

УДК 538.56

К 60-ЛЕТИЮ СОЗДАНИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА САРАТОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА им. Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО (фрагменты истории)

И.Н. Салий

Декан физического факультета
Саратовского государственного университета
E-mail: sin@sgu.ru

THE 60th ANNIVERSARY OF THE DEPARTMENT OF PHYSICS
OF THE SARATOV STATE UNIVERSITY (FRAGMENTS OF THE HISTORY)

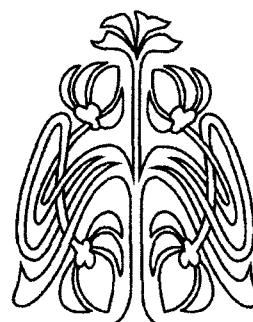
I.N. Saliy

Постановлением Совнаркома СССР от 18 июля 1945 г. физический факультет выделен из состава физико-математического факультета Саратовского государственного университета в качестве самостоятельного структурного подразделения «в целях обеспечения подготовки специалистов в области физических наук для нужд народного хозяйства».

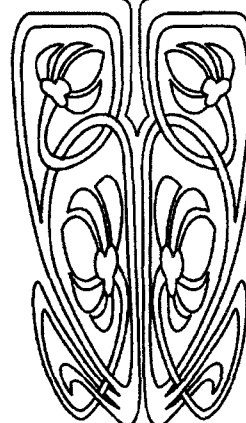
18 июля 1945 г. – формальная дата рождения нового факультета. Фактически же физическое образование и физическая наука в СГУ (и в регионе) берут начало с 10 июня 1909 г. – дня утверждения Императором Николаем II законопроекта «Об основании университета в г. Саратове...», принятого Государственной думой и Государственным советом в мае 1909 г. В состав единственного на тот момент медицинского факультета университета входили пять кафедр медико-биологического профиля и кафедра физики.

Девяносто шесть лет минуло с тех пор! И все эти годы вместе с университетом развивалось и крепло, утверждая себя в роли лидирующего, направление, связанное с физикой. Трудно в рамках журнальной статьи хотя бы кратко упомянуть обо всех аспектах этого развития. Однако история факультета – это история рождения и развития его кафедр. Становятся тогда очевидными принятые принцип («кафедральный») и последовательность (хронологическая) изложения материала.

Но сначала о двух датах. Итак, июль 1945 года. Только что победоносно закончилась Великая Отечественная война, и названия двух маленьких городов – Хиросима и Нагасаки – еще не врезались в генетическую память человечества. Но уже потянуло холодком, и Родине нужен был надежный щит. Его могли создать и создали физики, в числе которых и выпускники физического факультета СГУ. Среди них Леонид Михайлович Тимонин – автор метода газодинамической отработки ядерных зарядов и контроля их качества в серийном производстве; за работы в области ядерного оружия удостоен Сталинской премии II степени в 1955 г., Ленинской премии в 1962 г., Государственной премии СССР в 1982 г., Государственной премии РФ им. Маршала Советского Союза Г.К. Жукова в 2002 г.; Федор Михайлович Митенков внес значительный вклад в разработку и создание ядерных реакторов для атомных электростанций гражданского и военно-морского флота, Герой Социалистического труда, лауреат Ленинской и Государственных премий СССР и РФ, почетный



УНИВЕРСИТЕТСКАЯ
ЛЕТОПИСЬ





член Европейского ядерного общества; лауреат международной энергетической премии «Глобальная энергия» *«за разработку физико-технических основ и создание энергетических реакторов на быстрых нейтронах»*, и многие другие, работавшие в многочисленных «почтовых ящиках», конструкторских бюро (КБ), институтах...

И еще одна дата – 1 июня 1917 г. в Саратовском университете открывается физико-математический факультет в составе двух отделений: физико-математического и естественного (его первым деканом был избран В.Д. Зёрнов). События смутного лета 1917 г. хорошо известны. Но уже тогда было ясно, что «для нужд народного хозяйства» такой факультет необходим!

Первым заведующим *кафедрой общей физики*, открытой в 1909 г., был магистр физики **Владимир Дмитриевич Зёрнов** – ученик профессора П.Н. Лебедева, создателя отечественной школы физиков в Московском университете, ученого с мировым именем. В 1908 г. В.Д. Зёрнов, получив от МГУ стипендию *«для усовершенствования в науках»*, работал в Германии в Гейдельберге, слушал лекции К. Рентгена, В. Вина, ознакомился с научными работами в лабораториях Э. Резерфорда (Манчестер), Дж.Дж. Томсона (Кембридж), К. Рикке (Геттинген).

Подготовка лекций и лекционных демонстраций, создание учебных лабораторий, решение о строительстве и сооружение здания *Физического института* (ныне 3-го учебного корпуса) – основные заботы молодого профессора В.Д. Зёрнова. Его ближайшие помощники в первые годы: механик И.М. Серебряков, старшие ассистенты В.А. Заборовский и Н.П. Неклепаев, механик Ф.Ф. Троицкий.

Понимая значение создания библиотеки для развития молодого университета, В.Д. Зёрнов приобретает в 1910 г. личную библиотеку профессора О.Д. Хвольсона из 257 книг, среди которых – многотомный курс физики для медиков О.Д. Хвольсона.

Летом 1917 г. открывается физико-математический факультет, и В.Д. Зёрнов избирается его деканом, он привлекает для преподавания крупные научные силы: И.И. Привалова – будущего академика; В.В. Голубева – будущего ректора университета; С.А. Богуславского, о котором великий физик Макс Борн писал в 1950 г.: *«Богуславский был моим учеником и сотрудником. Я рад, если память об этом выдающемся человеке сохраняется с уважением. Он был не только одаренным ученым, но и чутким, благородным человеком»*.

В.Д. Зёрнов прошел путь преподавателя

гимназии, сверхштатного лаборанта, причем *«за отлично-усердную и полезную службу»* получил орден Св. Станислава 3-й степени, с 1909 по 1922 г. заведовал кафедрой физики, был деканом факультета, а затем ректором университета. С 1922 г. работал в вузах Москвы. Среди правительственных наград – орден Св. Анны 3-й степени, орден Трудового Красного Знамени и медаль *«За доблестный труд в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг.»*.

Всесторонний характер, богатейшая внутренняя культура ученого проявились и в занятиях музыкой. Он играл вторую скрипку в квартете Саратовской консерватории, участвовал в публичных концертах в госпиталях Саратова во время войны, был концертмейстером симфонического оркестра.

Вторым заведующим кафедрой общей физики в 1922 г. назначается другой ученик лебедевской школы – профессор **Константин Александрович Леонтьев**, основоположник радиофизического научного направления в университете. В архиве кафедры крайне мало документов, связанных с деятельностью К.А. Леонтьева. Из личного листа по учету кадров мы узнаем, что К.А. Леонтьев читал лекции на агрономическом факультете, в автодорожном и ветеринарном институтах г. Саратова. Активными помощниками К.А. Леонтьева были старшие ассистенты Ф.С. Сиванов и П.В. Голубков, которые руководили кафедрой во время его отсутствия.

На кафедре интенсивно развиваются не только радиофизика, но и теплофизика, физикохимия, одной из первых в стране создается учебная лаборатория по радиотехнике.

С 1932 по 1970 г. кафедрой общей физики заведовал ученик К.А. Леонтьева, учитель нескольких поколений физиков, организатор физического образования и крупных фундаментальных и прикладных исследований в университете, заслуженный деятель науки и техники РСФСР, профессор **Петр Васильевич Голубков**.

На кафедре и факультете резко расширяется тематика и объемы проводимых исследований в интересах обороны. В 1937 г. при активном участии П.В. Голубкова создается Научно-исследовательский институт механики и физики (НИИМФ).

На кафедре складываются научные группы, определяются лидеры и, как итог, появляются новые самостоятельные кафедры: радиофизики (1951 г.), которую возглавил профессор В.И. Калинин, электроники (1952 г.), первыми руководителями которой были доцент Б.М. Заморозков и профессор П.В. Голубков, одновременно заведующий



кафедрой общей физики, впоследствии декан, директор НИИМФ, проректор университета по научной работе, ректор.

П.В. Голубков – блестящий лектор, работавший курс общей физики на основе передовых оригинальных отечественных и зарубежных статей и монографий. Его бесценным лекционным ассистентом был Л.С. Арясов. Задумка П.В. Голубкова написать курс таким, как он его читал и видел, к сожалению, не была осуществлена.

За активную научную работу и успехи в деле подготовки специалистов для народного хозяйства П.В. Голубков был награжден орденами Ленина, «Знак Почета», медалями «За доблестный труд в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг.», «За Победу над Германией в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг.».

Более двадцати лет – с 1970 по 1992 г. – кафедру общей физики возглавлял заслуженный деятель науки и техники России, профессор **Всеволод Семенович Стальмахов**, который с гордостью считал себя учеником школы П.В. Голубкова.

Для этого периода характерны разработки новых форм и методов изложения курса общей физики, выведение его на современный методический уровень, отработка всего блока дисциплин – лекций, физических демонстраций, лабораторных и семинарских занятий. Интенсивно развиваются теоретические и экспериментальные исследования в области вакуумных СВЧ-приборов (профессор В.С. Стальмахов, доценты М.Н. Куликов, В.В. Гурзо, А.С. Шаповалов, Л.М. Минкин, Л.Л. Страхова), низкотемпературной плазмы (старший преподаватель А.М. Алесковский, доцент Р.Ф. Мухамедов), физики жидкостей (доценты Л.С. Шрайбер, В.Н. Карцев), теплофизики (профессора С.И. Сорокин и В.С. Кошелев, доценты В.Л. Забелин, В.Н. Шевцов, В.В. Новоселов), электронной оптики (доценты Л.Э. Бахрах, В.В. Мурзин), волновых явлений в электронных потоках (доценты Б.С. Дмитриев, М.А. Дмитриева). Сложился коллектив преподавателей, работающих в области методики и истории физики (доценты Л.Я. Майофис, Н.Г. Печенюк, старшие преподаватели Р.И. Березина, Л.И. Булушева, ассистент Л.А. Озолин). Большую работу по организации учебного процесса на кафедре ведут доценты А.В. Зборовский и З.А. Костяков.

В.С. Стальмахов смело брался за разработку новых научных направлений, в каждом из которых он вместе со своими сотрудниками достигал важных результатов, публиковал учебники и монографии и вскоре был при-

знан научной общественностью в стране и за рубежом.

Активно расширяются научные связи с ведущими университетами страны и зарубежными научными центрами и специалистами. В.С. Стальмахов участвует в крупных международных конгрессах во Франции, Японии, Болгарии, выезжает с чтением лекций и научной работой в Китай и Чехословакию.

Увлеченность своим делом, преданность факультету и университету, интерес и любовь к истории университета, города объединили вокруг В.С. Стальмахова сотрудников, которые зачастую по крохам собирали бесценный архивный материал, связанный с историей кафедры и факультета. В 1992 г. решением Ученого совета университета на кафедре был создан *Музей физических приборов и лекционных демонстраций*, предназначенный для изучения истории развития физической науки в университете, сохранения уникальных физических приборов, документов, их систематизации и пополнения, для действующей экспозиции из классических физических приборов и современных разработок ученых физического факультета.

С января по июль 1992 г. обязанности заведующего кафедрой исполнял доцент **Юрий Павлович Шараевский**, а с августа 1992 г. ее возглавляет профессор **Александр Анатольевич Игнатьев**.

Как и прежде кафедра обеспечивает изучение университетского курса физики на естественных факультетах в рамках классического университетского образования, готовит студентов по специальности «Физика». Традиционными для кафедры в последние годы являются следующие специализации: магнитоэлектроника низких частот (видеофизика и видеотехника), магнитоэлектроника СВЧ и КВЧ, магнитооптика КВЧ.

Действует общезадачникский практикум им. П.В. Голубкова, учебная лаборатория полупроводниковых приборов, учебная лаборатория по физике и телевидению, лаборатории магнитоэлектроники СВЧ- и КВЧ-диапазонов, филиалы кафедры в АО «Тантал» (заведующий филиалом А.М. Каплин) и в физико-техническом лицее № 1 (возглавляет филиал заслуженный учитель России С.Б. Мчедлов, выпускник физического факультета). В последние годы кафедра сотрудничает с СКБ сейсмического приборостроения, промышленными предприятиями и отраслевыми НИИ в Саратове, а также в Москве, Санкт-Петербурге, Нижнем Новгороде, Калуге. Налаживаются контакты с зарубежными фирмами и партнерами.



Разработаны новые спецкурсы по системам автоматизированного проектирования (САПР) и автоматизации научных исследований (АНИ) (старшие преподаватели К.В. Гречушкин, Е.Н. Бегинин), регулярно работают научно-методический и научный семинары, действует аспирантура. Разработки ученых кафедры неоднократно экспонировались на международных выставках и ярмарках в Варне, Лейпциге, Москве, отмечались дипломами, медалями.

А.А. Игнатъев продолжил развитие научных направлений по магнитоэлектронике низких частот (видеофизике и видеотехнике), СВЧ- и КВЧ-диапазонов, технике и технологиям защиты информации; организовал проведение прикладных и экспериментальных работ совместно с промышленными предприятиями по новому направлению – гетеромагнитной микроэлектронике, многофункциональным микросистемам активного типа.

Традиционно на кафедре проводились фундаментальные и прикладные научные исследования в области теплофизики, сильноточной пучковой электроники, вакуумной электроники, линейной и нелинейной магнитоэлектроники СВЧ- и КВЧ-диапазонов, техники и технологий защиты информации, а также разработки лучевых маломощных СВЧ- и КВЧ-генераторов.

С целью интенсификации исследований, проводимых на кафедре по гетеромагнитной микроэлектронике, и разработок новых типов активных микросистем с микроконтроллерным управлением в ОАО «Тантал» в 2002 г. было создано КБ критических технологий (КТ), которое вошло в состав вновь организованного в 2004 г. ОАО НИИ «Тантал». Направления деятельности КБ КТ – поисковые и прикладные исследования по разработке на промышленной основе многофункциональных микросистем и чипов, управляемых микроконтроллерами. Развитие этого направления явилось основой сотрудничества ОАО НИИ «Тантал» с физическим и механико-математическим факультетами СГУ, взаимодействия с ведущими отечественными промышленными предприятиями и зарубежными компаниями. Это направление кафедры останется приоритетным и на ближайшую перспективу.

Кафедра теоретической физики (ныне кафедра теоретической и ядерной физики) была утверждена как подразделение физико-математического факультета СГУ в 1936 г. Руководство кафедрой было поручено **Александру Самойловичу Шехтеру**, который незадолго до этого закончил аспирантуру МГУ. В организации кафедры активное уча-

стие принял Д.И. Блохинцев – один из крупнейших отечественных физиков-теоретиков, работавший профессором СГУ с 1935 по 1937 г. Впоследствии Д.И. Блохинцев возглавил лабораторию теоретической физики (ЛТФ) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), ныне носящую его имя.

Первые научные исследования были посвящены квантовому описанию поверхностных явлений с приложением к теории катодов и непосредственно относились к тематике экспериментальных работ в области радиоэлектроники и физики полупроводников.

Александр Самойлович бесценно руководил кафедрой почти 40 лет. Ему принадлежит ряд оригинальных научных результатов в области квантовой механики и теории поля. Главной заслугой и делом жизни ученого можно считать многолетнее бескорыстное служение университету, огромную организаторскую и просветительскую работу. В частности, благодаря А.С. Шехтеру было установлено плодотворное научное сотрудничество с ОИЯИ, в рамках которого студенты кафедры традиционно направляются на выполнение курсовых и дипломных работ в этот научный центр. Многие студенты и аспиранты, прошедшие школу ОИЯИ, являются ведущими сотрудниками СГУ. Это профессора Ю.Н. Тюхтяев, А.Г. Лазерсон, доценты Ю.С. Гангнус, А.В. Тараканов, В.П. Синичкин. Выпускники кафедры успешно работают в ОИЯИ, продолжая традиции сотрудничества. Среди них начальники секторов В.К. Лукьянов, Н.Б. Скачков, Е.А. Иванов, В.П. Гердт, И.П. Юдин, ведущие и старшие научные сотрудники Г.И. Лыкасов, А.А. Чвыров, С.И. Виницкий, О.Ю. Шевченко, С.И. Баструков и др. Это саратовцы Г.И. Колеров, много лет проработавший ученым секретарем ОИЯИ и оставивший о себе светлую память в Дубне, А.Ю. Жарков, безвременно ушедший талантливый молодой ученый и педагог, А.В. Бравин и В.А. Семенов, под руководством которых развивалось сотрудничество отдела ядерной физики НИИ механики и физики СГУ с ОИЯИ, А.Ф. Букатин, активно привлекавший возможности руководимого им научно-технического центра контроля и использования физических полей и излучений РАН для поддержки совместных проектов СГУ и ОИЯИ.

В 1990-е гг. традиционные научные связи ОИЯИ и кафедры теоретической и ядерной физики (КТЯФ) СГУ получили дальнейшее развитие. Научная коллаборация (проф. С.И. Виницкий, ЛТФ ОИЯИ, проф. И.В. Пузынин, лаборатория вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ, проф.



В.Л. Дербов и проф. Л.А. Мельников, СГУ, проф. И.М. Уманский, кафедра физики СГАУ и др.) в период с 1996 по 1999 г. успешно выполнила два научных проекта. Проект «Лазерная спектроскопия адронных атомных систем» был поддержан грантом РФФИ 96–02–17715. Международный проект «Лазерно-индуцированные процессы в антипротонном гелии», поддержанный грантом INTAS-RFBR 95-0512, выполнялся той же коллаборацией при участии научных групп из ЦЕРН и Мюнхенского университета (координаторы – профессор Т. Ямазаки, д-р Дж. Идс, ЦЕРН). Оба проекта посвящены исследованию строения, формирования и распада экзотических атомов, содержащих античастицы и являющихся перспективным объектом для постановки фундаментальных экспериментов по проверке квантовой электродинамики, теории гравитации, *CPT*-инвариантности и др.

В 1954 г. Совмин СССР принял постановление о создании в Саратовском государственном университете лаборатории ядерной физики (ЛЯФ) с бетатроном в качестве базовой установки (А.С. Шехтер – научный руководитель, В.В. Игонин – заведующий лабораторией). Кафедра получает свое нынешнее название – *кафедра теоретической и ядерной физики*. Основой программы фундаментальных исследований на бетатроне стали фотоядерные реакции при низких энергиях (фотоделение ядер, фотопротонные и фотонейтронные реакции, изучение гигантского дипольного резонанса в ядрах). Эта тематика на многие годы стала основным научным направлением ЛЯФ СГУ, позднее преобразованной в отдел ядерной физики НИИ механики и физики СГУ (заведующий отделом В.А. Семенов). Большой вклад в развитие лаборатории и отдела ядерной физики внесли доценты кафедры А.В. Бравин и А.И. Лепесткин. В отделе ядерной физики НИИ механики и физики СГУ также проводились работы по физике атомного ядра: изучались промежуточная структура в фотонейтронных реакциях на средних и тяжелых ядрах при низких энергиях и структура гигантских мультипольных резонансов в прецизионном эксперименте, исследовались угловые и энергетические распределения фотонейтронов из среднетяжелых и тяжелых ядер. Работы выполнялись в сотрудничестве с кафедрами СГУ (А.И. Лепесткин) и лабораториями ОИЯИ (В.В. Воронов, В.Ю. Пономарев).

С 1945 г. начались систематические работы по квантовой химии под руководством М.А. Ковнера, в то время доцента, а с 1957 г. профессора кафедры. За более чем 30 лет ра-

боты в СГУ Михаил Аркадьевич создал ведущую научную школу в области квантовой теории молекул, молекулярной спектроскопии, нелинейной оптики. Итогом обширных исследований в этой области стала вышедшая в 1970 г. коллективная монография «Колебательные спектры многоатомных молекул», написанная совместно с Л.М. Свердловым и Е.П. Крайновым. Первая (!) книга на русском языке по физике лазеров написана им в соавторстве с М.Л. Кацем и Н.К. Сидоровым. Школа профессора М.А. Ковнера не только выполнила ряд пионерских исследований, но и воспитала многих ученых и специалистов, среди которых профессор В.И. Березин, Л.М. Бабков, В.Л. Дербов, доцент Б.А. Медведев (СГУ), профессора Т.Я. Карагодова, А.Ю. Слепухин, доценты Л.Д. Иевлева, О.М. Паршков (СГТУ), профессор О.Г. Боков (СГАУ), доцент К.И. Гурьев (Педагогический институт СГУ), доцент А.В. Го-рохов (СамГУ), профессора А.А. Афанасьев, А.П. Низовцев (Институт физики НАН Беларуси) и многие другие. Под руководством М.А. Ковнера начинал свой путь в науку будущий ректор СГУ А.М. Богомолов (работы М.А. Ковнера и А.М. Богомолова по спектроскопии бензола являются классикой и до сих пор цитируются). Большой вклад в развитие школы М.А. Ковнера внесли безвременно ушедшие доцент С.К. Потапов (вместе с М.А. Ковнером начал исследования нелинейно-оптических процессов) и профессор М.В. Приюттов (новые подходы в спектроскопии вибронных переходов), доцент А.А. Терехов (квантовая химия). Сейчас Михаилу Аркадьевичу 94 года, он живет в Москве, куда переехал в конце 1970-х гг. До 2004 г. он продолжал активно работать в Институте истории естествознания и техники РАН.

С 1947 г. на кафедре началась учебная и научная работа по химической физике под руководством доцента А.Д. Степуховича, впоследствии профессора, организатора и многолетнего руководителя кафедры и научной школы химической физики СГУ, автора пионерских работ в области катализа и кинетики цепных реакций.

На кафедре в разное время плодотворно работали известные ученые А.С. Шехтер, М.А. Ковнер, А.Д. Степухович, Л.М. Свердлов, Ю.А. Скляр, Л.И. Баранов, А.В. Бравин. На кафедре обучался Л.П. Питаевский – академик, соавтор IV тома знаменитого теоретического курса Л.Г. Ландау и Е.Н. Лифшица. Выпускники кафедры А.М. Богомолов, В.И. Березин внесли ощутимый вклад как организаторы науки в университете и на физическом факультете. Аспирантуру при ка-



федре (руководитель – доцент Л.И. Баранов) закончил Д.А. Усанов – ныне профессор, заведующий кафедрой физики твердого тела, профессор СГУ.

С 1979 по 2001 г. заведующим кафедрой был профессор **Юрий Николаевич Тютчев**. С 2001 г. ею руководит доктор физико-математических наук, профессор **Владимир Леонардович Дербов**. В 1991 г. из состава КТЯФ выделено новое подразделение факультета – кафедра теоретической и математической физики.

Кафедра физики твердого тела образована в 1945 г. Ее созданию предшествовала научная и организационная работа, проведенная В.П. Жузе, учеником и сотрудником академика А.Ф. Иоффе, работавшего в СГУ с 1935 по 1944 г.

Со дня основания до 1985 г. руководителем кафедры была заслуженный деятель науки РСФСР, доктор физико-математических наук, профессор **Зинаида Ивановна Кирьяшкина**, а с 1985 г. – заслуженный деятель науки РФ, доктор физико-математических наук, профессор, академик Международной академии наук высшей школы (МАН ВШ) **Дмитрий Александрович Усанов**.

В Саратовском государственном университете физикой полупроводников (ПП) начали заниматься с момента формирования этой дисциплины как научного направления. В течение многих лет исследования проводились в созданной в 1957 г. проблемной лаборатории ПП, научным руководителем которой была З.И. Кирьяшкина, и с 1973 г. – в отделе физики ПП и микроэлектроники НИИМФ СГУ, в состав которого вошла, кроме названной, еще и проблемная лаборатория микроэлектроники, организованная в 1962 г. под научным руководством профессора кафедры Д.И. Биленко.

З.И. Кирьяшкиной с сотрудниками (в числе первых в стране) были выполнены измерения диэлектрической проницаемости, тангенса угла потерь ряда ПП на СВЧ. Широко известность приобрели оригинальные конструкции СВЧ-детекторов и смесителей миллиметрового диапазона длин волн: долгое время приборы обладали рекордными параметрами и пользовались устойчивым спросом.

З.И. Кирьяшкина была инициатором исследований в области теории контактных явлений в ПП. Работу в этом направлении возглавлял доцент КТЯФ Л.И. Баранов. Им и его учениками были получены соотношения, описывающие вольтамперные характеристики полупроводниковых диодов на основе *p-n*-перехода, широко цитируемые в боль-

шинстве научных изданий соответствующего профиля.

Пионерские работы коллектива под руководством профессора Д.И. Биленко, длительное время занимающегося исследованиями взаимодействия электромагнитных полей с ПП материалами и структурами в ходе технологического процесса их образования, явились основой для создания новых методов неразрушающего контроля параметров структур и, по существу, контролируемой и управляемой в ходе процесса технологии. Цикл этих исследований был отмечен первой премией президента АН СССР по проблемам микроэлектроники в 1972 г., кроме того, авторский коллектив был награжден серебряной медалью ВДНХ СССР.

Работы в области оптоэлектроники развивались под руководством профессора кафедры В.Ф. Названова. Был обнаружен и изучен эффект высокотемпературной фотоэлектрической памяти в кристаллах и пленках сульфида кадмия, легированных хлоридами щелочных металлов; разработаны управляемые светом транспаранты с запоминанием оптических изображений на основе структур полупроводник–жидкий кристалл.

На кафедре также ведутся исследования эффектов взаимодействия СВЧ-излучения с ПП структурами. Под руководством Д.А. Усанова предложен новый взгляд на физические принципы работы ПП приборов в схемах СВЧ; обобщены оригинальные результаты теоретических и экспериментальных исследований автодинных режимов работы ПП приборов; изучены особенности эффекта автодинного детектирования в СВЧ-устройствах на туннельных диодах, диодах Ганна, лавинно-пролетных диодах, СВЧ-транзисторах, диодах с барьером Шоттки и в полупроводниковых лазерных структурах; созданы новые типы устройств на основе этого эффекта; обнаружены и обоснованы новые механизмы возникновения отрицательного сопротивления в полупроводниковых структурах в сильном СВЧ-поле.

Созданные новые типы приборов и методы измерений защищены многочисленными авторскими свидетельствами и патентами. Наибольшую известность получили измерители на основе эффекта автодинного детектирования в полупроводниковых СВЧ-генераторах (СИГ-40). Разработанные методы анализа и подходы применены в исследованиях эффекта автодинного детектирования в полупроводниковых лазерах на гетеропереходах.

Выполнены исследования по взаимодействию оптического и микроволнового излучения с наноструктурами, многокомпонент-



ными средами на основе наноразмерных ферромагнитных кластерных образований, металлодиэлектрических структур. Разработаны новые методы исследования параметров нанотехнологических процессов и наноструктур, технология контроля нанометровых вибраций и перемещений. Созданы радиоволновые и лазерные автодины для контроля параметров нанотехнологических процессов, наноструктур, нанометровых вибраций и перемещений.

Разработана новая методика и создана установка для определения размеров наноразмерных ферромагнитных кластерных образований в многокомпонентных средах на их основе.

Кафедрой налажено активное сотрудничество с крупными промышленными предприятиями и научно-исследовательскими институтами, специализирующимися в области электронного приборостроения.

В области развития физических методов исследований для целей медицинской диагностики кафедра активно сотрудничает с коллективами ученых Саратовского государственного медицинского университета, Московского НИИ глазных болезней им. Гельмгольца, Центра исследования и коррекции зрения (г. Москва), Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Сотрудниками кафедры теоретически и экспериментально обоснованы методы диагностики медико-биологических систем с использованием автодинных измерителей на квантоворазмерных структурах. Разработан автодинный измеритель нанометровых вибраций и перемещений глазного яблока. Установлена возможность регистрации неоднородных объектов, сложных периодических движений, а также колебательных движений отдельных органов биологических объектов. Разработана методика диагностики медико-биологических систем с использованием оптических автодинных измерителей и компьютерных видеотехнологий.

На основе изобретений сотрудников кафедры разработаны и созданы новые типы приборов, которые были экспонированы в 2000–2004 гг. на десяти международных салонах изобретений, инноваций и инвестиций в Женеве, Париже, Брюсселе, Лионе, Нюрнберге, Москве и отмечены восемью золотыми и пятью серебряными медалями.

Заведующий кафедрой физики твердого тела профессор Д.А. Усанов удостоен государственной награды – медали ордена «За заслуги перед Отечеством» II степени.

Развитие научно-педагогического коллектива, руководимого З.И. Кирьяшкиной,

привело к образованию на его основе в 1981 г. кафедры физики полупроводников.

Кафедра физики твердого тела СГУ – известный в стране педагогический коллектив. По инициативе З.И. Кирьяшкиной были впервые в стране разработаны программы курсов, по которым проводилась подготовка студентов в университетах по специальности «Физика полупроводников и диэлектриков» (1979 г.). Авторами всех программ курсов были сотрудники СГУ, в том числе З.И. Кирьяшкина, Л.И. Баранов, В.Ф. Названов, Ю.В. Соловьев, Ю.П. Науменко, Ю.Г. Гамаюнов.

З.И. Кирьяшкина была организатором и председателем секции физики полупроводников и диэлектриков методического совета Минвуза СССР, Д.И. Биленко – председателем секции метрики проблемного совета по микроэлектронике Минвуза СССР, а В.Ф. Названов – членом этого совета.

В настоящее время на кафедре ведется подготовка специалистов (5 лет обучения) по специальностям 014100 – *микроэлектроника и полупроводниковые приборы*, 014000 – *медицинская физика*, а также бакалавров (4 года обучения) и магистров (6 лет обучения) по направлению 550700 – *электроника и микроэлектроника*. Кафедра физики твердого тела обеспечивает чтение лекционных курсов по 20 базовым и 14 специальным дисциплинам.

В создании учебных лабораторий и практикумов необходимо отметить вклад Д.И. Биленко, В.Ф. Названова, З.И. Орнатской, Г.Г. Капшталь, Н.Б. Трофимовой, Ал.В. Скрипаля, Ан.В. Скрипаля, С.Б. Венига, В.Б. Феклистова, А.А. Семенова, Т.М. Гаманюк, М.С. Левина, А.Н. Бугоркова, А.Н. Федосеевой и др.

Кафедра физики твердого тела – развивающийся научно-педагогический коллектив. В 1985 г. был организован филиал кафедры на базе Центрального НИИ измерительной аппаратуры, заведует которым лауреат Государственной премии РФ, профессор В.Д. Тупикин. Под руководством лауреата Государственной премии СССР, профессора В.Н. Посадского на базе научно-производственного центра «Алмаз-Фазотрон» студенты имеют возможность проходить практику, выполнять курсовые и дипломные работы, заниматься научными исследованиями.

Кафедра имеет тесные педагогические связи с Колледжем радиоэлектроники им. П.Н. Яблочкова. Коллективами преподавателей колледжа и кафедры заключен договор о совместной подготовке специалистов.

В Учебно-методическом центре непрерывной подготовки СГУ преподавателями кафедры осуществляется подготовка уча-



щихся Колледжа радиоэлектроники СГУ по программе высшего профессионального образования по специальности 200100 – микроэлектроника и твердотельная электроника в сокращенные сроки.

На кафедре физики твердого тела ведутся исследования по следующим приоритетным направлениям науки и техники: твердотельная электроника, микро- и нанoeлектроника, оптоэлектроника, физика полупроводников, нелинейная динамика явлений в полупроводниковых приборах, квантовые явления в твердом теле (системы с пониженной размерностью, сверхпроводимость), методы контроля параметров материалов, физические методы исследования в биологии и медицине, математическое моделирование процессов в твердотельных приборах.

