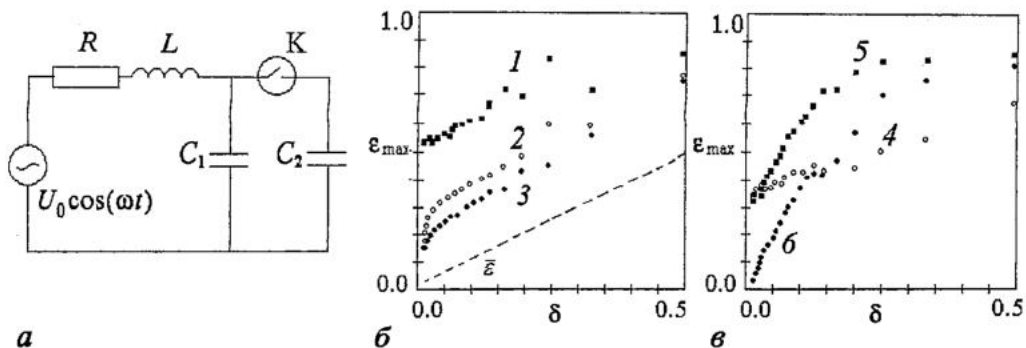


Рис. 5. а - Схема контура с переключаемыми конденсаторами: $C_1=0.1$ мкФ, $C_2=4.4$ мкФ, $L=0.03$ Гн, $R=10$ Ом, $U_{\text{нор}}=-0.2$ В, $U_0=2.344$ В, частота воздействия 2.98 кГц. б - Оценки выбора переменной $x_1=I$ по графикам $\epsilon_{\text{max}}(\delta)$. Графики $\bar{\epsilon}(\delta)$ выглядят примерно одинаково (штриховой линией показан график для случая 1). в - Оценки выбора переменной x_1 - интеграла от силы тока I по графикам $\epsilon_{\text{max}}(\delta)$

Рассмотрим влияние выбора динамических переменных и структуры уравнений на результат моделирования. Используем в качестве наблюдаемого ряда $\{\eta(t_i)\}$ последовательность значений силы тока I через резистор R в хаотическом режиме. Данные записывались с помощью 12-разрядного АЦП, выборочный интервал был равен $\Delta t=4$ мкс, период воздействия $T=84\Delta t$, длина ряда $N=30000$. Ниже приведены 6 примеров (три варианта структуры модельных ОДУ для двух различных вариантов выбора наблюдаемой переменной) и изложены результаты оценок по предлагаемой методике (рис. 5, б, в) и результаты построения моделей. Графики на рисунках пронумерованы в соответствии с номерами примеров.

1) Часто применяемая форма модели

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= f_1(x_1, x_2, x_3), \\ \dot{x}_2 &= f_2(x_1, x_2, x_3), \\ \dot{x}_3 &= f_3(x_1, x_2, x_3), \end{aligned} \quad (7)$$

с $x_1(t_i)=\eta(t_i)$, $x_2(t_i)=\eta(t_i+\tau)$, $x_3(t_i)=\eta(t_i+2\tau)$ - координаты получены методом временных задержек, где $\tau=21\Delta t$ - первый ноль автокорреляционной функции. Для численного дифференцирования оптимальным образом подбирался сглаживающий полином. Тестировались все три зависимости $x_k(x_1, x_2, x_3)$, $k=1, 2, 3$. Величина ϵ_{max} не стремится к нулю при уменьшении δ для всех k . Графики $\epsilon_{\text{max}}(\delta)$ выглядят аналогично представленному на рис. 5, б (черные квадраты) для $k=3$. Это говорит о невозможности построения эффективной глобальной модели, что полностью подтверждается на практике.

2) Стандартная модель (4) с $x_1(t_i)=\eta(t_i)$. Тестировалась зависимость $\dot{x}_3(x_1, x_2, x_3)$: $\epsilon_{\text{max}}(\delta)$ уменьшается при уменьшении δ (рис. 5, б, светлые кружки), что указывает на возможное наличие однозначности. Результат моделирования: эффективную модель с полиномом в правой части подобрать не удастся. По-видимому, для аппроксимации зависимости полином не годится. Здесь требуется другой вид аппроксимирующей функции f , его выбор - это отдельная сложная задача, которая не является предметом данной статьи.

3) Неавтономная модель вида (6) с $x_1(t_i)=\eta(t_i)$. Тестировалась зависимость $\dot{x}_2(x_1, x_2, \varphi)$. График $\epsilon_{\text{max}}(\delta)$ (рис. 5, б, черные кружки) указывает, что зависимость, возможно, однозначна. Но эффективную модель с полиномиальной аппроксима-

цией зависимости $\dot{x}_2(x_1, x_2, \varphi)$ получить не удастся. Вновь требуется подбирать специальный вид функции f .

4) Стандартная модель (4) с $x_1(t) = \int_{t_1}^{t_i} \eta(t) dt$. Эта переменная имеет физический смысл - суммарный заряд на емкостях C_1 и C_2 . Временной ряд $\{x_1(t_i)\}$ был получен путем численного интегрирования (методом трапеций) измеренного ряда значений силы тока I . График $\varepsilon_{\max}(\delta)$ не обнаруживает тенденции к уменьшению при уменьшении δ (рис. 5, в, светлые кружки): ε_{\max} остается не меньше 0.35. Эффективную модель построить не удастся.

5) Модель (7) с $x_1(t_i) = \int_{t_1}^{t_i} \eta(t) dt$ и задержанными координатами $x_2(t_i) = x_1(t_i + \tau)$ и $x_3(t_i) = x_1(t_i + 2\tau)$, где τ - первый ноль АКФ. Тестировались все три зависимости $\dot{x}_k(x_1, x_2, x_3)$, $k=1,2,3$. Для всех трех случаев графики $\varepsilon_{\max}(\delta)$ не стремятся к началу координат при уменьшении δ (один из них - для $k=1$ - приведен на рис. 5, в, черные квадраты). Эффективную модель построить не удастся.

6) Модель (6) с $x_1(t_i) = \int_{t_1}^{t_i} \eta(t) dt$. График $\varepsilon_{\max}(\delta)$ (рис. 5, в, черные кружки) показывает, что зависимость однозначна и меняется плавно. Реконструированная модель (6) с полиномом 11-го порядка и аддитивным воздействием демонстрирует хаотический аттрактор, качественно схожий с экспериментальным, и дает прогноз с относительной погрешностью не более 5% примерно на $5T$ вперед [21].

Показательно, что оптимистическая оценка по критерию $\varepsilon_{\max}(\delta)$ и хорошие результаты глобальной реконструкции получены лишь в последнем (шестом) случае, а графики $\bar{\varepsilon}_{\max}$ для всех перечисленных выше вариантов выбора переменных практически совпадают: один из них (для первого примера) показан пунктиром на рис. 5, б. Это подтверждает тезис о том, что средняя характеристика $\bar{\varepsilon}$ в общем случае не позволяет оценить пригодность переменных для глобального моделирования.

Заключение

При глобальной реконструкции динамических моделей по временным рядам очень важным шагом является взаимосогласованный выбор динамических переменных и вида функций, аппроксимирующих входящие в модель зависимости. При неудачном выборе переменных эти зависимости могут оказаться слишком сложными для аппроксимации или вовсе неоднозначными.

Развитая в данной работе методика тестирования временных рядов $\{x(t_i)\}$ и $\{y(t_i)\}$, сформированных по наблюдаемым данным, позволяет оценить, являются ли зависимости $y_k(x)$ однозначными, непрерывными и без участков большой крутизны (и, следовательно, пригодны ли выбранные переменные для построения динамической модели). Работоспособность предложенной методики показана на численных и радиофизических примерах. Она имеет общие черты с δ - ε методом, предложенным в [14] для выявления детерминированности наблюдаемого процесса. Но в отличие от [14], где используются лишь средние (интегральные) оценки, в нашем подходе основную роль играют локальные характеристики, которые гораздо важнее для успеха глобальной реконструкции. В примерах показано, что усредненная величина разброса не содержит всей необходимой для моделирования информации.

Что касается применения методики на практике, то необходимо особо

упомянуть случай, когда в данных имеется хотя бы один сильный выброс, например, в результате помехи в измерительном приборе, то есть в зависимости $y_k(\mathbf{x})$ имеется всего одна точка, лежащая «отдельно» от всех остальных. При этом МЕТОДИКА ПРИВЕДЕТ К ВЫВОДУ, что зависимость неоднозначна, так как в той ячейке, которой принадлежит «выброс», при любых δ будет наблюдаться большой локальный разброс. Это свидетельствует, на первый взгляд, о статистической неустойчивости предложенного подхода. Однако эту трудность можно устранить с помощью несложной предварительной обработки данных. Во-первых, сильную помеху, как правило, легко заметить на графике наблюдаемой реализации $\eta(t)$. О таких выбросах говорят как о неправдоподобных данных и исключают соответствующие участки ряда из рассмотрения. Во-вторых, если выбросы визуально заметить трудно, то можно внести небольшую поправку в методику тестирования. А именно, в случае большой величины ϵ_{\max} проверять, какая ячейка дала это большое значение, исключить наиболее удаленный от всех других вектор этой ячейки из рассмотрения и повторять процедуру. Таким образом можно исключить, скажем, до 5% векторов. При этом избавление от помех (если их немного) гарантировано. В-третьих, такие выбросы в эксперименте присутствуют не всегда. Так, в рассмотренных радиофизических примерах, где есть шумы и измерительная аппаратура, таких помех не было, и процедура позволила выявить подходящие для моделирования переменные.

Предложенная методика может применяться также при реконструкции дифференциальных уравнений с запаздыванием и дифференциальных уравнений в частных производных, поскольку и в этих случаях одним из элементов процедуры моделирования является аппроксимация некоторых зависимостей по экспериментальным данным [22].

Однако однозначность зависимости еще не гарантирует получения эффективной глобальной модели. Однозначная зависимость может оказаться трудно поддающейся глобальной аппроксимации (особенно стандартными функциями, в частности, полиномами), если она, например, является быстро осциллирующей. В этом случае может оказаться эффективным локальный подход [7-8].

В заключение отметим, что предложенная методика констатирует результат выбора переменных, но не говорит о том, как нужно изменить набор переменных в случае неудачи. Может потребоваться добавить новые переменные, исключить или преобразовать какие-то из имеющихся и т.д., что является темой отдельного разговора.

Авторы признательны Е.П. Селезневу за предоставление данных радиофизического эксперимента.

Работа поддержана РФФИ (гранты №№ 02-02-17578, 02-02-06502, 02-02-06503), РАН (молодежный грант № 23) и CRDF (грант REC-006).

Библиографический список

1. Voss H.U., Schwache A., Kurths J. and Mitschke F. Equations of motion from chaotic data: A driven optical fiber ring resonator // Phys. Lett. A. 1999. Vol. 256. P. 47.
2. Horbelt W. and Timmer J., Bünner M.J., Meucci R. and Ciofini M. Identifying physical properties of a laser by dynamical modeling of measured time series // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 64. 016222.
3. Gouesbet G., Letellier C. Global vector-field approximation by using a multivariate polynomial approximation on nets // Phys.Rev. E. 1994. Vol. 49. P. 4955.
4. Aguirre L.A., Freitas U.S., Letellier C. and Maquet J. Structure-selection techniques applied to continuous-time nonlinear models // Physica D. 2001. Vol. 158. P.1.

5. Павлов А.Н., Янсон Н.Б., Анищенко В.С. Реконструкция динамических систем // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, № 9. С. 1075.

6. Аносов О.Л., Бутковский О.Я., Кравцов Ю.А. Восстановление динамических систем по хаотическим временным рядам (краткий обзор) // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2000. Т. 8, № 1. С. 29.

7. Farmer J.D., Sidorowich J.J. Predicting chaotic time series // Phys.Rev.Lett.. 1987. Vol. 59. P. 845.

8. Casdagli M. Nonlinear prediction of chaotic time series // Physica D. 1989. Vol. 35. P.335.

9. Judd K., Mees A. On selecting models for nonlinear time series // Physica D. 1995. Vol. 82. P. 426.

10. Büchner M.J., Meyer Th., Kittel A., Parisi J. Recovery of the time-evolution equation of time-delay systems from time series // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 56. P. 5083.

11. Bezruchko B.P., Karavaev A.S., Ponomarenko V.I. and Prokhorov M.D. Reconstruction of time-delay systems from chaotic time series // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 64. 056216.

12. Павлов А.Н., Янсон Н.Б., Анищенко В.С. Применение статистических методов при решении задачи глобальной реконструкции // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 8. С. 7.

13. Kadtko J., Kremliovsky M. Estimating statistics for detecting determinism using global dynamical models // Phys.Lett. A. 1997. Vol. 229. P. 97.

14. Kaplan D.T. Exceptional events as evidence for determinism // Physica D. 1994. Vol. 73. P. 738.

15. Letellier C., Macquet J., Le Sceller L., Gouesbet G., Aguirre L.A. On the nonequivalence of observables in phase space reconstructions from recorded time series // J. Phys. A: Math. Gen. 1998. Vol. 31. P. 7913.

16. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T. and Flannery B.P. Numerical Recipes. Cambridge, Cambridge University Press, 1992.

17. Hasler M. Electrical circuits with chaotic behavior // Proc. of the IEEE. 1987. Vol. 75, № 8. P. 40.

18. Безручко Б.П., Селезнев Е.П. Сложная динамика возбуждаемого осциллятора с кусочно-линейной характеристикой // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20, вып. 19. С. 75.

19. Hegger R., Kantz H., Schmuser F., Diestelhorst M., Kapsch R.-P., Beige H. Dynamical properties of a ferroelectric capacitors observed through nonlinear time series analysis // Chaos. 1998. Vol. 8, № 3. P. 727.

20. Безручко Б.П., Селезнев Е.П., Смирнов Д.А. Реконструкция уравнений неавтономного нелинейного осциллятора по временному ряду: модели, эксперимент // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т. 7, № 1. С. 49.

21. Bezruchko B.P., Smirnov D.A. Constructing nonautonomous differential equations from experimental time series // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 63. 016207.

22. Bär M., Hegger R. and Kantz H. Fitting partial differential equations to space-time dynamics // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 59. P. 337.

Саратовское отделение Института
радиотехники и электроники РАН

Поступила в редакцию 24.06.02

TEST FOR UNIQUENESS AND CONTINUITY IN GLOBAL RECONSTRUCTION OF MODEL EQUATIONS FROM TIME SERIES

B.P. Bezruchko, T.V. Dikanev, and D.A. Smirnov

The problem of construction of global dynamical models from time series (from discrete sets of values of an observable variable) is quite relevant for different fields of science. The first step of such modeling is the values obtaining of variable quantities from an experimental time series which will serve as dynamical variables of a model. This «choice of variables» determines the success of modeling to a significant extent. In this paper we suggest a technique which helps to find a «good» set of dynamical variables. For each variant of state variables, their time series are tested for uniqueness and continuity of dependencies between the state variables and quantities which should enter left-hand sides of model equations (that is for possibility of deterministic description). Efficiency of the technique is shown in numerical and radiophysical experiments.



Диканев Тарас Викторович - родился в городе Саратове (1979). Окончил факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета (2002). В настоящее время - аспирант кафедры электроники, колебаний и волн. Область научных интересов: анализ нестационарных временных рядов, динамическое моделирование по временным рядам. Автор и соавтор 9 публикаций по данной тематике.



Смирнов Дмитрий Алексеевич - родился в Ершове Саратовской области (1977). Окончил Высший колледж прикладных наук Саратовского государственного университета (1999). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности радиофизика (2001). В настоящее время - научный сотрудник Саратовского отделения ИРЭ РАН. Область научных интересов: эмпирическое математическое моделирование, анализ временных рядов, теория динамических систем. Автор и соавтор 42 научных публикаций.



НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СИНХРОНИЗАЦИИ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ СТРУКТУРЫ СВЯЗЕЙ В МАЛЫХ АНСАМБЛЯХ МОДЕЛЬНЫХ НЕЙРОНОВ, ПРЕДСТАВЛЕННЫХ КУСОЧНО-НЕПРЕРЫВНЫМИ И КУСОЧНО-РАЗРЫВНЫМИ ОТОБРАЖЕНИЯМИ

К.В. Андреев, Л.В. Красичков

Предложены кусочно-линейное стохастическое, кусочно-непрерывное динамическое и кусочно-разрывное динамическое отображения для моделирования электрической активности уединенного нейрона, построенные исходя из феноменологических представлений о динамике биологического нейрона. Обсуждаются преимущества и ограничения предложенных отображений. Исследуется поведение малых ансамблей модельных нейронов на плоскости управляющих параметров. Показана существенная зависимость степени синхронизации от структуры связей между элементами ансамбля.

Введение

Последнее время отмечается заметный рост интереса к проблеме математического моделирования динамики нейронных ансамблей. Большинство авторов, опираясь на имеющиеся результаты натуральных экспериментов, стремятся построить математический аппарат, позволяющий в той или иной мере описывать реально протекающие в живых нейронах процессы. Как правило, в качестве базовой выбирается математическая модель, описывающая временную динамику уединенного нейрона. Выбор способа описания зависит от поставленной задачи, и здесь можно выделить несколько различных подходов.

Если в процессе исследований возникает потребность в подробном анализе внутринеуронных процессов, то в этом случае принято пользоваться формализмом Ходжкина - Хаксли [1], детально описывающим механизм ионного транспорта через мембрану. При этом возникнет необходимость в написании систем из достаточно большого числа обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) для каждого нейрона. На базе систем ОДУ построены и более простые модели, например, система ФитцХью - Нагумо [2, 3] или Розе - Хиндмарш [4, 5]. Такие модели, построенные исходя из феноменологических соображений, позволяют качественно правильно описывать некоторые аспекты динамики как отдельных нейронов, так и их ансамблей. Если же в качестве цели исследований ставится изучение поведения достаточно больших ансамблей нейронов или же проведение ресурсоемких вычислений (например, построение плоскостей параметров), то

более удобным оказывается использование систем с дискретным временем, то есть отображений. В тоже самое время, модель, построенная на основе отображения, должна описывать динамику уединенного нейрона на уровне качественных представлений.

К настоящему времени известно достаточно много моделей нейронов, построенных на базе отображений. Среди них можно выделить следующие: модель с переменной состояния, принимающей дискретный набор значений (клеточный автомат) [6, 7], отображение, полученное по сечению Пуанкаре системы дифференциальных уравнений типа Розе - Хиндмарш [8], обучающееся отображение с глобальными связями [9], двумерное отображение, качественно описывающее процессы синхронизации в системе с глобальными связями [10]. Многообразие моделей и способов описания динамики нейронов говорит о том, что не существует единого подхода к построению отображений, задающих динамику уединенного нейрона, и построению систем связанных модельных нейронов с произвольной топологией.

В данной статье предложен подход к качественному описанию динамики нейронных ансамблей при помощи отображений, построенных исходя из феноменологических представлений о поведении уединенного нейрона. Кроме изложения принципа построения отображений будут представлены некоторые результаты моделирования, касающиеся явления синхронизации в ансамбле электрически связанных модельных нейронов.

Предпосылки и принцип построения отображений

Прежде чем переходить непосредственно к моделированию поведения уединенного нейрона и ансамблей нейронов, необходимо определить, нейроны какого типа будут моделироваться и какие аспекты динамики нервных клеток должны быть отражены в модели в первую очередь. В дальнейшем речь будет идти о нейронах центрального генератора ритма (ЦГР, CPG, Central Pattern Generator), отвечающих за ритмические движения живых организмов, без конкретизации реальных живых систем.

Рассматриваемая в данной работе модель представляет собой отображение и построена на основе феноменологических представлений о поведении нейрона. Представления основаны на данных натуральных экспериментов [11, 12] и на результатах, полученных с помощью классических моделей [1-5]. Основная идея построения отображения заключалась в том, что различные фрагменты динамики нейрона, а именно состояние покоя, берст и спайк (рис. 1), могут быть описаны различными ветвями кусочной функции, а перемещение с одной ветви на другую может быть задано специально подобранными условиями перехода. Построение модели проходило в несколько этапов.

Кусочно-линейное стохастическое отображение. Отображение состоит из двух кусочно-линейных функций, связанных условиями перехода с одной функции на другую [13, 14]. Основная переменная состояния x , которая по физическому смыслу сопоставима с мембранным потенциалом нейрона, непрерывно изменяется на отрезке $[0, 1]$. Вспомогательная переменная состояния $d = \{-1, 1\}$ определяет выбор одной из

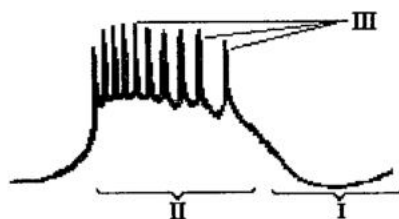


Рис. 1. Фрагмент временной реализации, полученной для уединенного нейрона, где I - состояние покоя, II - берст, III - спайки

двух кусочно-линейных функций, а переменная N_s подсчитывает количество спайков, генерируемых в течение данного берста. Отображение $x \rightarrow x'$ можно записать в следующем виде:

При $d=1$ (движение в сторону увеличения переменной состояния x)

$$x' = \begin{cases} \alpha x, & x \in [0, A), \\ \beta(x - B) + B, & x \in [A, B - \delta_1), \\ 2B - x, & x \in [B - \delta_1, B), \\ \gamma(x - B) + B, & x \in [B, C), \\ x + \xi, & x \in [C, 1]. \end{cases} \quad (1)$$

Условие перехода: $d = -1$ при $x \in [C, 1]$.

При $d=-1$ (движение в сторону уменьшения переменной состояния)

$$x' = \begin{cases} (1/\gamma)(x - B) + B, & x \in [B + \delta_2, 1], \\ 2B - x, & x \in [B, B + \delta_2), \\ (1/\beta)(x - B) + B, & x \in [\alpha A, B), \\ (1/\alpha)x, & x \in [\delta_3, \alpha A). \end{cases} \quad (2)$$

Дополнительные условия: $d = 1, N_s = N_s + 1$ при $x \in [B, B + \delta_2)$ и $N_s < N_s^0$
 $N_s = 0,$ при $x \in [B, B + \delta_2)$ и $N_s = N_s^0$
 $d = 1$ при $x \in [0, \delta_3)$.

Здесь $A, \alpha, \beta, \gamma, \delta_1, \delta_2, \delta_3$ - параметры, на которые налагаются условия, вытекающие из принципа построения отображения: $0 < A < 1; \alpha > 1; 0 < \beta \leq 1; \gamma > 1; \delta_1, \delta_2, \delta_3 < 1$. $N_s^0 = 1, 2, 3, \dots$ - число спайков в берсте; ξ - шумовая добавка (случайная последовательность с равномерным распределением на интервале $[0, 0.01]$). Коэффициенты B и C определяются из условия непрерывности и условия нормировки как $B = A(\alpha - \beta)/(1 - \beta), C = (1 + B(\gamma - 1))/\gamma$.

Для наглядного объяснения функционирования данного отображения на рис. 2 изображена итерационная диаграмма, а на рис. 3 представлены характерные временные реализации, полученные с помощью отображения для уединенного нейрона.

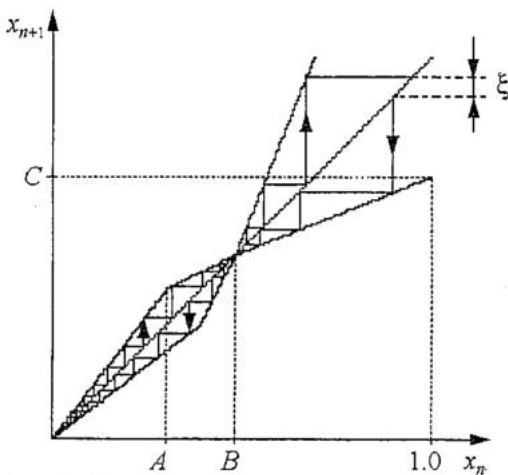


Рис. 2. Качественная иллюстрация движения изображающей точки на итерационной диаграмме для отображения, описываемого формулами (1), (2) и условиями перехода

В предложенной форме модель имеет ряд особенностей. Во-первых, отображение является стохастическим из-за присутствия шума. Отказаться от внесения шума в систему нельзя, так как в этом случае поведение будет регулярным: все спайки будут одинаковой высоты и берсты будут идентичны при условии $N_s^0 = \text{const}$, поскольку ветви модельной функции симметричны относительно биссектрисы $x_{n+1} = x_n$ (см. рис. 2). Надо отметить, что в ряде моделей нейронов, в частности, модели Розе - Хиндмарш, в случае двух связанных нейронов, шумовая компонента также присутствует и несет определенную смысловую нагрузку [4,5]. Тем не менее, при

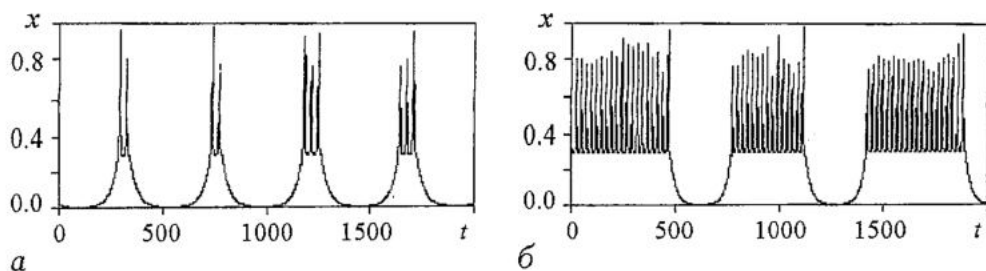


Рис. 3. Временные реализации, полученные для уединенного нейрона с помощью отображения (1), (2) и условий перехода при $A = 0.3$, $\delta_1 = 0.01$, $\delta_2 = \delta_3 = 0.001$; а - $\alpha = 1.03$, $\gamma = 1.5$, $N_s^0 = 2$; б - $\alpha = 1.04$, $\gamma = 1.7$, $N_s^0 = 20$

построении простейшей модели нейронной динамики представляет интерес создать динамическую модель, то есть модель в которой отсутствуют какие-либо случайные силы.

Другой особенностью данной модели является установление наперед заданного числа спайков в берсте при помощи параметра N_s^0 . Для решения этой проблемы можно было бы задать какой-либо закон изменения числа спайков на берсте в зависимости от внутреннего состояния системы. При построении представленных на рис. 3 временных реализаций данное число спайков задавалось по случайному закону с равномерным распределением, где N_s^0 - среднее значение. Такой закон изменения числа спайков препятствует установлению полной синхронизации в системах связанных модельных нейронов. Известно, что полная синхронизация наблюдается в ансамблях нейронов, исследуемых как в натуральных [11,12], так и в численных [4,5] экспериментах.

Кусочно-непрерывное динамическое отображение. Для того чтобы отказаться от внесения шума в систему, достаточно сделать две ветви функции несимметричными. Кроме того, в модифицированной модели два линейных участка, описывающие движение между берстами, заменены одной гладкой нелинейной функцией. Для данного отображения полагалось, что берст заканчивается, если в течение берста были сгенерированы спайки с минимальной и максимальной амплитудой, то есть лежащей в диапазоне $[C_1, h_1]$ и $[h_2, 1]$, соответственно. Применение такого условия позволяет достичь качественного сходства с результатами натуральных экспериментов не только для уединенного нейрона, но и при моделировании связанных систем, что будет показано ниже.

Поведение кусочно-непрерывного динамического отображения описывается четырьмя переменными состояния: $x \in [0, 1]$, $d = \{-1, 1\}$, $s_1, s_2 = \{0, 1\}$. Смысл первых двух переменных остался прежним, то есть x - основная переменная состояния, переменная d определяет выбор верхней или нижней ветвей отображения, а новые переменные $s_{1,2}$ являются своего рода «переключателями», определяющими выполнение условий окончания берста. В математической форме модифицированная модель выглядит следующим образом.

При $d=1$ (движение в сторону увеличения переменной состояния X)

$$x' = \begin{cases} \alpha_1 \arctg(k_1 x), & x \in [0, A - \delta_1), \\ 2A - x, & x \in [A - \delta_1, A), \\ \gamma_1(x - A) + A, & x \in [A, C_1]. \end{cases} \quad (3)$$

Условие перехода задается следующим образом: $d=-1$ при $x \in [C_1, 1]$.

При $d=-1$ (движение в сторону уменьшения переменной состояния)

$$x' = \begin{cases} (1/\gamma_2)(x - A) + A, & x \in [A + \delta_2, 1], \\ 2A - x, & x \in [A, A + \delta_2), s_1 \cdot s_2 = 1, \\ (1/\alpha_2) \operatorname{arctg}(k_2 x), & x \in [\delta_3, A). \end{cases} \quad (4)$$

Дополнительные условия: $d = 1$, при $x \in [A, A + \delta_2)$ и $s_1 \cdot s_2 = 0$.

$$s_1 = \begin{cases} 1, & x \in [C_1, h_1], \\ 0, & x \in [0, A], \end{cases}$$

$$s_2 = \begin{cases} 1, & x \in [h_2, 1], \\ 0, & x \in [0, A], \end{cases}$$

$$d = 1 \quad \text{при } x \in [0, \delta_3).$$

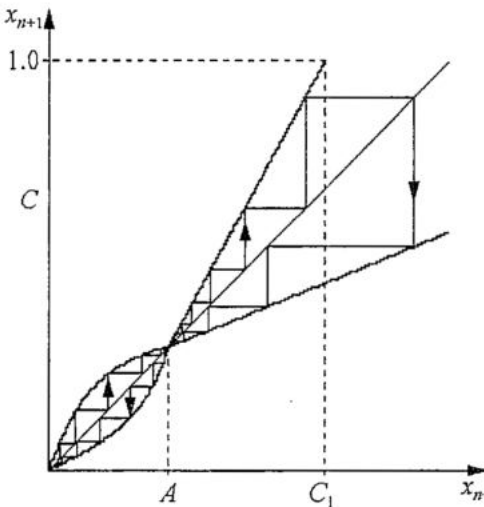


Рис. 4. Итерационная диаграмма для кусочно-непрерывного отображения (3), (4)

Здесь $A, k_1, k_2, \gamma_1, \gamma_2, \delta_1, \delta_2, \delta_3$ - постоянные параметры отображения, а остальные коэффициенты определяются из условия нормировки и условий непрерывности следующим образом: $C_1 = (1-A)/\gamma_1 + A$, $\alpha_1 = A/\operatorname{arctg}(k_1 A)$, $\alpha_2 = A/\operatorname{arctg}(k_2 A)$. Параметр h_2 задается также постоянным и близким к единице, а h_1 должен зависеть от значения коэффициента C_1 , то есть $h_1 = C_1 + \Delta h$, где Δh - относительно малый параметр.

Как функционирует предложенное отображение иллюстрирует итерационная диаграмма, представленная на рис. 4. На рис. 5 изображены некоторые характерные временные реализации, полученные с помощью данного отображения.

Кусочно-разрывное динамическое отображение. Представленный выше вид модельного отображения является удобным для исследования, однако лишь одним из возможных. То есть можно говорить о целом семействе кусочных отображений, которые можно построить, исходя из общих феноменологических представлений о динамике нейрона. В данной модификации отображения условие окончания берста определяется при помощи специально подобранной шивки линейных участков

$$x' = \begin{cases} \alpha_1 x, & x \in [0, A), d = 1, \\ (1/\alpha_2)x, & x \in [\delta_3, A), d = -1, \\ A - \delta_1 + \gamma_1(x - A + \delta_1), & x \in [A, C], d = 1, \\ A - \delta_1 + 1/\gamma_2(x - A + \delta_1), & x \in [A + \delta_2, 1], d = -1, \end{cases} \quad (5)$$

$$d' = \begin{cases} -d, & x \in (C, 1], d = 1 \text{ или } x \in [A, A + \delta_2), d = -1 \text{ или } x \in [0, \delta_3), d = -1, \\ d, & \text{в остальных случаях.} \end{cases} \quad (6)$$

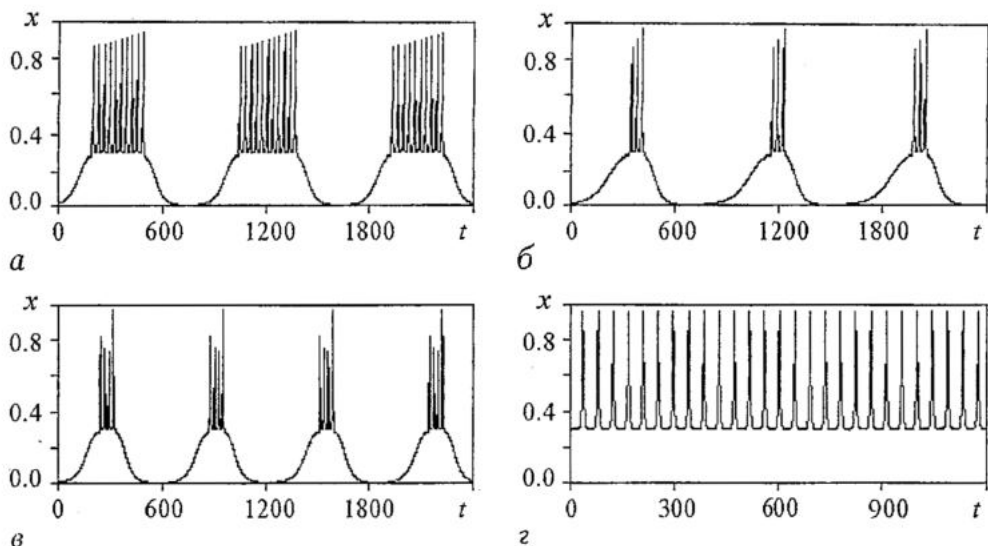


Рис. 5. Временные реализации, полученные для уединенного нейрона с помощью кусочно-непрерывного отображения при $A = 0.3$, $\delta_1 = 0.01$, $\delta_3 = 0.001$; а - $\gamma_1 = 1.4$, $\gamma_2 = 1.75$, $k_1 = 0.9$, $k_2 = 1.0$, $\delta_2 = 0.001$; б - $\gamma_1 = 1.4$, $\gamma_2 = 1.74$, $k_1 = 0.7$, $k_2 = 1.0$, $\delta_2 = 0.001$; в - $\gamma_1 = 1.6$, $\gamma_2 = 1.75$, $k_1 = 0.9$, $k_2 = 1.0$, $\delta_2 = 0.001$; з - $\gamma_1 = 1.5$, $\gamma_2 = 1.50$, $k_1 = 0.9$, $k_2 = 1.0$, $\delta_2 = 0.0001$

Здесь $C = A - \delta_1 + (1 - A + \delta_1)/\gamma_1$. Как нетрудно видеть, отображение (5), (6) имеет более простую форму записи по сравнению с (3), (4).

Необходимо отметить, что несмотря на существенно различный вид записи отображений (3), (4) и (5), (6), результаты, касающиеся поведения ансамблей нейронов, составленных из таких отображений, оказываются принципиально схожими. Поэтому далее в статье речь будет идти о результатах, полученных для кусочно-непрерывного отображения (3), (4). Аналогичные результаты можно получить, рассматривая кусочно-разрывное отображение (5), (6).

Исследование связанных систем

Способ задания связи. Предложенное отображение (3), (4) способно качественно описывать динамику изолированного нейрона, однако основной исследовательский интерес представляют связанные системы. Поэтому модель была обобщена на системы из произвольного числа элементов с любой пространственной конфигурацией. Способ задания связи был выбран по аналогии с моделью Розе - Хиндмарш [4,5].

В общем виде для системы из N элементов с переменными состояниями $(x_n^1, x_n^2, \dots, x_n^N)$ в момент времени n влияние соседних нейронов на j -й элемент в момент времени $n+1$ учитывается добавлением слагаемого

$$(1/L_j) \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^N \varepsilon_{ij} (x_n^i - x_n^j) \Theta(x_n^j - A) \quad (7)$$

к переменной состояния x_{n+1}^j . Здесь ε_{ij} - коэффициент связи между i -м и j -м элементами в ансамбле ($i, j = 1..N$); L_j - количество элементов, связанных с данным; Θ - функция Хевисайда, учитывающая пороговый характер воздействия.

Метод исследований. При изучении систем нейронов основное внимание

уделялось явлению синхронизации в нейронных ансамблях, которое имеет место в биологических системах. Степень синхронизации можно определять различными способами. В данной работе степень синхронизации определялась путем расчета величины Δ по следующим формулам:

$$\Delta = (1/M) \sum_{n=1}^M |x_n^1 - x_n^2| \quad (8)$$

для системы из двух элементов и

$$\Delta = (1/M) \sum_{n=1}^M |x_n^k - (1/N) \sum_{i=1}^N x_n^i| \quad (9)$$

для систем из большего числа элементов.

При таком подходе под полной синхронизацией следует понимать идентичное поведение всех элементов ансамбля. Необходимо отметить, что формула (9), вообще говоря, является приближенной, основанной на сравнении переменной состояния одного из элементов с усредненным по всему ансамблю значением переменной состояния. Тем не менее, все проведенные численные эксперименты показали правомерность использования данного соотношения.

Для исследования зависимости степени синхронизации от значений параметров отображения значения величины Δ строились на плоскости параметров (ϵ, γ_1) . Выбор параметра ϵ в качестве управляющего закономерен, так как именно он отвечает за величину связи между элементами, а параметр γ_1 (так же как и γ_2), определяющий наклон линейного участка, наиболее существенно влияет на динамику парциальных систем. Точка на плоскости (ϵ, γ_1) окрашивалась в один из оттенков серого цвета, причем белый цвет соответствовал полной синхронизации ($\Delta=0$), а положительное значение Δ отображалось по правилу: чем больше значение, тем темнее точка.

Исследование системы из двух элементов

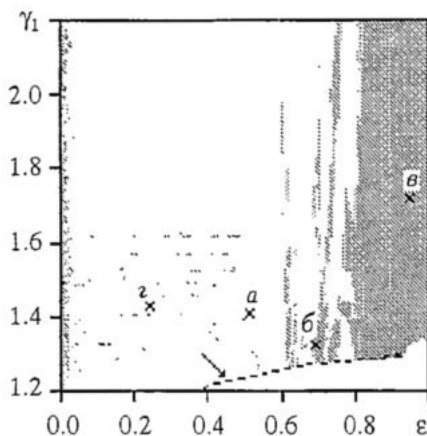


Рис. 6. Плоскость параметров для системы двух связанных нейронов. Значения параметров: $A = 0.3$, $k_1 = 0.9$, $k_2 = 1.0$, $\gamma_2 = 1.75$, $\delta_1 = 0.01$, $\delta_2 = 0.001$, $\delta_3 = 0.001$, $h_2 = 0.95$. Переходный процесс - 5000 итераций, время усреднения - 2000 итераций. Точки, обозначенные буквами, соответствуют реализациям, изображенным на рис. 7

Система из двух связанных элементов является простейшим нейронным ансамблем, который может демонстрировать взаимное влияние элементов друг на друга. Рассмотрение этой системы должно дать общие предпосылки для понимания динамики систем связанных нейронов. На рис. 6 представлена плоскость параметров, построенная для данной системы при фиксированных начальных условиях, выбранных так, чтобы состояния парциальных систем в начальный момент времени отличались. Динамика системы во времени в отмеченных на рис. 6 точках представлена на рис. 7.