История *кафедры оптики* начинается с 5 мая 1946 г. Организовал ее тогда еще кандидат наук, специалист по оптике щелочно-галогенидных кристаллов **Марк Львович Кац**. М.Л. Кац заложил основы оптического образования и науки не только в СГУ, но и во всех вузах, научных учреждениях и предприятиях г. Саратова. Он успешно заведовал кафедрой, осуществляя методическое руководство оптической наукой в Саратове, вплоть до 1 октября 1980 г.

В период становления кафедры М.Л. Кац и его ученики – аспиранты и молодые преподаватели – разрабатывали физические основы оптики и спектроскопии щелочно-галогенидных кристаллов. В частности, для исследования центров окраски в щелочно-галогенидных кристаллах ученым был разработан метод термического высвечивания, который и до настоящего времени является одним из основных методов исследования локальных уровней захвата в кристаллофосфорах. Впервые М.Л. Кацем была высказана идея, получившая затем экспериментальное подтверждение, как в его работах, так и в работах других физиков, о возможности существования атомарных центров в решетке щелочно-галогенидных кристаллов, активированных ионами тяжелых металлов.

В 1960 г. вышла монография М.Л. Каца «Люминесценция и электронно-дырочные процессы в фотохимически окрашенных кристаллах щелочно-галогенидных соединений», по которой им в 1961 г. была защищена докторская диссертация. Эта монография долгие годы оставалась настольной книгой многих физиков, занимающихся исследованием щелочно-галогенидных кристаллов. Среди учеников М.Л. Каца, занимающихся вопросами люминесценции щелочно-галогенидных кристаллов можно отметить А.С. Андриано-

ва, Л.А. Кириллова, В.К. Никольского, Г.И. Асеева, К.Е. Гюнсбург, Л.И. Голубенцеву, В.И. Кочубея и Н.П. Звездову. В 1964 г. в соавторстве с М.А. Ковнером и Н.К. Сидоровым М.Л. Кац пишет труд «Оптические квантовые генераторы», который явился первой в СССР монографией, посвященной лазерной физике. В 1967 г. А.Г. Величко под руководством М.Л. Каца и Н.К. Сидорова защитил первую в Саратове и одну из первых в СССР диссертацию по лазерной физике. При непосредственном участии М.Л. Каца в Саратовском университете создается сильная школа по лазерной физике, которая до сих пор успешно развивается его учениками – профессорами В.В. Тучиным и Л.А. Мельниковым, а также профессором В.Л. Дербовым, много лет проработавшим на кафедре оптики и подготовившим в этот период свою докторскую диссертацию.

М.Л. Кац был автором 256 статей и 2 монографий, им подготовлены 38 кандидатов и 2 доктора наук. В течение 9 лет он работал деканом физического факультета СГУ, два года – в должности проректора СГУ. Блестящий лектор, он читал общие курсы по оптике и атомной физике и целый ряд специальных курсов, включая лекции по люминесценции жидких и твердых тел. Долгие годы Марк Львович был научным руководителем отдела оптики и спектроскопии НИИ механики и физики СГУ, руководил городским научным семинаром по спектроскопии.

Наряду с работами по люминесценции с 1949 г. на кафедре проводились теоретические и экспериментальные исследования по молекулярной спектроскопии и молекулярной оптике. Выполнены важные теоретические работы в области колебательных спектров молекул и молекулярной оптики (Л.М. Свердлов, А.В. Бравин, В.И. Березин, М.Д. Элькин, Ю.И. Недранец, В.В. Ганин, К.В. Березин, Н.К. Сидоров, Н.В. Богачев, В.Л. Дербов), а также систематические экспериментальные исследования по инфракрасным спектрам органических соединений (А.Г. Финкель) и спектрам комбинационного рассеяния света (Н.К. Сидоров, Л.С. Стальмахова, Л.М. Калашникова, Ю.П. Синичкин, М.И. Лобачев, М.Ю. Ромакина). Эти работы опубликованы в ведущих оптических журналах и представляют собой значительный вклад в теорию строения молекул и в практическое применение молекулярной спектроскопии.

Кафедра традиционно уделяла большое внимание нуждам промышленных предприятий города. Начиная с 1950-х гг. на кафедре работал семинар по прикладной спектроскопии для работников производственных пред-



приятий и научно-исследовательских институтов города (В.К. Никольский, А.Г. Финкель). Были выполнены важные работы по выяснению состава нефтей и нефтепродуктов (Н.К. Сидоров, А.Г. Финкель, Л.С. Стальмахова). Кафедра внесла существенный вклад в решение проблем, связанных с производством газоразрядных лазеров. При участии кафедры был создан один из первых в стране лазеров, которые использовались в учебных целях и в лабораториях (Л.И. Видро), разработаны методы спектральной диагностики активной среды газовых лазеров (В.А. Седельников, А.Г. Величко, В.И. Цой). В связи с широким использованием жидких кристаллов проводились работы по исследованию структуры и оптических свойств жидких кристаллов (А.Г. Финкель, В.И. Цой, Ю.П. Турбин, С.И. Татарин, Г.В. Симоненко, Д.А. Яковлев). Созданы системы компьютерного проектирования электрооптических характеристик жидкокристаллических индикаторов, отвечающая мировому уровню система оптимизации и моделирования жидкокристаллических дисплеев.

С 1979 по 1983 г. кафедрой заведовал профессор **Николай Константинович Сидоров** – известный специалист в области спектроскопии и нелинейной оптики.

В настоящее время кафедрой заведует ученик М.Л. Каца, заслуженный деятель науки РФ, кавалер ордена Дружбы, доктор физико-математических наук, профессор **Валерий Викторович Тучин**, действительный член Российской академии естественных наук. Круг его научных и педагогических интересов лежит в области физики лазеров, нелинейной динамики лазерных систем, физики оптических измерений и биомедицинской оптики. В.В. Тучин и его ученики (профессора Л.А. Мельников и Ю.П. Синичкин, доценты Г.Г. Акчурина, Э.М. Рабинович и др.) внесли значительный вклад в теоретическое и экспериментальное изучение динамических и флуктуационных процессов в лазерах. Эти исследования имеют не только фундаментальное значение с точки зрения выявления принципов стохастизации излучения оптических генераторов, но и важное прикладное значение, в частности, для разработки новых типов лазеров с низким уровнем флуктуаций излучения, большим сроком службы, для создания высокоэффективных устройств контроля и управления параметрами генерации, а также устройств для лазерной спектроскопии и диагностики. Фактически В.В. Тучин и его учениками в значительной мере был решен ряд проблем теории динамических и флуктуационных процессов в лазерах, относящихся к параметрическим

воздействиям (технические флуктуации). Основные результаты исследований обобщены в монографиях В.В. Тучина «Флуктуации в газовых лазерах» (Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1981) и «Динамические процессы в газоразрядных лазерах» (М.: Энергоатомиздат, 1990).

В середине 1990-х гг. в СГУ под руководством профессоров В.В. Тучина и Л.А. Мельникова и при их непосредственном участии были развернуты широкие исследования в области нелинейной динамики и динамического хаоса в лазерных и волоконно-оптических системах, предназначенных для передачи информации и использования в качестве датчиков физических величин, в других сложных лазерных системах, таких как многомодовые лазеры с вынужденной и спонтанной синхронизацией мод, в лазерах с насыщающимися поглотителями, в лазерах с синхронной накачкой и пр., а также в области исследования процессов возникновения и развития хаоса в оптических полях, формируемых при рассеянии некогерентных и когерентных пучков оптически неоднородными объектами с фрактальными свойствами. В этих работах приняли участие молодые сотрудники и аспиранты кафедры В.Ю. Торон, С.А. Татаркова, Г. Татарков, А.А. Соколов и др. Основные результаты опубликованы в международных и российских изданиях. В последние годы на кафедре проводятся фундаментальные и прикладные исследования, направленные на создание физических основ лазерной диагностики физических и биологических объектов, разработку методов и соответствующих диагностических приборов для нужд промышленности и медицины. Значительное место в этих работах занимает развитие методов лазерной интерферометрии, спекл-оптики, спектрофотометрии, флуориметрии и поляризационной нефелометрии. Эти направления успешно разрабатываются профессорами, докторами наук В.П. Рябухо, Д.А. Зимняковым, Ю.П. Синичкиным, И.Л. Максимовой, В.И. Кочубеем, Е.И. Галанжой, В.В. Тучиным, С.С. Ульяновым и Н.Г. Хлебцовым, а также доцентами, кандидатами наук Г.Г. Акчуриным, А.Н. Башкатовым, К.В. Березиным, Э.А. Гениной, Л.И. Голубенцевой, Г.В. Симоненко, О.А. Перепелицыной, А.Б. Правдиным, И.В. Федосовым и С.П. Черновой.

Разработаны перспективные оптические методы и устройства ранней и объективной диагностики глазных, кожных, сердечно-сосудистых и онкологических заболеваний. Научно-педагогический коллектив кафедры с полным правом можно назвать одним из лидирующих в мире в области разработки фи-



зических основ оптической медицинской томографии и диагностики. Полученные результаты являются определяющими в оптике живых систем и устанавливают приоритет отечественной науки в данном научном направлении.

Многие профессора и доценты кафедры известны в России и за рубежом как крупные ученые и деятели высшей школы – специалисты в области физики лазерных и оптических измерений, биомедицинской оптики и фундаментальных основ лазерной медицины. По этим направлениям ими опубликовано более 1000 научных статей, 30 монографий и учебников в ведущих российских и международных изданиях.

В настоящее время кафедра имеет статус ведущего научно-педагогического коллектива и ведущей научной школы РФ и поддерживается грантами Президента и Минобрнауки России. За последние несколько лет сотрудниками выиграно более 20 российских, международных и региональных научных грантов, принято участие в разработке многих научных и научно-педагогических проектов и программ.

Кафедра проводит подготовку по трем специальностям – *физика, биохимическая физика и медицинская физика* – со специализациями: лазерная физика и нелинейная оптика; оптика и спектроскопия; биомедицинская оптика и лазерная биофизика; информационные технологии и математическое моделирование в научных исследованиях, цифровые телекоммуникационные системы, а также по двум направлениям: биофизика и оптическая физика. Кафедра обеспечивает изучение таких разделов общей физики и биофизики, как оптика, атомная физика и биофизика, обеспечивает чтение общих курсов лекций по физической химии, биохимии и молекулярной биологии, общей биологии.

На кафедре действуют 2 учебные лаборатории (спектроскопии, атомной физики и квантовой электроники, а также биофизики), работают 10 профессоров, докторов наук и 10 доцентов, кандидатов наук. Базами практики и специализированного обучения студентов кафедры оптики являются научно-образовательный институт оптики и биофотоники при СГУ, научно-образовательный центр Министерства образования и науки и американского фонда гражданских исследований «Нелинейная динамика и биофизика» при СГУ, филиалы кафедры оптики и научные лаборатории Саратовского научного центра Российской академии наук, а также

научные центры и лаборатории Саратовского медицинского университета.

Научные направления кафедры, лежащие в основе образовательных программ, включают: биомедицинскую оптику и биофизические основы лазерной диагностики и терапии, когерентную оптику, оптику случайно неоднородных и рассеивающих сред, физику лазерных и оптических измерений, голографию и оптическую обработку информации, физику лазеров, нелинейную динамику лазеров и оптических систем, оптику жидких кристаллов, атомную и молекулярную спектроскопию.

При кафедре работает аспирантура и докторантура по специальностям 01.04.05 – *оптика*, 01.04.21 – *лазерная физика*, 03.00.02 – *биофизика* (физико-математические и медицинские науки).

На кафедре основано биофизическое направление непрерывной подготовки специалистов, разработаны концепции учебного плана для студентов и аспирантов, в помощь студентам, аспирантам и докторантам изданы монографии, обзоры литературы в ведущих научных журналах, специальные выпуски журналов, книги по специальности, учебные пособия по «горячим» направлениям биомедицинской оптики.

Шесть сотрудников кафедры являются саратовскими профессорами и доцентами. Многие студенты и аспиранты, выпускники кафедры оптики, были стипендиатами Президента РФ и лауреатами международных конкурсов, а также саратовскими студентами и аспирантами. При кафедре оптики создано и активно работает студенческое отделение Международного общества по оптической технике (SPIE Student Chapter). Успешные студенты и аспиранты имеют возможность стажироваться и проводить научные исследования в научных лабораториях университетов России, Европы, США и Китая.

Кафедра имеет давние связи с ведущими центрами оптической и биофизической науки: Московским, Санкт-Петербургским, Белорусским и Черновицким университетами, Кранфилд университетом (Англия), Свободным университетом Берлина, Гумбольдтским университетом (Германия), Университетом Оулу (Финляндия), Медицинским университетом в Галвестоне (США), Пенсильванским университетом (США), университетами науки и технологий гг. Ухани и Гонконга (КНР), Тяньцзинь университетом (КНР), университетами Сингапура и многими другими.

Кафедра оптики СГУ включена в Международный реестр вузов мира, ведущих



подготовку в области оптического образования (Optics Education, SPIE, 1999–2004).

Коллектив кафедры оптики способствовал укреплению оптической науки и образования в СГУ и в Саратове, многие выпускники и сотрудники кафедры работали и продолжают работать заведующими лабораторий в Саратовском научном центре РАН (Н.Г. Хлебцов, Л.А. Мельников, В.П. Рябухо, В.В. Тучин) и заведующими кафедрами (Л.М. Свердлов, В.И. Березин, Л.А. Мельников, В.Л. Дербов, М.Д. Элькин).

С 2005 г. кафедра оптики переименована в *кафедру оптики и биомедицинской физики*.

Кафедра радиофизики (так первоначально называлась *кафедра радиофизики и нелинейной динамики*) была организована в 1951 г. Это – формальная дата рождения новой кафедры физического факультета и первой среди четырех кафедр радиофизического направления. Однако еще в 1944 г. В.И. Калинин, профессор кафедры общей физики СГУ, в докладной записке на имя ректора СГУ ходатайствует «об организации кафедры электромагнитных колебаний и электронных приборов» и предлагает примерный учебный план новой кафедры – целую программу подготовки специалистов по радиофизике, ставшую основой учебного плана будущего 2-го отделения физического факультета. В эту программу включены курсы по теории электромагнитных колебаний и распространению электромагнитных волн, электронным приборам, физике и технике высокого вакуума, уже читаемые на кафедре общей физики, и совершенно новые курсы по радиофизике УВЧ, введению в электронику и электронную оптику, УВЧ-электронике, колебательным системам УВЧ (прологу современной электродинамики СВЧ), ВЧ и УВЧ-измерениям. Уже организован радиофизический семинар, на который кроме преподавателей, студентов и аспирантов-физиков приходят инженеры с предприятий, офицеры из воинских частей, преподаватели из других вузов. Одним из постоянных участников семинара с первых дней его работы становится лейтенант Г.М. Герштейн – впоследствии доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой радиофизики.

В 1945 г. почти одновременно с физическим факультетом постановлением правительства организуется НИИ механики и физики при СГУ, в котором В.И. Калинин возглавляет созданную им лабораторию радиофизики. В нее входит группа преподавателей и инженеров кафедры общей физики, ставшая впоследствии основой будущей кафедры

радиофизики: Г.М. Герштейн, В.Л. Патрушев, В.Я. Красильников, Т.П. Рязанова, В.А. Толстиков. В.И. Калинин продолжает выступать с предложением об открытии на факультете специализированной кафедры и об организации радиофизического факультета, отвергая предложения занять должность заведующего кафедрой в Ленинградском и Ростовском университетах, либо должность заместителя директора НИРФИ (г. Горький). Наконец, в феврале 1951 г. главное управление университетов дает разрешение на организацию в Саратовском университете кафедры радиофизики. Возглавил ее профессор **Венедикт Иванович Калинин**.

В первые годы существования кафедры главным научным направлением деятельности ее сотрудников стала разработка новых типов электронных приборов сверхвысоких частот с непрерывным взаимодействием. Это направление, доминирующее в то время на факультете, поддерживалось несколькими творческими коллективами под общим руководством профессора П.В. Голубкова в рамках научно-исследовательской работы «Камелия», выполняемой по постановлению Правительства СССР. Основную научную группу («группу генерирования») возглавляет профессор В.И. Калинин. В ней создаются две «бригады» (официальная терминология): одну возглавляет Н.М. Советов, вторую – В.Н. Шевчик. В состав первой бригады входят Г.М. Герштейн, Е.В. Анисимов, И.П. Соколов, Н.М. Чиркин. Создается также «группа метрики» (руководитель – В.А. Толстиков) в составе ассистентов кафедры радиофизики Ю.П. Науменко, В.Д. Лучинина, В.И. Евсеева и аспиранта В.М. Дашенкова. В.И. Калинин вместе с Н.М. Советовым и В.Н. Шевчиком удается раскрыть законы взаимодействия электронного потока с обратными волнами, и вместо термина «карсиотрон» входит в употребление рожденная на одном из радиофизических семинаров аббревиатура *ЛОВ – лампа обратной волны*.

Разработка первых ЛОВ инициировала стремительное развитие на кафедре исследований в области теоретической и прикладной электродинамики и электроники СВЧ. В этом направлении активно и плодотворно работают А.И. Штыров (впоследствии возглавивший группу сотрудников и аспирантов по исследованию шумов в электронных потоках), В.М. Дашенков (фундаментальные работы по теории замедляющих систем; теоретическое обоснование и разработка методов и уникальной аппаратуры для измерения характеристик замедляющих систем), В.И. Евсеев, Г.Н. Коростелев, О.Н. Соколов и др.



Особое внимание уделяется учебному процессу и развитию учебно-методической базы радиофизического направления высшей школы: написанная В.И. Калининым и Г.М. Герштейном книга «Введение в радиофизику» (1957) была первым и оставалась долгое время единственным учебным пособием, по которому осуществлялась подготовка специалистов в университетах и вузах соответствующего профиля не только в СССР (в 1962 г. переведена на китайский язык и издана в КНР). Она стала, без преувеличения, настольной книгой инженеров и научных работников НИИ и промышленных предприятий радиотехнического профиля. Одновременно В.А. Седин взял на себя труд подготовить к изданию описания лабораторных работ в трех радиофизических практикумах кафедры. Многие учебные заведения по книге «Радиофизический практикум», выдержавшей 4 издания, открывали аналогичные учебные лаборатории.

15 октября 1960 г. Венедикт Иванович Калинин скоропостижно скончался... Заведующим кафедрой радиофизики был назначен его ученик доцент **Григорий Монсевиц Герштейн**.

Начало научной деятельности Г.М. Герштейна связано с исследованиями генерирующих устройств СВЧ, физических процессов в них и разработкой специальных методов измерений. В частности, совместно с В.И. Калининым, В.Л. Патрушевым и В.А. Толстиковым им разработан способ измерения структуры электромагнитного поля в резонаторах методом малого возмущающего тела. Им также предложен принципиально новый метод аналогового (математического) моделирования полей различной физической природы – метод электростатической индукции (наведенного тока). Метод был запатентован в СССР, Англии, Франции и нашел широкое применение для решения актуальных задач радиоэлектроники, прикладной электродинамики, геофизики и других областей науки и техники. Научные исследования в области моделирования полей методом электростатической индукции проводились в отделе №2 НИИ механики и физики, организатором и научным руководителем которого был доктор физико-математических наук, профессор Г.М. Герштейн.

К началу 1980-х гг. кафедра радиофизики сформировалась в качестве одного из ведущих учебно-научных подразделений физического факультета СГУ, обеспечивающего подготовку выпускников по специальности «Радиофизика и электроника». Преподаватели кафедры постоянно совершенствовали методику чтения и содержание общих и спе-

циальных курсов лекций, активно используя результаты научных исследований, проводимых в лабораториях кафедры и НИИ механики и физики при СГУ. В соответствии с замыслом основателя кафедры профессора В.И. Калинина общими лекционными курсами оставались такие фундаментальные дисциплины, как «Теоретические основы радиоэлектроники», «Теория нелинейных колебаний», «Электродинамика СВЧ», «Излучение и распространение радиоволн» и «Статистическая радиофизика и теория информации». Последний из упомянутых общих курсов лекций был разработан доцентом В.С. Анищенко. Научной базой для постановки этого курса послужили работы группы доцента А.И. Штырова в области исследований флуктуаций в нелинейных системах. Первые научные плоды принесли исследования преподавателей кафедры в области электродинамики СВЧ. Имеются в виду успешные защиты докторских диссертаций доцентами Г.М. Герштейном и В.М. Дашенковым. К концу восьмидесятых годов завершают серьезные исследования в области электродинамики СВЧ и радиоастрономии ведущие преподаватели кафедры А.В. Хохлов, И.Н. Салий (1993 г.) и В.С. Ильин (2000 г.).

Исследования в области нелинейной теории колебаний и статистической радиофизики концентрировались вокруг лаборатории А.И. Штырова. Результаты его научной и педагогической деятельности и послужили основой для стремительного и успешного развития исследований в области нелинейной теории колебаний. Этот период можно считать началом фундаментальных исследований по проблеме динамического хаоса на кафедре радиофизики и на физическом факультете СГУ. Очень важно было осознать, что фундаментальная основа явления динамического хаоса кроется в динамических свойствах простейших нелинейных диссипативных систем с 1,5 степенями свободы, способных генерировать незатухающие хаотические колебания. Именно в этом направлении приложили свои усилия молодые исследователи кафедры, работы которых и заложили базу будущей лаборатории нелинейной динамики. В 1981 г. В.С. Анищенко и его аспирант В.В. Астахов ввели в рассмотрение и впоследствии детально исследовали трехмерную двупараметрическую модель генератора хаоса, основой которой послужили классический генератор Ван дер Поля и генератор с инерционной нелинейностью К.Ф. Теодорчика. Исследования показали, что *генератор Анищенко–Астахова* представляет собой одну из базовых моделей теории детерминированного хаоса наряду с мо-



делями Лоренца, Ресслера, Чуа и т.п. Детальное изучение динамики генератора позволило уже на первом этапе получить ряд принципиально новых результатов, которые вызвали большой интерес среди специалистов как в России, так и за ее пределами. Впервые была показана принципиальная роль флуктуаций в динамических системах с негиперболическими свойствами, экспериментально продемонстрированы все классические бифуркационные механизмы перехода к хаосу в одной системе, открыт ряд новых явлений: перемежаемость типа «хаос-хаос», пространственные бифуркации удвоения периода, пространственное насыщение хаоса, бифуркации удвоения двух- и трехмерных торов и т.п. Важным шагом стала защита в 1983 г. кандидатской диссертации В.В. Астаховым.

К этому времени оформился творческий коллектив в составе В.В. Астахова, Т.Е. Вадивасовой (Летчфорд), М.А. Сафоновой и Д.Э. Постнова, который под руководством В.С. Анищенко плодотворно работал над проблемами хаотической динамики. Научные результаты 1980–1984 гг. были изложены в монографии В.С. Анищенко «Стохастические колебания в радиофизических системах» (Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1985. Ч. 1; 1986. Ч. 2), которая стала первой в России и одной из первых в мировой литературе монографий, посвященных проблеме детерминированного хаоса. Она была сразу замечена специалистами и в 1987–1989 гг. опубликована в Германии на английском языке. Содержание книги составило основу докторской диссертации В.С. Анищенко – первой в отечественной радиофизике диссертации, полностью посвященной проблемам динамического хаоса в конечномерных системах; год ее успешной защиты (1986 г.) можно считать неформальной датой рождения *лаборатории нелинейной динамики*.

Весной 1988 г. скончался профессор Г.М. Герштейн, возглавлявший кафедру радиофизики с 1960 г. Крупный ученый, прекрасный лектор, всегда корректный в обращении, широко образованный, Григорий Моисеевич пользовался большим авторитетом и уважением. Он исповедовал свободу творчества, что привлекало к нему талантливую молодежь: среди его учеников 4 доктора и 15 кандидатов наук. Как руководитель кафедры, он сохранил и развил традиции саратовской школы радиофизики, заложенные его учителем В.И. Калинин. Его кончина тяжело переживалась всеми сотрудниками, искренне уважавшими и любившими Григория Моисеевича.

С осени 1988 г. заведующим кафедрой радиофизики становится доктор физико-математических наук, профессор **Вадим Семенович Анищенко**, в последующие годы заслуженный деятель науки РФ, академик РАЕН, пятикратный соросовский профессор, дважды лауреат Международного фонда им. А. фон Гумбольдта, кавалер медали ордена «За заслуги перед Отечеством» 2-й степени. В истории кафедры начался сложный период, обусловленный рядом объективных обстоятельств. Экономические трудности, переживаемые Россией в это время, не могли не сказаться на состоянии науки и образования. В это сложное время опорой кафедры становятся сотрудники лаборатории нелинейной динамики. Происходит постепенная смена поколений, на кафедру приходят молодые, перспективные преподаватели. Коллектив выигрывает последовательно ряд конкурсов российских и международных грантов и продолжает развивать научные исследования. Так, в тяжелые 1990-е гг. на кафедре формируется новое поколение способных преподавателей и ученых, резко возрастает число научных публикаций, защит кандидатских, а затем и докторских диссертаций. Создается, по сути, новая школа специалистов по нелинейной теории колебаний и ее приложениям. Учебный процесс на выпускающей кафедре нельзя представить себе в отрыве от научных исследований. Естественно, достижения коллектива в области нелинейной динамики постепенно начинают влиять на содержание общих курсов лекций, постановку и перечень новых спецкурсов. Эта работа активно проводится, в результате чего формируется обновленный учебный план подготовки специалистов по современным проблемам радиофизики. К этому времени на факультете открывается новая специальность – *биофизика*, и сотрудники кафедры включаются в работу по подготовке специалистов в области математического моделирования в биофизике. Серьезные достижения коллектива в указанных направлениях приводят к решению о переименовании кафедры. С ноября 1997 г. она стала называться *кафедрой радиофизики и нелинейной динамики*.

Одним из основных продолжает оставаться классическое научное направление: исследование бифуркационных механизмов рождения, структуры и свойств незатухающих хаотических колебаний в нелинейных системах конечной размерности. Другое направление связано с исследованием роли флуктуаций в нелинейных динамических системах. Это направление включает исследования фундаментальных свойств негипер-



болического хаоса, стохастического резонанса в бистабильных системах, стохастической синхронизации. В самостоятельное направление выделились исследования по анализу закономерностей управления структурой автоколебаний хаотических систем. Последние годы интенсивно стали развиваться исследования, связанные с приложениями теории динамического хаоса к задачам биологии и медицины. Здесь можно выделить две проблемы: математическое моделирование медико-биологических процессов и систем (включая проблему реконструкции динамических систем по экспериментальным данным) и применение методов нелинейной динамики к решению ряда задач медико-биологической диагностики. Эти исследования проводятся совместно с кафедрой физиологии человека и животных биологического факультета СГУ; наиболее интересные результаты получены в области фазовой синхронизации сердечного ритма человека и животных. За последние 20 лет сотрудниками кафедры и лаборатории нелинейной динамики опубликовано более 300 научных статей в отечественных и зарубежных журналах с высоким индексом цитируемости. Коллектив стал обладателем 18 научных грантов, включая международные, подготовил более 10 лауреатов международного фонда Сороса (соросовских профессоров, доцентов и аспирантов). Сотрудниками коллектива и аспирантами защищено 23 кандидатских и 8 докторских диссертаций. Большинство из них – по проблемам нелинейной динамики (18 кандидатских и 5 докторских диссертаций). Коллектив получил заслуженное международное признание. Ведущими издательствами опубликованы 5 монографий на английском языке, которые написаны на основе научных достижений сотрудников кафедры. Коллектив был в числе организаторов 6 международных конференций, 2 из которых проходили в Саратове (ICND-96 и SYNCHRO-2002). Осенью 1999 г. профессор В.С. Анищенко был удостоен международной премии Фонда им. Александра фон Гумбольдта (по физике) за научные достижения в области нелинейной динамики. За эти годы значительно возрос уровень преподавания общих и специальных дисциплин. Опубликовано 20 учебных пособий, отражающих изменения и дополнения в программах лекционных курсов. На кафедре модернизированы и созданы новые учебно-научные лаборатории, обеспечены великолепные условия для работы аспирантов и сотрудников. Кафедра имеет один из лучших в СГУ современный вычислительный центр, включающий кластерный суперкомпьютер. Все

это позволяет вести работу по подготовке выпускников и специалистов высшей квалификации на уровне, не уступающем высоким требованиям международных стандартов.

Коллектив кафедры признан ведущим научно-педагогическим коллективом среди российских университетов и поддерживается грантом Министерства науки и образования Российской Федерации.

Высокий уровень научных исследований и заслуженный авторитет коллектива в нашей стране и за ее пределами сыграли важную роль в получении на конкурсной основе международного гранта CRDF и Министерства образования и науки РФ на создание в СГУ Научно-образовательного центра «Нелинейной динамики и биофизики». Центр был создан в 2000 г., и профессор В.С. Анищенко является его директором со дня основания. В 2003 г. лаборатория нелинейной динамики была преобразована в Международный институт нелинейной динамики.

Открытие *кафедры электроники* (первоначальное название *кафедры электроники, колебаний и волн*) было подготовлено целым рядом взаимосвязанных процессов, событий, явлений. Прежде всего следует отметить солидный «электронный» фундамент, который был заложен еще в 30–40-х гг. 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, наконец, решение об открытии в СГУ второго физического факультета – радиофака. Все это и привело к созданию в СГУ в 1950-е гг. ряда специальных кафедр электронной направленности. Интересно отметить, что сначала (май 1951 г.) приказом по Главному управлению университетов кафедра общей физики была преобразована в кафедру общей физики и электроники, а 11 марта 1952 г. был издан приказ об организации с 1 июня 1952 г. кафедры электроники. Первым заведующим кафедрой стал **Петр Васильевич Голубков** – заслуженный деятель науки РСФСР, заведующий кафедрой общей физики, профессор, доктор физико-математических наук, директор НИИМФ СГУ, ректор СГУ. Вместе с профессором В.И. Калининым он был признан 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. Первыми сотрудниками кафедры стали доценты Б.М. Заморозков, В.Н. Шевчик и Ю.Г. Альтшулер,



старшие преподаватели Ю.П. Радин, А.М. Алексковский и А.А. Муравьев, старшие лаборанты П.В. Можаяев и В.А. Гудошников, аспирант В.С. Стальмахов.

С момента основания кафедры сотрудники выполняли работы поискового характера, связанные с разработкой и обоснованием методов расширения диапазона электронной настройки СВЧ-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 отражательных клистронов, работающих на общую нагрузку (В.Н. Шевчик).

В 1953 г. заведующим кафедрой был утвержден доцент, кандидат физико-математических наук **Борис Михайлович Заморозков** – директор НИИМФ СГУ, декан физического факультета, а с 1958 г. начальником теоретического отдела НИИ «Волна». Под его руководством были разработаны первые лекционные курсы, созданы первые учебные практикумы кафедры, развернуто исследование в области вакуумной СВЧ-электроники.

Кафедра в те годы 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, ассистенты А.С. Татаренко и В.С. Андрушкевич, аспирант Ю.Д. Жарков (ныне доктор физико-математических наук, профессор, бывший декан физического факультета), 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 народнохозяйственное 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 г. В.Н. Шевчик на конференции Радиосовета АН СССР доложил об обнаружении и результатах экспериментальных исследований колебаний в отражательном клистроне в от-

сутствие резонатора. Интерес к генераторам с электронной перестройкой частоты в широких пределах привел В.Н. Шевчика к генераторам обратной волны (ЛОВ), теоретическое и экспериментальное исследование которых составило важный 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 НИИ механики и физики были выполнены важные теоретические и экспериментальные исследования, которые привели к созданию первых отечественных широкополосных ЛОВ без магнитной фокусировки (В.Н. Шевчик, Н.И. Сеницын, Н.Ф. Карякин, 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, основанной на использовании метода, известного теперь в литературе как метод последовательных приближений.

В 1958 г. заведующим кафедрой становится **Владимир Николаевич Шевчик** – впоследствии доктор физико-математических наук, профессор, ректор СГУ, директор и научный руководитель НИИМФ 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. Калининским ее признанным главой.