Среди возможных режимов функционирования системы можно выделить следующие: полная синхронизация, причем в этом случае динамика всей системы в целом не сложнее поведения отдельных элементов (рис. 7, а);

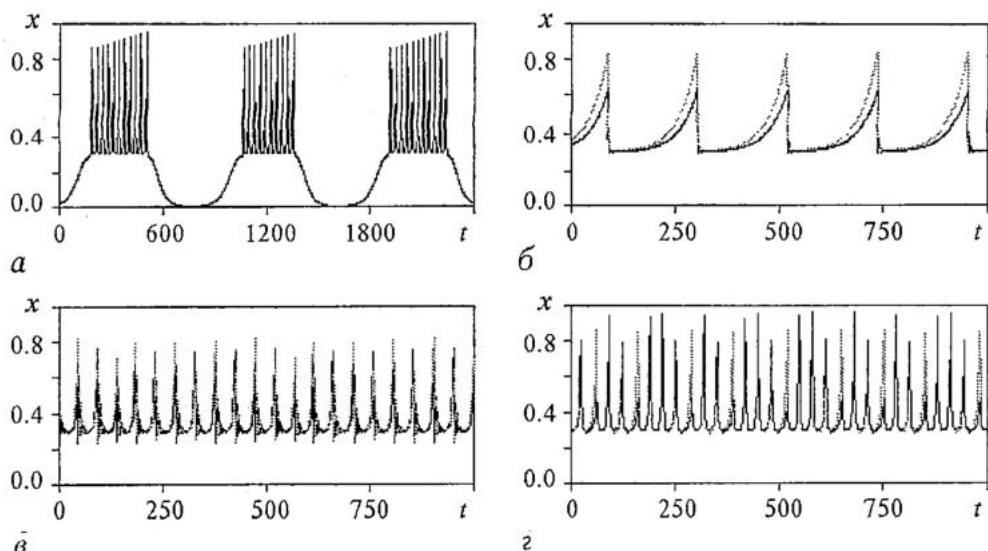


Рис. 7. Временные реализации для двух связанных нейронов в различных точках на плоскости параметров (ϵ, γ_1) (см. рис. 6). Значения остальных параметров: $a - \epsilon = 0.50, \gamma_1 = 1.40$; $б - \epsilon = 0.70, \gamma_1 = 1.30$; $в - \epsilon = 0.95, \gamma_1 = 1.70$; $г - \epsilon = 0.24, \gamma_1 = 1.427$

режимы с несинхронной динамикой ($\Delta \neq 0$), однако демонстрирующие взаимосооглащенное поведение, наблюдающиеся как в крупных темных областях, так и в мелких (см. рис.6). Временные реализации для такого поведения изображены на рис. 7, б-г. Кроме того, на рис. 6 следует выделить узкую темную «пунктирную» линию (пересекает ось ϵ в точке $\epsilon \approx 0.4$ и ось γ_1 в точке $\gamma_1 \approx 1.35$), на которой наблюдаются сверхдлинные (десятки тысяч итераций) переходные процессы. Линия обозначена на рисунке стрелкой. Таким образом, оказывается, что практически на всей плоскости параметров рис. 6, за исключением области малых ϵ , динамика системы является если не синхронной, то, по крайней мере, наблюдается частичная синхронизация.

Как уже отмечалось выше, представленная плоскость параметров была построена для конкретных начальных условий, поэтому возникает вопрос о типичности ее вида. Для ответа на этот вопрос были построены бассейны притяжения синхронных и несинхронных режимов в различных точках плоскости

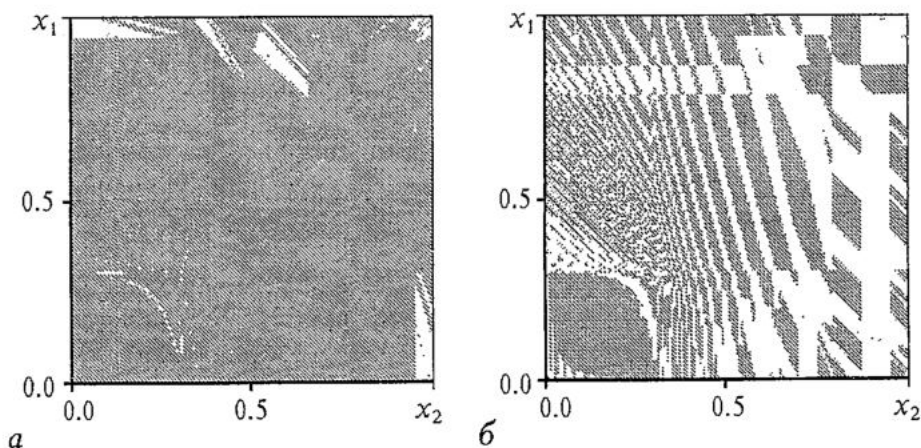


Рис. 8. Вид бассейнов притяжения в двух точках плоскости параметров (ϵ, γ_1) : $a - \epsilon = 0.86, \gamma_1 = 1.96$; $б - \epsilon = 0.24, \gamma_1 = 1.427$

параметров (ϵ, γ_1) . Построение велось аналогично тому, как строились карты синхронизации. Оказалось, что для точек на плоскости (ϵ, γ_1) , принадлежащих областям с близкими значениями степени синхронизации Δ (закрашены однородным серым цветом), практически вся плоскость начальных условий (x_1, x_2) занята бассейном притяжения одного типа (рис. 8, а). Если же точка взята на границе областей с различной динамикой, то бассейны притяжения имеют сложную структуру (например, рис. 8, б). Таким образом, можно сделать вывод, что представленный на рис. 6 вид плоскости параметров для системы из двух элементов типичен, однако мелкие детали карты могут изменяться при варьировании начальных условий, что было также показано путем построений плоскостей параметров для различных начальных условий.

Особенности синхронизации в системах из четырех и семи элементов

Для системы из N элементов возможно $(N-1)!$ различных пространственных конфигураций. Очевидно, что рассмотреть все случаи не представляется возможным, тем более, что далеко не все возможные конфигурации встречаются в реальных нервных системах. Исследования, описываемые в данной работе, направлены на выявление того, как влияет введение дополнительных связей на степень синхронизации в системах нейронов, для которых в качестве базовой пространственной конфигурации была выбрана кольцевая топология.

Рассмотрим трансформацию вида плоскости параметров при последовательном добавлении связей в систему из четырех элементов (рис. 9). Сопоставление представленных плоскостей параметров между собой, а также с плоскостью параметров, полученной для системы из двух элементов (см. рис. 6), позволяет сделать по крайней мере два вывода. Первый вывод - общий вид плоскостей параметров подобен наблюдаемому для системы из двух связанных нейронов. Сохраняются основные особенности: отсутствие синхронизации в области больших значений параметра связи ϵ ; обширная область с синхронными режимами, в которую вкраплены малые области с несинхронным поведением; линия, на которой наблюдаются сверхдлительные переходные процессы (обозначена на рисунке стрелками). Второй вывод касается увеличения размера областей с синхронным поведением при введении дополнительных связей. При переходе от цепочки к кольцу для системы из четырех элементов данный вывод не является очевидным (рис. 9, а, б). Если в систему элементов, образующих кольцо, добавить дополнительные связи (рис. 9, в, г), увеличение областей с синхронным поведением становится заметным. Для системы с глобальными связями (см. рис. 9, г) синхронизация наблюдается практически во всем диапазоне изменения управляющих параметров.

Описанные закономерности проверялись на системах из различного числа элементов и для каждой системы получили подтверждение, хотя наблюдались и некоторые особенности. Так, для системы из семи элементов оказалось, что степень синхронизации в системе с конфигурацией типа «цепочка» значительно выше, чем в системе типа «кольцо». Тем не менее, полученная закономерность увеличения степени синхронизации с увеличением числа связей в системе элементов, образующих кольцо, справедлива для всех исследованных систем.

Иллюстрацией данного утверждения служит серия плоскостей параметров, построенных для системы из семи элементов (рис. 10). Если для системы с кольцевой топологией площадь белых областей ($\Delta = 0$) относительно невелика (рис. 10, а), то введение одной, а затем второй дополнительной связи расширяет области с синхронным поведением (рис. 10, б, в). Что касается системы глобально

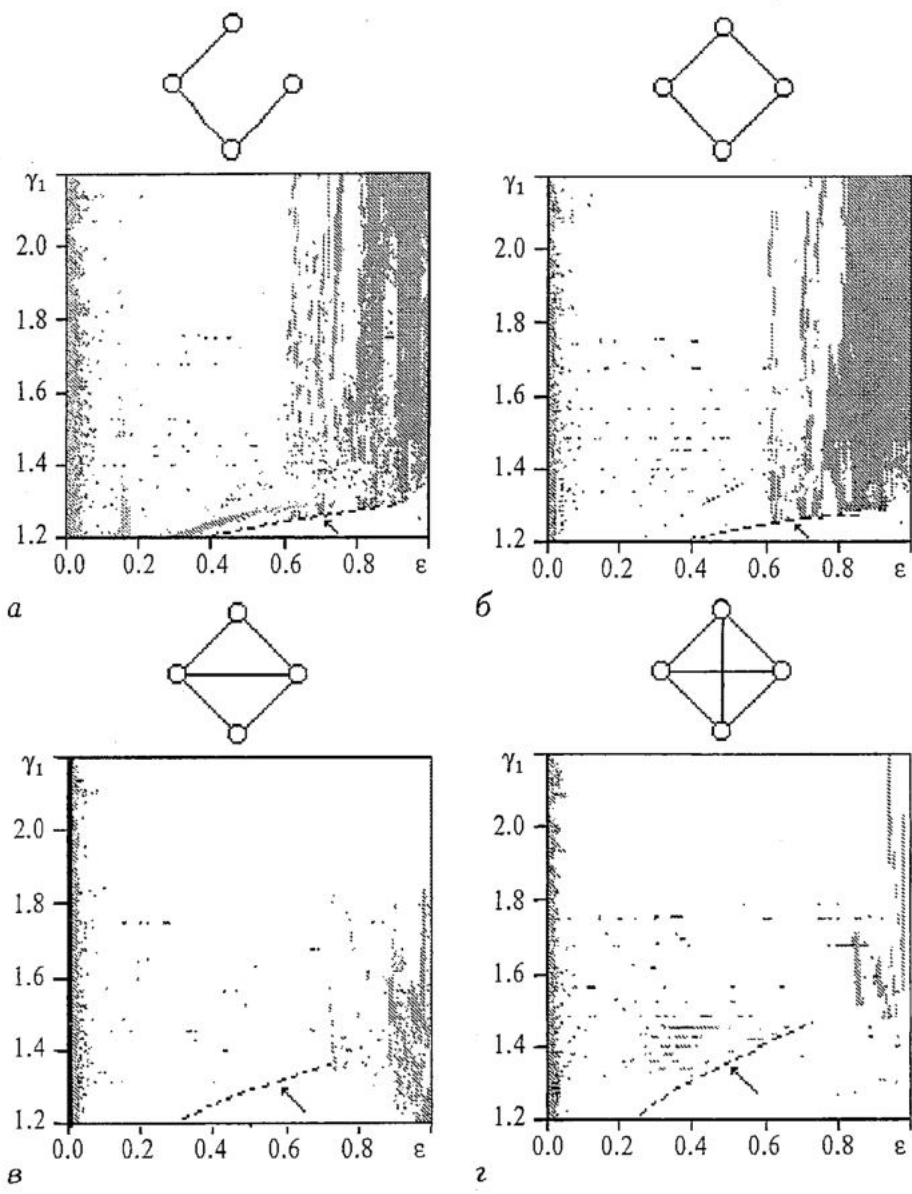


Рис. 9. Трансформация вида плоскостей параметров при последовательном добавлении связей в систему из четырех элементов. Над плоскостями параметров схематически изображены топологии рассматриваемых ансамблей

связанных элементов (рис. 10, з), то здесь, как и в случае ансамбля из четырех элементов (см. рис. 9, г), синхронизация наблюдается практически на всей плоскости параметров.

Как уже отмечалось, глобальная структура плоскостей параметров не изменяется для систем с разным числом элементов и с различной пространственной конфигурацией. Однако стоит отметить, что для ансамблей с числом элементов больше двух динамика системы в темных областях, то есть там, где отсутствует полная синхронизация, может быть очень сложной. Условию синхронизации (9) при $\Delta=0$ не удовлетворяют как режимы с беспорядочной пространственно-временной динамикой, так и режимы, при которых имеет место кластерная синхронизация с числом кластеров более одного. Проиллюстрировать это можно на примере пространственно-временных диаграмм (рис. 11). Первая

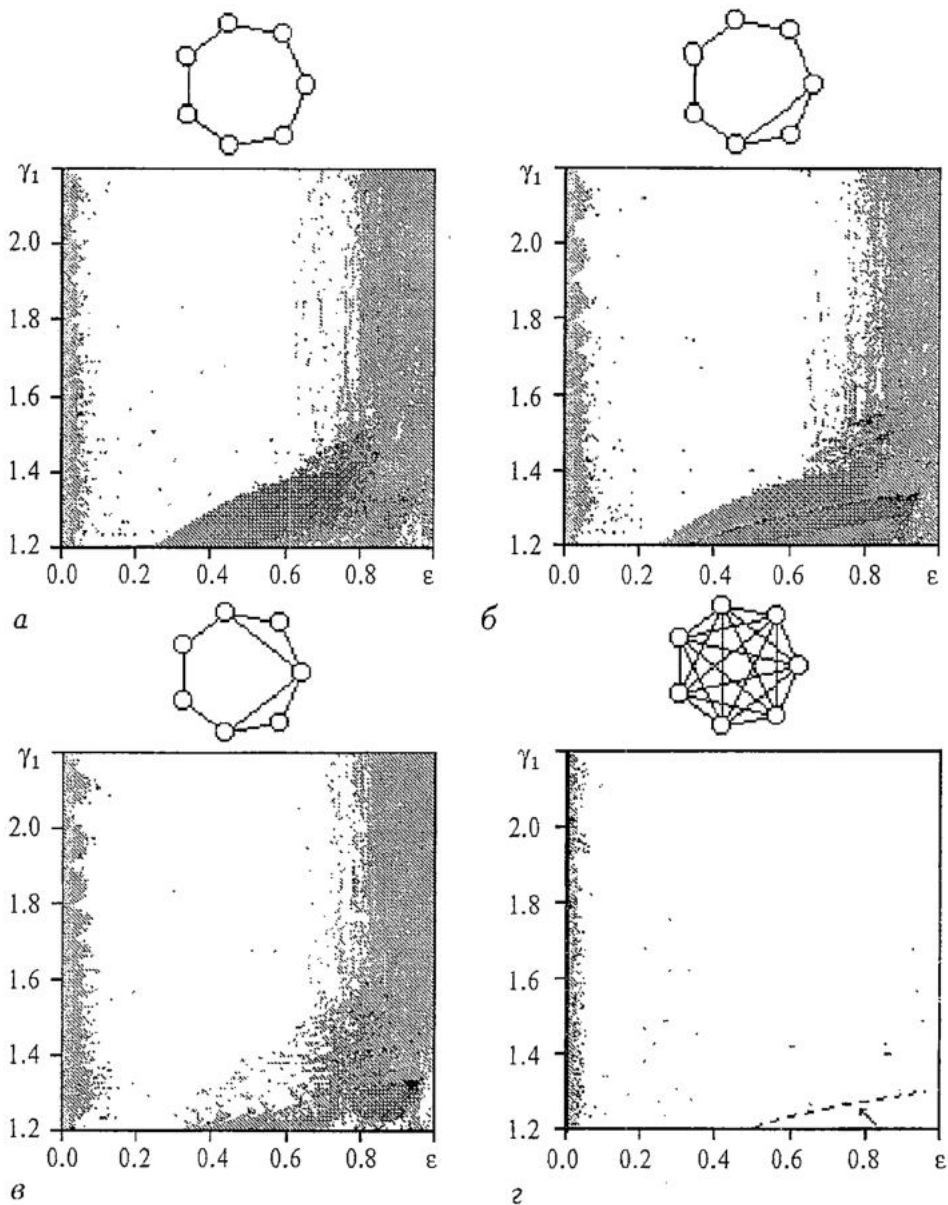


Рис. 10. Плоскости параметров для ансамбля из семи элементов с топологиями, схематично изображенными над картами

диаграмма (рис. 11, а) соответствует случаю полной синхронизации, вторая и третья (рис. 11, б, в) демонстрируют режимы, одинаково несинхронные с точки зрения критерия (9), однако можно видеть, что диаграмма, представленная на рис. 11, б, соответствует регулярному режиму, а представленная на рис. 11, в - нерегулярному. Таким образом, для детального описания поведения ансамбля из большого числа модельных нейронов требуются дополнительные критерии, характеризующие степень синхронизации.

Заключение

В работе представлен подход к моделированию динамики нейронов. Показано, что предложенный феноменологический принцип построения кусочных

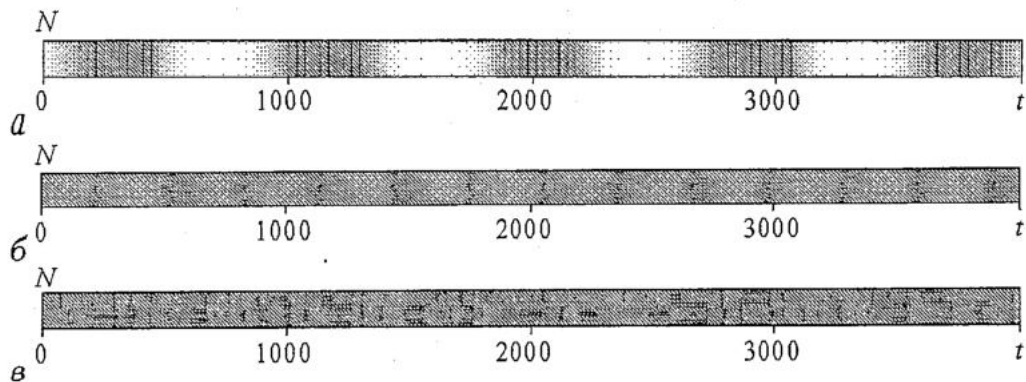


Рис. 11. Некоторые характерные виды пространственно-временных диаграмм, построенные для системы из 20 нейронов. При построении использовались оттенки серого цвета по правилу: чем больше значение переменной состояния, тем темнее точка

отображений позволяет описывать не только динамику уединенного нейрона, но и эффект синхронизации в ансамблях нейронов. В силу простоты предложенного класса моделей они могут успешно применяться для изучения некоторых особенностей поведения ансамблей из большого числа элементов. В качестве примера эффективного использования предложенного отображения было показано, что введение дополнительных связей в системах с кольцевой топологией, составленных из небольшого числа элементов, расширяет диапазон управляющих параметров, при которых наблюдается полная синхронизация.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 02-02-16351, 00-15-96673, Министерства образования РФ, грант № E00-3.5-196 и CRDF, REC-006.

Библиографический список

1. Hodgkin A.L., Huxley A.F. A quantitative description of membrane current and its application to conduction and excitation in nerve // Journal of Physiology (London). 1952. Vol. 117. P. 500.
2. FitzHugh R. Impulses and physiological states in models of nerve membrane // Biophysics Journal. 1961. Vol. 1. P. 445.
3. Nagumo J., Arimoto S., Yoshizawa S. An active pulse transmission line simulating nerve axon // Proc. IRE. 1962. Vol. 50. P. 2061.
4. Абарбанель Г.Д.И., Рабинович М.И., Селверстоун А., Баженов М.В., Хуэрта Р., Суццк М.М. Синхронизация в нейронных ансамблях // УФН. 1996. Т. 166, № 4. С. 363.
5. Abarbanel H.I.D., Huerta R., Rabinovich M.I., Rowat P.F., Rulkov N.F., Selverston A.I. Synchronized action of synaptically coupled chaotic models neurons // Neural computation. 1996. Vol.8 № 8. P. 1567.
6. Huerta R. A finite automata model of spiking-bursting neurons // International Journal of Bifurcation and Chaos. 1996. Vol. 6, № 4. P. 705.
7. Rabinovich M.I., Selverston A.I., Rubchinsky L., Huerta R. Dynamics and kinematics of simple neural systems // Chaos. 1996. Vol. 6, № 3. P. 288.
8. Белых И.В. Бифуркация колебаний мембранного потенциала и моделирование электрически связанных нейронов с помощью отображений // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41, № 12. С. 1572.
9. Hayakawa Y., Sawada Y. Learning-induced synchronization of a globally coupled excitable map system // Physical Review E. 2000. Vol.61, № 5. P. 5091.
10. Rulkov N.F. Regularization of synchronized chaotic bursts // Physical Review Letters. 2001. Vol.86, № 1. P. 183.
11. Elson R.C., Selverston A.I., Huerta R., Rulkov N.F., Rabinovich M.I.,

Abarbanel H.D.I. Synchronous behavior of two coupled biological neurons // Physical Review Letters. 1998. Vol. 81, № 25. P. 5692.

12. Szucs A., Varona P., Volkovskii A.R., Abarbanel H.D.I., Rabinovich M.I., Selverston A.I. Interacting biological and electronic neurons generate realistic oscillatory rhythms // Neuro Report. 2000. Vol. 11, № 30. P. 1.

13. Андреев К.В., Красичков Л.В. Моделирование поведения нейрона с помощью функционального отображения // Вторая международная конференция «Фундаментальные проблемы физики» (Саратов, Россия, 9-14 октября 2000 года). Материалы конференции. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2000. С. 28.

14. Андреев К.В. Модель электрической активности нейрона в виде функционального отображения // «Нелинейные дни в Саратове для молодых - 2000». Сборник материалов научной школы-конференции. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2000. С. 76.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 01.08.2002

SAME PECULIARITIES OF SYNCHRONIZATION UNDER CHANGING THE CONNECTION STRUCTURE IN SMALL MODEL NEURON ENSEMBLES, DESCRIBED BY PIECEWISE CONTINUOUS MAPS AND PIECEWISE DISCONTINUOUS MAPS

K.V. Andreev, L.V. Krasichkov

The piecewise-linear stochastic map, the piecewise-continuous dynamic map and piecewise-discontinuous dynamic map, for electrical activity modeling of neuron are proposed. These maps are constructed using the phenomenological notions of biological neuron dynamics. Advantages and limitations of the proposed maps are discussed. The behaviour of small model neuron ensembles on the parameters plane is investigated. Considerable dependence between the synchronization degree and the topology of neuron ensemble is shown.



Кирилл Владимирович Андреев окончил факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета (2001). Аспирант кафедры нелинейной физики ФНП СГУ. Область научных интересов: моделирование динамики малых нейронных ансамблей, исследование поведения решеток нелинейных активных элементов. Имеет 9 публикаций по данной тематике.



Красичков Леонид Валерьевич - окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1991). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности радиофизика. Работал в Научно-исследовательском институте механики и физики СГУ. Доцент факультета нелинейных процессов СГУ. Область научных интересов: нелинейная динамика, количественные характеристики сложнопериодического и хаотического поведения динамических систем, преобразование хаотических колебаний цепями и средами. Автор и соавтор более 50 научных публикаций, в том числе пособия «Введение в теорию самоорганизации открытых систем» (М.: Физматлит, 2002, совместно с Д.И. Трубецковым и Е.С. Мчедловой).



А.В. Гапонов-Грехов



Мария Тихоновна Грехова



С.В. Гапонов



Г.С. Горелик



А.А. Андронов



А.Г. Майер



М.Т. Грехова



В.И. Гапонов



Изв. вузов «ПНД», т.10, № 4, 2002

МАРИЯ ТИХОНОВНА ГРЕХОВА*
К 100-летию со дня рождения

Счастливый Жизненный Удел -
От суеты и маеты
Суметь оставить Память Дел
Для обновления Мечты!

Просьба откликнуться на 100-летие Марии Тихоновны Греховой (МТ) не стала для меня неожиданностью. Я всегда относился к ней с теплым чувством благодарности и даже любви, хотя, согласно «нормам взаимоотношений между учениками и учителями», у нас не принято признаваться в этом открыто. (Кроме разве что случаев рьяного и выгодного подобоострастия!)

Свою расположенность я неоднократно демонстрировал в разных выступлениях и текстах. Поэтому до окончательного согласия решил освежить их в памяти и особо выделил очерк, опубликованный пять лет тому назад в сборнике «Женщины-ученые Нижнего Новгорода». И понял - вряд ли смогу обрисовать характер, стиль жизни и научные дела МТ точнее и более впечатляюще, чем сделано там. Однако предлагаемая публикация не копирует тот очерк аутентично, а скорее, является подправленным сколом с него - римейком, если пользоваться американизмами в угоду неугодной мне моде.

Ушедшие из жизни замирают в своих свойствах навсегда, но общество пока еще живущих неудержимо (\pm)-совершенствуется. И в малом, и по-крупному. Изменяются замыслы, цели и средства претворения. Изменяются также многие оправдывающие или осуждающие морали. Поэтому можно лишь оценивать, насколько дела и намерения людей, этот мир покинувших, сказались (бы?) на поведении их наследников в новых исторических, так сказать, пертурбациях...