В 1959 г. 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 СВЧ-электронике. 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 г.) 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, инициировала новые исследования электронных приборов, принцип работы которых основан на использовании колебательных и волновых явлений в самих электронных пучках. Наверное, не будет преувеличением сказать, что начиная с 1960-х гг. теория и экспериментальное ис-



следование 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 60-х гг. на кафедру пришла большая группа новых сотрудников: ныне профессор М.А. Григорьев, доцент Г.Л. Соколов, старшие преподаватели В.Л. Фишер и Н. Ф. Карякин, в то время только что окончивший университет аспирант, а ныне заведующий кафедрой, член-корреспондент РАН Д.И. Трубецков; аспирант, а ныне лауреат Государственной премии, профессор Н.И. Синицын, заместитель директора по науке Саратовского отделения Института радиотехники и электроники (СО ИРЭ) РАН; аспирант, а ныне заведующий кафедрой, профессор Минского радиотехнического института А.А. Кураев; аспирант, а ныне доцент Б.Г. Цикин; аспирант, а ныне заведующий кафедрой СГУ, профессор Ю.А. Зюрюкин. Позднее с кафедрой связана деятельность профессора Р.Ш. Амиров – много лет проработавшего директором НИИ механики и физики СГУ, доцентов Ю.Г. Гамаюнова и М.И. Перченко, старших преподавателей Р.И. Бурштейна и Г.А. Багаевой.

Работавшим в то время на кафедре профессором В.С. Стальмаховым, а также В.Н. Шевчиком и Д.И. Трубецковым были проведены работы по развитию теории лучевых приборов магнетронного типа. Результаты нелинейной и нестационарной теории этих приборов были позднее отражены в докторской диссертации Д.И. Трубецкова (1978 г.) Свообразным 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 г. В книге 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 ЛОВ были обобщены в вышедшей в 1975 г. коллективной монографии под редакцией В.Н. Шевчика и Д.И. Трубецкова «Электроника лампы с обратной волной».

После кончины В.Н. Шевчика (1980 г.) обязанности заведующего кафедрой исполнял **Юрий Дмитриевич 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, член-корреспондент РАН, лауреат

премии Президента РФ, четырежды сороковский профессор, ректор СГУ (с 1994 по 2003 г.)

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 СВЧ-электроникой. С 1981 г. начался качественно новый этап в развитии кафедры, связанный с новыми научными направлениями, новыми специализациями, новыми учебными лабораториями, новыми сотрудниками. На кафедру в эти годы пришли профессор Ю.И. Левин (ныне декан факультета нелинейных процессов), профессора Б.П. Безручко, Л.И. Кац, А.П. Четвериков, доценты В.Г. Анфиногентов, А.А. Кипчатова, А.А. Короновский, А.Е. Храмов, В.И. Пономаренко и Е.П. Селезнев, старшие преподаватели С.Л. Краузе, И.С. Ремпен и С.В. Подин, старший лаборант (ныне доктор физико-математических наук, заведующий базовой кафедрой динамических систем) А.П. Кузнецов, заведующие лабораторией С.И. Домрачев и В.Н. Скороходов, слесарь по КИПиА В.В. Румянцев, лаборант Ю.С. Тименков.

В середине 1970-х гг. под руководством Д.И. Трубецкова сотрудниками кафедры были начаты теоретические и экспериментальные исследования нелинейных нестационарных явлений в системах типа электронный пучок, взаимодействующий с электромагнитным полем (Д.И. Трубецков, С.П. Кузнецов, Б.П. Безручко). 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. Именно первые исследования явлений автомодуляции и хаотической генерации в релятивистской ЛОВ *O*-типа оказали большое влияние на дальнейшее развитие подобных исследований на кафедре электроники и НИИМФ СГУ. Одновременно была построена нестационарная теория лампы обратной волны *M*-типа.

Заметим, что в последние десятилетия успехи нелинейной динамики «заставили» специалистов в области СВЧ-электроники искать типично нелинейные феномены в системах электронный поток – электромагнитное поле: уединенные волны, динамический хаос, образование паттернов. Вопросы исследования 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 и т.д. Поэтому с начала 1980-х гг. исследования в области нелинейной динамики – как применительно к задачам СВЧ-электроники, 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 г. на кафедре открывается новая специализация – «теория колебаний и волн». В 1984 г. в издательстве «Наука» выходит учебное пособие «Введение в теорию колебаний и волн» (авторы М.И. Рабинович и Д.И. Трубецков), которое сразу стало библиографической редкостью. Книга выдержала два переиздания на русском языке (в 1994 и 2000 гг.) и переведена на английский язык в Нидерландах. В середине 1990-х гг., в тяжелое для высшего образования время, был организован новый физический практикум по теории волновых процессов «Волны, структуры, самоорганизация», через который в настоящее время проходит в год более 400 студентов факультета нелинейных процессов, физического факультета, факультета компьютерных наук и информационных технологий.

Активно проводятся на кафедре междисциплинарные научные исследования, основанные на применении идей и методов нелинейной динамики в других областях знания, таких как биология, физиология, социология, география, демография и т.п. (профессора Д.И. Трубецков и Б.П. Безручко, 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, всероссийские рабочие 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, на которые приезжают специалисты из многих научных центров. Первую такую зимнюю школу для инженеров по электронике СВЧ кафедра организовала и провела совместно с НИИ механики и физики СГУ и ГНПП «Алмаз» в 1970 г. С тех пор с интервалом в 2–3 года организовано и проведено 12 таких школ, 4 школы по колебаниям, волнам и электронам, а затем 8 школ под

другим названием: «Нелинейные дни в Саратове для молодых» для школьников, студентов и аспирантов; 7 международных школ «Хаотические автоколебания и образование структур». С самого начала эти школы и конференции приобрели статус всероссийских и международных и продолжают проводиться, несмотря на сложности современного состояния науки и высшего образования. В 90-х гг. возникло и развивается международное научное сотрудничество. Профессор А.П. Четвериков начинает совместные исследования с профессором В. Эбелингом (Гумбольдтский университет, Германия) в области нелинейной динамики. Д.И. Трубецкова приглашают для чтения лекций в Вайомингский университет (США) и Сеульский национальный университет (Республика Корея).

Закономерным итогом научно-педагогической деятельности сотрудников кафедры стало создание научной школы Д.И. Трубецкова по нелинейной динамике, коллектив которой в настоящее время включает 11 профессоров и 15 доцентов. Признание научной школы по нелинейной динамике Саратовского госуниверситета ведущей научной школой России было подтверждено соответствующими грантами Президента РФ.

Начиная с 1993 г. в Саратовском государственном университете издается единственный в России специализированный журнал с «нелинейно-динамической» тематикой – «Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика». Заместителем главного редактора журнала является заведующий кафедрой электроники, колебаний и волн, член-корреспондент РАН, профессор Д.И. Трубецков, ответственным секретарём журнала – профессор кафедры, доктор физико-математических наук 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» (автор Д.И. Трубецков), «Нелинейная динамика в действии» (авторы А.А. Короновский и Д.И. Трубецков), «Лекции по вакуумной СВЧ микроэлектронике» (авторы Д.И. Трубецков, А.Г. Рожнев, Д.В. Соколов), «След вдохновения и трудов упорных» (автор Д.И. Трубецков) и т.д. В рамках гранта ФЦП «Интеграция» коллективом авторов под руководством Д.И. Трубецкова подготовлена серия книг «Современная теория колебаний и волн». В 2003 г. в издательстве «Наука. Физматлит» (г. Москва) вышла в свет монография «Не-



прерывный вейвлетный анализ и его приложения» (авторы А.А. Короновский и А.Е. Храмов), в которой было систематически изложено применение непрерывного вейвлетного анализа к задачам обработки данных. Современные исследования в области СВЧ-электроники, вопросы приложения в ней нелинейной теории колебаний и волн были обобщены в двухтомной монографии Д.И. Трубецкова и А.Е. Храмова «Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков» (М.: Физматлит, 2003–2004), издание которой поддержано Российским фондом фундаментальных исследований в 2002 и 2003 гг.

В 1998 г. кафедра получила название *кафедры электроники, колебаний и волн*, а в 2000-м составила основу нового факультета СГУ – факультета нелинейных процессов. Впервые в истории СГУ университету поручена реализация новой экспериментальной специальности *физика открытых нелинейных систем* с квалификацией «физик – системный аналитик», концепция и стандарт которой были разработаны при активном участии сотрудников кафедры.

Кафедра электро- и радиотехники (первоначальное название *кафедры радиотехники и электродинамики*) была создана в 1952 г. одновременно с открытием радиофизического факультета («второго физического») в составе четырех кафедр, чему способствовало бурное развитие в Саратове радиоэлектронной промышленности. Основателем и первым заведующим кафедрой (по совместительству с заведованием кафедрой радиофизики) стал **Венедикт Иванович Калинин**.

С сентября 1953 г. кафедру возглавил кандидат физико-математических наук доцент **Владимир Яковлевич Красильников**, с именем которого и связан процесс становления и развития кафедры как учебно-научного подразделения факультета в течение первых 20-ти лет ее существования.

Кафедра обеспечивала чтение базовых лекций не только на двух отделениях физического факультета («Основы электро- и радиотехники» и «Основы радиоэлектроники» – В.Я. Красильников, «Основы радиолокации» – В.А. Толстикова, «Теория распространения электромагнитных волн» – В.Л. Патрушев, «Вариационные методы решения краевых задач электродинамики» – Ю.Ф. Рогожников), но и на других: «Электротехника» – на механико-математическом, «Радиотехника» – геологическом, «Электро-радиотехника» – географическом факультетах. Со временем востребованность лекци-

онных курсов кафедры не только сохранилась, но и расширилась: сотрудники читают лекции также на факультете нелинейных процессов, факультете компьютерных наук и информационных технологий, химическом факультете.

С 1973 г. кафедрой заведует доцент **Виктор Петрович Степанчук**, впоследствии профессор, доктор наук.

Происходит дальнейшее развитие учебного процесса, продолжается работа по совершенствованию учебного практикума, ставятся новые работы, издаются учебные пособия. Большую работу в этом направлении проводил заведующий учебной лабораторией С.С. Нимон. Под его руководством была разработана универсальная лабораторная панель, которая позволяла выполнять практически любые работы по общим и специальным курсам. Все рабочие места в практикумах были оснащены такими панелями и комплектами радиоэлектронной аппаратуры, что позволило проводить все работы фронтальным методом параллельно с читаемыми курсами. Эта структура практикумов поддерживается и развивается и в настоящее время при активном участии заведующего учебной лабораторией В.Г. Андрианова.

Поскольку кафедра фактически выделена из кафедры радиофизики, то этим во многом определились первые научные направления. Так, работы профессора В.Л. Патрушева по изучению объемных резонаторов с внесенными металлическими и диэлектрическими возмущениями заложили основу развившемуся впоследствии на кафедре направлению по исследованию и измерению параметров радиотехнических систем, диэлектрических и полупроводниковых материалов. В области теоретической и прикладной электродинамики СВЧ активно работал Э.Л. Куликов, получивший фундаментальные результаты (ставшие классическими) по расчету различных электродинамических структур вариационными методами. А.И. Якунькиным изучался механизм возбуждения колебаний в СВЧ-генераторах на транзисторах.

Важным этапом явилась разработка методов и аппаратуры для обработки сейсмической и биоэлектрической информации, проводимая Ю.В. Соловьевым, А.Б. Маториным, Е.Г. Пискуновым и другими под руководством В.Я. Красильникова. С 1962 г. эти работы оформились как новое научное направление по теоретическому и экспериментальному изучению методов обнаружения полезных сигналов на фоне помех в отсутствие априорной информации о сигнале и шуме, которое возглавил Ю.В. Соловьев. При-



менение разработанной теории и аппаратуры впечатляет: исследование процессов синхронизации альфа-ритма в сигналах головного мозга человека (по заказу Института психиатрии АМН СССР); способ оценки параметров шероховатости поверхности по амплитудным и пространственным характеристикам рассеянного излучения; участие (1975–1980 гг.) в программе комплексного геофизического эксперимента с применением аппарата «Луноход-3» (увы, эта программа в СССР так и не была реализована); исследование верхней части геологического разреза (ВЧГР) методом становления поля, начиная с единиц и первых десятков метров (подобные приборы в зарубежных фирмах ZONGE (США), PHOENIX, GEONICS (Канада), GEONINSTRUMENTS (Австралия) появились лишь во второй половине 90-х гг.); аппаратура для изучения ВЧГР была применена в ходе исследований прибрежной зоны Ледовитого океана с борта ледокола «Василий Прончищев» на маршруте Архангельск – Диксон – Тикси (1988 г.); при проведении опытно-методических работ на Семипалатинском ядерном полигоне и полигоне «Галит» по выявлению и исследованию зон аномальной электропроводности, увязываемых с проведением подземных ядерных взрывов (1988–1992 гг.); участие в российско-американских штабных учениях по отработке технических и организационных вопросов подготовки и проведения инспекции на местах, предусмотренных Договором о запрещении ядерных испытаний (1998 г.) и многое другое. В разработке теории, приборов и проведении экспериментов творческое участие принимали сотрудники кафедры и научной группы отдела № 2 НИИМФ: Н.Г. Олейник, Е.Г. Пискунов, В.В. Горячев, В.А. Мокроусов, В.В. Суйков и др.

В 1966 г. на кафедре под руководством профессора В.А. Двинских были начаты работы (В.П. Парусов, В.Г. Дувинг, В.Г. Клименко, Ю.П. Науменко и др.) по исследованию автогенераторных измерительных схем; созданы основы теории измерительных схем с самовозбуждением и сформулированы практические рекомендации (разработанный ОСТ на метод измерения параметров СВЧ-усилителей в автогенераторном режиме был утвержден ГУ МЭП СССР в 1975 г.) В дальнейшем были проведены работы по созданию промышленных автогенераторных установок.

В 1969–1970 гг. под руководством доцента В.В. Каштанова с участием А.В. Сапрыгина, В.Г. Андрианова, В.А. Климова и др. возникло научное направление: генерация, формирование и преобразование мощных

электрофизических импульсов. Проводились работы по синтезу и оптимизации формирующе-трансформирующих цепей, для мощных импульсных генераторов (в частности, оптимизирована форма импульсов однородных и неоднородных корректированных формирующих линий; созданы оптимальные виды искусственных линий, рассчитан и составлен атлас их импульсов). Кроме того, разработаны генераторы мощных импульсов с длительностью до единиц миллисекунд, а также устройства генерации мощных периодических импульсов с индуктивными накопителями энергии и мягкими коммутаторами. Осуществлена десятикратная трансформация импульсов длительностью $\sim 0,4$ мкс с мощностью в сотни киловатт при малых искажениях крутых фронтов, а также мало искажающая трансформация квазипрямоугольных импульсов с малой магнитной связью обмоток.

С 1961 г. в Проблемной лаборатории ядерной физики НИИМФ начались работы по исследованию физических процессов в ускорителе электронов – микротроне. Возглавил новое научное направление В.П. Степанчук. Первыми сотрудниками микротронной группы были В.Г. Серяпин, К.А. Гуляев Н.Н. Сорокин, В.С. Козинцев, Ф.В. Родионов, В.И. Поляков, П.Ф. Смирнов, В.И. Голубев, А.И. Оверченко и др., а также выпускники физфака Н.В. Владимиров, А.Ю. Балаев, А.А. Вишневский, В.П. Горбачев и др. С конца 60-х годов активное участие в разработке микротронов стали принимать работники промышленных предприятий – А.В. Соловьев, О.Л. Попов, В.Г. Титов, А.С. Скоромников и др. В результате огромной теоретической и экспериментальной работы стало возможным создавать микротроны для научных и прикладных целей. Были разработаны: микротрон (8,7 МэВ) для ЦНИРРИ Минздрава СССР, микротрон (10,5 МэВ) для Волгоградского политехнического института, микротрон (3,5–9,3 МэВ) для исследовательских целей (Арзамас-16), микротрон для Саратовского онкологического диспансера. Отработка режимов с пониженным приростом энергии электронов за одно прохождение через ускоряющий резонатор позволила создать 3-сантиметровые транспортабельные микротроны (на 6,45 и 7,8 МэВ) и малогабаритные микротроны (5 МэВ) для дефектоскопии сварных швов трубопроводов большого диаметра. Авторы разработок были награждены медалями ВДНХ СССР, а макет медицинского микротрона демонстрировался на двух международных выставках. Подтверждением высокого уровня исследований, выполняемых под руководством профессора В.П. Сте-



панчука, явилось то, что 1-е Всесоюзное совещание по микротронам в рамках Научного Совета по ускорителям АН СССР было проведено в СГУ (1977 г.) Работы по микротронному направлению с самого начала проводятся при тесном сотрудничестве с группой ИФП АН СССР, руководимой С.П. Капицей.

Еще одно направление научных работ связано с применением радиотехнических методов при исследовании светопроводящих сред как объектов для записи, хранения и обработки информации, которые проводились с 1970 г. сотрудниками кафедры и тесно связанной с ней лаборатории радиоизмерений отдела №2 НИИ механики и физики (зав. лабораторией В.А. Павлючук, доцент Н.Г. Олейник, В.А. Климов, О.Н. Гамалеев и др.) Под руководством Н.Г. Олейника моделировался процесс записи и воспроизведения полутонных черно-белых и цветных изображений для другого вида светочувствительных материалов – фототермопластических, относящихся к несеребряным фотографическим средам.

С сентября 1999 г. кафедрой заведует декан физического факультета доктор физико-математических наук, профессор **Игорь Николаевич Салий**, работавший до этого профессором кафедры радиофизики и нелинейной динамики СГУ. Одновременно на должность ассистента зачисляется только что окончивший аспирантуру (руководитель – И.Н. Салий) с защитой кандидатской диссертации С.В. Друзин (перспективный в научном плане молодой ученый С.В. Друзин трагически погиб на 28 году жизни). Вскоре на кафедру переводятся доктор физико-математических наук В.С. Ильин (с кафедры радиофизики и нелинейной динамики) и доктор физико-математических наук М.В. Давидович (из СГТУ). В 2002 г. на должность ассистента принимается выпускник кафедры А.Н. Ануфриев. В учебный план кафедры вносятся новые общие лекционные курсы: «Электромагнитные СВЧ-поля и волны» (И.Н. Салий), «Теория излучения и распространения электромагнитных волн» (С.В. Друзин, И.Н. Салий), читаемые студентам физического факультета и факультета нелинейных процессов, и «Квантовая радиофизика» (В.С. Ильин). Пополнился также перечень спецкурсов: «Функциональные СВЧ-устройства» (М.В. Давидович), «Современные проблемы радиофизики» (В.С. Ильин), «Автоматизация проектирования СВЧ-устройств» (И.Н. Салий) и др. На кафедре открывается новый учебный практикум, работы в котором иллюстрируют лекционный курс «Электромагнитные СВЧ-поля и вол-

ны»; возобновились научные исследования в области теоретической и прикладной электродинамики СВЧ- и КВЧ-диапазонов длин волн.

Математическое моделирование, методы вычислительной и прикладной математики и их применение для исследований в области теоретической и прикладной электродинамики микроволн в неоднородных структурах и средах – такова область научных интересов профессора И.Н. Салия. Им предложен новый класс волноведущих систем – *канонические нерегулярные линии передач*, и получено новое точное в пределе решение обобщенного матричного дифференциального уравнения с коэффициентами в виде произвольных (физически реализуемых) функций, сходимость которого не зависит от частотной переменной (см. Салий И.Н. *Нерегулярные линии передачи*. – Саратов: Изд-во Саратов ун-та, 2004). Вместе с учениками – аспирантами и научными сотрудниками НИИ механики и физики (кандидаты физико-математических наук С.В. Друзин, А.О. Наймушин, Д.Г. Орлов, заведующая отделом №2 НИИМФ кандидат технических наук С.А. Салий, кандидаты физико-математических наук О.И. Сапарин, Н.А. Хованова, младший научный сотрудник В.И. Синицина и др.) – предложена и обоснована концепция синтеза микрополосковых СВЧ-устройств различного функционального назначения на нерегулярных линиях передачи; разработано программно-математическое обеспечение для ее реализации; созданы пассивные устройства СВЧ с уникальными частотными характеристиками, оригинальность которых подтверждена авторскими свидетельствами СССР и патентами РФ; устройства демонстрировались на Международной выставке «СВЧ-91» (Париж, Франция) и применяются в бортовой радиотехнической аппаратуре. В рамках этого направления защищены докторская и шесть кандидатских диссертаций.

Профессором М.В. Давидовичем используются вариационные и проекционные методы решения краевых задач на основе интегральных уравнений. Проводятся исследования по волноводным, коаксиальным, диэлектрическим и планарным зондовым структурам для контроля параметров сред и интегральных схем, по нестационарной электродинамике, распространению импульсов в волноводах и резонаторах, диэлектрическим волноводам и фотонным кристаллам. Начало развиваться направление по решению обратных задач электродинамики, в частности, с использованием таких перспективных методов, как искусственные нейронные сети.



Основные научные исследования профессора В.С. Ильина связаны с вопросами внутренней и внешней дифракции электромагнитных волн в сложных волноведущих структурах, используемых в электронике СВЧ и оптических устройствах. Им проведен анализ системы квадратичных наблюдаемых в электродинамике свободных полей с целью устранения неоднозначностей классических описаний наблюдаемых; выполнено сопряжение электродинамики с концепциями механики континуума, что позволило получить правильные выражения для описаний энергии, импульса, момента, давления электромагнитного поля и получить необходимые балансные кинематические и динамические уравнения, допускающие релятивистски инвариантные формулировки. Эти работы В.С. Ильина составляют, по признанию специалистов, фундаментальный вклад в электродинамику.

С развитием нанотехнологий, позволяющих манипулировать наноструктурными объектами (наночастицами, углеродными нанотрубками, металлическими и углеродными нанокластерами и пр.) и конструировать наноустройства (компьютерная память молекулярных размеров, нанопереклюатели, плоские панельные дисплеи и полупроводниковые транзисторы на углеродных нанотрубках и т.д.), на кафедре в 2005 г. появляется новое направление: «Моделирование наноустройств радиофизики, конструируемых на углеродных нанотрубках». В рамках этого направления активно работает доцент О.Е. Глухова; основная часть ее научных работ посвящена изучению влияния дефектов на электронную структуру и физические свойства углеродных нанотрубок и фуллеренов. Теоретические исследования ведутся квантово-химическим методом и методом молекулярной динамики, реализованными с помощью программного обеспечения, созданного О.Е. Глуховой с учениками. Экспериментальная база исследований обеспечивается сотрудничеством доцента О.Е. Глуховой с научным коллективом профессора И.Н. Салицына (СО ИРЭ РАН). Новое направление коррелирует с уже имеющимися на кафедре научными разработками И.Н. Салия. В учебном плане кафедры появляются курсы «Моделирование наноустройств на углеродных наноструктурах», «Метод проекционных операторов в расчетах электронной структуры нанокластеров», «Применение ЭВМ в научных исследованиях», разработанные О.Е. Глуховой.

Интенсивные научные исследования в области теоретической и прикладной электродинамики СВЧ, изменения в учебном

плане кафедры нашли свое отражение и в названии самой кафедры. По представлению коллектива с 2001 г. кафедра электро- и радиотехники стала именоваться *кафедрой радиотехники и электродинамики*.

Кафедра вычислительной физики и автоматизации научных исследований (КВФиАНИ) была образована в 1952 году, в самом начале расцвета электронной промышленности в г. Саратове, как *кафедра физики вакуума и* (эта добавка появилась чуть позже) *электровакуумной технологии*. Кафедра была создана при поддержке крупных саратовских специалистов и организаторов электровакуумной промышленности Е.А. Колленко и **Бориса Николаевича Комракова** – главного инженера Саратовского завода приемно-усилительных ламп, который и стал первым заведующим кафедрой. Учебно-экспериментальную базу составила лаборатория физики вакуума физического факультета.

В числе первых преподавателей кафедры – Ю.Г. Альтшулер, В.Н. Артемьев, Ю.А. Архипов, А.С. Татаренко, Л.В. Штормбергер. Работал также и большой коллектив учебно-вспомогательного персонала: 12 инженеров, лаборантов, механиков.

Для организации учебного процесса были созданы новые учебные лаборатории – физики высокого вакуума (1954 г., первый руководитель – Л.В. Штормбергер) и электровакуумных технологий (1961 г., первый руководитель – Ю.А. Архипов), поддерживаемые и модернизируемые до настоящего времени. Оборудование лабораторий одновременно использовалось и для проведения научных работ по оптимизации параметров вакуумных приборов и устройств применительно к условиям их промышленного производства.

В 1958 г. кафедру возглавил доктор технических наук, профессор **Юрий Григорьевич Альтшулер**. Наиболее известные научные достижения сотрудников кафедры в 50–60-е гг. прошлого столетия связаны с разработкой теории и конструкций приборов СВЧ с длительным электронно-волновым взаимодействием (Ю.Г. Альтшулер, А.С. Татаренко, А.Ф. Голубенцев, Б.И. Мысенко, О.Ф. Мешков, В.П. Чигирев, Е.А. Степанова). Монография Ю.Г. Альтшулера и А.С. Татаренко «Лампы малой мощности с обратной волной» (М.: Советское радио, 1963) стала в те годы настольной книгой для специалистов и студентов.

В 1968 г. кафедра стала именоваться *кафедрой электронной техники*, продолжая подготовку специалистов в области не толь-



ко вакуумной, но и твердотельной электроники. В 1974 г. руководство ею возглавил доцент **Александр Степанович Татаренко**. Возникают новые научные направления.

Исследования по акустоэлектронике привели к созданию мощных ультразвуковых датчиков (О.Ф. Мешков, В.Р. Мерцлин, Б.И. Мысенко, А.С. Татаренко, В.И. Наянов) и измерителя несущей частоты одиночного СВЧ-радиоимпульса, получившего исключительно высокую оценку академика А.М. Прохорова. В.И. Наяновым был создан ультразвуковой локатор для визуализации формы заполненных водой полостей в грунте. Этот прибор, сопряженный с компьютером, продемонстрировал свои уникальные возможности в процессе строительстве моста через Волгу вблизи с. Пристанное при определении формы и объема уширений оснований буронабивных свай мостовых опор. Проведенная фундаментальная научно-исследовательская работа в области автоматизированного мониторинга производственных процессов на строительных объектах федерального значения – мостовых переходах в городах Саратове, Казани и Волгограде, приведшая к созданию и внедрению нового конструктивно-технологического комплекса для сооружения опор мостов, в 2002 г. отмечена присуждением доценту В.И. Наянову премии Правительства РФ в области науки и техники. Экономический эффект от внедрения компьютерных систем мониторинга составил 200 млн долларов.

Группой профессора Л.И. Каца развивалось научное направление, связанное с использованием методов СВЧ для изучения коллективных физических явлений в плазме полупроводников: волнового распространения плазменных волн, объемных и поверхностных концентрационных эффектов (например, эффектов СВЧ-ударной ионизации), нелинейных СВЧ-явлений в полупроводниках. Физические процессы в низкотемпературной плазме, в плазме носителей зарядов в твердом теле стали в 1980–1990 гг. предметом исследования В.Н. Артемьева, старшего научного сотрудника НИЧ СГУ Ю.А. Малоземова (диагностика и решение обратных задач физики плазмы), О.Ф. Мешкова и Б.И. Мысенко (изучение плазменных волн). Учебные курсы по физике плазменных явлений читались доцентами О.Ф. Мешковым, В.И. Наяновым и В.В. Поповым. Некоторое время кафедра носила даже название *кафедры физики плазмы*.

Построение аналитических моделей флуктуационных процессов в распределенных радиофизических системах различных частотных диапазонов – основное направле-

ние деятельности научного коллектива, возглавлявшегося А.Ф. Голубенцевым, в 1960–80 гг. Решалась комплексная задача о трансформации шумов различного происхождения и особенностях электронно-волнового взаимодействия в усилителях и генераторах электромагнитных колебаний сверхвысоких частот с учетом случайного характера физических характеристик, структурных параметров и эксплуатационных факторов. С конца 80-х гг. в связи с интенсивным развитием вакуумной микро- и нанoeлектроники А.Ф. Голубенцевым и В.М. Аникиным выполнялись работы по математическому моделированию эмиссионных, шумовых и надежности свойств автоэмиссионных источников на основе углеродных наноразмерных структур и приборов на их основе.

В.И. Наяновым разработана новая иерархия векторных уравнений математической физики, содержащих точные солитонные решения, которыми могут описываться реальные физические процессы (например, изучаемые в нелинейной оптике и физике плазмы). Эта иерархия имеет, по существу, статус солитонной «таблицы Менделеева», поскольку позволяет вести целенаправленные исследования по соотнесению модельных уравнений с физическими явлениями, имеющими солитонную природу.

Развитию аналитических моделей хаотических и стохастических процессов, изучаемых в различных естественнонаучных и социальных областях, посвящены научные работы В.М. Аникина, С.С. Аркадакского, С.А. Нояновой и А.С. Ремизова. В контексте этих моделей может быть представлен широкий круг явлений из области статистической радиофизики, статистической электроники, статистической оптики, статистической экологии. Этими же авторами активно развивается операторный механизм исследования моделей хаотической динамики, позволяющий, в частности, применять термодинамический формализм к исследованию хаотических динамических систем.

В 1986 г. совместным приказом Министерства высшего и среднего специального образования СССР и Президиума АН СССР был образован филиал кафедры в СО ИРЭ РАН – первый в стране университетский филиал в академическом учреждении. Его руководителем с момента организации является доктор физико-математических наук, профессор **Николай Иванович Синицын**, заслуженный деятель науки Российской Федерации. В 2003–2004 гг. он же исполнял обязанности заведующего кафедрой. Под его руководством сотрудниками кафедры и ее филиала были достигнуты значительные ус-



пехи в области медицинской радиоэлектроники (разработка и внедрение аппаратуры для лечения и функциональной диагностики с использованием низкоинтенсивных электромагнитных колебаний в миллиметровом диапазоне длин волн). Эти работы отмечены присуждением Н.И. Сеницыну Государственной премии РФ в области науки и техники. В СО ИРЭ РАН под руководством Н.И. Сеницына ведутся имеющие мировой приоритет научные работы по созданию и изучению эффективных источников автоэлектронной эмиссии на основе углеродных нанотрубных структур. Их уникальное свойство – чрезвычайно низкая электронная работа выхода, что делает применение данных источников тока перспективным при создании плоских дисплеев, датчиков различного назначения и других устройств на основе полевой эмиссии.

Отличительной особенностью деятельности кафедры является тесное сотрудничество с ведущими промышленными предприятиями и научными организациями города. Так, в начале 70-х гг. на кафедру пришли работать руководитель Саратовского НПО «Тантал», кандидат технических наук, профессор Г.А. Умнов, возглавивший филиал кафедры на «Тантале», главный инженер В.А. Андрианов, начальник лаборатории ОКБ, доктор физико-математических наук, профессор В.Б. Байбурин. Кафедра вскоре стала именоваться *кафедрой автоматизированных систем управления*. В учебном плане кафедры появились новые лекционные курсы по теории автоматического управления и теории надежности (А.Ф. Голубенцев), основам построения АСУ, организации производства и автоматизированному управлению промышленными объектами (Г.А. Умнов, В.А. Андрианов, В.Б. Байбурин), по программированию вычислительных машин (А.Ф. Голубенцев, В.М. Аникин, В.Н. Артемьев) и др. Были созданы новые практикумы, ведущая роль в которых отводилась ЭВМ, а также модернизировались уже действовавшие учебные лаборатории. В то время кафедра была первопроходцем в области информационных технологий на физическом факультете. В настоящее время на кафедре действует локальная компьютерная сеть, объединяющая четыре дисплейных класса общефакультетского значения и имеющая выход в Internet. Бесперебойная работа классов достигается благодаря профессионализму ассистентов Ю.В. Наянова, А.С. Ремизова, С.А. Нояновой и инженера С.А. Головешко.