Увы, но мне такая оценка не по силам: недостает смелости понимания того, что творится сейчас вокруг и около. (Все-таки я отношусь к «поколению сильно пуганых»!) Поэтому кое-где придется ограничиться лишь приближением впечатлений. В основном же буду следовать естественному ходу воспоминаний с неизбежными повторами, пропусками и пространными вставками.

* © Миллер М.А. Мария Тихоновна Грехова: К 100-летию со дня рождения. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2002. 24 с.

Сжатые события жизни (Выдержки из личного дела)

Мария Тихоновна Грехова родилась 23 апреля 1902 года на станции Новогеоргиевская вблизи Варшавы. Ее отец, Тихон Семенович, был инженером-путейцем (и, между прочим, личным дворянином), он занимался эксплуатацией и строительством железных дорог в России, а заодно и преподавал в химико-техническом училище в Вильно. Мать, Раиса Осиповна, имела специальность зубного врача, но большую часть жизни посвятила семье. После переезда в Москву МТ окончила там среднюю школу (1918.) и начала свою долгую, интересную, наполненную беспокойными устремлениями трудовую жизнь (в общем-то счастливую). Она стартовала с должности секретаря-машинистки и достигла в маковке поста директора одного из крупнейших научных учреждений страны... и далее - далее почти до самого конца пребывания на Земле поддерживала себя в состоянии кипучей необходимости людям!

После школы она училась на физико-математическом факультете МГУ и в 1924 году повзрослела до дипломированного физика-экспериментатора. В те поры это считалось очень редкой профессией даже среди интеллигентных особей «мужеского полу», а уж про женщин и говорить нечего: до Революции для таких дел они готовились только в Германии, поэтому поначалу в Новой России женщины просто дорвались до получения такого высшего образования.

По окончании Университета МТ сразу окунулась в неугомонную научно-инженерную деятельность: вот она - научный сотрудник Всесоюзного электротехнического института, вот она - аспирантка и одновременно преподавательница МГУ, а еще консультант электролампового завода... и многое, многое другое... без отрыва от самой себя...

А в 1932 году МТ добровольно, семейно и неожиданно (а как потом оказалось - окончательно) переехала в Нижний Новгород¹.

Ехала в Нижний, а очутилась в переименованном Горьком - сразу в трех его научных местах:

в Горьковском физико-техническом институте (ГИФТИ),

в Горьковском университете (ГУ), только что восстановленном после продолжительных дрязг,

и в Центральной военно-индустриальной радиолaborатории (ЦВИРЛ) - наследнице еще недавно знаменитой, но распавшейся - под действием внутренних и внешних сил - Нижегородской радиолaborатории (НРЛ).

Всю свою жизнь МТ непринужденно и страстно что-нибудь организовывала... и на новом месте тоже: отдел колебаний в ГИФТИ, учебную лабораторию колебаний, а затем и кафедры в ГУ - одну по физике вакуума и газов, а другую по радиофизике с пока еще ограниченной специализацией в электронных приборах.. и еще что-то, что-то, в личном деле не учтенное...

И все-таки ее главным научным увлечением, зародившимся еще в Москве и продолжавшимся в Горьком, была проблема связи на дециметровых волнах; комплексная проблема, включающая в себя генерацию сверхвысокочастотных колебаний, их излучение, распространение и прием.

В 1936 году ей была присвоена - без защиты диссертации - степень доктора физико-математических наук, а в 1938 году она стала профессором.

В последний год Отечественной войны вместе со своими друзьями и коллегами - А.А. Андроновым, Г.С. Гореликом, А.Г. Майером, В.И. Гапоновым и

¹ Первоначальный переезд был двухсемейный (вместе с Андроновыми), через несколько лет к ним присоединились Майеры и Горелики.

другими - МТ участвовала в создании первого в нашей Стране радиофизического факультета (в ГГУ) и возглавила его, став первым его деканом (1945-1947). Тем самым фактически именно в Горьком был провозглашен новый тип науки, объединяющий фундаментальные физические исследования с прикладными радиофизическими. Впоследствии обобщенная радиофизика вобрала в себя исследования вообще всех колебаний и волн, независимо от их первородства.

Вместе с тем МТ продолжала работать и в ГИФТИ, занимая в зависимости от конъюнктурных обстоятельств - с повышениями и с понижениями - различные должности от директора до заведующей отделом.

В 1956 году небольшая часть ГИФТИ, ведомая МТ, образовала новый самостоятельный Научно-исследовательский радиофизический институт - НИРФИ; МТ стала его естественным директором и директорствовала в нем 16 лет - вплоть до 1972 года. А потом, чувствуя напор следующих за ней поколений (не всегда, увы, праведный!!), а порой даже и с применением болевых приемов!), оставила сей пост и, отчасти изменив свои научные пристрастия, переключилась на применение радиофизических методов в медицине. Когда же образовался Институт прикладной физики, под началом ее старшего сына академика А.В. Гапонова-Грехова, она создала в нем своеобразный радио-физико-медицинский отдел; сначала руководила им, а потом-потом снова уступила место молодым, продолжая, однако, курировать свое последнее научное детище почти до окончательного ухода из жизни.

В 1973 году она придумала и организовала семинар «Физика и радио-электроника в медицине и экологии», довольно быстро выведя его на всероссийский (ранее - всесоюзный) уровень.

И, пожалуй, последним ее участием в делах было создание в 1992 году филиала кафедры экологии при биофаке ННГУ.

А вот какие у нее были правительственные награды:
орден Трудового Красного Знамени (1945),
медаль «За доблестный труд во время Великой Отечественной войны» (1946),
два ордена Ленина (1951 и 1961),
звание «Заслуженный деятель науки и техники РФ» (1963),
орден Трудового Красного Знамени (1971),
орден Октябрьской Революции (1982).

Ее представляли даже к самому почетному в те времена званию Героя Социалистического Труда, но местные партийные недоброжелатели притормозили прохождение нужных бумаг «из кое-каких общих соображений». Соображений хватило лишь для присуждения «Почетного гражданина Нижнего Новгорода». (Наверное, все-таки правильнее сказать г р а ж д а н к и.)

Скончалась Мария Тихоновна в ноябре 1995 года.

Поиск самой себя

МТ вошла в физику через настойчивый до отчаянности, трудно организуемый эксперимент по передаче волн СВЧ-диапазона (дециметровые и сантиметровые волны) на когда-то рекордные расстояния. Без этого, пожалуй, было бы немыслимо наше последующее продвижение в радиолокации, а теперь даже и в ЧМ-связи. К сожалению, техническая недоразвитость Страны плюс изоляция от Запада, а также лживое пропагандистское хвастовство помешали нам быть достаточно радиооснащенными во время Второй мировой войны, а ведь по

изобретательским идеям мы выглядели очень даже достойно. Работы МТ требовали соединения (внутри одного организма!) многих умений и качеств. Это потом уже возникло разделение по узким специализациям, а первоначально приходилось вбирать в себя функции нескольких научных подразделений одновременно: и по генераторам, и по антеннам, и по трассам, и по приемникам, а главное - по всему вместе, т. е. служить директором и всеми замдиректорами по самой себе! Брать на себя всю научную и деловую ответственность. И МТ нашла себя в этом. Она правильно вычислила, поняв уже на ранней стадии формирования своего профессионального статуса, что ее выигрышный удел не через углубление в отдельные частности, а в их системном соединении, в сборке, в охвате всего комплекса проблем в целом. И не столько в производстве частных решений, сколько в управлении таким производством!

В своей еще довоенной автобиографии она писала с искренностью, доступной, увы, немногим: «Я считаю, что успешнее всего справляюсь с научной и организационной (!) работой в условиях исследовательского (!) института. Я плохой лектор и не могу иметь большой лекционной нагрузки...»

Пожалуй, потом, в послевоенные времена, советские власти постепенно начали признавать особость профессии организатора науки... и даже, скрепя свои административные сердца, признавать предрасположенность к ней. А в те времена физик-управленец, физик-администратор... ассоциировались, скорее всего, с физиком-неудачником (слово физик тут необязательно). Может быть, еще и потому, что в прежних советских условиях считалось, что начальствовать должен (и главное, может! может! может!) любой выдвиженец из угнетенных низов, опираясь всего лишь (!) на классовое чутье, не омрачаемое образованностью.

Впрочем, и сейчас отчасти сохранилась эта шизоидная выдумка, хотя и обрела более скрытые формы. Практик называется. Ученый-практик! Иногда прикрытый дипломами хорошей изготовки! И не поймешь - то ли это совпадает с современным понятием менеджера, то ли - очередная странная чисто русская ни-на-что-не-похожесть... чего-то такого эдакого...

А МТ была одной из первых истинных ученых, провозгласивших с достоинством и убежденностью (не говоря уже о честности!) необходимость профессионального управления наукой!

Свойства характера и мышления

Мне не приходилось встречать людей, столь целеустремленных, не сбиваемых с намеченного пути ни стихийными, ни личными катастрофами, так удачно соединяющими в себе женское и мужское начало - доброту и жесткость, упрямство и гибкость, эмоциональность и расчетливость, безрассудство и рассудительность, материнство и отцовство... Или согласно другой классификации - «проамериканской» - женские качества: эмоциональность, преданность, доброта, понимание; мужские: уверенность, независимость, решительность, чувство превосходства... Привожу этот перечень при неполном согласии с ним, поскольку, однако, все эти слова частично могут быть отнесены к МТ.

Не могу удержаться заодно от любимого своего диагностического увлечения, связанного с наблюдениями со стороны за процессами «изготовления мыслей» внутри головного мозга. Довольно-таки надежно установлено, что все нормально устроенные люди - и мужчины, и женщины - обладают асимметричным «двухполушарным мышлением». Левое полушарие мозга в основном занято логичностью думанья, а правое - образностью. У большинства женщин правое полушарие главенствует над левым, но, что особенно важно, связи между

полушариями осуществляются через так называемые комиссурные нервные волокна, и у женщин они существенно лучше налажены, чем у мужчин! Так что при прочих равных условиях умственные возможности женщин в логико-эмоциональных соотношениях оказываются более сбалансированными.

Мне думается, у МТ этот баланс был почти оптимальным... Более того, я склонен утверждать, что она обладала уникальным типом умственной развитости: когда мысли, зарождающиеся справа, перетекают в левое полушарие, подвергаются там некоторому логическому упорядочению и потом снова возвращаются направо. Современная наука позволяет проследить разные сценарии думанья как через моделирование на дискретно-аналоговых машинах, так и путем непосредственного слежения за перемещениями возбуждений в живущих организмах. Я же, разумеется, в своих «спекуляциях» не выхожу за пределы чисто наблюдательных измерений. Чуть далее, однако, позволю себе слегка расширить «полномочия», распространив их и на коллективное мышление...

В 1922 году МТ вышла замуж за Виктора Ивановича Гапонова (ВИ) - за молодого студента, фактически ее одногодка.

Наверное, этот брак был запланирован на Небесах, ибо на Земле он оказался счастливым, прочным и продуктивным. Они произвели на свет двух сынов: Андрея (1926) и Сергея (1937). Но пока речь пойдет только о супругах, можно сказать, в бездетном приближении.

В.И. Гапонов являл собой образец типичного «левополушарника», диагностируемого именно так по многим показателям, и я всегда держал в уме пример этой супружеской пары в качестве макромодели содружества, воспроизводящего согласованную работу одиночного человеческого мозга и, в известном смысле, приближенную к заманчивому идеалу: жена - «правомыслящая», муж - «левомыслящий», а вместе - сочетание полета воображения с логической рассудительностью!

Вовсе не утверждаю, что всякие другие супружеские соединения хуже смотрятся, я констатирую только, что именно такая парность соответствует, если угодно, «образу и подобию» Самого Создателя...

Многие замыслы и осуществления МТ могли восприниматься как результат совместного творчества МТ + ВИ. Многие, но не все, а потому было разумно отличать немедленные, личные отклики МТ от откликов отсроченных, т. е., по-видимому, подвергнутых двоякополушарному домашнему анализу.

Один очень близкий мне человек - из ученых и даже из очень-очень - увлекся как-то аналогиями между сгустковыми сцеплениями молекул, называемыми кластерами, и объединениями людей в устойчивые плодоносящие группы, как правило, немногочисленные, но обязательно обладающие новыми свойствами, одиночным человеко-молекулам не присущими.

По-моему, МТ + ВИ являли собой образец такого супружеского кластера!²

Курсивный экскурс в графологию

Никогда толком не вникал особо в графологию, как науку об исследовании свойств пишущего по написанному, причем написанному от руки непритворным почерком. Не вникал, но, однако, уверен: пусть не все, а кое-что можно извлечь из почерковых рукописных картинок, даже в предельных случаях дрожащих малограмотных крестиков.

² Оставляя читателям возможность поразмыслить на эту неисчерпаемую тему образования оптимальных семейных парных кластеров, замечу, однако, в качестве подсказки, что оптимальность всегда есть функция предназначения!

Почти все, проведенное рукой МТ, лишь условно могло быть отнесено к почерковым текстам: скорее то была своеобразная квази-иероглифическая письменность, разная в разных состояниях, по настроению и назначению. Я получал от нее всякие тексты - и распорядительные, и научные, и личные. Расшифровка каждой разновидности предполагала наличие творческих навыков у чтеца. Вставки, замены, неокончательные зачеркивания, соскальзывания и наплзания слов, переходы с горизонтальной развертки на вертикальную, а местами и на спиральную... конечно же, украшали письмо, делая его сходным с абстрактным искусством, но в нем была всегда еще сокрыта и конкретная смысловая информация, извлечение которой требовало терпения и умения

Какие же свойства подсказывались этими особенностями почерка? Думаю, они соответствовали характеру ее мышления. Я называю такое мышление пунктирным, неравномерным, скачкообразным, слегка стохастизированным. Так же, как и ее устную речь (если, конечно, свежую, заранее не изготовленную). Все это свидетельствовало о правополушарном преобладании, причем не только в силу женственности хромосом, но и вообще - по абсолютным критериям. Ее воображение работало быстрее логики, последняя не успевала за ним и потому не сразу укладывала «осенения в построения». Наверное, бывают графологически скучные, неинтересные люди - МТ к ним не относилась: по ее почерку даже «графо-неучи» могли бы сказать, что сии откровения начертаны рукой человека, наделенного необыкновенными началами.

Травля колебаний и волн

На переходе из 40-х в 50-е годы Горьковский университет пережил, наверное, самый мракобесный период своей истории, послушно следуя выпускаемым из Центра генеральным установкам. Нынешнее начальство ни у нас, ни свыше с трудом терпит об этом вспоминать. Не боится, значит, повторов. Или наоборот. Дай-то Бог, чтобы пресловутая теория спиралеподобного развития не подтверждалась хотя бы на подобных сатанинских игрищах!

Разгромили генетику, биологию, медицину... давили все подряд, что не вписывалось в «науку наук», в марксистско-ленинские (фактические и якобы!) представления о мироустройстве⁴. Не пощадили даже такое тихонькое занятие, как языкознание. И в порядке живой очереди собирались учинить погром физики. (Сейчас это уже называется зачистками и разборками.) Считается, что физику спасла бомба!!! - сперва атомная, а потом и водородная⁵. Но почему-то эта защита не распространилась на кибернетику и радиоэлектронику, что, между прочим, обрекло нас впоследствии на позорное отставание в информатике и в компьютерных делах. Впрочем, вопрос «почему?» обычно оказывался неправомочным, когда речь заходила о действиях Властителей Страны. Тех и тогда. Тех и

³ Всем этим обладала ее ГИФТИнская секретарь-машинистка Екатерина Владимировна, которая настолько сжилась с письменами МТ, что могла перепечатывать их со скоростью до сотен знаков в минуту. Правда, про нее шутили, что она умела даже диссертации работать с чистых листов по заданному названию. В НИРФИ ее сменила Вера Ивановна - тоже искусная мастерица-дешифровальщица.

⁴ Казалось бы, сейчас уже не те времена, и «наука наук» лишилась самодержавных прав. Однако...однако... однако... Она притаилась как бы в ожидании своего часа X. Экзамены по ней по-прежнему входят в любой кандидатский минимум. Так что мы опять впереди всей планеты ... не только в области балета!

⁵ Некоторые эпизоды этой злонамеренной эпопеи с относительно счастливым концом приведены в книгах Ф. Сонина «Физический идеализм. История одной идеологической кампании» М., 1994; Г. Е. Горелик «Андрей Сахаров. Наука и свобода» Москва-Ижевск, 2000.

тогда (?!). В общем рикошетное бесчинство было устроено в Горьком над радиофизикой. Предметом воинствующего поругания избрали Г.С. Горелика (ГС) и его книгу «Колебания и волны» (которая, кстати сказать, до сих пор - полвека спустя - может служить образцом учебного пособия!), и эта дискуссия по замыслу властвовавших невежд должна была: а) упрочить подавляющее величие «науки наук»; б) лишить колебательно-волновые движения в Природе универсального единства, разбросав их по отраслевым приложениям и тем низвести радиофизику до узкоприкладной дисциплины; в) разделить и властвовать, т. е. перессорить между собой радиофизиков внутри и вне радиофизического факультета. Выполнение этой программы считалось партийным поручением особой важности...

В результате, на радость «сценмейстеров от науки наук», затравленные колебания и волны были «официально материализованы», еще более затравленный ГС покинул университет (можно сказать, с повышением - переехал в Московский Физтех!), а «партийка» МТ, избравшая тактику неучастия в схватке, подверглась осуждению со стороны близких ей физиков... И долго-долго потом должна была, преодолевая обиды, отмываться не очень понятно от чего...

Нелегко и не всем удается выработка целесообразной (т. е. сообразной цели!) тактики поведения во враждебной среде!

Храбрость новых начинаний

МТ действительно обладала свойством, которое я называю «храбростью новых начинаний». Выбор цели тут выходит на первый план, цель должна быть достойной и достижимой. За свою долгую, наполненную успехами и неудачами жизнь, МТ расхрабривалась на несколько больших (крупных) начинаний. Создание радиофизического факультета - первое. (Я робко знаю, кому принадлежала инициатива переезда в Горький, а то это было бы уже и не первое). Создание НИРФИ - второе: Было еще третье, четвертое и пятое... Не называю их явно, поскольку оценка крупности всякого дела, равно как и оценка личного участия в нем, объективна только в предельно убедительных случаях.

После ослабления травли колебаний и волн надзорными органами Горьковского университета МТ еще не признавалась в открытую, что поставила перед собой цель создания отдельного от Университета Научно-исследовательского института. Для более интенсивного и *безопасного* (!) развития РФ! Может быть, она не хотела «вспугнуть события». Но почти все ее дела сообразовывались с таким намерением, даже если оно еще не покидало интуитивных зон, а пребывало в состоянии мечты.

Легализация этого замысла МТ произошла в историческом (и отчасти переломном для Страны) 1956 году. Всевластвующий тогда Хрущев, только что разоблачивший злодеяния Сталина и его сподручников, к которым, кстати сказать, принадлежал и он сам, приступил к дерганым преобразованиям доставшейся ему Державы. Кое-что имело прямое отношение к науке и к МТ. Узнав (наконец-то!) о численности наших Вооруженных сил и придя в очередную ярость, он стал решительно их сокращать. Но одновременно затеял военно-агрессивные демарши против близких друзей - народных демократов - и дальних врагов, тоже, кажется, демократов, но уже не народных. В результате такой неразберихи военные подразделения расформировывались, а затраты на оборону росли. МТ со снайперской точностью уловила этот «момент диалектической истины». Бывают же такие ситуации, когда прямые и противоположные суждения одинаково верны! Именно сейчас можно было убедить верха в необходимости весомых субсидий, направленных на повышение интеллектуальной оснащенности армии. А у МТ уже

был готовый и, как сказали бы сейчас, хорошо раскрученный проект создания Научно-исследовательского радиофизического института, где оборонные заказы переплетались и взаимно оплодотворялись чисто научными исследованиями.

Сам процесс зачатия, вынашивания и рождения нового института имел весьма занимательную, порой даже детективную драматургию⁶. МТ исполняла в нем почти все главные роли одновременно. Но, разумеется, у нее были и хорошие штабисты-помощники, из которых я бы выделил М.М. Кобрин и В.С. Троицкого. Но ведь выбор и подбор окружения тоже требует определенного психологического контакта (это если по-иностранному), или (если по-нашему) умного и доброго такта.

И хотя уже не было рядом того дружного московского десанта, некогда пробившего радиофизический факультет, все же за прошедшее десятилетие экспоненциально вырос научный авторитет В. Л. Гинзбурга, продолжавшего работать в Горьковском университете и фактически уже создавшего там свою школу по радиоастрономии и распространению радиоволн.

В общем, в конце 1956 года небольшая группа сотрудников (около полусотни) переместилась в пешем строю на расстояние меньше километра из старого здания ГИФТИ в новое здание бывшего Суворовского училища (продукт хрущевского сокращения) и приступила там к выращиванию разнообразных наук.

Я позволю себе перечислить здесь только несколько выделенных направлений, спроектированных на открытую (в смысле, не военную) проблематику. Перечислю прежде всего потому, что почти всюду в них присутствовало инициативное влияние МТ. Так что и создание НИРФИ, и продукция НИРФИ - факты ее биографии.

* Общая нелинейная динамика колебаний и волн, хаос и структуры.

* Мазеры на свободных электронах (гиротроны) и релятивистская электроника.

* Линейные и нелинейные волны в плазме. Усредненные силы. Резонансы. Разрядные эффекты. Термоядерные программы.

* Астрофизика ближнего и дальнего космоса. Радиоастрономия.

* Распространение радиоволн во всех средах, даже через отражение от Луны.

* Диагностика ионосферы и активные воздействия на нее.

* Служба Солнца.

* Линейная и нелинейная квазиоптика и оптика. Самофокусировка. Лазеры. А потом и системы с обращением волновых фронтов.

* Радиометрия. Тепловая диагностика сред, земных и внеземных объектов (Луны).

* Частотное сканирование антенн. Оптимальный прием излучения. Оптимальные сигналы и фильтры.

* Линейная и нелинейная акустика океана.

* Волновые эффекты в гидрофизике. Рассеяние и видение в мутных средах.

* Твердотельная электроника.

* Спектроскопия газов.

И так далее, и так далее, и так далее...

Неизбежно что-то здесь пропущено. Но я и не стремился к исчерпывающей полноте. Мне хотелось только дать представление о том, какое изобилие проблем подпадало под организующую активность МТ. А ведь всюду - всюду там и тут -

⁶ Некоторые эпизоды приведены в книге: Миллер М. А. Избранные очерки о зарождении и взрослении радиофизики в Горьковско-Нижегородских местах. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997.

фигурировали только что с трудом спасенные те-те-те-самые Колебания и Волны!
- Колебания и Волны!! - Колебания и Волны!!!

Неугомонность

И увидела Она, что это хорошо!

Еще и потому, что в этом было задействовано редкостное ее богатство - талант объединять людей, стягивать их к своему замыслу, умело их оптимизировать (от слова «оптимизм» и от слова «оптимальность»); не боязнь собирать вокруг себя людей умных, активных, способных, даже если они были умнее, активнее и способнее ее самой. Последнее качество - редкость, особенно когда оно проявляется на больших высотах и на больших временных интервалах.

Как уже упоминалось выше, МТ неугомонно директорствовала в НИРФИ с 1956 по 1972 год, а потом передала бразды правления другим. Уже было, кому передавать. Но все-таки нельзя отменить иные причины, побуждающие людей к оставлению высот. Существует понятие усталости от однообразия. Чего угодно. Даже возрастная усталость иногда уступает ситуационной. Это полностью применимо и к взаимодействующим коллективам. Со временем их участники оснащаются знаниями и уверенностями, и в силу наследованных инстинктов, что ли (а может, по естественному стремлению к самоутверждению), их тянет от подчиненности к самостоятельности, поэтому всякие препятствия вызывают раздражение, перерастающее в протест - сперва внутренний, а затем и наружный, что, как правило, приводит к распаду коллектива, в худшем случае - к затухающему измельчению, в лучшем - к процветающему разделению. Почему-то здесь приходят в голову биологические аналогии. Естественные деления простейших клеток происходят по достижению определенных биосроков. Биологи различают клонированное деление (митоз), отпочкование, распад на фрагменты с последующим объединением и др. Я готов, пожалуй, каждому из этих сценариев продолжения жизни простейших организмов придумать сходные процессы в сложных научных организациях⁷.

Преобразование НИРФИ представляло собой комбинацию деления с отпочкованием. Как и многие другие изменения, оно следовало незыблемой «расейской» традиции - происходило несуразно, кривоколенно и почему-то мучительно для всех. Подобно классическому митозу выделялось несколько фаз: профазы, метафазы, анафазы, телофазы... Не буду пояснять их первоначального смысла, при желании его можно извлечь из справочников. Но в нашем случае эти фазы характеризовались испусканием разведочных слухов, замдиректорской чехардой, перетягиванием недостроенных площадей и объемов... И «О, Господи! Сказал я по ошибке!» - что-то не хочется вставлять все это в жизнеописание МТ. Хотя, разумеется, МТ была к этим пертурбациям более чем не безучастна. По крайней мере, в силу своей природной неугомонности! Окончательная фаза (та самая телофаза!) наступила в 1977 году, когда ей исполнилось уже 75 лет. Из НИРФИ выделился Институт прикладной физики АН СССР, и его возглавил ее старший сын академик А.В. Гапонов-Грехов. Она как бы перешла в его

⁷ В этом отношении особенно занимательно выглядит аналог фрагментарного размножения. Сейчас по всем континентам (разве что, кроме Антарктиды!) многие бывшие выпускники радиопизического факультета разлетелись в поисках лучших судеб. Кое-кто образовал около себя родственные микроколонию из «товарищей по неоконченному прошлому»; вот эти-то диаспорки через свои - слабо ведомые остальному миру - генетические фрагменты, прославляют и продлевают жизнь нашего радиопизического племени.