В 1980 г. при кафедре был создан Студенческий вычислительный центр (СВЦ),

приобретший статус самостоятельного подразделения НИЧ СГУ. Сотрудники СВЦ во главе с А.Ф. Голубенцевым, Ю.А. Малоземовым, В.М. Аникиным, а также студенты физического и механико-математического факультетов выполнили значительный объем хозяйственных научно-исследовательских работ.

В марте 1991 кафедра получила официальное наименование – *кафедра вычислительной физики и автоматизации научных исследований*. К этому времени ее возглавлял доктор физико-математических наук профессор Александр Федорович Голубенцев. Он заведовал кафедрой в течение 17 лет, начиная с 1986 г., и современная уникальная структура кафедры вычислительной физики, ее учебные и научные направления определились его созидательным вкладом.

В настоящее время на кафедре активно развиваются следующие научные и учебные направления: автоматизация физического эксперимента и технологических процессов в промышленности, нелинейная физика (солитонная физика, нелинейная динамика), вакуумная и твердотельная микро- и наноэлектроника, акустоэлектроника, магнитоэлектроника, медицинская радиоэлектроника.

Выпускники кафедры работают в различных сферах, требующих комплексных профессиональных знаний в области физического эксперимента и компьютерных технологий, а также могут продолжить обучение в аспирантуре Саратовского университета или ИРЭ РАН.

Кафедра прикладной оптики и спектроскопии, имевшая первоначальное название *кафедра химической физики*, создана в 1958 году на базе кафедры теоретической физики СГУ. Ее организатором был крупный ученый, талантливый педагог и незабываемый лектор Александр Давидович Степухович. Работая доцентом кафедры теоретической физики, он организовал лабораторию химической физики, и уже в конце 1940-х – начале 1950-х гг. начались выпуски студентов, специализирующихся по направлению химической физики.

В 1958 г. А.Д. Степухович успешно защищает докторскую диссертацию, в которой развивает радикально-цепную теорию крекинга углеводородов. Научные интересы ученого и его школы были тесно связаны с институтом химической физики АН СССР, тогда руководимым нашим земляком, лауреатом Нобелевской премии Н.Н. Семеновым. В том же 1958 г. на физическом фа-



культете СГУ официально открывается кафедра химической физики, единственная в то время в стране кафедра подобной специализации. Профессор А.Д. Степухович был бессменным заведующим новой кафедрой в течение 24 лет.

Первое научное направление кафедры было связано с экспериментальными исследованиями влияния добавок ингибиторов и инициаторов на кинетику, состав продуктов и механизм крекинга углеводородов. Параллельно велись теоретические исследования по кинетике и термодинамике элементарных реакций с участием радикалов различных типов, которые развивали ученики А.Д. Степуховича И.Ф. Бахарева и В.А. Улицкий. Впоследствии это научное направление продолжает доцент В.И. Бабаян. Одновременно развивается теоретическое направление, связанное с исследованием макрокинетики радикальных реакций методами статистической физики (И.И. Птичкин) и методами неравновесной термодинамики (Бахарева И.Ф. *Нелинейная неравновесная термодинамика*. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1976). Доцент А.Ф. Крылов разработал оригинальный вариант физической кинетики – гидродинамическую теорию диффузии и фильтрации на базе неравновесной термодинамики, которая была использована для разработки новых химических технологий с использованием полупроницаемых мембран. Доцентом Р.В. Синицыной было изучено совместное действие ингибиторов, а также ингибиторов и гетерогенного фактора на крекингпроцесс. Под руководством доцента Л.И. Карнауховой разработаны новые эффективные ускоряющие системы крекинга алканов и их смесей.

Параллельно с кафедрой росла и развивалась лаборатория химической физики, которой с 1978 г. бесшестенно заведует профессор М.Д. Гольдфейн. Основное научное направление лаборатории – исследование кинетики и механизма радикальноцепных процессов полимеризации. В этом направлении активно и плодотворно работают Э.А. Рафиков, А.Л. Бортничук, А.В. Пивоваров, М.Д. Гольдфейн и др. Полученные результаты использованы в полимерной промышленности при синтезе, очистке, переработке и хранении полимеров, на производствах ПАНволокна типа нитрон и акриловых эмульсий, при синтезе высокомолекулярного флокулянта (ПАНфлок) и жесткого пеноуретана.

Фундаментальные научные результаты 1960–70-х гг. легли в основу трех научных монографий, одна из которых (Степухович А.Д., Улицкий В.А. *Кинетика и термо-*

динамика радикальных реакций крекинга. М.: Наука, 1975) стала широко известной в научных кругах. По книге А.Д. Степуховича, В.А. Улицкого «Лекции по статистической физике» (М.: Высшая школа, 1978) учились и продолжают учиться многие поколения студентов-физиков не только Саратовского университета, но и других вузов страны. Научная известность профессора А.Д. Степуховича давно перешагнула стены университета.

С 1982 г. и по настоящее время кафедрой заведует известный в стране специалист в области молекулярной спектроскопии, заслуженный работник высшей школы РФ, академик МАН ВШ, академик АПК РФ, действительный член Нью-Йоркской академии наук, доктор физико-математических наук, профессор **Валентин Иванович Березин**, выпускник и аспирант (руководитель М.А. Ковнер) кафедры теоретической физики Саратовского университета.

С приходом В.И. Березина на кафедре возникает новое научное направление, связанное с экспериментальными исследованиями молекулярных спектров, разработкой аналитических и численных методов расчета спектральных характеристик сложных органических молекул и молекулярных комплексов, входящих в состав биологически активных веществ, лекарственных препаратов, красителей, полимеров, жидких кристаллов и др. К нему примыкают также работы по изучению методами квантовой химии электронно-возбужденных состояний молекул (поглощение света, люминесценция, фотодинамические превращения, фотохимические реакции и генерация монохроматического лазерного излучения). Большой вклад в решение вышеперечисленных проблем внесли Н.В. Богачев, С.И. Татаринев, З.М. Абахаева, В.В. Нечаев (исследование структуры биологических молекул в электронно-возбужденных состояниях по спектрам резонансного комбинационного рассеяния (РКР), а также развитие квантово-механических методов расчета спектральных молекулярных параметров). В 1984 г. В.И. Березин защитил докторскую диссертацию по методам решения прямых и обратных спектральных задач для циклических и комплексных соединений.

В 1989 г. был создан объединенный филиал кафедр химической физики и оптики при Саратовском филиале ИРЭ РАН в рамках нового научного направления. Первым заведующим филиала был талантливый экспериментатор, кандидат физико-математических наук Л.П. Шубочкин (1947–1992). Под его руководством сотрудниками филиала (И.Л. Максимовой, В.В. Гусевым, С.В. Романовым) проводились исследования по раз-



работке методов и устройств диагностики объемных и поверхностных характеристик природных и технических объектов на основе измерения поляризационных характеристик упругорассеянного излучения. Подобные задачи весьма актуальны для самых различных областей науки и техники: лабораторная биомедицинская диагностика биотканей и биожидкостей, ранняя диагностика заболеваний, обусловленных нарушением пространственной организации биотканей, например нарушения прозрачности оптических тканей глаза и др. Под руководством Л.П. Шубочкина был разработан автоматизированный лазерный поляризационный нефелометр (предназначенный для исследования поляризационных характеристик рассеянного излучения), который экспонировался на Международной Лейпцигской ярмарке, Всесоюзной выставке «Метрология в прецизионном машиностроении».

В 1992 г. на кафедру приходит старший преподаватель, а ныне доцент, кандидат физико-математических наук Г.Н.Тен; с 1995 г. должность профессора замещает доктор физико-математических наук М.Д. Элькин. Их научные интересы направлены на развитие и применение в вычислительной спектроскопии аналитических методов теории колебаний многоатомных молекул. Профессор, доктор физико-математических наук В.В. Петров, начавший в 1996 г. работу на кафедре в должности доцента, ведет научный поиск в области оптической обработки информации, основанной на методах взаимодействия оптических и акустических волн: исследования биологических и промышленных объектов с помощью акустических колебаний, диагностика в медицине и перспективные разработки в области 3-D дисплеев.

В связи с успешным развитием нового оптического научного направления кафедра химической физики в 1997 г. была переименована в *кафедру прикладной оптики и спектроскопии* и стала вести подготовку студентов по двум специализациям: оптика и спектроскопия, биомедицинская оптика и лазерная биофизика.

Кафедра физики полупроводников существует на факультете с 1981 г. Ее основателем и заведующим является **Борис Николаевич Климов**, заслуженный деятель науки Российской Федерации, доктор технических наук, профессор, член-корреспондент Российской академии естественных наук.

Систематические исследования по физике полупроводников в СГУ начались со второй половины 30-х гг. XX века, когда в университет приехал В.П. Жузе (Ленинградский

физико-технический институт АН СССР), один из сотрудников академика А.Ф. Иоффе.

В 1945 г., как уже отмечалось, на физическом факультете СГУ была открыта кафедра физики твердого тела (КФТТ), которую 40 лет (со дня основания и до своей кончины в 1985 г.) возглавляла заслуженный деятель науки РСФСР, доктор физико-математических наук, профессор З.И. Кирьяшкина. С 1947 г. началась подготовка специалистов по физике полупроводников, полупроводниковой электронике и микроэлектронике.

К 60-м и 70-м гг. прошлого века на КФТТ и в отделе физики полупроводников и микроэлектроники НИИМФ СГУ сформировался мощный и высококвалифицированный коллектив физиков-полупроводниковиков – преподавателей, научных сотрудников и инженеров. Основное направление исследований было связано с проблемой взаимодействия полупроводников и структур на их основе с электромагнитным излучением различных частотных диапазонов. Работы кафедры получили широкую известность и признание в стране и в мире. В 1979 г. Б.Н. Климов в совете Московского энергетического института успешно защитил докторскую диссертацию по специальности 01.04.10 – *физика полупроводников и диэлектриков*. Это и послужило побудительным мотивом к открытию в 1981 г. еще одной кафедры – кафедры физики полупроводников (КФП), ориентированной на физику полупроводников и полупроводниковую электронику.

Преподавательский состав КФП был сформирован из части штата КФТТ: Б.Н. Климов, В.Н. Котелков, А.М. Свердлова, А.Г. Рокан, Е.И. Ерохина, Г.Ю. Науменко, А.И. Михайлов. Решение о разделе КФТТ, конечно же, было непростым для З.И. Кирьяшкиной: приходилось делить «своих детей». Однако понимание того, что так надо для повышения качества подготовки специалистов по физике полупроводников и полупроводниковой электронике, а также для расширения фронта и тематики научных исследований значительно возмужавшего к тому времени коллектива, несомненно, перевешивало все опасения и чувства.

Усилиями коллектива новой кафедры в короткие сроки был создан почти с нуля *лабораторный практикум по физике полупроводниковых приборов* – уникальная учебно-исследовательская лаборатория, которая и по сей день является гордостью кафедры и одним из важнейших элементов, обеспечивающих высокий уровень подготовки физиков-полупроводниковиков на физическом факультете СГУ.



Развиваемые на КФП научные направления находятся в русле современных и актуальных научных, технических и социально-гуманитарных проблем. Это – физика и техника полупроводников и диэлектриков; твердотельная электроника; микроэлектроника; нанотехнологии и наноэлектроника; молекулярная электроника; управление качеством в различных сферах жизнедеятельности человека.

Преподавателями, сотрудниками, аспирантами и соискателями кафедры за время ее существования защищено около 30 кандидатских диссертаций. Выпускники и сотрудники кафедры Б.Н. Климов, А.Г. Роках, А.М. Свердлова, Б.И. Горфинкель, В.А. Иванченко, В.А. Рожков, М.К. Самохвалов, А.И. Михайлов, В.Н. Гусятников защитили докторские диссертации. Каждый из названных докторов наук в той или иной мере ощущал поддержку кафедры и, без сомнения, во многом обязан коллективу КФП своими научными достижениями и успехами в этом нелегком деле.

Профессорско-преподавательский состав кафедры на январь 2005 г.: Климов Борис Николаевич – заведующий кафедрой, доктор технических наук, профессор, заслуженный деятель науки Российской Федерации, член-корреспондент Российской Академии естественных наук; Роках Александр Григорьевич – профессор, доктор физико-математических наук, действительный член Академии акмеологических наук; Михайлов Александр Иванович – профессор, доктор физико-математических наук; Ворошилов Сергей Александрович – доцент, кандидат физико-математических наук; Стецюра Светлана Викторовна – доцент, кандидат физико-математических наук; Горин Дмитрий Александрович – доцент, кандидат химических наук; Альтшулер Евгений Юрьевич – доцент, кандидат физико-математических наук; Ерохина Евгения Ивановна – старший преподаватель; Бурмистров Александр Валерьевич – ассистент; Фокина Тамара Петровна – профессор, кандидат философских наук, член-корреспондент Академии наук социальных технологий и местного самоуправления; Кисин Владимир Владимирович – профессор, доктор технических наук; Жуков Александр Георгиевич – доцент, кандидат физико-математических наук; Сергеев Сергей Алексеевич – старший преподаватель; Глуховской Евгений Геннадьевич – ассистент; а также преподаватели филиала кафедры: Жуков Николай Дмитриевич – доцент, кандидат физико-математических наук, действительный член Академии информатизации; Микаелян Геворг Татевосович – доцент, кандидат физико-

математических наук; Соколов Сергей Николаевич – ассистент.

Кафедра осуществляет подготовку и выпускает специалистов по специальностям: 200100 – *микроэлектроника и твердотельная электроника* (инженер), 014100 – *микроэлектроника и полупроводниковые приборы* (физик-микроэлектронщик), 340100 – *управление качеством* (инженер-менеджер); а также по направлению 550700 – *электроника и микроэлектроника* (бакалавр техники и технологий, магистр техники и технологий)

Указанные специальности и направление охватывают круг вопросов, связанных с такими приоритетными направлениями развития науки и техники, как фундаментальные исследования в области физики полупроводников и диэлектриков; нанотехнологии, компьютерные технологии и электроника; получение и исследование новых перспективных материалов для микроэлектроники и наноэлектроники; математическое моделирование и управление процессами и системами в различных сферах жизнедеятельности человека; разработка технологий и систем управления качеством в производстве и образовании.

В 1987 г. был открыт филиал кафедры в НИИзнакосинтезирующей электроники «Волга» (г. Саратов), где студенты и аспиранты кафедры проходят практики, выполняют курсовые и дипломные работы, изучают специальные курсы, работают над диссертациями.

В 1993 г. по инициативе преподавателей кафедры, руководства и ведущих педагогов школы № 37 г. Саратова (ныне лицей № 37) был создан Лицей «Полупроводниковая электроника» (ЛПЭ), а в 1998 г. – филиал Лицея в школе № 9 г. Аткарска. ЛПЭ – это специализированные лицейские 8, 9, 10 и 11 классы, в которых наряду с углубленным и расширенным изучением физики и математики преподается также и ряд современных специальных курсов, соответствующих профилю кафедры. Среди последних нужно особо выделить спецкурс «Физические основы полупроводниковой электроники», определяющий специфику и научно-технический профиль ЛПЭ. Для развития методического и научного потенциала в ЛПЭ кафедрой создана учебно-исследовательская лаборатория полупроводниковой электроники, в которой ученики занимаются научными исследованиями, выполняют работы двух лабораторных практикумов.

Таким образом, кафедрой создан триединый учебно-научно-производственный комплекс: кафедра физики полупроводников–ЛПЭ–филиал кафедры в НИИ «Волга», который, несомненно, способствует успешному и эффективному решению главной задачи –



подготовке высококвалифицированных специалистов.

Кафедра прикладной физики организована в 1986 г. по инициативе профессора **Василия Сергеевича Кошелева**, который и стал ее первым руководителем.

Главной предпосылкой создания кафедры явилось бурное развитие электронной промышленности. Разработка вакуумных и твердотельных приборов и устройств на их основе требовала комплексного изучения регулярных и флуктуационных физических процессов, протекающих в реальных приборах. К этому моменту на кафедре общей физики сложился научный коллектив, созданный профессором С.И. Сорокиным, занимавшийся (с 1960 г.) тепловыми, термомеханическими, деградационными и смежными процессами в электронных приборах: профессор В.С. Кошелев, доценты В.Н. Шевцов, В.В. Новоселов, А.А. Скапцов, А.И. Жбанов, старший научный сотрудник В.Ф. Ковалев и др. Профессор А.С. Шаповалов, доценты В.В. Машников, Л.М. Минкин, В.Г. Медокс, Р.Ф. Мухамедов активно занимались исследованием проблем взаимодействия электронов с электромагнитными полями, электронной эмиссии, электронной оптики, электрического разряда, шумов и флуктуаций. Сотрудники этих двух научных групп и составили основу новой кафедры, отпочковавшей от кафедры общей физики.

С 1998 г. кафедру возглавляет профессор, доктор физико-математических наук **Александр Степанович Шаповалов**.

Кафедра прикладной физики на момент образования обеспечивала учебный процесс по курсам общей физики на четырех факультетах (физическом, геологическом, географическом и биологическом). К настоящему времени в результате появления новых факультетов и специальностей число лекционных потоков, с которыми работает кафедра, практически удвоилось. На момент образования кафедра осуществляла подготовку студентов по одной специализации – *прикладная физика*, в настоящее время – также и по специализации *биохимическая физика*. Кафедра располагает пятью специальными практикумами, объединенными в учебно-исследовательскую лабораторию прикладной физики, которая стала материально-технической базой для проведения как учебной, так и научно-исследовательской работы.

Область научных интересов сотрудников кафедры очень широка и представляет собой комплексное исследование регулярных и флуктуационных процессов различной физической природы (электронно-эмиссионных,

электродинамических, теплофизических, термомеханических, аэро- и гидродинамических, биофизических, механических и др.), протекающих в электронных приборах, энергетических установках, изделиях авиационной техники, биологических объектах. При этом ряд исследований проводится совместно с учеными академических и отраслевых НИИ (СО ИРЭ РАН, института точной механики и управления РАН, НИИ «Волга» и др.). Многие участники совместных исследований являются выпускниками кафедры. В рамках указанной области исследований основными являются следующие научные направления: математическое моделирование теплофизических, термомеханических, аэродинамических, электрофизических процессов, протекающих в электронных приборах, изделиях авиационной техники, энергетики, биологических объектах; исследование динамических и флуктуационных характеристик электронной эмиссии и процессов взаимодействия потоков носителей заряда с электромагнитными полями вакуумных и твердотельных электронных приборов.

Основные научные достижения характеризуются внедрением научных результатов. Две серии СВЧ-генераторов (вакуумного и твердотельного) приняты в опытное производство на промышленном предприятии г. Тулы, СВЧ-радиоволновый датчик вибраций и контрольно-измерительный комплекс, разработанный на его основе, внедрены на ОАО СПЗ, на Балаковской АЭС. Сотрудниками кафедры разработаны более 80 алгоритмов и вычислительных программ, которые приняты в «Отраслевой фонд алгоритмов и программ электронной промышленности».

С 1997 г. на кафедре активно развивается новое научное направление: моделирование наноустройств, конструируемых на углеродных нанотрубках (УНТ). Оно разрабатывается доцентом О.Е. Глуховой (с 2004 г. – заместитель декана по научной работе). В качестве наноустройств изучаются нанокластерные автокатоды (или наноэммитеры, представляющие собой УНТ), применяемые в новых вакуумных индикаторах и сверхплоских дисплеях. Исследования электронных свойств УНТ проводятся совместно с научным коллективом Саратовского филиала ИРЭ РАН, руководимым профессором Н.И. Синицыным. С привлечением квантово-химических методов и методов молекулярной динамики осуществляется математическое моделирование с последующей параметрической оптимизацией наноустройств. Наиболее интересными результатами являются: открытие возможности управления



эмиссионными свойствами УНТ вследствие введения в их каркас дефектов физического или химического происхождения; теоретическое прогнозирование существования принципиально нового наномеханического устройства – наногироскопа; возможность его конструирования основана на вращении внутренней оболочки эндоздрального соединения $C_n@C_m$. По результатам исследования электронных, упругих, эмиссионных свойств УНТ и фуллеренов опубликовано свыше 50 научных работ.

Большое значение придают сотрудники кафедры работе с довузовской молодежью. Так, доцент В.Н. Шевцов (директор) и старший преподаватель М.А. Старшов являются лекторами физико-технической школы (ФТШ) при физическом факультете, которая ежегодно проводит циклы занятий для учеников 9, 10 и 11 классов. Слушатели ФТШ принимают активное участие в городских научно-практических конференциях для школьников, школьных олимпиадах по физике, а выпускники ФТШ становятся студентами физического факультета. Кроме того, М.А. Старшов на протяжении многих лет является куратором группы одаренных (призеры городских и областных школьных олимпиад по физике) детей, которые ежегодно отдыхают и приобретают новые знания летом на одной из баз отдыха в окрестностях Саратова.

Активная научная и методическая работа стимулировала организацию выпуска межвузовского научного сборника «Вопросы прикладной физики», ответственным редактором которого является В.С. Кошелев, а его заместителем – А.С. Шаповалов. В сборнике представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований прикладных проблем в различных областях современной физики; публикуются также материалы учебно-методического характера. Выпуски сборника затребованы научными библиотеками вузов РФ и Библиотекой Конгресса США.

Кафедра теоретической и математической физики (ТМФ) была организована в 1991 г. профессором **Станиславом Александровичем Смолянским**, выделившись из кафедры теоретической и ядерной физики. В первоначальный состав кафедры вошли преподаватели, прошедшие серьезную подготовку по теоретической физике в ведущих научных центрах страны. Профессор С.А.Смолянский в те годы был тесно связан с одним из ведущих теоретиков страны членом-корреспондентом АН СССР Д.А. Киржницем (теоретический отдел ФИАН им. П.А.Ле-

бедева), ближайшим сотрудником академика Н.Н. Боголюбова профессором Д.Н. Зубаревым (отдел статистической механики математического института АН СССР), профессором Г.М. Зиновьевым (руководитель отдела физики высоких плотностей энергии института теоретической физики АН УССР). Доценты Ю.С. Гангнус и А.В. Тараканов являются представителями школы теоретической физики ОИЯИ (г. Дубна), а доцент А.Г. Лавкин (ныне доктор физико-математических наук) прошел школу ИФВЭ (г. Серпухов). В составе на момент организации кафедры были также доцент Л.М. Бабков, ныне профессор кафедры, один из ведущих ученых в области квантовой физики атомно-молекулярных систем и конденсированного состояния, и доцент А.А. Терехов, ученик профессора М.А. Ковнера. Все эти преподаватели явили собой высококвалифицированную основу кафедры ТМФ. В последующие годы коллектив пополнили старшие преподаватели М.Б. Мысенко и С.В. Ильин. Длительное время на кафедре работал доцент М.В. Кисин, ныне сотрудник Stony Brook University (Нью-Йорк), а также профессор В.В. Игонин, занимавшийся историей и методологией физики. В последние годы на кафедре перешли на постоянную работу доцент А.В. Прозоркевич (бывший заведующий кафедрой математики Саратовского высшего военного командного училища) и профессор А.Г. Лазерсон (бывший заведующий кафедрой физики того же училища).

Традиционные дружеские и научные связи соединяют кафедру ТМФ с лабораторией теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна), где и был организован филиал кафедры (руководитель – профессор В.К. Лукьянов). Долгое время на кафедре работал в качестве совместителя профессор И.В. Пузынин, директор ЛВТА ОИЯИ. Это позволяло кафедре ежегодно направлять в ОИЯИ студентов для производства производственной практики, выполнения дипломных работ, обучения в аспирантуре и последующего трудоустройства. Частыми гостями кафедры ТМФ были многие ведущие ученые ОИЯИ: В.К. Лукьянов, И.В. Пузынин, Б.Н. Захарьев, Е.А. Иванов, Л.А. Малов, Г.В. Ефимов.

Другим структурным элементом кафедры ТМФ является Проблемная лаборатория по теоретической и математической физике (руководитель – доцент А.Г. Лавкин). В 2001 г. кафедра ТМФ вошла в качестве подразделения в Научно-учебный центр ядерной физики и ускорителей СГУ (руководитель – профессор В.П. Степанчук).



В учебно-вспомогательном составе кафедры в различные периоды работали инженеры А. Ембулаев, Э.И. Ротенбург, С.В. Ерохин, С.В. Трухачев, И.В. Моисеенко, Н.И. Давыдова.

Наряду с основным направлением – подготовкой специалистов-физиков по специализации *теоретическая физика*, кафедра с момента основания готовила также преподавателей физики и математики для гимназий, лицеев и других средних учебных заведений с углубленным изучением этих предметов в рамках специализации *методика преподавания физики* (последний выпуск состоялся в 2004 г.).

На кафедре сложились два основных научных направления: физика экстремальных состояний вещества (руководитель – профессор С.А. Смолянский) и квантовая физика атомно-молекулярных систем и конденсированного состояния (руководитель – профессор Л.М. Бабков).

По физике экстремальных состояний вещества работы ведутся в настоящее время по следующим темам (А.В. Прозоркевич, А.В. Тараканов, С.И. Ильин): исследование предравновесной эволюции кварк-глюонной плазмы при соударениях ультрарелятивистских тяжелых ионов на суперколлайдерах нового поколения; изучение электрон-позитронной плазмы, генерируемой в сильных полях современных и проектируемых мощных лазеров оптического и рентгеновского диапазона; описание вакуумного рождения частиц на ранней стадии эволюции Вселенной в рамках конформно-инвариантных космологических моделей. Исследования основаны на оригинальных методах, предложенных и разработанных на кафедре ТМФ и получивших международное признание. Данные методы базируются на строгих непертурбативных результатах квантовой теории поля и релятивистской кинетической теории. Результаты этих исследований опубликованы в ведущих научных журналах физического профиля: *Physical Review*, *Physical Review Letters*, *Physics Letters*, *Annals of Physics*, *Ядерная физика* и др. В различные годы эти исследования были поддержаны различными российскими и международными грантами. В настоящее время изучение поведения вещества в различных экстремальных условиях проводится в тесном сотрудничестве с рядом ведущих научных центров России и Европы: ЛТФ ОИЯИ, МГУ, университетами городов Росток, Билефельда, Тюбингена (Германия), Осло (Норвегия), Щецина (Польша).

В рамках научного направления «Квантовая физика атомно-молекулярных систем и

конденсированного состояния» исследуются (О.В. Горшкова, Е.С. Ведяева, С.В. Трухачев) динамика и структура атомно-молекулярных систем: свободных молекул, молекулярных комплексов, молекулярных кристаллов, жидкофазных систем, в том числе жидких кристаллов, многокомпонентных смесей типа органик-неорганик на основе наночастиц (например, двуокиси титана). Методы исследования: экспериментальные (спектроскопия инфракрасного, КР, ИК, видимого и ультрафиолетового диапазона, лазерная спектроскопия) и теоретические (методы квантовой теории, используемые в молекулярной спектроскопии, в исследовании строения вещества и его внутренних характеристик). Исследования ведутся в тесном контакте с физиками-экспериментаторами из Института физики Национальной Академии наук Украины (Киев), Физического института Гданьского университета и Института исследования низких температур и структуры Польской Академии наук (Вроцлав, Польша). Теоретическая часть исследований осуществляется на кафедре теоретической и математической физики СГУ. В моделировании структурно-динамических моделей широко используются современные комплексы программ «Lev-100» и «Gaussian-03», позволяющие рассчитать энергию квантовой системы, структуру молекулы или молекулярного комплекса, механические, электрооптические термодинамические характеристики, частоты нормальных колебаний, формы, смещения атомов, распределение энергии по нормальным координатам, распределение интенсивностей в спектрах комбинационного рассеяния и инфракрасного поглощения света. Анализ результатов моделирования, оценка их достоверности позволяют оценить возможности используемых теоретических методов. Полученная информация составляет основу фундаментальных знаний в области квантовой физики атомно-молекулярных систем и конденсированного состояния. В рамках направления исследованы свойства длинноцепочечных алифатических соединений (ДАС), представленных гомологическими рядами карбоновых и дикарбоновых кислот, алкилбензойных, алкилциклогексанкарбоновых кислот и их фторалкилзамещенных, оксицианобифенилов и оксифенилов, образующих мезофазу, в различных фазовых состояниях, стеклообразующих веществ (бензофенон и продукты его фотохимических превращений, 2-бифенилметанол), двухкомпонентные смеси типа органик-неорганик на основе наночастиц двуокиси титана. К числу основных свойств отнесены полиморфизм, упаковочный и конформационный,



конформационная подвижность в молекулах, определяющая тип полиморфизма (конформационный), особенности структуры и межмолекулярных взаимодействий в ДАС, в твердой и жидкокристаллической фазах, и стеклообразующих веществах, особенности фазовых переходов в цианобифенилах. Интерпретированы спектры исследуемых соединений с учетом влияния на них всех перечисленных факторов: конформационной мобильности и межмолекулярных взаимодействий, специфических и ван-дер-ваальсовых. Результаты исследований нашли частичное отражение в коллективной монографии Л.М. Бабкова, Г.А. Пучковской, С.Л. Макаренко, Г.А. Гаврилко «ИК-спектроскопия молекулярных кристаллов с водородными связями», в 90 научных статьях, поддерживались Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 97-03-32175, 01-03-32517).

Кафедра *лазерной и компьютерной физики* была создана в 1997 г. К середине 90-х гг. XX века стало ясно, что лазерная физика, квантовая электроника и фотоника, пройдя определенный период стабилизации и накопления фактов, идей и подходов, вошли в новый этап развития. Этот этап характеризуется несколькими крупными достижениями. Появились лазерные системы, генерирующие световые импульсы с длительностью до нескольких фемтосекунд. Одновременно вошли в практику новые нелинейные кристаллы и активные среды с уникальными и необычными характеристиками, существенно расширился диапазон лазерных устройств. Были предложены, разработаны и созданы совершенно новые оптические среды – фотонные кристаллы, представляющие собой прозрачные среды с периодическим изменением показателя преломления по одному, двум или трем направлениям и перспективные для создания различного рода устройств управления характеристиками волновых пучков и импульсов в оптическом диапазоне. Продолжилось развитие сверхскоростных волоконно-оптических систем передачи информации.

К этому времени сотрудники кафедры оптики (Л.А. Мельников, В.В. Тучин, Э.М. Рабинович, Ю.П. Синичкин, Г.Г. Акчурин, В.Л. Дербов), активно занимающиеся вопросами лазерной физики и волоконной оптики, их аспиранты и студенты выполнили ряд работ, которые позволили говорить о том, что лазерная физика в СГУ вышла на передовые рубежи современной науки. Признанием этого факта являлось, в частности, проведение одной из конференций «Nonlin-

ear Dynamics in Lasers and Optical Systems» летом 1993 г. в России в рамках круиза по Волге на теплоходе «Александр Суворов» (Volga Laser Tour'93). Программный и организационный комитеты состояли в основном из сотрудников кафедры оптики (активное участие в проведении конференции принял также доцент кафедры теоретической и ядерной физики С.К. Потапов, который ушел из жизни вскоре по завершении ее работы).

В условиях кризиса финансирования науки группа лазерной физики сохранила научную активность и продуктивность. Л.А. Мельников в 1992 г. защитил докторскую диссертацию на тему «Динамика волновых пучков и импульсов в активных, нелинейных и волноведущих средах», в 1993–1995 гг. группой выполнялись работы при поддержке долгосрочного исследовательского гранта Международного научного фонда (Сороса). В 1995 г. был выигран грант INTAS на проведение работ по тематике, связанной с лазерной спектроскопией атомов, содержащих антипротон. Данная работа выполнялась при активном сотрудничестве с учеными из Дубны (Объединенный институт ядерных исследований) и CERN (Европейская лаборатория ядерных исследований, Женева). Ранее были установлены активные научные контакты с колледжами и университетами США, Великобритании, Германии, Бельгии, Франции и других стран по направлениям в области нелинейной динамики лазеров. За 1991–1997 гг. по тематике, связанной с лазерной физикой, было защищено около 10 кандидатских диссертаций аспирантами и соискателями кафедры (Г.Н. Татарков, С.А. Татаркова, В.Ю. Торонов, Г.Н. Смоляков, А.А. Соколов, А.И. Конюхов, И.В. Вешнева, С.В. Романов и др.).

В начале 1997 г. В.В. Тучиным и Л.А. Мельниковым была выдвинута идея об образовании новой кафедры, основным предназначением которой, как предполагалось, будет подготовка специалистов по лазерной физике и нелинейной оптике и реализация научно-педагогического потенциала сотрудников группы лазерной физики. Эта идея была поддержана Ученым советом факультета, руководством и Ученым советом университета. С 1 сентября 1997 г. была создана новая выпускающая кафедра «Лазерной и компьютерной физики». В названии кафедры отразилось не только основная научная тематика и часть наименования специализации (*лазерная физика*), но и существенная сторона научной и методической деятельности сотрудников, связанная с решением сложных динамических и многомерных задач лазерной физики и оптики волноводов с



использованием самых современных компьютерных технологий и методов. Было принято решение вести одну специализацию (*квантовая электроника*) совместно с «родительской» кафедрой оптики; это решение действует и сейчас, хотя специализация изменилась на *лазерную физику и нелинейную оптику*, что больше отвечает современным потребностям. Заведующим кафедрой стал доктор физико-математических наук профессор **Леонид Аркадьевич Мельников**. Весь преподавательский состав того времени (В.И. Цой, В.Л. Дербов, Ю.П. Синичкин, Ю.П. Турбин) перешел с кафедры оптики.

В настоящее время коллектив кафедры лазерной и компьютерной физики представляет собой динамичный и развивающийся коллектив, сочетающий высокий уровень преподавания и активную научную деятельность. Хотя, как и прежде, количество студентов, специализирующихся по указанному направлению, невелико, число желающих обучаться на кафедре намного превосходит ее возможности. В настоящее время все сотрудники кафедры имеют ученые степени (доценты А.И. Конюхов, Е.А. Романова, М.В. Рябина – ученики Л.А. Мельникова), причем из пяти штатных сотрудников двое являются докторами наук (Е.А. Романова защитила докторскую диссертацию в 2004 г.). С 2002 г. должность профессора кафедры занимает доктор физико-математических наук И.С. Нефедов – ведущий сотрудник Саратовского филиала Института радиотехники и электроники РАН, с именем которого связано появление на кафедре и в СО ИРЭ тематики, относящейся к физике и оптике фотонных кристаллов.

Большое значение имело для научной и учебной работы кафедры создание в 1997–2000 гг. неформального научного комплекса, включающего кафедру, лабораторию лазерных и волоконно-оптических систем СО ИРЭ РАН, которую возглавляет с 1992 г. Л.А. Мельников, и предприятие «Технология, оборудование, стеклянные структуры (ТОСС)».

Основная тематика совместных работ – теория, разработка, изготовление и изучение оптических и нелинейно-оптических свойств микроструктурных световодов и фотонных кристаллов. При этом роль координирующего центра принадлежит кафедре: именно здесь ведутся все теоретические и расчетные работы. Привлечение научного потенциала предприятия «ТОСС» и СО ИРЭ обуславливает мировой уровень не только выполняемых работ, но и подготовки специалистов.

Кафедра является в настоящее время одним из подразделений, участвующих в работе по гранту REC-006 в рамках программы

«Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE) Министерства образования и науки и Американского фонда гражданских исследований. В указанном проекте большое внимание уделяется поддержке молодых исследователей. Молодые ученые кафедры А.И. Конюхов и М.В. Рябина выиграли двухгодичные гранты. Существующее активное международное научное сотрудничество позволяет поддерживать высокий уровень научной и учебной работы. Сотрудники кафедры публикуют каждый год около 20 статей и докладов и участвуют в 5–6 российских и международных конференциях.

При кафедре работает аспирантура и докторантура по специальностям 01.04.05 – *оптика*, 01.04.21 – *лазерная физика*. Совместно с кафедрой оптики кафедра лазерной и компьютерной физики проводит подготовку по специальности *физика* со специализациями *лазерная физика и нелинейная оптика; оптика и спектроскопия; информационные технологии и математическое моделирование в научных исследованиях, цифровые телекоммуникационные системы*, а также по направлению *оптическая физика*. Кафедра обеспечивает изучение таких разделов общей физики, как оптика, атомная физика и биофизика, чтение общего курса лекций по оптике на факультете нелинейных процессов. Базами практики и специализированного обучения студентов кафедры лазерной и компьютерной физики являются Научно-образовательный институт оптики и биофотоники при СГУ, научно-образовательный центр Министерства образования и науки РФ и Американского фонда гражданских исследований «Нелинейная динамика и биофизика» при СГУ, научные лаборатории Саратовского научного центра Российской академии наук. Научные направления кафедры, лежащие в основе образовательных программ, включают физику лазеров, нелинейную динамику лазеров и оптических систем, оптику жидких кристаллов, лазерную спектроскопию, физику фотонных кристаллов и микроструктурных волокон, нелинейные явления в оптических волноводах, численные методы изучения распространения волн в активных и волноведущих линейных и нелинейных средах.

Кафедра физики и методико-информационных технологий вошла в состав физического факультета в результате интеграции в 1999 г. Саратовского государственного университета и Саратовского педагогического института.



Заведующий кафедрой – **Борис Емельянович Железовский**, доктор физико-математических наук, профессор, академик Международной академии акмеологических наук, член-корреспондент Международной академии педагогических и социальных наук, член-корреспондент Российской экологической академии, почетный работник общего и среднего образования РФ.

Педагогический институт является одним из старейших вузов Поволжья. Еще в 1913 г. в Саратове создается двухгодичный учительский институт, на базе которого в 1918 г. открывается Саратовский педагогический институт. Через год его переименовали в Институт народного образования. В 1922 г. институт вошел в состав Саратовского университета на правах педагогического факультета. В 1931 г. факультет был преобразован в самостоятельный педагогический институт, состоящий из пяти подразделений, в числе которых – физико-математический факультет. История не сохранила дату образования кафедры физики в рамках педагогического института, однако можно полагать, что кафедра физики берет свое начало с 1913 г.

Первым заведующим кафедрой физики, организованной в 1931 г. в составе физико-математического факультета Педагогического института, был С.Д. Худяков. Кафедра называлась кафедрой общей физики. В первый же учебный год были созданы лаборатории, где проходили обучение студенты очного, а в последующие годы и заочного, вечернего отделений и учительского института. В оснащении лаборатории оборудованием существенную помощь оказал университет, передав часть приборов кафедре. Был создан хорошо оснащенный кабинет лекционных демонстраций. На кафедре было 4 преподавателя. С.Д. Худяков возглавлял кафедру на протяжении 20 лет.

Большой вклад в развитие кафедры внесли возглавлявшие ее в разное время доценты В.Я. Маянц, А.А. Кузнецов, профессор И.Ф. Ковалев, доцент В.А. Лабзин. С 1974 г. кафедрой заведует Б.Е. Железовский, специалист в области многочастотных и параметрических явлений в электронно-лучевых приборах СВЧ-диапазона. Круг его интересов распространяется и на область школьной и вузовской педагогики. Им впервые создана математическая модель учебного процесса. Исследования профессора Б.Е. Железовского отражены в более чем четырехстах научных трудах, из которых наиболее значимыми являются «Электронно-лучевые параметрические СВЧ-усилители» (1970), «Многочастотные режимы в приборах СВЧ» (1979), «Ме-

тоды ТРТЗ в электронике СВЧ» (2004). Большой вклад ученый внес в методику преподавания школьных курсов «Окружающий мир», «Естествознание», «Общая физика», в частности им издана «Хрестоматия по природоведению» и большое число тетрадей для углубленного изучения физики.

Кафедра в течение последних лет готовит студентов по специальности *физика с дополнительной специальностью информатика*, обеспечивая проведение всех видов работ по курсам общей, теоретической физики, методике преподавания физики, ТСО, астрофизике, спецкурсам и курсам по выбору.

На кафедре действуют учебные лаборатории по курсам механики, молекулярной физики и термодинамики, электродинамики, оптики, атомной и ядерной физики, радио- и электротехники, по методике и теории преподавания физики, информатике и методике ее преподавания. На кафедре имеются учебные мастерские, кабинет ТСО, кабинет лекционных демонстраций и научные лаборатории.

Профессор Т.Г. Бурова – специалист в области молекулярной спектроскопии. Ею разработаны элементы теории и методы расчета спектров РКР и двухфотонного поглощения, опубликовано около 100 научных работ. Под ее руководством защищены две кандидатские диссертации. Наиболее значимые работы доцента А.И. Жбанова относятся к теплофизике и перспективной области исследований – наноэлектронике, где им получены оригинальные результаты, имеющие фундаментальный характер. Областью научных интересов доцента А.И. Бровко является разработка современных численных методов, направленных на решение трехмерных открытых задач электродинамики и оптики. Успешно занимаются научными исследованиями в области молекулярной физики и физики жидких кристаллов доцент В.П. Вешнев, а в области спектрального анализа – доцент О.С. Вдовин.

Кафедра готовит будущих учителей физики и информатики, поэтому большое внимание уделяется научным методическим исследованиям. Среди наиболее значимых достижений в области методики следует отметить развитие статистических и вероятностных методов в педагогике. Это позволило внести весомый вклад в решение таких проблем, как преимущество обучения, мотивация обучения, педагогическая квалиметрия, закономерности обучения, проблема генерализации физических знаний и ряд других. Впервые составлено обобщенное уравнение учебного процесса, позволяющее учитывать особенности преподавания – выбранную педагогическую технологию, объем и



характеристику учебного материала, используемые дидактические материалы, а также особенности усвоения сообщаемых знаний учащимися; влияние на этот процесс уровня сформированности их познавательной самостоятельности, утомляемости, естественного процесса забывания и адаптации к учебному материалу и манеры его изложения преподавателем. Важным направлением методических исследований кафедры является также широкое внедрение в педагогические исследования методов теории планирования эксперимента, а также компьютерных технологий. Методические исследования проводятся профессором Б.Е. Железовским, доцентами Н.В. Романовой, Н.Г. Недогреевой В.А. Рачковым, А.Е. Васильевым, О.С. Вдовиным.

Продолжается развитие натурального демонстрационного эксперимента и виртуального лабораторного практикума для образовательных учреждений разного профиля, в частности, на кафедре разработан базовый лабораторный практикум для школ города. В нем в течение ряда лет проводятся занятия в полном объеме по договорам с Саратовским кадетским колледжем, НОУ «Медицинский лицей», МОУ «Гимназия № 4», Лицеом прикладных наук и др.

Только за последние 3 года по этому направлению опубликовано 2 монографии, 8 учебных и методических пособий, более 140 статей, проведено две Международных научно-методических конференции (2004 и 2005 гг.), в которых приняли участие свыше 250 ученых из 22 городов России и 4 стран дальнего зарубежья.

Среди выпускников кафедры – профессор А.С. Шехтер, возглавивший впоследствии кафедру теоретической физики, профессор З.И. Кирьяшкина, основатель и первая заведующая кафедрой физики твердого тела, а также многие другие, ставшие общественными деятелями и преподавателями различных кафедр университета.

Кафедра **физики катастроф и чрезвычайных ситуаций** – самая «молодая» на физическом факультете – функционирует с 1 сентября 2004 г. Ее возглавляет доктор химических наук, профессор **Валерий Николаевич Карцев**. Кафедра обеспечивает чтение лекций и проведение практических занятий по «основам безопасности жизнедеятельности» для всех студентов, обучающихся в университете, и заполняет только первую страницу своей истории.

В заключение представим читателю деканов физического факультета: П.В. Голубков (с мая 1945 по июнь 1946 г.),

А.С. Шехтер (с июня 1946 по июнь 1952 г.), З.И. Кирьяшкина (декан «первого» отделения факультета в период с июня 1952 по октябрь 1955 г.), Б.М. Заморозков (декан «второго», радиофизического, отделения факультета с июня 1952 по октябрь 1955 г.), М.Л. Кац (с октября 1955 по октябрь 1963 г.), С.В. Соломонов (с октября 1963 по февраль 1965 г.), Л.И. Баранов (с февраля 1965 по февраль 1968 г.), Ю.Д. Жарков (с февраля 1968 по апрель 1971 г.), Ю.П. Науменко (с апреля 1971 по февраль 1974 г.), З.И. Кирьяшкина (с февраля 1974 по октябрь 1976 г.), В.П. Степанчук (с октября 1976 по февраль 1982 г.), В.В. Тучин (с февраля 1982 по апрель 1989 г.), В.И. Березин (с апреля 1989 по июнь 1999 г.), И.Н. Салий (с июня 1999 г.)

Ректорами СГУ были физики: В.Д. Зёрнов (с 1918 по 1921 г.), П.В. Голубков (с 1946 по 1950 г.), В.Н. Шевчик (с 1970 по 1977 г.), Д.И. Трубецков (с 1994 по 2003 г.); в этот ряд выдающихся ученых мы считаем правомерным включить и *выпускника физического факультета* А.М. Богомолова (руководил Саратовским университетом с 1977 по 1994 г.) – математика по научной и педагогической деятельности.

И последний штрих в новейшей истории физического факультета. Пока готовилась статья, верстался номер журнала, в Саратовском университете образовано новое структурное подразделение: факультет нано- и биомедицинских технологий. В состав его с 1 сентября 2005 г. переместились с физического факультета кафедры физики твердого тела и физики полупроводников.

Только факультет, обладающий мощным научно-педагогическим потенциалом, за короткое время способен стать *alma mater* двух других: нелинейных процессов и нано- и биомедицинских технологий.

Итак, с 1 сентября 2005г. физический факультет Саратовского государственного университета им. Н.Г.Чернышевского имеет в своем составе кафедры: общей физики, теоретической и ядерной физики, теоретической и математической физики, прикладной физики, оптики и биомедицинской физики, радиофизики и нелинейной динамики, радиотехники и электродинамики, вычислительной физики и автоматизации научных исследований, прикладной оптики и спектроскопии, лазерной и компьютерной физики, физики и методико-информационных технологий, физики катастроф и чрезвычайных ситуаций.



Автор благодарит В.М. Аникина, В.С. Анищенко, В.И. Березина, О.Е. Глухову, В.Л. Дербова, Ю.Д. Жаркова, Б.Е. Железовского, А.А. Игнатъева, Л.А. Мельникова, А.И. Михайлова, Н.В. Романову, С.А. Смолянского, В.П. Степанчука, Д.И. Трубецкова, В.В. Тучина, Д.А. Усанова, А.В. Хохлова, А.Е. Храмова и А.С. Шаповалова за предоставленные материалы.

Р.С. История факультета – это история рождения и развития его кафедр. Это, в конечном счете, – творение тех, кто в той или иной мере в течение 96-ти лет был причастен к физике в Саратовском университете, причастен и сейчас, сохраняя традиции, заложенные своими учителями. Немаловажная роль в этом принадлежит и стенам, которые помогают...

К концу 1913 г. было закончено строительство 3-го корпуса СГУ. На фронтоне здания надпись: «ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТЪ». Ибарельеф совы – символа мудрости.

«Все сведения, которые я получил от П.Н. Лебедева и от заграничных командировок при знакомстве с устройством и функционированием заграничных институтов, и всю мою любовь к новому моему детищу я вложил в устройство Физического института ... Весенний семестр я начал читать уже в *большой физической аудитории*» [В.Д. Зёрнов. Записки русского интеллигента. М.: Изд-во «Индрик», 2005].

«Большая физическая аудитория» – так названа Н.Д. Зёрновым главная лекционная аудитория 3-го корпуса СГУ. Вращающиеся ленты досок; протяженный стол для демонстрационного оборудования; амфитеатр на 300 слушателей; голос выступающего легко достигает любой точки аудитории: потолочные ниши – *акустические резонаторы* – исполнены по канонам архитектурной акустики («*Абсолютное измерение силы звука*» – тема магистерской диссертации В.Д. Зёрнова).

Большая физическая аудитория (БФА) была и остается лучшей аудиторией не только СГУ, но и других вузов... Она стала трибуной для торжественных празднеств, ответственных и важных лекций и выступлений. Отсюда в 1941 г. уходили на фронт преподаватели и студенты университета. А ранним утром 9 мая 1945 г. люди сами, стихийно, пришли в БФА, чтобы разделить радость Победы.

В БФА вчерашних абитуриентов посвящают в студенты физического факультета; в ней физикам вручают дипломы об окончании университета; здесь ежегодно проходят тра-

диционные встречи выпускников факультета; сюда собираются и в час радостный, и в час печальный...

В БФА выступали первый нарком просвещения академик А.В. Луначарский (1921 и 1927 гг.), писатели И.С. Новиков-Прибой (1939 г.), К.А. Федин (1949 и 1959 гг.), И.Г. Эренбург (1953 г.), Ф.И. Парфенов (1924 г.), лауреат Нобелевской премии за литературное произведение А.И. Солженицын (1995 г.) и др.

Здесь 4 июня 1920 г. на первом заседании III Всероссийского съезда по селекции и семеноводству Н.И. Вавилов выступил с докладом «Закон гомологических рядов в наследственной изменчивости», в котором впервые обнародовал открытую им путеводную для генетики растений и селекционных работ схему закономерностей, ставшую своего рода «периодической системой Менделеева» для видов и родов растений.

В этой аудитории 15 августа 1928 г. на заключительном заседании VI-го Всесоюзного съезда физиков, руководимого академиками А.И. Иоффе и С.И. Вавиловым, выступил с докладом Макс Борн, среди слушателей – Петер Дебай, Поль Дирак, все трое – будущие лауреаты Нобелевской премии по физике. 16 июля 1925 г. БФА посетил Фритъоф Нансен, норвежский ученый и полярный исследователь, удостоенный Нобелевской премии за деятельность по укреплению мира – за организацию помощи голодающим Поволжья.

В разные годы в БФА выступали академики А.Н. Бакулев, А.И. Берг, А.А. Богомолец, С.Р. Миротворцев, С.И. Спасокукоцкий, Н.М. Тулайков. Читали лекции профессора, будущие действительные члены АН СССР Б.В. Гнеденко, В.М. Жирмунский, А.М. Панкратова, И.Г. Петровский; профессора В.Д. Зёрнов, Г.И. Свешников, С.А. Богуславский, К.А. Леонтьев, И.Ф. Полак, П.В. Голубков, В.И. Калинин, В.В. Вагнер, Н.Г. Чудаков, А.Д. Степухович, М.Л. Кац, А.С. Шехтер, З.И. Кирьяшкина, В.Н. Шевчик, В.С. Стальмахов, Г.М. Герштейн, А.Ф. Голубенцев и другие – те, кто закладывал и фундамент, и традиции Саратовской физической школы.

Впечатляет аура Большой Физической Аудитории... И мерное качание маятника Фуко (уникальная достопримечательность аудитории!): наблюдая за ним, физически ощущаешь вращение Земли. И ход Истории...

ФИЗИКА

УДК 535+57(023)

ОПТИЧЕСКАЯ БИМЕДИЦИНСКАЯ ДИАГНОСТИКА

В.В. Тучин

Саратовский государственный университет,
кафедра оптики и биомедицинской физики
E-mail: tuchin@sgu.ru

В работе представлен обзор работ по оптической медицинской диагностике. Кратко обсуждается история вопроса. Основное внимание уделено рассмотрению современных методов оптической медицинской диагностики, основанных на спектрофотометрии, флуоресценции, доплеровской спектроскопии, спектроскопии упругого, квазиупругого и комбинационного рассеяния, а также на использовании оптотермического и оптоакустических эффектов.

OPTICAL BIOMEDICAL DIAGNOSTICS

V.V. Tuchin

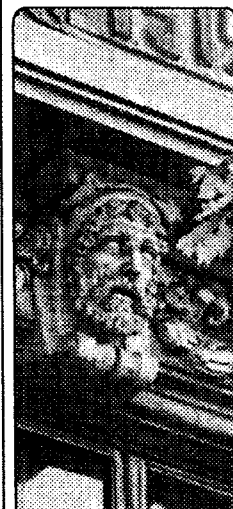
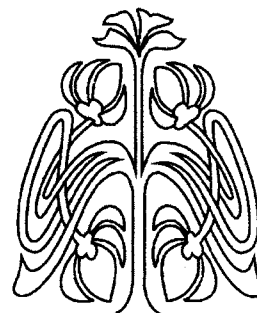
This paper presents an overview on optical biomedical diagnostics. It discusses briefly the history of the problem. The main attention is paid to description of the modern methods of optical medical diagnostics based on spectrophotometry, fluorescence, Doppler spectroscopy, elastic, quasi-elastic and Raman scattering spectroscopies, as well as optothermal and optoacoustic effects.

ВВЕДЕНИЕ

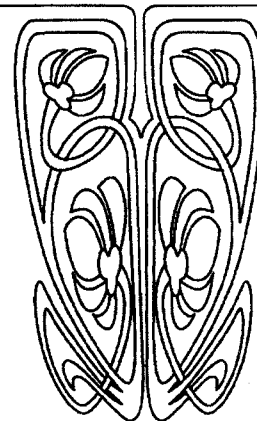
Свет видимого и ближнего инфракрасного диапазона длин волн является безопасным при малых уровнях плотности излучения, человеческий организм хорошо адаптирован к этому виду излучения. Свет этого диапазона длин волн хорошо проникает в биологическую ткань и, взаимодействуя с различными структурными и динамическими компонентами тканей, несет информацию о структурных и динамических изменениях, происходящих в тканях при различных заболеваниях. Такие хорошо известные в физике явления, как поглощение, дифракция, интерференция, флуоресценция, а также упругое, квазиупругое и молекулярное рассеяние, наблюдаются в биологических средах и являются источниками информации о патологических процессах. Конечно, не все так просто, биологические ткани относятся в оптике к так называемым мутным средам, то есть средам со сложными запутанными траекториями зондирующих фотонов. Поэтому получение изображения неоднородностей в тканях, например опухоли, затруднено. Тем не менее эти трудности преодолимы. В настоящей обзорной работе представлено описание наиболее перспективных оптических методов исследования биологических тканей. За последние 20 лет сотрудники кафедры оптики и биомедицинской физики физического факультета Саратовского государственного университета приняли самое активное участие в развитии этого научного направления.

ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

История использования света для мониторинга состояния биотканей и клеток с целью диагностики заболеваний представлена в работах [1–14]. Брайт (Bright) в 1831 г. показал, что солнечный свет или свет свечи может проходить через голову пациента больного гидроцефалией [10]. Позже, в 1843 г., возможность просвечивания биотканей была отмечена Курлингом (Curling), а в 1929 г. Катлером (Cutler) просвечивание было использовано для наблюдения патологических изменений молочной железы [11, 14, 15]. Хассельбалч (Hasselbalch)



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ





в 1911 г. [14] провел исследования пропускания ультрафиолетового излучения кожей, а в начале 1930-х гг. были доступны учебники, представляющие надежные научные данные по оптическому пропусканию, поглощению и флуоресценции биотканей; оптические свойства биотканей в ближней инфракрасной (БИК) области были представлены в 1933 г. Пирсоном (Pearson) и Норрисом (Norris), а также Харди (Hardy) и Мушенгеймом (Muschenheim) в 1935 г. [4]. Из-за сильного рассеяния света и автофлуоресценции ранние исследования позволили понять лишь некоторые самые общие оптические свойства биологической ткани.

Милликен (Millikan) был первым, кто предложил использовать метод двухволновой оптической спектроскопии для учета рассеяния света, и он был успешен в проведении метаболических анализов у человека [1, 12, 16]. В 1930-е, 1940-е и ранние 1950-е гг. было предпринято много исследований по спектроскопии гемоглобина в биотканях [1]. *In vivo* измерения БИК спектров пропускания мочки уха и щеки человека, сделанные Ильиной [17], показали много новых важных деталей спектра ткани, таких как полосу поглощения воды на длине волны 980 нм.

Использование БИК излучения для глубокого просвечивания тканей млекопитающих, включая голову взрослого человека, и диагностическое значение БИК для оценки степени насыщения гемоглобина кислородом и определения редокс состояния цитохрома а-а3 было продемонстрировано для объемных тканей в 1977 г. Джобсисом (Jobsis) [18, 19].

Чанс (Chance) в течение многих лет был первым в разработке проблем оптики биотканей и биомедицинской спектроскопии [1, 2, 12, 20–22]. Он использовал спектроскопию в физиологических исследованиях биоэнергетики для основополагающих измерений степени насыщения гемоглобина кислородом и окисления цитохрома. Для более прецизионного количественного определения поглощающих компонентов в тканях и, следовательно, для потенциально более эффективного использования в клинической диагностике Чанс (Chance) с сотрудниками [22], а также Дельпи (Delpey) с сотрудниками [23] предложили спектроскопию с временным разрешением, использующую импульсное просвечивание и детектирование, так называемый временной метод (time-domain). Позже он был разработан Паттерсоном (Patterson) с сотрудниками [24] и Жаком (Jacques) [25] в применении к измерениям на отражение и был использован многочисленными исследователями для изучения тканей

и создания диагностических приборов [1, 2, 5–14, 26–28].

В 1990 г. Лакович (Lakowicz) и Берндт (Berndt) [29] расширили возможности спектроскопии с временным разрешением путем использования частотного (frequency-domain) подхода, который математически эквивалентен временному методу, но позволяет создавать более робастные и чувствительные методы измерений [30]. Открытие на этой основе нового типа волн – волн фотонной плотности (photon-density waves) [8], и их интерференция [31] дали возможность существенно улучшить пространственное разрешение спектроскопического анализа биологической ткани [32].

Многочисленные *in vitro* и *in vivo* спектrophотометрические исследования тканей с использованием непрерывного (CW), временного или частотного методов проанализированы в работах [1–14, 26–28] и [32]. Разработка охлаждаемых ПЗС (CCD) камер, методов и приборов с временным и пространственным разрешением привела к расширению области исследований БИК спектроскопии и ее биомедицинских приложений. В настоящее время существует более 500 коммерческих клинических БИК спектрометров, предназначенных для мониторинга и получения изображений степени оксигенации, концентрации окисленного цитохрома и гемодинамики тканей [10].

Благодаря простоте получения спектров отражения и флуоресценции кожи человека они были впервые получены много лет назад, однако только последних два десятилетия могут характеризоваться разработкой количественных спектральных методик для *in vivo* мониторинга и диагностики определенных кожных и системных заболеваний [3, 14]. Исторический обзор можно найти в работах [3, 33].

Флуоресцентные методики, в том числе основанные на автофлуоресценции и микроскопии с использованием флуоресцентных маркеров, с разрешением во времени (с фазовой и временной селекцией) (phase- and time-gated), с лазерным сканированием и многофотонные были использованы для *in situ* неинвазивного изучения тканей и клеток человека [9, 14, 34–38]. Флуоресцентные методики применимы для медицинской диагностики разнообразных патологий многих типов тканей, включая ткани глаза. Недавно были разработаны разнообразные робастные комбинированные оптические диагностические методы, обладающие значительными возможностями, такие как основанные на одновременной регистрации флуоресценции и упругого рассеяния света (fluorescence/light



scattering) или флуоресценции и комбинационного рассеяния (fluorescence/Raman scattering) [35–37, 39].

В последние два десятилетия спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) (Raman spectroscopy), которая является мощным инструментом в изучении структуры и динамики биологически важных молекул [40], также широко использовалась для *in vitro* и *in vivo* мониторинга и диагностики заболеваний. Примеры включают катаракту, атеросклеротические нарушения сердечных артерий, предраковые и раковые нарушения мягких тканей человека, патологии костей и зубов [14, 39, 41–45]. Успех определяется достижениями в разработке инструментария для БИК, где влияние флуоресценции несущественно.

Среди перспективных неинвазивных методов определения содержания глюкозы в крови большой интерес у исследователей вызывают оптические методы, такие как спектрофотометрия БИК и среднего ИК (СИК) (2.5–50 μ), флуоресцентная и КР спектроскопия [34, 44]. СИК спектроскопия, в частности ИК спектроскопия нарушенного полного внутреннего отражения с Фурье-преобразованием (attenuated total reflectance Fourier transform infrared spectroscopy), также важна для *in vivo* мониторинга компонентов кожи человека [14, 45]. СИК и КР спектроскопия являются примерами так называемой колебательной спектроскопии, характеризующейся высоко специфическими полосами, зависящими от концентрации компонентов ткани [41–45].

Спектроскопия рассеяния света (Light scattering spectroscopy) (СРС) является новым методом, способным идентифицировать и характеризовать патологические изменения в тканях человека на клеточном и субклеточном уровнях; он может быть использован для диагностики и обнаружения заболевания, включая неинвазивный мониторинг ранних изменений в эпителии человека, вызванных развитием рака [14, 46].

Спектроскопия квазиупругого рассеяния света (Quasi-elastic light scattering spectroscopy) (СКРС) в применении к мониторингу динамических систем в основном базируется на корреляционном или спектральном анализе временных флуктуаций интенсивности рассеянного света [47]. СКРС, также известная как спектроскопия оптических биений (light-beating spectroscopy) или корреляционная спектроскопия (correlation spectroscopy), широко используется в различных биомедицинских приложениях, особенно для измерений потоков крови и лимфы и диагностики катаракты [6, 13, 14, 48–51]. Для исследова-

ния объемных тканей, когда многократное рассеяние превалирует и миграция (диффузия) фотонов в ткани является важной для характера флуктуаций интенсивности, применима диффузионная волновая спектроскопия (ДВС) [8, 13, 14, 48, 49, 51].

Оптотермическая спектроскопия (ОТС), базирующаяся на детектировании зависящего от времени тепла, генерируемого в ткани импульсным или модулированным по интенсивности оптическим излучением, широко используется в биомедицине [13, 14, 52–54]. Среди ОТС методов наибольшее значение имеют оптоакустический (ОА) и фотоакустический (ФА) методы. Они позволяют оценивать оптические, тепловые и акустические свойства тканей, которые характеризуются особенностями их структуры.

1. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ

1.1. Непрерывное излучение

В приложении к *in vivo* спектроскопии объемных тканей (например, молочной железы или головы новорожденного) особенности оптических диффузионных методов, использующих непрерывный источник света и соответствующее детектирование, описываются следующим полуматричным экспоненциальным уравнением для коллимированного пропускания $T_c(\lambda)$ [13, 55]:

$$T_c(\lambda) = x_1 \exp[-\mu_a(\lambda) L(\lambda) x_2], \quad (1)$$

где $L(\lambda)$ – средняя длина полного пробега фотонов (total mean pathlength). Уравнение отражает зависимость от длины волны (λ) коэффициента поглощения, $\mu_a(\lambda)$, и приведенного (транспортного) коэффициента рассеяния, $\mu_s(\lambda)$; x_1 – учитывает вклад многократно рассеянных, но не поглощенных фотонов, которые не достигли детектора, а также геометрию измерений; x_2 – компенсирует ошибку при измерении толщины слоя d и неточности в определении приведенного коэффициента рассеяния $\mu'_s = \mu_s(1-g)$, μ_s и g – соответственно коэффициент рассеяния и параметр анизотропии рассеяния ткани. Для слоя толщиной d диффузионное уравнение может быть использовано для расчета средней длины полного пробега фотонов L [24].