подчинение. Однако я не напрасно озаглавил этот раздел словом *неугомонность*. Ей по-прежнему было дело до всего. Она не пропускала ни одного события, к ней тянулись люди всех рангов и возрастов. И, как в былые годы, она неизменно что-то организовывала. Но главную заботу она направила на небольшой коллективчик, приютившийся в добытом ею помещении - в маленькой заброшенной церквушке у самого Волжского откоса. И там, как заботливая клушечка, выхаживала свежих цыплят особого вывода, предназначенных для сращения радиофизики с медициной⁸! Это было непростое начинание. У многих в этом возрасте закрадываются первые следы безразличия (вроде как: А ну их всех! ... и кого всех?), подначиваемые самодовольным нахальством новых поколений. А у МТ, наоборот, - приступ неудержимого оптимизма! Ей захотелось не только ввести в медицину физическую приборику и диагностику. Для таких намерений и без нее хватало энтузиастов. Но прежде всего физическую манеру исследований, думанья, сопоставления с аналогами и т.п. Плюс к этому еще и уважение к любому мнению, независимо от авторитета, сие мнение изрекающего. Пожалуй, это самое главное заимствование, которое следует произвести из так называемых точных наук в приближенные - демократичность суждений. Может быть, МТ и не достигла окончательного успеха, но наверняка она зародила надежды на него.

Но даже и этого ей недоставало для умиротворения врожденной неугомонности. Ей было уже под 90, когда я привел в ее исповедальню (маленький кабинетик в церквушке) сравнительно еще молодого математика Е. Гордона (рьяного борца с нашей университетской затхлостью). Беседа длилась часа полтора. Про научное воспитание - от пеленок до профессионального совершенства. И он был поражен ее активной осведомленностью - знанием рутины и обилием разумных мер по преодолению. Еще давным-давно, при каком-то компанейском обсуждении проблемы среднего и высшего образования в СССР, МТ в нарушение партийных традиций «благостности критики снизу и на местах» выдвинула идею восстановления лицеев, гимназий и нецентрализованных сертификаций выпускников. Как сказали бы сейчас, ответственности фирмы за произведенный товар! Присутствовавшие при этом «представители оттуда» изобразили на своих угрюмых физиономиях сочувствие сходящей с ума старушечки. Она еще тогда не вышла из их рядов, но все время норовила выбираться из колеи, проложенной куда-то в никуда. И вот в беседе с Е. Гордоном выявилась не экспромтность тех высказываний, а система взглядов, пригодная к осуществлению и ждущая обновления оптимизма.

Смысл жизни

Множество людей истратило себя на безрезультатные поиски смысла жизни! И в конце концов было вынуждено просить у Всевышнего отсрочки, откладывая решение до следующего поколения, видимо, рассчитывая, что оно будет лучше, везучее и умнее предыдущего и что ему достанутся более понятные времена и менее замызганные пространства!

МТ была выше этого малодушия: она прожила *именно свою* жизнь в том окружении и по тем правилам, которые выпали на ее долю... Она была Великой Созидательницей в Эпоху Псевдосоциализма и умела приспособиться к ее двоемыслию и двоенравию. В конце войны она вступила в партию (вне партии тогда было нельзя возглавлять чего бы то ни было!) и состояла

⁸ Некоторые из них вымахали потом прямо-таки в бойцовских петухов.

дисциплинированным ее членом, покинув ряды лишь не задолго до ее странного роспуска...

Отдаем ли мы себе отчет сейчас, что это были воистину подвиги наших предков - подвиги опасного выискивания Истины среди лжи!!! подвиги развития Истинной Науки в промежутках между военными безумствами!!! подвиги веры в Законы Естества!!! вопреки (!!!) законам противоестества, спускаемым в приказном порядке!!! подвиги достоинства гладиаторствующих рабов!!!... В известном смысле научные учреждения тех времен напоминали вольно-подневольные шарашки... И работать науку в них действительно было геройством! Но само занятие НАУКОЙ являло собой красивое и увлекательное применение жизни независимо от пагубных последствий этого занятия! Так что геройство выглядело обыденно привычным и заводным. А насчет времен, чего уж тут ахать понапрасну, как сказал Поэт:

«Времена не выбирают - в них живут и умирают».

МТ оставила после себя несколько научных мест, пригодных для обучающей и исследовательской деятельности; причем два таких места оплодотворяются и взращиваются ее сыновьями, удачливо (более? или менее?) вписавшимися в новые времена. Так что условия отсрочки поиска смысла жизни, казалось бы, почти выполнены. Может быть, с пространством только не все до конца ладно... А впрочем...

Думаю, что МТ могла бы не без гордости сказать сейчас, в свое 100-летие, словами Великой Женщины, на которую она была слегка похожа:

*Опять поминальный приблизился час,
Я вижу, я слышу, я чувствую вас!*

Нижний Новгород

8 марта 2002 года



Миллер Михаил Адольфович родился 3 мая 1924 года в Нижнем Новгороде. Во время войны (1942) служил в рядах Красной Армии. Окончил радиофизический факультет Горьковского университета (1949). Некоторое время работал в промышленности, затем поступил в аспирантуру Горьковского университета к профессору М.Т. Греховой. Своим учителем считает также М.Л. Левина. Защитил кандидатскую диссертацию по поверхностным электромагнитным волнам (1953), затем докторскую диссертацию по взаимодействию заряженных частиц с высокочастотными электромагнитными полями (1960). Долго время читал лекции в Горьковском университете. В настоящее время работает главным научным сотрудником Института прикладной физики РАН в Нижнем Новгороде. Заслуженный Соросовский профессор.



В серии «Современная теория колебаний и волн» вышло учебное пособие

Трубецков Д.И., Мчедлова Е.С., Красичков Л.В. Введение в теорию самоорганизации открытых систем. М.: Изд-во Физико-математической литературы, 2002. 200 с.

ISBN 5-94052-052-9.

Книга представляет собой введение в теорию образования структур в далеких от равновесия системах. Читателю предлагается общий взгляд на самоорганизацию в открытых системах с точки зрения термодинамики и теории образования диссипативных структур. В книге содержится классификация структур, возникающих в открытых системах, и приводится большое количество примеров процессов самоорганизации в термодинамике, гидродинамике, биофизике, химии, экологии, социологии. Для каждого случая проводится теоретический анализ, результаты моделирования сопоставляются с динамикой реальных систем.

Для студентов и аспирантов физических, физико-технических, инженерно-физических и математических специальностей вузов; книга может быть полезна биологам, химикам, экологам и другим специалистам, интересующимся явлениями самоорганизации в нелинейных неравновесных системах.

Рецензенты: доктор физико-математических наук, профессор *Б.П. Безручко*
доктор физико-математических наук, профессор *В.Д. Шалфеев*

*Рекомендовано Министерством образования Российской Федерации
в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по физическим специальностям*

В Издательстве ГосУНЦ «Колледж» вышел в свет сборник

Кафедра электроники, колебаний и волн. Прошлое, настоящее, будущее. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2002. 162 с.: 37 ил.

ISBN 5-94409-020-0

Представлены воспоминания выпускников, преподавателей, ветеранов кафедры и архивные фотографии, иллюстрирующие разные события и стороны жизни кафедры.

Под общей редакцией

чл.-корр. РАН, профессора *Д.И. Трубецкова* и доцента *А.Е. Храмова*

Заинтересованный читатель может заказать сборник в редакции

по E-mail: and@cas.ssu.runnet.ru;

по телефону: (845-2)52-38-64;

по почте: 410012 Саратов, Астраханская, 83, Изд-во ГосУНЦ «Колледж»



Зав. редакцией *Н.Н. Левина*
Редакторы *Л.А. Сидорова, Н.Н. Левина, А.Ю. Бирюкова*
Обложка художника *Д.В. Соколова*
Оригинал-макет подготовлен *Г.А. Суминой, О.Н. Афанасьевой,*
И.А. Пономаревой
на компьютерной системе Apple Macintosh


Распространение журнала по подписке и предварительным заявкам осуществляется Государственным учебно-научным центром «Колледж» при Саратовском государственном университете. ИНН 6452006136
Банковские реквизиты
р/с № 40603810900000000378 в ЗАО АКБРиР «Экономбанк» г. Саратова,
БИК 046311722, кор.счет банка 30101810100000000722

Правила подписки за рубежом на сайте: <http://www.periodicals.ru>

Сдано в набор 15.10.02. Подписано к печати 4.12.02. Формат 70x108/16
Бумага «Снегурочка». Печать трафаретная. Гарнитура Латинская
Усл. печ. л. 9,45(6,75). Уч.-изд. л. 9,2. Тираж 200. Заказ 278

Издательство ГосУНЦ «Колледж». Лицензия ЛР №020773 от 15.05.98
410012, Саратов, ул. Астраханская, 83
Тел. (845-2)523864, факс (845-2) 523864
E-mail: and@cas.ssu.runnet.ru
<http://cas.ssu.runnet.ru>

Отпечатано на ризографе GR 3750 издательства ГосУНЦ «Колледж»

© Издательство ГосУНЦ «Колледж», 2002 

© Оформление художника Д.В. Соколова, 2002



EDITOR-IN-CHIEF

Yu.V. Gulyaev, Member of the Russian Academy of Sciences, Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Moscow

EDITORS

D.I. Trubetskov, Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences, Saratov University

D.A. Usanov, Member of the International Academy of Sciences of High School, Saratov University

SECRETARY-IN-CHIEF

B.P. Bezruchko, Professor, Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Saratov University

EDITORIAL BOARD

V.S. Anishchenko, Professor, Saratov University

Yu.A. Danilov, Professor, Kurchatov Scientific Centre, Moscow

A.S. Dmitriev, Professor, Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Moscow

S.P. Kuznetsov, Professor, Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Saratov

P. S. Landa, Professor, Moscow University

G.G. Malinetskii, Professor, Institute of Applied Mathematics of RAS, Moscow

O.V. Rudenko, Professor, Moscow University

Yu.M. Romanovsky, Professor, Moscow University

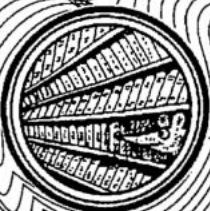
E.E. Son, Professor, Institute of Physics and Technics, Dolgoprudny

V.D. Shalfeev, Corresponding Member of the Russian Academy of Engineer Sciences, Nizhny Novgorod University

V.V. Tuchin, Professor, Saratov University

V.K. Yulpatov, PhD, Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod

V.G. Yakhno, Professor, Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod



Ярким событием в жизни саратовских СВЧ электроников были (да и по сей час остаются) зимние Школы в Волжских Далах, на которые начиная с 1970 года каждое трехлетие съезжались ведущие специалисты со всего Союза (ныне СНГ). Внешней отличительной приметой этих школ была разветвленная наглядная агитация в самых разнообразно-своеобразных формах с веселым пародированием или поддразыванием официальных форм. Кое-что было на грани пристойности (в том числе и политической), на чины и звания особое внимание не обращалось, но никто не обижался, тем более, что пресс-центр старался соблюдать чувство меры (конечно, по мере возможности!)



16.01.86. Купил медицинскую книгу "Реакции отклика и сопротивление резистентности", читаю. Ночью почувствовал слабость. Жена успокаивала: "Это ты съел чего-нибудь!"

20.01.86 г. Читаю книгу. На работе все валится из рук - упал КТД фцх разрабатываемых клистронов.

30.01.86. Читаю книгу. Отключилась центральная нервная система, но слава богу, дотянул до больницы на вегетативной.

02.02.86. Поставил условие, что на укалы в мягкое место соглашусь только золотыми иглами.

08.02.86. Предложил зав отделением лечить меня по моей книге "Физические основы электроники СВЧ". Он было отказался. пришлось ударить его палкой по голове, после чего у него произошла активация: "... с Вами! Делайте что хотите!"

20.02.86. Каждый час сдаю кровь на анализы. Получил значок "Активный донор СССР"

Познакомился с больной, которую уже спасли взятые у меня лимфоциты. Несмотря на то, что испытывал только кровные чувства, жена устроила сцену.

26.02.86. Стоял на голове, когда вошел профессор с обходом, не растерялся - сделал руки по швам, но тело упало. Профессор в состоянии стресса выпил месячную дозу злеутерококка с моего столика.

10.03.86. Кончается пантотрин, нужно уменьшить суточную дозу до квантового уровня. Очень чувткие попались соседи по палате. Посоветовали получать пантотрин из импортных рогов. Говорят эффективность поразительная.

16.03.86. Сегодня хороший день: плавая в скипингарном бассейне столкнулся с моей студенткой. Сразу почувствовал, что эозинофил поднялся на 100%.

32 мартабря 807 г. Наконец-то отвалился гипоталамус. Дело идет на поправку! Посылаю свой дневник в "Волжские Дали", в стресс-центр.