Уравнение (1) было успешно использовано при обработке измеренных *in vivo* спектров молочной железы и определении концентрации следующих поглощителей: воды (H_2O), жира (f), деоксигемоглобина (Hb) и оксигемоглобина (HbO) [55]:

$$\mu_a = c_{H_2O} \sigma_{H_2O} + c_f \sigma_f + c_{Hb} \sigma_{Hb} + c_{HbO} \sigma_{HbO}, \quad (2)$$



где σ_i – поперечное сечение поглощения i -го компонента. Варьируя концентрации четырех компонентов ткани, теоретические спектры могут быть хорошо подогаданы под экспериментальные с помощью уравнения (2); коэффициенты корреляции были более 0.99 во всех случаях [55].

Для многих тканей *in vivo* измерения возможны только в геометрии обратного рассеяния [13, 14]. Соответствующее соотношение для отражения света R может быть получено на основе диффузионного приближения. Для спектроскопии обратного рассеяния в дополнение к измеренному коэффициенту отражения необходимо знать, с какой глубины приходит оптический сигнал. Для пространственно разнесенных источника света и приемника (например, два волоконных световода, установленных перпендикулярно поверхности ткани) такая глубина определяется функцией распределения длин путей фотонов для фотонов, мигрирующих от источника к приемнику. Эта пространственная функция распределения для однородной рассеивающей среды имеет форму банана. Кривая наиболее вероятного направления миграции фотонов в области банана достигает максимальной глубины, z^{\max} , которая определяется расстоянием между источником и детектором r_{sd} [13, 56]:

$$z^{\max} \approx (1/2\sqrt{2}) r_{sd}. \quad (3)$$

Вместо уравнения (1), используемого для *in vivo* исследований в геометрии просвечивания, модифицированный закон Бера–Ламберта для описания оптического затухания в геометрии обратного рассеяния записывается в следующей форме [13, 56]:

$$I/I_0 = \exp(-\varepsilon_{ab} c_{ab} r_{sd} \text{DPF} - G_s), \quad (4)$$

где I – интенсивность принятого света, I_0 – интенсивность падающего света, ε_{ab} – коэффициент поглощения, измеренный в единицах $\mu \text{ моль}^{-1} \text{ см}^{-1}$, c_{ab} – концентрация поглопителя в $\mu \text{ моль}$, DPF – параметр дифференциального пробега, учитывающий увеличение длины пути миграции фотонов за счет рассеяния, а G_s – параметр затухания, учитывающий рассеяние и геометрию ткани.

Если r_{sd} , DPF и G сохраняются постоянными, то изменения концентрации поглощающей среды могут быть найдены с использованием измерений изменения оптической плотности (OD), $\Delta(\text{OD}) = \Delta(\log(I_0/I))$ [56]:

$$\Delta c_{ab} = \Delta(\text{OD}) / \varepsilon_{ab} r_{sd} \text{DPF}. \quad (5)$$

При использовании оптической спектроскопии или визуализации изменения в оптической плотности определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta(\text{OD}) &= \log(I_0/I_{\text{test}}) - \log(I_0/I_{\text{rest}}) = \\ &= \log(I_{\text{rest}}) - \log(I_{\text{test}}), \end{aligned} \quad (6)$$

где I_{rest} и I_{test} представляют соответственно интенсивность детектируемого от объекта (ткани мозга, скелетной мышцы и т.д.) света в процессе отдыха и во время тестирования, включающего индуцированную активность мозга, холодовой или визуальной тесты, упражнения и пр. Например, используя зарегистрированные изменения OD на длинах волн 760 и 850 нм, можно получить изображения в виде пространственного распределения поглощения на этих длинах волн или функциональные изображения (пространственное распределение степени оксигенации или объема крови) в пределах области детектирования:

$$\begin{aligned} \Delta(\text{OD})_{\text{oxy}} &= \Delta(\text{OD})_{850} - \Delta(\text{OD})_{760}; \Delta(\text{OD})_{\text{total}} = \\ &= \Delta(\text{OD})_{850} + k_{\text{bvo}} \Delta(\text{OD})_{760}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $(\text{OD})_{850}$ и $(\text{OD})_{760}$ – оптические плотности, измеренные на длинах волн 850 и 760 нм, k_{bvo} – модифицирующий параметр для уменьшения перекрестного влияния изменений объема крови и оксигенации.

Типичный *in vivo* спектр обратного рассеяния (400–700 нм) ткани содержит полосы поглощения гемоглобина (полоса Soret и Q полосы) [13, 57, 58]. Он также включает некоторое влияние поглощения таких компонентов, как флавины, бета-каротин, билирубин, цитохром и т.д. На основе измерения спектральных различий нормальной и патологической ткани может быть установлен соответствующий спектральный автограф для определения патологии – «идентификатор». Для *in vivo* медицинской диагностики такие спектральные «идентификаторы» обычно используют отношения интегральных (в пределах выделенных спектральных полос) коэффициентов отражения или измерение крутизны спектральных кривых для выделенных полос. В качестве внутреннего эталона для оценки абсолютных концентраций компонентов крови в ткани может быть использована полоса воды на 980 нм [57].

1.2. Ткани глаза

Даже такая прозрачная ткань, как роговица глаза человека, рассеивает свет, поэтому полное и аксиальное (коллимированное) пропускания не являются идентичными [59]. Благодаря слабому рассеянию пики поглощения воды хорошо видны на 300, 980, 1180, 1450, 1900 и 2940 нм, они обеспечивают малое пропускание через роговицу в УФ и ИК спектральных областях.



Усредненное спектральное пропускание, полученное на основе измерений пропускания роговицы в спектральном диапазоне от 320 до 700 нм для 10 человек (от 14 до 75 лет), было промоделировано следующими функциями для полного пропускания $T_t(\lambda)$ (угол приема близок к 180 град) и аксиального пропускания $T_c(\lambda)$ (угол приема около 1 град) [60]:

$$\begin{aligned} \text{Log } T_t(\lambda) &= -0.016 - 21 \cdot 10^8 \lambda_0^{-4}, \\ \text{Log } T_c(\lambda) &= -0.016 - 85 \cdot 10^8 \lambda_0^{-4}, \end{aligned} \quad (8)$$

где λ_0 – длина волны в нанометрах.

В видимой области нормальный хрусталик менее прозрачен, чем роговица, поскольку в дополнение к рассеянию важным является поглощение различными хромофорами, включая 3-гидрокси-L-кинуренин-*O*- β -глюкозид и возрастной белок (ответственный за пожелтение хрусталика с возрастом человека) [13, 14, 35, 61].

Склера является малопрозрачной тканью за счет сильного рассеяния света на структурных элементах (полидисперсной системе упакованных нерегулярных коллагеновых цилиндров, внедренных в основное вещество с меньшим показателем преломления) [13]. Такая фиброзная структура позволяет легко управлять пропусканием склеры человека при согласовании показателя преломления коллагеновых волокон и основного вещества путем пропитывания ткани иммерсионной жидкостью.

1.3. Временной метод

Нестационарная теория переноса излучения (ТПИ) позволяет анализировать временной отклик рассеивающих тканей [1, 2, 5–14, 22–26, 55]. Если плоскопараллельный слой рассеивающей среды зондируется коротким лазерным импульсом, то прошедший импульс формируется за счет баллистического (когерентного) компонента, группы фотонов, имеющих зигзагообразные траектории, и очень интенсивного диффузного компонента [62]. Обе группы – нерассеянные фотоны и фотоны, испытавшие однократное рассеяние строго в направлении «вперед», дают вклад в интенсивность компонента, распространяющегося непосредственно вдоль лазерного пучка. Этот компонент имеет экспоненциальное затухание по мере роста толщины образца. Это обстоятельство ограничивает возможность использования таких фотонов для практических диагностических целей в медицине.

Группа «змеевидных» фотонов с зигзагообразными траекториями включает фото-

ны, испытавшие только несколько столкновений на своем пути. Они распространяются вдоль траекторий, которые лишь немного отличаются от направления падающего пучка и формируют первопришедшую часть диффузного компонента. Эти фотоны несут информацию об оптических свойствах случайной среды.

Диффузионный компонент существенно уширен и имеет значительную интенсивность, поскольку он содержит большое количество из числа падающих фотонов, испытавших много актов рассеяния и поэтому мигрирующих по многим направлениям и имеющих различные длины путей. Более того, диффузионный компонент несет информацию об оптических свойствах рассеивающей среды, а его деформация может показывать присутствие локальной неоднородности в среде. При высокой интенсивности принятого света пространственное разрешение этого метода существенно ниже, чем у метода, регистрирующего прямопрошедшие фотоны. Возможны два принципа схем зондирования, один основан на регистрации прошедших фотонов, а второй использует способность фотонов рассеиваться в обратном направлении. Зависящая от времени отражательная способность определяется по формуле

$$\begin{aligned} R(r_{sd}, t) &= \frac{z_0}{(4\pi D)^{3/2}} t^{-5/2} \times \\ &\times \exp\left(-\frac{r_{sd}^2 + z_0^2}{2Dt}\right) \exp(-\mu_a ct), \end{aligned} \quad (9)$$

где t – время; $z_0 = (\mu_s')^{-1}$ и $D = c/3(\mu_s' + \mu_a)$ – коэффициент диффузии фотонов, см²/с [24, 25].

На практике μ_a и μ_s' определяются путем подгонки профиля импульса, измеренного с помощью метода счета фотонов с разрешением во времени, к теоретическому профилю, определяемому уравнением (9). Важным преимуществом импульсного метода является его применимость к *in vivo* исследованиям, поскольку μ_a и μ_s' могут быть найдены раздельно на основе лишь одного измерения.

1.4. Частотный метод

В рамках частотного метода измеряется глубина модуляции интенсивности рассеянного света $m_U \equiv AC_{\text{detector}}/DC_{\text{detector}}$ и соответствующий сдвиг фазы относительно фазы модуляции падающего света $\Delta\Phi$ (phase lag) [1, 2, 5–14, 29–32, 62]. По сравнению с временным методом этот метод является более



простым и надежным с точки зрения интерпретации данных и помехозащищенности, поскольку он использует амплитудную модуляцию при низких пиковых мощностях, медленном нарастании интенсивности и, следовательно, использует приемник с более узкой, чем у временного метода полосой. Характерны также более высокие отношения сигнал-шум. Медицинское оборудование на основе частотного метода является более экономичным и компактным [32]. Тем не менее частотный метод страдает от необходимости обеспечения одновременной передачи и приема сигналов и поэтому требует специальных мер для избежания нежелательных взаимных влияний (crosstalk) между передаваемым и принимаемым сигналами. Современные измерительные схемы основаны на гетеродинировании оптических и преобразованных сигналов [13, 32].

Развитие теории метода привело к открытию нового типа волн: волн фотонной плотности, или сильнозатухающих волн интенсивности. Микроскопически отдельные фотоны случайным образом мигрируют в рассеивающей среде, но коллективно они формируют волну фотонной плотности на частоте модуляции ω , которая движется от источника излучения. Волны фотонной плотности обладают типичными волновыми свойствами, т.е. они преломляются, дифрагируют, интерферируют, обладают дисперсией и затухают [1, 2, 5–14, 29–32, 62].

В сильнорассеивающей среде со слабым поглощением вдали от стенок и источника или детектора излучения распределение света может быть рассмотрено как затухающий диффузионный процесс, описываемый временным диффузионным уравнением для плотности фотонов. Для точечного источника света с гармонической модуляцией интенсивности на частоте $\omega = 2\pi\nu$, расположенного в точке $\vec{r} = 0$, переменный компонент (АС) интенсивности представляет собой уходящую сферическую волну с центром в точке $\vec{r} = 0$, осциллирующую на частоте модуляции с глубиной модуляции

$$m_i(\vec{r}, \omega) = m_1 \exp(\vec{r} \sqrt{D/c\mu_a}) \exp(-\vec{r} \sqrt{\omega/2D}), \quad (10)$$

и имеющую сдвиг фазы относительно значения фазы в точке $\vec{r} = 0$:

$$\Delta\Phi(\vec{r}, \omega) = \vec{r}(\omega/2D)^{0.5}, \quad (11)$$

где m_1 – глубина модуляции интенсивности падающего света, $D = c/3(\mu_s' + \mu_a)$. Длина волны фотонной плотности, Λ_Φ и ее фазовая скорость, V_Φ определяются как

$$\Lambda_\Phi^2 = 8\pi^2 D / \omega, \quad V_\Phi^2 = 2 D \omega. \quad (12)$$

Измерение $m_i(\vec{r}, \omega)$, $\Delta\Phi(\vec{r}, \omega)$ позволяет отдельно определять транспортный коэффициент рассеяния μ_s' и коэффициент поглощения μ_a и находить пространственное распределение этих параметров.

Для типичной ткани молочной железы на 800 нм ($\mu_s' = 15 \text{ см}^{-1}$, $\mu_a = 0.035 \text{ см}^{-1}$) для $\omega/2\pi = 500 \text{ МГц}$, и $c = (3 \times 10^{10} / 1.33) \text{ см/с}$, длина волны $\Lambda_\Phi \cong 5.0 \text{ см}$, а фазовая скорость $V_\Phi \cong 1.77 \times 10^9 \text{ см/с}$.

Описан целый ряд измерительных систем, использующих частотный метод и демонстрирующих достижения в области *in vivo* диагностики в приложении к клиническим исследованиям [13, 32]. Например, для получения количественных измерений абсолютных значений оптических параметров различных типов тканей был разработан компактный, с широким диапазоном частот модуляции (0.3–1000 MHz), многоволновый (674, 811, 849 и 956 нм) прибор на основе частотного метода регистрации мигрирующих фотонов [63, 64].

1.5. Метод интерференции волн фотонной плотности

Метод интерференции волн фотонной плотности (метод гашения фазы и амплитуды (phase and amplitude cancellation method), или метод фазированной решетки (phased-array method)), впервые описанный в работе [31], является многообещающим методом для повышения пространственного разрешения модуляционного способа [13, 32]. Идея метода основывается на использовании либо пары идентичных источников и одного детектора или пары идентичных приемников и одного источника, которые работают так, что амплитудные и фазовые характеристики могут быть скомпенсированы, а система становится дифференциальной. Если в качестве источников взяты источники с равными амплитудами, и их фазы равны соответственно 0 град и 180 град, то подходящее позиционирование приемника может привести к нулевому значению амплитуды с переходом фазового сдвига между 0 и 180 град, т.е. 90 град.

В однородных средах нулевая амплитуда и переход фазы могут наблюдаться по геометрической средней линии треугольника, в вершинах которого находятся приемники и источники. Этот метод чрезвычайно чувствителен к возмущениям, вносимым поглотителем или рассеивателем. При наблюдении поглощающей неоднородности удалось достигнуть пространственного разрешения около 1 мм, аналогичное разрешение ожидается и для рассеивающей неоднород-



ности. Другое достоинство метода заключается в том, что при нулевой настройке измерительная система относительно нечувствительна к амплитудным флуктуациям, общим для обоих источников. Однако, с другой стороны, неоднородности, занимающие значительный объем ткани, общий для двух оптических путей системы, не могут быть зарегистрированы. Амплитудный сигнал менее полезен при получении изображений, поскольку существует неоднородности в положении неоднородности. Хотя существует возможность преодоления этого недостатка за счет дополнительного кодирования сигнала, фазовый сигнал является более робастным и фазовый шум менее 0.1 град (отношение сигнал-шум более 400) для полосы в 1 Гц может быть обеспечен [32].

2. ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

2.1. Основы и методы

Флуоресценция возникает при поглощении света и обусловлена электронным переходом молекулы из возбужденного состояния в основное. В случае тонких образцов, например биоптатов толщиной в несколько микрон, интенсивность флуоресценции I_F пропорциональна концентрации c и квантовому выходу флуоресценции η поглощающих молекул [34, 65, 66]. В рассеивающей среде длины путей рассеянных и нерассеянных фотонов внутри образца различаются, и эти различия должны быть учтены [34].

При возбуждении биологических объектов ультрафиолетовым светом ($\lambda \leq 300$ нм) наблюдается флуоресценция белков и нуклеиновых кислот. Однако квантовый выход флуоресценции всех составляющих нуклеиновых кислот близок к 10^{-4} – 10^{-5} , что соответствует временам жизни возбужденных состояний, лежащим в пикосекундном временном диапазоне. Автофлуоресценция (АФ) белков обусловлена аминокислотами, триптофаном, тирозином и фенилаланином с максимумами поглощения, соответственно на 280 нм, 275 нм и 257 нм и максимумами излучения между 280 нм (фенилаланин) и 350 нм (триптофан) [34, 65, 66]. Флуоресценция коллагена или эластина возбуждается между 300 и 400 нм и имеет широкие эмиссионные полосы между 400 и 600 нм с максимумами около 400, 430 и 460 нм. В частности, флуоресценция коллагена и эластина может быть использована для различения разных типов тканей и их патологий, например эпителиальной и соединительной ткани [9, 14, 28, 58, 61, 65–72].

Редуцированная форма кофермента никотинамид-аденин-динуклеотида (NADH) возбуждается селективно в диапазоне длин волн между 330 и 370 нм. NADH сконцентрирован в основном в митохондриях, где он окисляется в пределах дыхательной цепи, локализованной во внутренней мембране митохондрии. Его флуоресценция является подходящим параметром для распознавания ишемических и неопластических тканей [65]. Было показано, что флуоресценция свободного и связанного с белком NADH чувствительна к концентрации кислорода. Было найдено, что флаavin мононуклеотид (FMN) и динуклеотид (FAD) с максимумами возбуждения около 380 нм и 450 нм также дают вклад во внутриклеточную флуоресценцию [65].

Порфириновые молекулы – например, протопорфирин, копропорфирин, уропорфирин или гематопорфирин – существуют в пределах цепочки биосинтеза гемоглобина, миоглобина и цитохромов [65]. Нарушения в синтезе гема, происходящие в случае порфирии и некоторых других гемолитических заболеваний, могут значительно увеличить уровень порфиринов в тканях. Несколько видов бактерий, например *Propionibacterium acnes*, или бактерии, содержащиеся в патологических образованиях при кариесе дентина, аккумулируют значительное количество протопорфирина. Поэтому обнаружение акне и кариеса на основе измерений внутренней флуоресценции является многообещающим методом.

В настоящее время разнообразные экзогенные флуоресцентные красители могут быть использованы для изучения анатомии и физиологии клетки. Такие красители, как флуоресцеин и индоцианин зеленый, используются для ангиографии или определения объема крови в органах человека [65].

Спектры флуоресценции часто дают детальную информацию о флуоресцирующих молекулах, их конформации, связях и взаимодействиях внутри клеток и тканей. Интенсивность флуоресценции может быть измерена как функция длины волны эмиссии или возбуждения. Эмиссионный спектр $I_F(\lambda)$ является специфичным для любого флуорофора и обычно используется во флуоресцентной диагностике. Флуоресцентные спектрометры для *in vivo* диагностики обычно используют волоконно-оптические системы и оптический многоканальный анализатор (ОМА) (линейку диодов или ПЗС камеру) в качестве детектора излучения флуоресценции [58, 65–68].

Сейчас доступны разнообразные по сложности и имеющие большие возможностями методы флуоресцентной спектроско-



пии, такие как микроспектрофлуориметрия, метод поляризационной анизотропии, метод с разрешением во времени при импульсном возбуждении и возбуждении модулированным излучением, метод с временной селекцией, флуоресцентная спектроскопия и микроскопия полного внутреннего отражения, флуоресцентный метод резонансной передачи энергии, конфокальная лазерная сканирующая микроскопия и их комбинации [34, 65–72]. Эти методы позволяют обеспечить [65]

- трехмерную топографию объекта при измерениях в режиме отражения для изучения морфологии биологических образцов;
- микроскопию высокого разрешения при измерениях на просвет;
- трехмерное детектирование клеточных структур и флуоресцентную кинетику выщечивания (бличинга);
- изучение временной кинетики флуоресценции;
- исследования движений клеточных структур;
- визуализацию с временной селекцией для обнаружения специфически флуоресцирующих молекул или молекулярных взаимодействий;
- визуализацию на основе регистрации времени жизни флуоресценции;
- визуализацию со спектральным разрешением.

2.2. *In vivo* флуоресценция кожи человека

Отражательная и флуоресцентная спектроскопия являются наиболее развитыми среди всех доступных оптических методов в применении к исследованию кожи человека *in vivo*. Отражение от кожи и её флуоресценция дают информацию о структуре эпидермиса и дермы, количестве и плотности сосудов крови, концентрации и пространственном распределении хромофоров и флуорофоров и природе метаболических процессов в коже. Типичные применения включают *in vivo* количественный анализ эритемы и пигментации кожи, определение вариаций цвета кожи, мониторинг эффективности дерматологического лечения, определение фотостарения кожи, диагностику опухолей и изучение биофизики кожи [3, 66, 67, 69–71].

В работе [66] обсуждаются потенциальные преимущества и возможные области совместного применения отражательной и флуоресцентной спектроскопии кожи для оценки индексов эритемы и пигментации, определения степени оксигенации и концентрации гемоглобина, а также исследования эффективности солнцезащитных препаратов.

Большинство биологических компонентов, которые либо характеризуют структуру кожной ткани, либо вовлечены в метаболические или функциональные процессы, генерируют флуоресцентную эмиссию в УФ-видимом спектральном диапазоне. В результате различные морфофункциональные состояния кожи, относящиеся к гистологическим, биохимическим и физико-химическим изменениям, могут быть в принципе охарактеризованы на основе информации, получаемой с помощью карт возбуждения–эмиссии флуоресценции [6, 66, 68, 70].

Среди эндогенных флуорофоров кожи находятся различные формы никотинамидаденин-динуклеотида (NAD) и кератин, содержащиеся в эпидермисе, а также коллаген дермы. Редуцированная (NADH) и окисленная (NAD⁺) формы NAD участвуют в клеточном метаболизме, а интенсивность их специфической флуоресценции (максимумы флуоресценции соответственно около 460 нм и 435 нм) используется для дифференциальной диагностики метаболической дисфункции [66].

Для коллагена и эластина, которые в основном локализованы в пределах сосочкового и ретикулярного слоев дермы, оба – возбуждающий и испускаемый свет – ослабляются за счет поглощения меланина, а интенсивность света флуоресценции в диапазоне 400–480 нм ослабляется другими хромофорами кожи: гемоглобином, порфиринами, каротиноидами и пр. [66, 71].

2.3. Достижения многофотонной флуоресценции

Новым направлением в лазерной спектроскопии биологических объектов является многофотонная (двух-, трехфотонная) флуоресцентная сканирующая микроскопия, которая позволяет получать изображения функциональных состояний объекта, или в комбинации с автокорреляционным анализом сигнала флуоресценции определять внутриклеточную подвижность в малых объемах [13, 38]. Двухфотонный метод использует как баллистические, так и рассеянные фотоны на длине волны второй гармоники падающего света, которые попадают на широкоапертурный фотодетектор непосредственно из фокальной области возбуждающего пучка. Уникальным преимуществом двухфотонной микроскопии является возможность исследования трехмерных распределений хромофоров, возбуждаемых ультрафиолетовым излучением в объемных образцах. Такие исследования оказываются возможными благодаря тому, что хромофоры могут быть возбуждены (например, на длине волны 350 нм)



с помощью лазерного излучения, при котором длина волны попадает в диапазон длин волн (700 нм), где ткань имеет высокое пропускание. Такое излучение может достигать глубоких слоев и в меньшей степени повредить ткани. Излучение флуоресценции в этом случае лежит в видимом диапазоне (>400 нм) и сравнительно легко выходит из ткани, достигая детектора, который регистрирует только полезный сигнал из фокальной области без какого-либо постороннего фона. Трехфотонная флуоресцентная микроскопия ткани имеет те же преимущества, что и двухфотонная, однако обеспечивает несколько более высокое пространственное разрешение и возможность возбуждения хромофоров на более коротких длинах волн.

3. КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Спектроскопия среднего инфракрасного диапазона (СИК) и спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) основаны на получении информации о составе, структуре и взаимодействиях молекул образца при возбуждении светом колебательных энергетических состояний молекул [40–45, 73, 74]. В СИК спектроскопии инфракрасный свет от широкополосного источника (обычно 2.5–25 μ или 4000 – 400 см^{-1}) непосредственно поглощается молекулами с возбуждением в более высокие колебательные состояния. При комбинационном рассеянии свет неупруго рассеивается молекулой с переходом небольшого количества энергии от фотона к молекуле (или наоборот). Разность энергии падающего и рассеянного фотонов выражается в виде сдвига волнового числа (см^{-1}).

Методы СИК и КР спектроскопии успешно применяются в разнообразных областях клинических исследований, таких как обследование раковых опухолей, мониторинг процесса минерализации костной и зубной ткани, определение глюкозы в крови, неинвазивная диагностика кожных нарушений путем определения наличия доброкачественных и злокачественных клеток, мониторинг процесса лечения и местного введения препаратов в кожу (например, лекарств, косметических и увлажняющих средств и т.д. [41–45, 73]).

КР спектроскопия широко используется в биологии – от изучения очищенных биологических соединений до исследования на уровне отдельных клеток [40, 74]. В настоящее время для локальной характеристики тканей или клеток образца путем картирования распределения молекул, имеющих специфические колебательные частоты, используются комбинации спектроскопических ме-

тодов, таких как СИК и КР с микроскопическим анализом изображений [73, 74]. Химическая визуализация становится все более важной в клинической диагностике.

Благодаря малой глубине проникновения СИК света в ткань, порядка нескольких микрометров, метод ИК спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения с Фурье-преобразованием (ATR-FTIR) хорошо подходит для исследования внешних клеточных слоев ткани [73].

КР метод обладает определенными характеристиками, делающими его особенно подходящим для исследования кожи как *in vitro*, так и *in vivo* [45, 73]. Конфокальное детектирование особенно полезно для изучения внешних слоев кожи, т.е. рогового слоя и живого эпидермиса. Так как дерма гораздо толще эпидермиса (1–4 мм), она может быть легко изучена с помощью неконфокальных схем с объемом детектирования большим толщины эпидермиса [73].

4. СПЕКТРОСКОПИЯ РАССЕЯНИЯ И ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ ТОМОГРАФИЯ

Недавно были описаны новые методы, основанные на рассеянии света, которые способны идентифицировать и характеризовать патологические изменения в тканях человека на клеточном и субклеточном уровнях [14, 46, 58, 75–78]. Спектроскопия рассеяния света (СРС) обеспечивает получение информации о структуре и функционировании ткани. Эта информация, в свою очередь, может быть использована для диагностики и мониторинга заболевания. Одним из важных применений биомедицинской спектроскопии является неинвазивное раннее обнаружение рака эпителия человека [46, 75, 78]. Увеличение размеров, скопление и гиперхроматичность ядер эпителиальных клеток являются общими чертами всех типов предрака и раннего рака. СРС может быть использована для обнаружения ранних изменений, связанных с раком и другими заболеваниями, многих органов, таких как пищевод, прямая кишка, шейка матки, ротовая полость, легкие и мочевого пузыря [78].

Клетки и ткани имеют сложное строение с широким разнообразием размеров рассеивателей: от нескольких нанометров (размер макромолекулы) до 7–10 μ (размер ядра) и выше, до 20–50 μ (собственно размер клетки) [13, 14, 75]. Многие структуры клеточных органелл малы по сравнению с длиной волны. Рассеяние света такими частицами известно, как релейское (Rayleigh) рассеяние, характеризуемое широким угловым распределением и зависимостью поперечного



сечения рассеяния от линейного размера частицы a , как a^6 , и от длины волны λ , как λ^{-4} . Теория связанных диполей или другой подход, такой как приближение Релея–Ганса (Rayleigh-Gans) (ПРГ), могут быть использованы, когда частица недостаточно мала. ПРГ особенно хорошо для применения к частицам с размерами, сравнимыми с длиной волны, оно может быть полезно для изучения рассеяния света малыми органеллами, такими как митохондрии, лизосомы и пр. Для ПРГ рассеяние в направлении «вперед» превалирует, а полная интенсивность рассеяния возрастает с увеличением относительного показателя преломления частицы m , как $(m-1)^2$, а с размером возрастает, как a^6 .

Рассеяние частицей с размерами много больше длины волны, такой как ядро клетки, может быть описано в рамках приближения ван дер Хюлста (van de Hulst), которое позволяет получить амплитуды рассеяния вблизи направления «вперед» [75]. Для больших частиц интенсивность рассеяния сильно направлена вперед, а ширина первого лепестка рассеяния близка к λ/a ; чем больше частица, тем сильнее уже первый лепесток. Интенсивность в направлении «вперед» показывает колебания с длиной волны. Природа этих колебаний заключается в интерференции лучей, проходящих через центр частицы и не взаимодействующих с ней. Частота этих колебаний пропорциональна $a(m-1)$, поэтому она увеличивается с размером частицы и ее показателем преломления. Интенсивность рассеяния также имеет пик в направлении, близком к направлению «назад», но этот пик существенно меньше пика рассеяния «вперед».

Эти результаты хорошо согласуются со строгой теорией рассеяния, развитой для сферических частиц (теория Ми (Mie)) [79]. Для дифференциации вызванных патологией особенностей клеточных структур может быть использовано различие в рассеянии света. Структуры с большими размерами и большим показателем преломления дают рассеянное поле с пиками в направлениях «вперед» и близком к направлению «назад», в противоположность более мелкие и оптически мягкие структуры рассеивают свет более равномерно.

Фотоны, которые после однократного рассеяния возвращаются в обратном направлении или близком к нему, формируют так называемый однократно-рассеянный компонент. Фотоны, возвращаемые обратно после множественных актов рассеяния, формируют диффузное отражение. Спектры обоих однократно-рассеянного и диффузного сигналов содержат ценную информацию о свойствах

тканей. Тем не менее характер информации различен. Однократно-рассеянный компонент чувствителен к морфологии верхнего слоя ткани, который в случае любой слизистой оболочки практически всегда включает или ограничен только эпителием. Его спектроскопические особенности связаны с микроархитектурой эпителиальных клеток, размерами, формой и показателем преломления их органелл, включений и суборганелльных компонентов. Поэтому анализ этого компонента должен быть полезен для диагностики заболеваний, ограниченных эпителием, таких как преинвазивные стадии эпителиального рака, дисплазии и карциномы *in situ* (CIS) [46, 75, 78].

Однократно-рассеянный компонент наиболее важен в диагностике нарушений, связанных с начальными стадиями эпителиального предрака, в то время как диффузный компонент несет ценную информацию о более поздних стадиях заболевания. Тем не менее в тканях при *in vivo* исследованиях события с однократным рассеянием не могут наблюдаться непосредственно, поскольку при однократном рассеянии только малая доля падающего света рассеивается в обратном направлении.

Было предложено несколько методов, способных различать однократное рассеяние. Полевая спектроскопия рассеяния (field-based light-scattering spectroscopy) [80] и оптическая когерентная томография (optical coherence tomography (OCT)) [13, 81] были разработаны для получения послойных томографических и спектроскопических изображений. В этих методах, являющихся развитием обычного метода OCT [13, 14], информация о спектральном составе обратно рассеянного света получается при детектировании и обработке интерференционного OCT сигнала. Эти методы позволяют измерять спектр обратнорассеянного света либо на нескольких дискретных длинах волн [80], либо одновременно в пределах всей доступной оптической полосы от 650 до 1000 нм [81] за одно измерение.

Имеется также существенно более простая поляризационно-чувствительная методика, базирующаяся на том факте, что первоначально поляризованный свет теряет свою поляризацию при распространении в мутной среде [82]. Обычная методика регистрации обратного рассеяния с пространственным разрешением при условии достаточно малого расстояния между источником и приемником также может быть использована [46]. В этом случае однократно-рассеянный компонент (2–5%) должен быть выделен из полного спектра отражения.



Возможность СРС диагностировать дисплазию и CIS было протестировано в исследованиях на человеке *in vivo* для трех видов эпителия: цилиндрического эпителия прямой кишки и пищевода Барретта (Barrett's), переходного эпителия мочевого пузыря и многослойного плоского эпителия ротовой полости [78]. Был проанализирован спектр отраженного света и найдено распределение размеров ядер. Во всех исследованных органах отчетливо обнаруживается разница между диспластическим и недиспластическим эпителием. Как дисплазия, так и CIS показывают более высокий процент увеличенных размеров ядер и в среднем их более высокую популяционную плотность, что может быть использовано как основа спектроскопической диагностики тканей [78].

5. СПЕКТРОСКОПИЯ И ТОМОГРАФИЯ НА ОСНОВЕ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

5.1. Фотон-корреляционная спектроскопия

Термины спектроскопия квазиупругого рассеяния (Quasi-elastic light scattering spectroscopy (QELSS)), фотон-корреляционная спектроскопия (photon-correlation spectroscopy), спектроскопия флуктуаций интенсивности (spectroscopy of intensity fluctuations) и доплеровская спектроскопия (Doppler spectroscopy) являются синонимами и имеют отношение к динамическому рассеянию света, которое лежит в основе неинвазивного метода изучения динамики частиц на сравнительно больших временных масштабах [13, 14, 47–51]. Осуществление режима однократного рассеяния и использование когерентных источников света являются фундаментальными требованиями в этом случае. Пространственный масштаб, на котором анализируется ансамбль биологических частиц, определяется обратной величиной волнового вектора $|\vec{s}|^{-1}$:

$$|\vec{s}| = (4\pi n / \lambda_0) \sin(\theta / 2), \quad (13)$$

где n – показатель преломления, а θ – угол рассеяния. При обеспечении самобиений за счет фотосмещения электрических компонентов рассеянного поля может быть изменена автокорреляционная функция флуктуаций интенсивности $g_2(\tau) = \langle I(t) I(t + \tau) \rangle$. Для гауссовой статистики такая корреляционная функция связана с автокорреляционной функцией первого порядка соотношением Зигерта (Siebert):

$$g_2(\tau) = A \left[1 + \beta_{sb} |g_1(\tau)|^2 \right]. \quad (14)$$

Здесь τ – время задержки; $A = \langle i \rangle^2$ – квадрат среднего значения фототока, или базовая линия автокорреляционной функции; β_{sb} – параметр эффективности самобиений, $\beta_{sb} \approx 1$; $g_1(\tau) = \exp(-\Gamma_T \tau)$ – нормированная автокорреляционная функция оптического поля для монодисперсной системы броуновских частиц, где $\Gamma_T = |\vec{s}|^2 D_T$ – релаксационный параметр, $D_T = k_B T / 6 \pi \eta r_h$ – коэффициент трансляционной диффузии, k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, η – абсолютная вязкость среды, r_h – гидродинамический радиус частицы. Многие биологические системы характеризуются бимодальным распределением коэффициентов диффузии, когда быстрая диффузия (D_{TF}) может быть отделена от медленной диффузии (D_{TS}), связанной с агрегацией частиц. Целью QELSS является реконструкция распределения рассеивающих частиц по размерам, что необходимо для диагностики и мониторинга заболевания.

Гомодинные и гетеродинные фотон-корреляционные спектрометры, лазерные доплеровские анемометры (ЛДА), дифференциальные схемы ЛДА и лазерные доплеровские микроскопы (ЛДМ) имеют широкую область медицинских применений, в основном для исследований тканей глаза (диагностика катаракты), гемодинамики в сосудах (сосуды глазного дна) и микроциркуляции крови [13, 14, 47–51].

5.2. Диффузионная волновая спектроскопия

Диффузионная волновая спектроскопия (ДВС) является методом нового класса в области динамического рассеяния света, позволяющим проводить исследование динамики частиц на очень коротких временных интервалах [8, 13, 14, 48, 49, 51]. Фундаментальным отличием этого метода от QELSS является то, что метод ДВС применим к исследованию плотных сред с многократным рассеянием. В противоположность случаю однократного рассеяния автокорреляционная функция поля $g_1(\tau)$ чувствительна к движению частицы на масштабе длины порядка $\lambda [L / l_t]^{-1/2}$, который в общем случае много меньше длины волны λ , так как $L \gg l_t$ (L – полная средняя длина пробега фотона, а l_t – транспортная длина пробега фотона, $l_t \approx l / \mu'_s$). Поэтому затухание автокорреляционных функций ДВС происходит существенно быстрее, чем автокорреляционных функций, используемых в QELSS.

Экспериментально осуществить ДВС метод очень просто. Измерительная система должна обеспечить облучение объекта исследования непрерывным лазерным пучком



и измерение флуктуаций интенсивности рассеянного излучения в пределах одного спекла с помощью одномодового волоконного приемного световода, фотоумножителя, системы счета фотонов и быстрого цифрового коррелятора, работающего в наносекундном диапазоне [8, 13]. Возможности ДВС для медицинских применений были продемонстрированы на примере мониторинга микроциркуляции крови руки человека [13]. Измерительным параметром, характеризующим скорость кровотока, является наклон автокорреляционной функции. Нормированная автокорреляционная функция флуктуаций поля может быть представлена в виде двух компонентов, связанных с броуновским и направленным движением рассеивателей (эритроцитов или лимфоцитов):

$$g_1(\tau) \approx \exp\left\{-2\left[\tau/\tau_B + (\tau/\tau_s)^2\right]L/l_i\right\}, \quad (15)$$

где $\tau_B^{-1} \equiv \Gamma$ определяется в уравнении (14), $\tau_s^{-1} \equiv 0.18G_V \sqrt{s} l_i$ характеризует направленный поток, а G_V является градиентом скорости потока. Это позволяет выразить наклон автокорреляционной функции в терминах диффузионного коэффициента (характеризует микроциркуляцию крови или лимфы) и градиента направленного движения крови или лимфы.

6. ОПТОТЕРМИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И ТОМОГРАФИЯ

6.1. Оптотермические взаимодействия

Оптотермический (ОТ) метод регистрирует зависящее от времени тепло, генерируемое в ткани благодаря взаимодействию с импульсным или модулированным по интенсивности оптическим излучением [13, 52–54]. Тепловые волны, генерируемые путем освобождения тепла, приводят к ряду эффектов, которые лежат в основе разнообразных методов: оптоакустического (ОА) или фотоакустического (ФА); оптотермической радиометрии (ОТР), или фототепловой радиометрии (ФТР) и фоторефрактивных методов [13, 52–54]. Термин «оптоакустика» относится прежде всего к методу с временным разрешением, использующему импульсные лазеры и измерение профилей давления в тканях, а термин «фотоакустика» описывает спектроскопические эксперименты с использованием непрерывного модулированного света и фотоакустической ячейки. Информационные свойства ОА метода позволяют определять тепловые, оптические и акустические параметры тканей, которые зависят от особенностей структуры тканей.

В ОА и ФА методах в качестве детекторов, регистрирующих амплитуду и фазу ре-

зультирующей акустической волны, используются микрофон или пьезоэлектрический преобразователь, которые находятся в акустическом контакте с образцом. В ОТР методе для оценки поверхностного распределения температуры и ее визуализации применяются дистанционные ИК детекторы и матричные камеры. Получаемая в рамках любого из ОТ или ОА методов интенсивность сигналов зависит от величины поглощенной и преобразованной в тепло энергии и от термоупругих свойств образца и его окружения. Когда безызлучательная релаксация является основным процессом в затухании лазерного пучка, а ослабление не очень сильное, $\mu_a d \ll 1$ (d – длина цилиндра внутри образца, покрытая пучком импульсного лазера), то поглощенная импульсная энергия индуцирует локальное повышение температуры, определяемое соотношением

$$\Delta T \cong E \mu_a d / c_p V \rho, \quad (16)$$

где c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; $V = \pi w^2 d$ – облучаемый объем; w – радиус лазерного пучка; ρ – плотность среды. Предполагая адиабатическое расширение облучаемого объема за счет поступления тепла при постоянном давлении, можно подсчитать соответствующие изменения объема ΔV . Это расширение индуцирует распространение волны со скоростью звука, v_a , в радиальном направлении. Соответствующее изменение давления Δp пропорционально амплитуде механических колебаний

$$\Delta p \sim (f_a/w)(\beta v_a/c_p) E \mu_a, \quad (17)$$

где f_a – частота акустической волны, а β – коэффициент объемного расширения.

Принципы разнообразных ОТ и ОА методов характеризуют уравнения (16) и (17). Информацию о коэффициенте поглощения μ_a на выбранной длине волны можно получить из прямых измерений изменения температуры ΔT (оптическая калориметрия), объема ΔV (оптогеометрический метод) или давления Δp (ОА или ФА методы).

6.2. ОА метод

Для сильно рассеивающих сред измерение профиля и амплитуды упругой волны должно сочетаться с измерениями полного диффузного отражения, тогда оказывается возможным определять независимо коэффициенты поглощения и рассеяния материала образца. Коэффициент поглощения в мутной среде может быть оценен из измерений акустического временного профиля только в том случае, если известна подповерхностная облученность (интегральная плотность потока) образца. Для мутной среды, облученной ши-



роким лазерным пучком ($>0.1\text{mm}$), действие обратного рассеяния приводит к более высокой подповерхностной облученности по сравнению с интегральной плотностью потока падающего лазерного излучения [13]. Поэтому распределение света в ткани по глубине и соответствующее распределение давления имеют сложный профиль с максимумом в подповерхностном слое. Тем не менее амплитуда давления, соответствующая облученной поверхности $\delta p(0)$, и экспоненциальный срез импульса по глубине образца ткани $\delta p(z)$ могут быть найдены, если процесс нагрева существенно быстрее процесса расширения среды [83]. Если длительность лазерного импульса существенно короче времени распространения механического напряжения поперек области проникновения света в глубь образца ткани, то давление ограничено во времени в течение теплового действия лазерного излучения. Такие условия временной ограниченности давления в объеме облученной ткани обуславливают наиболее эффективный режим генерации давления [83].

6.3. Метод ОТР

Импульсный лазерный нагрев ткани вызывает возмущения и соответствующую модуляцию собственного теплового (инфракрасного) излучения. Это является основой импульсной оптометрической радиотермии (ОТР) [13, 52, 54, 84]. Максимум интенсивности теплового излучения живых объектов приходится на область длин волн, близкую к $10\ \mu$. Детальный анализ ОТР сигнала требует знания распределения внутренней температуры образца ткани, скорости тепловой диффузии ткани и ее коэффициентов поглощения на длинах волн возбуждения μ_a и эмиссии μ_a' ($10\ \mu$). И, наоборот, знание некоторых из указанных параметров позволяет на основе измеренного ОТР сигнала реконструировать, например распределение коэффициента поглощения μ_a по глубине [84].

Импульсный ОТР метод имеет значительные потенциальные возможности для исследования оптических и тепловых свойств тканей *in vitro* и *in vivo* [13, 52–54, 84, 85]. Например, последовательность (пары) инфракрасных эмиссионных изображений, зарегистрированных вслед за облучением лазерным импульсом, были использованы для высокоточного определения скорости тепловой диффузии биоматериалов [85].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Краткий обзор исследований в области взаимодействия низкоинтенсивного оптиче-

ского и лазерного излучения с биотканями показывает обширные возможности применения оптических методов для неинвазивной диагностики в медицине. Каждый из описанных методов, как правило, имеет свою область наиболее оптимальных приложений. Некоторые методы взаимно дополняют друг друга и могут быть использованы при комплексных исследованиях патологических процессов на клеточном или молекулярном уровнях или на уровне органа.

Более подробное описание физических основ многих из представленных здесь методов и их биомедицинских приложений читатель может найти в монографиях [86–94].

Библиографический список

1. Chance B. Optical method // Ann. Rev. Biophys. Biophys. Chem. 1991. V. 20. P. 1–28.
2. Special Issue Honoring Professor Britton Chance / Eds. D. Benaron, I. Bigio, E. Sevick-Muraca, A.G. Yodh // J. Biomed. Opt. 2000. V. 5. P. 115–248; 269–282.
3. Anderson R.R., Parrish J.A., Optical properties of human skin // The Science of Photomedicine / Eds. J.D. Regan, J.A. Parrish. N. Y., 1982. P. 147–194.
4. Duck F.A. Physical Properties of Tissue: a Comprehensive reference book. L., 1990.
5. Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring / Eds. G. Mueller, B. Chance, R. Alfano et al. Bellingham: SPIE Press, 1993. V. IS11.
6. Selected papers on tissue optics applications in medical diagnostics and therapy / Ed. V.V. Tuchin. Bellingham: SPIE Press, 1994. V. MS 102.
7. Patterson M.S. Noninvasive measurement of tissue optical properties: current status and future prospects // Comments Mol. Cell. Biophys. 1995. V. 8. P. 387–417.
8. Yodh A.G., Chance B. Spectroscopy and imaging with diffusing light // Physics Today. 1995. V. 48. P. 34–40.
9. Das B.B., Liu F., Alfano R.R. Time-resolved fluorescence and photon migration studies in biomedical and random media // Rep. Prog. Phys. 1997. V. 60. P. 227–292.
10. Special Section on Clinical Near Infrared Spectroscopy/Imaging / Eds. M. Ferrari, D. Delpy, D.A. Benaron // J. Biomed. Opt. 1996. V. 1. P. 361–434; 1997. V. 2. P. 7–41; 147–175.
11. Selected Papers on Optical Tomography, Fundamentals and Applications in Medicine / Eds. O. Minet, G. Mueller, J. Beuthan. Bellingham: SPIE Press, 1998. V. MS 147.
12. Okada K., Hamaoka T. Special Section on Medical Near-Infrared Spectroscopy // J. Biomed. Opt. 1999. V. 4. P. 391–428.
13. Tuchin V.V. Tissue optics: Light scattering methods and instruments for medical diagnosis // SPIE Tutorial Texts in Optical Engineering. Bellingham: SPIE Press, 2000. V. TT38.
14. Rodriguez J., Yaroslavsky I., Yaroslavsky A. et al. Time-resolved imaging in diffusive media // Handbook of Opt. Biomed. Diagnostics / Ed. V.V. Tuchin. Bellingham: SPIE Press, 2002. V. PM107. Chap. 6.
15. Cutler M. Transillumination as an aid in the diagnosis of breast lesions // Surg. Gynecol. Obstet. 1929. V. 48. P. 721.



16. Millikan G.A. A simple photoelectric colorimeter // *J. Physiol. (London)* 1933. V. 79. P. 152–157.
17. И'ина А.А. Transmittance of the near infrared rays by tissues of the human body // *Soviet Physiological J.* 1949. V. 35. P. 338–348.
18. Jobsis F. Non invasive monitoring of cerebral and myocardial oxygen sufficiency and circulatory parameters // *Science* 1977. V. 198. P. 1264–1267.
19. Jobsis-vander Vliet F.F. Discovery of the near-infrared window into the body and the early development of near-infrared spectroscopy // *J. Biomed. Opt.* 1999. V. 4. P. 392–396.
20. Chance B., Williams G.R. A method for the localization of sites for oxidative phosphorylation // *Nature (London)* 1955. V. 176. P. 250–254.
21. Chance B., Cohen P., Jobsis F., Schoener B. Intracellular oxidation-reduction states *in vivo* // *Science* 1962. V. 137. P. 499–508.
22. Chance B., Leigh J.S., Miyake H. et al. Comparison of time-resolved and unresolved measurement of deoxygenation in tissue // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.* 1988. V. 85. P. 4971–4975.
23. Delpy D.T., Cope M., Van Zee P. et al. Estimation of optical path-length through tissue from direct time of flight measurement // *Phys. Med. Biol.* 1988. V. 33. P. 1433–1442.
24. Patterson M.S., Chance B., Wilson B.C. Time resolved reflectance and transmittance for the non-invasive measurement of tissue optical properties // *Appl. Opt.* 1989. V. 28. P. 2331–2336.
25. Jacques S.L. Time-resolved reflectance spectroscopy in turbid tissues // *IEEE Trans. Biomed. Eng.* 1989. V. 36. P. 1155–1161.
26. Cheong W.-F., Prael S.A., Welch A.J. A review of the optical properties of biological tissues // *IEEE J. Quantum Electr.* 1990. V. 26. P. 2166–2185.
27. Quantitative Spectroscopy in Tissue / Eds. K. Frank, M. Kessler. Frankfurt am Main: pri-Verl., 1992.
28. Special Issue on Optical Radiation Technique in Medicine and Biology / Ed. H. Moseley // *Phys. Med. Biol.* 1997. V. 24. P. 759–996.
29. Lakowicz J.R., Berndt K. Frequency-domain measurements of photon migration in tissues // *Chem. Phys. Lett.* 1990. V. 166. P. 246–252.
30. Patterson M.S., Moulton J.D., Wilson B.C. et al. Frequency-domain reflectance for the determination of the scattering and absorption properties of tissue // *Appl. Opt.* 1991. V. 30. P. 4474–4476.
31. Schmitt J.M., Knuettel A., Knutson J.R. Interference of diffusive light waves // *J. Opt. Soc. Amer. A.* 1992. V. 9. P. 1832–1843.
32. Chance B., Cope M., Gratton E. et al. Phase measurement of light absorption and scatter in human tissue // *Rev. Sci. Instrum.* 1998. V. 69. P. 3457–3481.
33. Parrish J.A., Anderson R.R., Urbach F., Pitts D. UV-A: Biologic Effects of Ultraviolet Radiation with Emphasis on Human Responses to Longwave Ultraviolet. N. Y., 1978.
34. Lakowicz J.R. Principles of Fluorescence Spectroscopy: 2-nd ed. N. Y., 1999.
35. Special Section on Light Scatter and Fluorescence of the Eye Lens / Ed. B.K. Pierscionek // *J. Biomed. Opt.* 1996. V. 1. P. 241–295.
36. Best J.A. van, Kuppens E.V.M.J. Summary of studies on the blue – green autofluorescence and light transmission of the ocular lens // *J. Biomed. Opt.* 1996. V. 1. P. 243–250.
37. Yu N.-T., Krantz B.S., Eppstein J.A. et al. Development of noninvasive diabetes screening device using the ratio of fluorescence to Rayleigh scattered light // *J. Biomed. Opt.* 1996. V. 1. P. 280–288.
38. Denk W. Two-photon excitation in functional biological imaging // *J. Biomed. Opt.* 1996. V. 1. P. 296–304.
39. Ozaki Y., Medical application of Raman spectroscopy // *Appl. Spectroscopy Reviews.* 1988. V. 24. P. 259–312.
40. Tu A.T. Raman Spectroscopy in Biology. N. Y., 1982.
41. Mahadevan-Jansen A., Richards-Kortum R. Raman spectroscopy for detection of cancers and precancers // *J. Biomed. Opt.* 1996. V. 1. P. 31–70.
42. Special Section on Biomedical Applications of Vibrational Spectroscopic Imaging / Ed. M.D. Morris // *J. Biomed. Opt.* 1999. V. 4. P. 6–34.
43. Carden A., Morris M.D. Application of vibration spectroscopy to the study of mineralized tissues (review) // *J. Biomed. Opt.* 2000. V. 5. P. 259–268.
44. McNichols R. J., Cote G.L. Optical glucose sensing in biological fluids: an overview // *J. Biomed. Opt.* 2000. V. 5. P. 5–16.
45. Lucassen G.W., Veen G.N.A. van, Jansen J.A.J. Band analysis of hydrated human skin stratum corneum attenuated total reflectance Fourier transform infrared spectra *in vivo* // *J. Biomed. Opt.* 1998. V. 3. P. 267–280.
46. Perelman L.T., Backman V., Wallace M. et al. Observation of periodic fine structure in reflectance from biological tissue: a new technique for measuring nuclear size distribution // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. P. 627–630.
47. Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy / Eds. H.Z. Cummins, E.R. Pike. N. Y., 1974; Photon Correlation Spectroscopy and Velocimetry, N. Y., 1977.
48. Tuchin V.V. Coherence-domain methods in tissue and cell optics // *Laser Physics.* 1998. V. 8. P. 807–849.
49. Tuchin V.V. Coherent optical techniques for the analysis of tissue structure and dynamics // *J. Biomed. Opt.* 1999. V. 4. P. 106–124.
50. Special Section on Optical Diagnostics of Biological Fluids / Eds. A.V. Priezzhev, T. Asakura // *J. Biomed. Opt.* 1999. V. 4. P. 35–93.
51. Special Section on Coherence Domain Optical Methods in Biomedical Science and Clinics / Eds. V.V. Tuchin, H. Podbielska, C.K. Hitzengerger // *J. Biomed. Opt.* 1999. V. 4. P. 94–190.
52. Braslavsky S.E., Heihoff K. Photothermal methods // *Handbook of Organic Photochemistry* / Ed. J.C. Scaiano. Boca Raton: CRC Press, 1989.
53. Gusev V.E., Karabutov A.A. Laser Optoacoustics. N. Y., 1993.
54. Tuchin V.V. Lasers and fiber optics in biomedicine // *Laser Physics.* 1993. V. 3. P. 767–820; 925–950.
55. Heusmann H., Kolzer J., Mitic G. Characterization of female breast *in vivo* by time resolved and spectroscopic measurements in near infrared spectroscopy // *J. Biomed. Opt.* 1996. V. 1. P. 425–434.
56. Luo Q., Zeng S., Chance B., Nioka S. Monitoring of brain activity with near infrared spectroscopy // *Opt. Biomed. Diagnostics* / Ed. V.V. Tuchin. Bellingham: SPIE Press, 2001. Chap. 8.
57. Maicher S.J. Absolute quantification in tissue near-infrared spectroscopy // *Handbook of Opt. Biomed. Diagnostics* / Ed.



V.V. Tuchin. Bellingham: SPIE Press, 2001. Chap. 9.

58. *Bigio I.J., Mourant J.R.* Ultraviolet and visible spectroscopies for tissue diagnostics: fluorescence spectroscopy and elastic-scattering spectroscopy // *Phys. Med. Biol.* 1997. V. 42. P. 803–814.

59. *Sacks Z.S., Craig D.L., Kurtz R.M. et al.* Spatially resolved transmission of highly focused beams through cornea and sclera between 1400 and 1800 nm // *Proc. SPIE.* 1999. V. 3726. P. 522–527.

60. *Berg T.J.T.P. van den, Tan K.E.W.P.* Light transmittance of the human cornea from 320 to 700 nm for different ages // *Vision Res.* 1994. V. 33. P. 1453–1456.

61. *Dillon J.* The photophysics and photobiology of the eye // *J. Photochem. Photobiol. B: Biol.* 1991. V. 10. P. 23–40.

62. *Fishkin J.B., Gratton E.* Propagation of photon-density waves in strongly scattering media containing an absorbing semi-infinite plane bounded by a straight edge // *J. Opt. Soc. Amer. A.* 1993. V. 10. P. 127–140.

63. *Fishkin J.B., Coquoz O., Anderson E.R. et al.* Frequency-domain photon migration measurements of normal and malignant tissue optical properties in a human subject // *Appl. Opt.* 1997. V. 36. P. 10–20.

64. *Tromberg B., Coquoz O., Fishkin J.B. et al.* Non-invasive measurements of breast tissue optical properties using frequency-domain photon migration // *Phil. Trans. R. Soc. Lond. B.* 1997. V. 352. P. 661–668.

65. *Schneckenburger H., Steiner R., Strauss W., Stock K., Sailer R.* Fluorescence technologies in biomedical diagnostics // *Handbook of Opt. Biomed. Diagnostics* / Ed. V.V. Tuchin. Bellingham: SPIE Press, 2002. Chap. 15.

66. *Sinichkin Yu.P., Kollias N., Zonios G. et al.* Reflectance and fluorescence spectroscopy of human skin *in vivo* // *Handbook of Opt. Biomed. Diagnostics* / Ed. V.V. Tuchin. Bellingham: SPIE Press, 2002. Chap. 13.

67. *Svanberg S.* New developments in laser medicine // *Phys. Scripta.* 1997. V. 72. P. 69–75.

68. *Richards-Kortum R.R., Rava R.P., Petras R.E. et al.* Spectroscopic diagnosis of colonic dysplasia // *Photochem. Photobiol.* 1991. V. 53. P. 777–786.

69. *Sternborg H.J.C.M., Motamedi M., Wagner R.F.* *In vivo* fluorescence spectroscopy and imaging of human skin tumors // *Lasers Med. Sci.* 1994. V. 9. P. 344–348.

70. *Zeng H., MacAulay C., McLean D. I. et al.* Spectroscopic and microscopic characteristics of human skin autofluorescence emission // *Photochem. Photobiol.* 1995. V. 61. P. 639–645.

71. *Sinichkin Yu.P., Utz S.R., Mavlutov A.H., Pilipenko H.A.* *In vivo* fluorescence spectroscopy of the human skin: experiments and models // *J. Biomed. Opt.* 1998. V. 3. P. 201–211.

72. *Malik Z., Amit I., Rothmann C.* Subcellular localization of sulfonated tetraphenyl porphines in colon carcinoma cells by spectrally resolved imaging // *Photochem. Photobiol.* 1997. V. 65. P. 389–396.

73. *Lucassen G.W., Caspers P.J., Puppels G.J.* Infrared and Raman spectroscopy of human skin *in vivo* // *Handbook of Opt. Biomed. Diagnostics* / Ed. V.V. Tuchin. Bellingham: SPIE Press, 2002. V. PM107. Chap. 14.

74. *Puppels G.J.* Confocal Raman microspectroscopy // *Fluorescent and luminescent probes for biological activity* / Ed. W. Mason. L., 1999. P. 377–406.

75. *Perelman L.T., Backman V.* Light scattering spectroscopy of epithelial tissues: principles and applications // *Handbook of Opt. Biomed. Diagnostics* / Ed. V.V. Tuchin. Bellingham: SPIE Press, 2002. V. PM107. Chap. 12.

76. *Mourant J.R., Freyer J.P., Hielscher A.H. et al.* Mechanisms of light scattering from biological cells relevant to non-invasive optical-tissue diagnosis // *Appl. Opt.* 1998. V. 37. P. 3586–3593.

77. *Drezek R., Dunn A., Richards-Kortum R.* Light scattering from cells: finite-difference time-domain simulations and goniometric measurements // *Appl. Opt.* 1999. V. 38. P. 3651–3661.

78. *Backman V., Wallace M., Perelman L.T. et al.* Diagnosing Cancers Using Spectroscopy // *Nature.* 2000. V. 406. № 6791. P. 35–36.

79. *Bohren C.F., Huffman D.R.* Absorption and Scattering of Light by Small Particles. N. Y., 1983.

80. *Yang C., Perelman L.T., Wax A. et al.* Feasibility of field-based light scattering spectroscopy // *J. Biomed. Opt.* 2000. V. 5. P. 138–143.

81. *Morgner U., Drexler W., Kartner F.X. et al.* Spectroscopic optical coherence tomography // *Optics Lett.* 2000. V. 25. P. 111–113.

82. *Backman V., Gurjar R., Badizadegan K. et al.* Polarized light scattering spectroscopy for quantitative measurement of epithelial cellular structures *in situ* // *IEEE J. Sel. Top. Quant. Elect.* 1999. V. 5. P. 1019–1026.

83. *Oraevsky A.A., Jacques S.J., Tittel F.K.* Measurement of tissue optical properties by time-resolved detection of laser-induced transient stress // *Appl. Opt.* 1997. V. 36. P. 402–415.

84. *Sathyam U.S., Prahl S.A.* Limitations in measurement of subsurface temperatures using pulsed photothermal radiometry // *J. Biomed. Opt.* 1997. V. 2. P. 251–261.

85. *Milner T.E., Goodman D.M., Tanenbaum B.S. et al.* Non-contact determination of thermal diffusivity in biomaterials using infrared imaging radiometry // *J. Biomed. Opt.* 1996. V. 1. P. 92–97.

86. *Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П.* Лазерная диагностика в биологии и медицине. М., 1989.

87. *Тучин В.В.* Лазеры и волоконные световоды в биомедицинских исследованиях. Саратов, 1998.

88. *Tuchin V.V.* Handbook of Optical Biomedical Diagnostics., Bellingham: SPIE Press, 2002. V. PM107

89. *Tuchin V.V.* Biomedical Spectroscopy // *Encyclopedia of Optical Engineering.* Marcel Dekker, Inc., USA, 2003.

90. *Tuchin V.V.* Tissue Spectroscopy // *Encyclopedia of Optical Engineering.* Marcel Dekker, Inc., 2003.

91. *Tuchin V.V.* Light-Tissue Interactions // *Biomedical Photonics Handbook.* Boca Raton: CRC Press, 2003.

92. *Zimnyakov D.A., Tuchin V.V.* Speckle Correlometry // *Biomedical Photonics Handbook.* Boca Raton: CRC Press, 2003.

93. *Coherent-Domain Optical Methods for Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science* / Ed. V.V. Tuchin. Boston, USA, 2004. V. 1–2.

94. *Tuchin V.V., Lihong Wang, Zimnyakov D.* Optical Polarization in Biomedical Applications. Boston: Springer-Verlag, 2006 (in press).



УДК 517.9

ГЕНЕРАТОР АНИЩЕНКО–АСТАХОВА КАК ОДНА ИЗ БАЗОВЫХ МОДЕЛЕЙ ДЕТЕРМИНИРОВАННОГО ХАОСА

В.С. Анищенко, В.В. Астахов, Т.Е. Вадивасова

Саратовский государственный университет,
Институт нелинейной динамики
E-mail: Wadim@chaos.ssu.runnet.ru

В обзоре формулируются условия возникновения хаотических автоколебаний и дается радиотехническая схема генератора, которая эти условия реализует. Выводятся уравнения генератора Анищенко–Астахова и проводится их анализ. Особое внимание уделяется взаимосвязи уравнений генератора с классическими моделями Теодорчика и Ван дер Поля. Обосновывается фундаментальная причина возникновения хаотических автоколебаний, обусловленная наличием гомоклинической траектории в виде петли сепаратрисы состояния равновесия типа седло-фокуса.

Кратко перечисляются основные приоритетные результаты исследований, которые были получены впервые с использованием генератора Анищенко–Астахова как численно, так и экспериментально.

ANISHCHENKO-ASTAKHOV SELF-SUSTAINED OSCILLATOR AS ONE OF THE BASIC MODELS OF DETERMINISTIC CHAOS

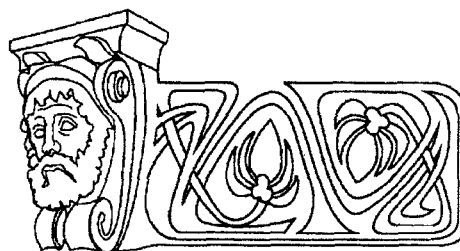
V.S. Anishchenko, V.V. Astakhov, T.E. Vadivasova

In the present review the conditions of appearing chaotic self-sustained oscillations are formulated and a radio-technical scheme of a generator realizing these conditions is given. The equations of Anishchenko–Astakhov's generator are derived and analyzed. A special attention is paid to the interrelation between the generator's equations and Theodorichik and Van der Pole classical models. We justify a fundamental reason of the onset of chaotic self-sustained oscillations, that is related with the presence of a homoclinic trajectory in the form of a saddle-focus separatrix loop.

We briefly describe the major research results that have firstly been obtained numerically and experimentally by using Anishchenko–Astakhov's generator.

ВВЕДЕНИЕ

Открытие феномена детерминированного хаоса в 1963–1971 гг. оказало огромное влияние на развитие современных представлений о картине мира. Эффект «шумоподобного» поведения чисто детерминированных систем казался просто невероятным в рамках сложившихся представлений классической механики и теории динамических систем. Разрушались фундаментальные концепции классической науки о закономерностях эволюционных процессов в природе и обществе, ставилась под сомнение сама суть возможности детерминированного описания, кардинально менялся взгляд на статистическую



теорию. В математическом плане это связано с доказательством возможности существования непериодических решений нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений размерности $N \geq 3$. За 300 лет существования математики было известно и не подвергалось сомнению существование только трех типов решений: стационарные (равновесие), периодические и квазипериодические. Непериодические решения представлялись возможными лишь для стохастических систем, т.е. систем, находящихся под действием шума. В этом случае необходимо было использовать статистическую теорию. Открытие эффекта детерминированного хаоса показало, что непериодические (шумоподобные) решения возможны уже в довольно простых обыкновенных дифференциальных уравнениях, описывающих динамику нелинейных диссипативных систем всего с 1,5 степенями свободы! Поверить в это было очень трудно даже специалистам.

За относительно короткий период в 30 лет положение резко изменилось. Сейчас не только аспиранты, но и студенты младших курсов естественным образом воспринимают концепцию детерминированного хаоса, решают разнообразные задачи, изучая этот эффект как с помощью компьютера, так и экспериментально. И это естественно, так как именно молодые исследователи гораздо легче и без внутренних противоречий воспринимают все новое в науке. Однако необходимо отметить, что в этом большая заслуга многих ученых старшего возраста, которые своим самоотверженным трудом обеспечили относительно быстрое и обоснованное понимание этого далеко не тривиального явления.

Не претендуя на общность, постараемся кратко описать те результаты, которые привели нас к пониманию сути эффекта детерминированного хаоса и позволили в итоге разработать и создать одну из базовых моделей для его описания и исследования.

В конце 50-х гг. прошлого века группа ученых из ИРЭ АН СССР, возглавляемая В.Я. Кисловым, обнаружила эффект генера-



ции шумового сигнала относительно большой мощности в лампе бегущей волны (ЛБВ) с положительной обратной связью. Ими было установлено, что эффект шумовой генерации наступает лишь в случае, когда характеристика усилителя (ЛБВ) является принципиально нелинейной и имеет достаточно крутой падающий участок. В 1978–1979 гг. в научной лаборатории кафедры радиофизики физического факультета Саратовского университета В.С. Анищенко и В.В. Астахов (в то время студент) воспроизвели результат группы В.Я. Кислова. Было четко подтверждено, что хаос возникает при условии, что характеристика ЛБВ имеет вид перевернутой параболы и существует критический угол наклона падающего участка, превышение которого приводит к шумовой генерации. Имевшиеся к тому времени теоретические и экспериментальные работы давали основания предполагать, что эффект генерации широкополосного шумоподобного сигнала в ЛБВ с обратной связью есть ни что иное, как режим динамического хаоса.

Весной 1980 г. произошло еще одно важное событие. В Нижнем Новгороде (г. Горький) состоялся 1-й Всесоюзный семинар по стохастическим колебаниям, сыгравший очень важную роль в развитии исследований в области динамического хаоса в России. На семинаре были представлены уже упоминавшиеся пионерские работы по хаосу профессора В.Я. Кислова и его коллег, работы представителей школы А.А. Андропова (Л.П. Шильникова, Ю.И. Неймарка, В.Н. Белых и др.) Безусловно, важным был доклад известного математика, академика Я.Г. Синая, посвященный детальному анализу результатов известной работы М. Фейгенбаума. Я.Г. Синай блестяще объяснил суть работ М. Фейгенбаума по универсальности перехода к хаосу в дискретной одномерной модели типа логистической параболы. В.С. Анищенко был участником этого семинара и выступил с докладом по результатам исследований возникновения хаотической генерации в ЛБВ. После доклада Я.Г. Синая В.С. Анищенко предложил идею создания простого генератора хаоса. Редкий случай, когда идея была быстро воплощена в жизнь и привела к реальному результату. Суть её состояла в следующем. М. Фейгенбаум показал, что простая одномерная дискретная система $x_{n+1} = \lambda x_n(1 - x_n)$ с увеличением параметра λ демонстрирует универсальный переход к хаосу через каскад бифуркаций удвоения периода циклов. С другой стороны, в ЛБВ с обратной связью также реализуется переход к хаосу через бифуркации удвоения периода. Более того, характеристика ЛБВ-усилителя

при этом качественно эквивалентна параболе логистического отображения! Если учесть, что ЛБВ – это СВЧ прибор, работающий на высоких частотах, то легко понять, что время задержки в цепи обратной связи составляет большое число периодов колебаний и система на входе как бы «забывает» о том, что было на выходе. И главную роль играет нелинейное преобразование сигнала по закону логистической параболы! Таким образом, если реализовать низкочастотный (как существенно более простой) усилитель с характеристикой типа параболы и ввести положительную обратную связь, то можно ожидать эффекта, идентичного ЛБВ В.Я. Кислова и параболе Фейгенбаума! Эта идея оказалась верной, и в лаборатории кафедры радиофизики В.В. Астаховым был сконструирован первый образец такого генератора. Это событие произошло ровно 25 лет назад. Первые результаты экспериментальных исследований генератора хаотических колебаний были представлены в докладе [1] на IX Международной конференции по нелинейным колебаниям (Киев, август 1981).

В последующие годы была доработана математическая модель генератора и проведены численные и экспериментальные исследования его динамики. Результатом явилось открытие ряда фундаментальных эффектов и закономерностей, имеющих принципиальный характер для понимания эффекта детерминированного хаоса. В исследованиях принимали участие многие сотрудники кафедры, среди которых следует отметить М.А. Сафонову, Т.Е. Летчфорд (Вадивасову), В.В. Астахова, Д.Э. Постнова и др. В результате на кафедре появилась исследовательская группа, затем лаборатория нелинейной динамики, преобразованная в настоящее время в международный институт нелинейной динамики.

В данном обзоре дается вывод уравнений генератора, обсуждается фундаментальная роль гомоклиники и приводятся экспериментальные результаты, полученные с использованием разработанной модели генератора. В современной литературе по нелинейной динамике эта модель носит название генератора Анищенко–Астахова.

1. ГЕНЕРАТОР ТЕОДОРЧИКА (ГЕНЕРАТОР С ИНЕРЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ)

Как уже упоминалось, вначале на основе идеи о падающем участке характеристики нелинейного усилителя была разработана экспериментальная модель генератора. При теоретическом анализе схемы выяснилось, что мы имеем дело с некоторой модификаци-



ей хорошо известных классических моделей генераторов Теодорчика и Ван дер Поля. Чтобы более детально понять сходство и различия разработанной модели с классическими, целесообразно вначале рассмотреть модель генератора Теодорчика.

В классическом генераторе с инерционной нелинейностью Теодорчика [2] автоколебания обеспечиваются введением в колебательный контур термосопротивления $R(T)$, свойства которого нелинейным образом зависят от протекающего через него тока (рис. 1).

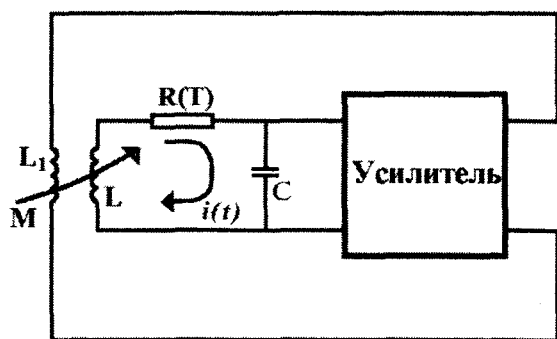


Рис. 1. Классическая схема генератора с инерционной нелинейностью

Уравнения для тока $i(t)$ в контуре имеют вид

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \left[\frac{R(T)}{L} - \frac{MS_0}{LC} \right] \frac{di}{dt} + \left[\frac{1}{LC} + \frac{1}{L} \frac{\partial R(T)}{\partial T} \frac{dT}{dt} \right] i = 0, \quad (1)$$

где $R(T)$ – сопротивление термистора, зависящее от температуры T ; M – взаимная индуктивность цепи обратной связи; S_0 – крутизна характеристики усилителя, который предполагается линейным; L и C – индуктивность и емкость колебательного контура.

Полагая зависимость $R(T)$ линейной ($R(T) = R_0 + LbT$) и считая, что процесс теплообмена подчиняется закону Ньютона:

$$\rho q \frac{dT}{dt} + kT = R(T) i^2,$$

где ρ – масса нити термистора, а q – ее удельная теплоемкость, получаем замкнутую систему уравнений вида

$$\begin{aligned} \frac{d^2 i}{dt^2} + \omega_0^2 i &= (\mu - bT) \frac{di}{dt} - bi \frac{dT}{dt}, \\ \frac{dT}{dt} + \gamma T &= \alpha(T) i^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\omega_0^2 = 1/LC$; $\mu = \omega_0^2 S_0 M - R_0/L$; $\gamma = k/\rho q$; $\alpha(T) = \alpha_0 + bLT/\rho q$; $\alpha_0 = R_0/\rho q$. В безразмерных переменных $x = ai$, $\dot{y} = -x$, $z = bT/\omega_0$, $\tau = \omega_0 t$, $a = \sqrt{\alpha b \rho q / \omega_0 k}$ уравнения (2) принимают вид

$$\begin{aligned} \dot{x} &= mx + y - xz, \\ \dot{y} &= -x, \\ \dot{z} &= -gz + gx^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\dot{x} = dx/d\tau$, $m = \mu/\omega_0 = \omega_0 S_0 M - R_0/\omega_0 L$, $g = \gamma/\omega_0$.

В трехмерной двухпараметрической системе (3) параметр m пропорционален разности вносимой и рассеиваемой энергий, g – параметр, характеризующий относительное время релаксации термистора. В дальнейшем m будем называть параметром возбуждения, а g – параметром инерционности генератора.

Как это видно из (3), если время релаксации термистора существенно превышает период колебаний ($g \rightarrow \infty$), уравнения переходят в двумерную модель генератора Ван дер Поля:

$$\dot{x} = mx - x^3 + y, \quad \dot{y} = -x. \quad (4)$$

2. МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ГЕНЕРАТОР С ИНЕРЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ (ГЕНЕРАТОР АНИЩЕНКО-АСТАХОВА)

Рассмотрим схему, изображенную на рис. 2. Здесь колебательный контур в отличие от классического случая не содержит нелинейных элементов. Усилитель 1 управляется дополнительной цепью обратной связи, содержащей линейный усилитель 2 и инерционный преобразователь. Дифференциальные уравнения этого генератора можно записать в явном виде, конкретизировав зависимость $S(x, V)$ усилителя 1 и задав уравнения инерционного преобразования $V(x)$.

Аппроксимируем полиномом функцию $S^1(x)$, т.е. крутизну усилителя 1, без учета воздействия дополнительной обратной связи:

$$S^1(x) = S_0 - S_1 x^2, \quad (5)$$

где x – напряжение на входе усилителя 1; S_0 и S_1 – постоянные, положительные коэффициенты. Предположим, что механизм воздействия цепи инерционной обратной связи подчиняется закономерности



$$S = S^1(x) - bV = S_0 - S_1x^2 - bV, \quad (6)$$

где b – параметр; $V=V(x)$ – напряжение на выходе инерционного преобразователя. Пусть инерционное преобразование осуществляется в соответствии с уравнением

$$\dot{V} = -\gamma V + \varphi(x). \quad (7)$$

Уравнение для тока в контуре генератора (см. рис. 2)

$$Ldi/dt + Ri + C^{-1} \int (i - MSdi/dt) dt = 0$$

совместно с уравнениями (6) и (7) дает замкнутую систему, сводящуюся в безразмерных переменных к виду

$$\dot{x} = mx + y - xz - dx^3, \quad \dot{y} = -x, \quad (8)$$

$$\dot{z} = -gz + g\Phi(x),$$

где $d = d(S_1)$ – параметр, отвечающий степени влияния нелинейности крутизны характеристики; $\Phi(x)$ – функция, описывающая свойства инерционного преобразователя.

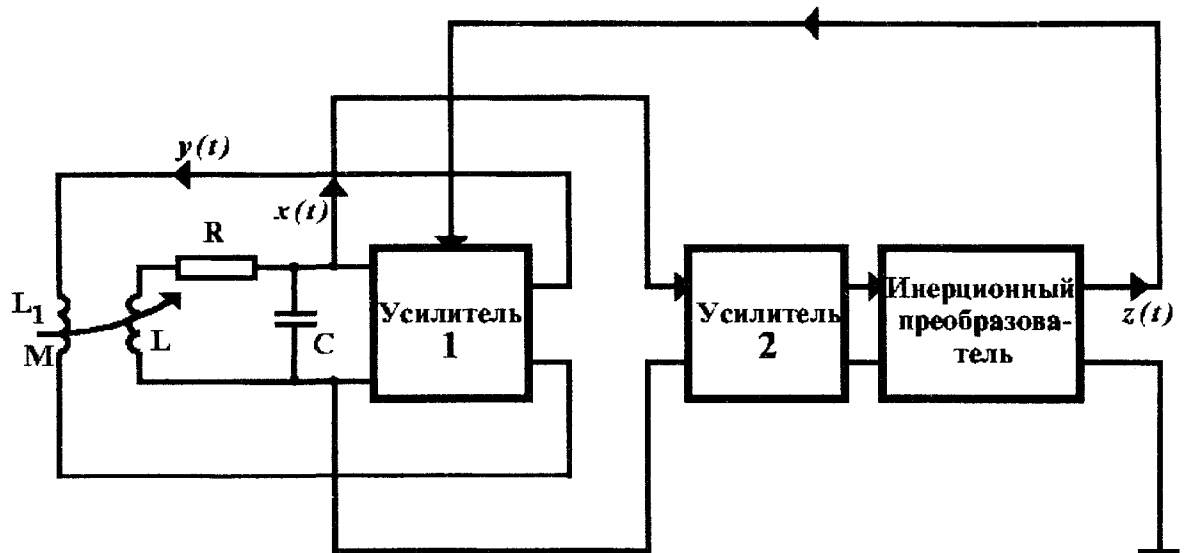


Рис. 2. Модифицированная схема генератора с инерционной нелинейностью

В генераторе действуют два механизма нелинейного ограничения амплитуды колебаний. Первый – безынерционный и связан с нелинейностью характеристики усилителя, второй – инерционный, обусловленный зависимостью крутизны S от напряжения V . Пусть усилитель работает на линейном участке характеристики ($S_1=0$), а инерционный преобразователь собран по схеме двухполупериодного квадратичного детектора с RC -фильтром и описывается уравнением

$$\dot{z} = -gz + gx^2. \quad (9)$$

Параметр инерционности g равен отношению периода колебаний контура T_0 к постоянной времени фильтра $\tau_f = R_f C_f$. При сделанных предположениях, то уравнения (8) переходят в уравнения классического генератора Теодорчика (3). Значит, если усилитель I линейный, а инерционный преобразователь удовлетворяет уравнению (9), то ма-

тематические модели генераторов, схемы которых изображены на рис. 1 и 2, неразличимы. Схема с детектором в экспериментальном отношении более удобна, так как позволяет варьировать инерционные свойства генератора регулировкой постоянной времени фильтра, что практически неосуществимо при использовании термистора.

Вид уравнений (8) не изменится, если в качестве селективного элемента использовать RC -цепочку в виде моста Вина. Для обеспечения условий генерации в этом случае нужно применить два каскада усиления, как это показано на рис. 3. Для симметричного моста Вина управляющие параметры m и g в уравнениях (8) просто и с точки зрения эксперимента удобным образом выражаются через параметры схемы:

$$m = K_0 - 3, \quad g = R_0 C_0 / \tau_f, \quad (10)$$

где K_0 – коэффициент усиления двухкаскадного усилителя; $R_0 C_0$ и τ_f – постоянные вре-



мени моста Вина и фильтра детектора. В физическом эксперименте параметры m и g лег-

ко менять и измерять, варьируя коэффициент усиления и постоянную времени фильтра.

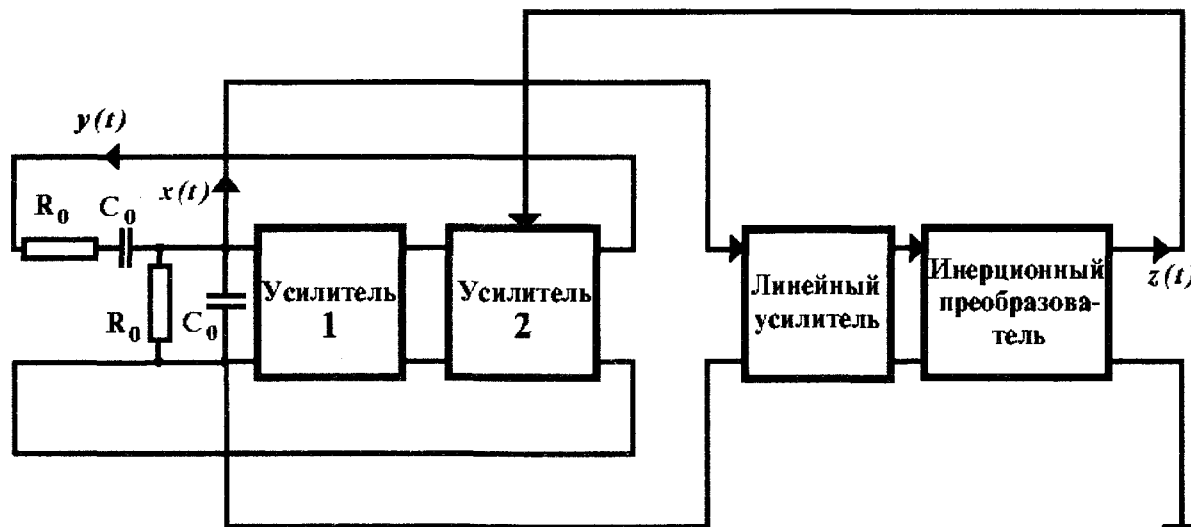


Рис. 3. Схема RC-генератора с инерционной нелинейностью. Именно эта схема была реализована В.В. Астаховым

Как показали исследования, динамика генератора, моделируемого уравнениями (8), принципиальным образом зависит от вида функции $\Phi(x)$, т.е. от свойств инерционного преобразователя. Если $\Phi(x)$ представляет собой симметричную функцию, то уравнения (8) имеют в качестве решения только предельный цикл. Однако, если $\Phi(x)$ не является симметричной (например, $\Phi(x) = \exp(x) - 1$), то модель (8) может иметь как периодические, так и хаотические решения. Более детальные исследования показали, что асимметрия $\Phi(x)$ является необходимым условием для реализации в модели (8) особой траектории типа петли сепаратрисы седло-фокуса. Именно наличие особой траектории является фундаментальной причиной рождения режимов детерминированного хаоса. В качестве примера функции $\Phi(x)$, при которой модель (8) приобретает свойства генератора хаоса, выберем

$$\Phi(x) = I(x)x^2, \quad I(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x \leq 0. \end{cases} \quad (11)$$

С физической точки зрения это соответствует использованию однополупериодного детектора в схеме инерционного преобразователя.

Определив функцию $\Phi(x)$ в соответствии с (11), из (8) получаем уравнения модифицированного генератора с инерционной

нелинейностью, представляющие собой трехмерную трехпараметрическую нелинейную диссипативную систему:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= mx + y - xz - dx^3, \quad \dot{y} = -x, \\ \dot{z} &= -gz + gI(x)x^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Исключением переменной y уравнения генератора с инерционной нелинейностью (12) приводятся к виду

$$\begin{aligned} \ddot{x} - (m - z - 3dx^2)\dot{x} + [1 - gz + g\Phi(x)]x &= 0, \\ \dot{z} &= -gz + g\Phi(x). \end{aligned} \quad (13)$$

Автоматически регулируемый нелинейный осциллятор (13) характеризуется инерционной зависимостью диссипации (коэффициент перед \dot{x}) и частоты (коэффициент перед x) от переменной x . В случае сильной инерционности системы ($\tau_f \gg T_0$), когда $g \rightarrow 0$, система вырождается в двумерную:

$$\begin{aligned} \ddot{x} - a(1 - bx^2)\dot{x} + x &= 0, \\ a = m, \quad b = 3d/m, \end{aligned} \quad (14)$$

и независимо от вида функции $\Phi(x)$ совпадает по форме записи с уравнениями генератора Ван дер Поля.

Другой асимптотический случай – безынерционный генератор, соответствующий росту параметра g до бесконечности. Из третьего уравнения системы при этом условии следует алгебраическая взаимосвязь пе-



ременных x и z , сводящая исходную систему к виду

$$\ddot{x} - [m - \Phi(x) - 3dx^2]\dot{x} + x = 0. \quad (15)$$

Полная аналогия с уравнением Ван дер Поля в этом предельном случае достигается при условии $\Phi(x) = x^2$.

В реальном генераторе с инерционной нелинейностью область значений параметра инерционности g , в которой система ведет себя принципиально как трехмерная, ограничена некоторым интервалом $g_1 \leq g \leq g_2$. За его пределами приближенным описанием могут служить рассмотренные выше асимптотические уравнения на фазовой плоскости.

Математическая модель модифицированного генератора с инерционной нелинейностью (12) есть нелинейная трехмерная диссипативная система с тремя независимыми параметрами, задающая поток в \mathbf{R}^3 :

$$-\infty < x < \infty, \quad -\infty < y < \infty, \quad 0 < z < \infty,$$

где переменная z определена на положительной полуоси, так как с физической точки зрения представляет собой положительное напряжение на выходе фильтра. Дивергенция векторного поля скоростей потока (12) зависит от параметров и фазовых координат:

$$\operatorname{div} \mathbf{F} = m - g - 3dx^2 - z. \quad (16)$$

Исследования в квазилинейном приближении $m < g \ll 1$ свидетельствуют о том, что система глобально диссипативна и что для любых начальных данных всегда справедливо $\langle \operatorname{div} \mathbf{F} \rangle < 0$. В квазилинейном приближении $z \approx m$ и независимо от координаты x дивергенция отрицательна. При $m > g$, где g — конечно (наиболее интересная область генерирования нелинейных колебаний), знак дивергенции зависит от координат. Условием диссипативности является

$$m - g < z + 3dx^2. \quad (17)$$

Для автоколебаний при $d \neq 0$ это условие всегда выполняется. В этом смысле параметр d определяет безынерционную диссипативную нелинейность системы. Если же усилитель работает на линейном участке характеристики и нелинейное ограничение амплитуды за счет инерционной цепи обратной связи наступает раньше, чем значения пере-

менной x выходят в область нелинейности характеристики $S(x)$, то выражение (17) принимает вид

$$m - g < z(\tau). \quad (18)$$

Последнее неравенство разделяет фазовое пространство системы на две области плоскостью $z = z^0 = m - g$. Для $z > z^0$ система диссипативна, для $z < z^0$ фазовый объем в локальной окрестности любой траектории системы расширяется. Стационарные режимы автоколебаний реализуются в том случае, когда подкачка энергии и ее расход в среднем по времени компенсируются, что возможно при условии

$$m - g < \bar{z}, \quad (19)$$

где \bar{z} — среднее по времени значение переменной $z(\tau)$. Для достаточно больших m неравенство (19) может не выполняться и траектории системы будут уходить в бесконечность, если диссипативная нелинейность отсутствует ($d = 0$).

Система (8) характеризуется единственной особой точкой в начале координат. Если функция $\Phi(x)$ не содержит линейных по x членов, линеаризация системы в особой точке приводит к характеристическому уравнению

$$(g + s)(s^2 - ms + 1) = 0, \quad (20)$$

собственные значения которого есть

$$s_{1,2} = m/2 \pm (i/2)\sqrt{4 - m^2}, \quad s_3 = -g. \quad (21)$$

В области параметров $g > 0, -2 < m < 0$ действительные части всех собственных значений отрицательны и особая точка устойчива. С физической точки зрения параметр g всегда положителен как отношение характерных времен системы: периода колебаний ко времени релаксации фильтра. Параметр m может быть как меньше нуля (генератор недовозбужден), так и больше нуля (в режимах генерации). В области $0 < m < 2$ особая точка есть седло-фокус с двумерным неустойчивым и одномерным устойчивым многообразиями (21). Линия $m = 2$ — бифуркационная и отвечает смене седло-фокуса на седло-узел.

Как следует из (21), в системе (8) имеется уникальная возможность независимого управления свойствами устойчивого и неустойчивого многообразий. В режиме генерации ($m > 0$) состояние равновесия характеризуется двумерным неустойчивым многообра-



зием и одномерным устойчивым, что определяется независимыми параметрами m и g .

Как видно из (21), в бифуркационной точке $m = 0$ собственные значения $s_{1,2}$ пересекают мнимую ось с ненулевой скоростью:

$$\partial \operatorname{Re} s_{1,2}(m) / \partial m |_{m=0} = 1/2.$$

При этом третье собственное значение $s_3 = -g$ отделено от мнимой оси. Реализуется классическая бифуркация Андронова–Хопфа: бифуркация рождения цикла из седло-фокуса.

3. О НЕЛИНЕЙНЫХ СВОЙСТВАХ УСИЛИТЕЛЬНОГО КАСКАДА ГЕНЕРАТОРА

Вернемся к вопросу, который обсуждался во Введении. Мы конструировали генератор, в котором усилительный каскад должен характеризоваться управляемым падающим участком и иметь характеристику типа перевернутой параболы. Имея уравнения (8) и схему генератора (см. рис. 2), мы можем провести необходимые расчеты. Разорвем цепь в схеме генератора на входе первого усилителя (убрав тем самым обратную связь) и рассчитаем аналитически коэффициент усиления для амплитуды гармонического сигнала резонансной частоты. Получим следующее выражение для амплитуды выходного сигнала:

$$x_{\text{вых}} = \left(1 - \frac{m}{b}\right) \left| 1 - F(g) \frac{x_{\text{вх}}^2}{m+b} \right| x_{\text{вх}}, \quad (22)$$

где b – постоянный коэффициент, зависящий от типа колебательного контура усилителя,

$$F(g) = \frac{1}{4} \frac{(1 + \exp(-\pi g))(1 - \exp(-\pi g))^2}{\pi g(4 + g^2)}.$$

Зависимости $x_{\text{вых}} = \varphi(x_{\text{вх}})$ представлены на рис.4 для нескольких значений m и фиксированного $g = 0.2$. Как видно из рис.4, формула (22) при $g = \text{const}$ описывает однопараметрическое семейство кривых типа параболы, крутизна падающего участка которых увеличивается с ростом m . Другими словами, амплитудная характеристика инерционного усилителя генератора описывается нелинейной функцией, принадлежащей классу отображений Фейгенбаума. Таким образом, введение инерционной обратной связи, управляющей характеристикой усилительного каскада, обеспечивает как наличие падающе-

го участка, так и возможность управления его крутизной.

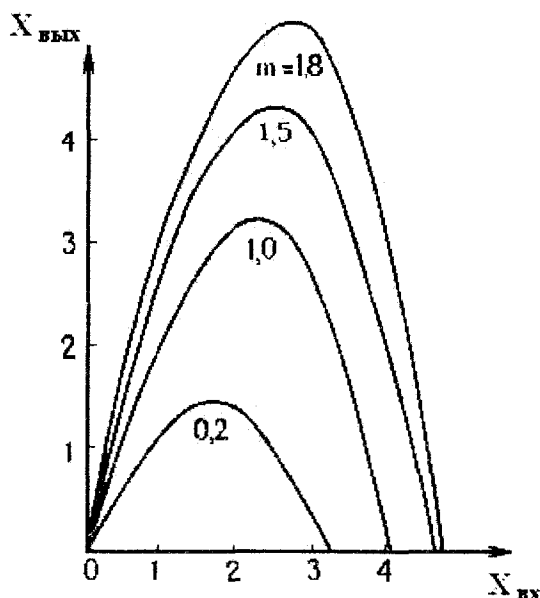


Рис. 4. Зависимости $x_{\text{вых}}$ от $x_{\text{вх}}$ для нескольких значений управляющего параметра m при $g=0.2$ (расчет для схемы см. на рис. 3)

4. ХАОТИЧЕСКИЙ АТТРАКТОР И ГОМОКЛИНИЧЕСКИЕ ТРАЕКТОРИИ В ГЕНЕРАТОРЕ

Гомоклинические траектории (точки) как результат грубого пересечения устойчивых и неустойчивых многообразий седловых циклов (устойчивых и неустойчивых сепаратрис седловых неподвижных точек) со временем открытия и изучения их А. Пуанкаре, Г. Биркгофом и С. Смейлом служат своего рода сигналом бедствия, предвещающим возможность сложного аperiodического движения системы. Из существования гомоклинических траекторий при некоторых дополнительных предположениях следует наличие в их окрестности счетного множества устойчивых и неустойчивых периодических траекторий различных периодов, включая континуум траекторий, устойчивых по Пуассону.

Одним их фундаментальных результатов в теории динамического хаоса является теорема Шильникова о седло-фокусе [3, 4]. Суть теоремы в том, что если в динамической системе существует двояко-асимптотическая траектория в виде петли сепаратрисы седло-фокуса, то в ее окрестности возникает нетривиальное гиперболическое под-



множество траекторий. Это подмножество может оказаться притягивающим, и тогда в эксперименте будет наблюдаться хаотический аттрактор как образ детерминированного хаоса.

Многосторонний экспериментальный анализ механизмов возникновения и топологической структуры хаотических притягивающих множеств в модифицированном генераторе с инерционной нелинейностью обоснованно привел к мысли о существовании в автономной динамической системе гомоклинической траектории типа *петли сепаратрисы состояния равновесия типа седло-фокус*.

Первые попытки найти петлю сепаратрисы в уравнениях генератора (8) к успеху не привели. Более того, выяснилось, что такого решения эти уравнения точно не имеют. Покажем, что это так. Особая точка системы характеризуется двумерным неустойчивым и одномерным устойчивым многообразиями. Заменим время в (8) на обратное и зададим начальные условия $x(0) = y(0) = 0, z(0) > 0$ на одномерном неустойчивом многообразии. Интегрирование системы подтвердит уход траектории на бесконечность вдоль оси z . Из уравнений (8) следует, что $z(\tau) = z(0) \exp(g\tau)$. Траектория при $\tau \rightarrow \infty$ в особую точку не возвращается!

Возникла гипотеза, которая оказалась весьма успешной. Петля сепаратрисы седло-фокуса существует в некоторой возмущенной системе. Снятие возмущения приводит к исчезновению самой петли, но структура разбиения фазового пространства на траектории остается. Чтобы подтвердить эти соображения, нужно определить вид слабо возмущенной системы, доказать наличие в ней петли сепаратрисы седло-фокуса, выяснить структуру аттракторов и изучить их эволюцию при снятии возмущения. Решение указанной задачи неоднозначно, но в силу свойства грубости конкретный вид малого возмущения не должен иметь принципиального значения.

Добавим во второе уравнение исходной системы (8) постоянный положительный член γ и рассмотрим возмущенную таким способом систему [5]:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= mx + y - xz, \dot{y} = -x + \gamma, \\ \dot{z} &= -gz + gI(x)x^2. \end{aligned} \quad (23)$$

Особая точка потока (23) по-прежнему единственная, слегка смещена относительно начала координат и представляет собой седло-фокус. Ее координаты: $x^0 = \gamma, y^0 = \gamma(\gamma^2 - m), z^0 = \gamma^2$. Состояние равновесия в возмущенной системе (23) для $m > 0$ характеризуется двумерным неустойчивым и одномерным устойчивым многообразиями. Для нахождения петли Γ_0^1 в уравнениях системы произведем замену времени на обратное и с начальными условиями на одномерном неустойчивом многообразии решим многократно задачу Коши для фиксированного $g = 0.3$ и различных m и γ . Выбрав малое значение $\gamma = 0.1$, найдем бифуркационную точку $m^* = 1.176\dots$, в которой реализуется однообходная петля седло-фокуса Γ_0^1 . Трехмерное изображение двоякоасимптотической траектории Γ_0^1 приведено на рис. 5, и при отклонении любого из управляющих параметров системы (23) она, естественно, разрушается. Детальные расчеты бифуркационных диаграмм для системы (8) и возмущенной системы (23) подтвердили их полную качественную эквивалентность [5]. На основании этого можно утверждать, что структура и свойства хаоса в системе (8) полностью определяются фактом существования петли сепаратрисы седло-фокуса в системе (23).

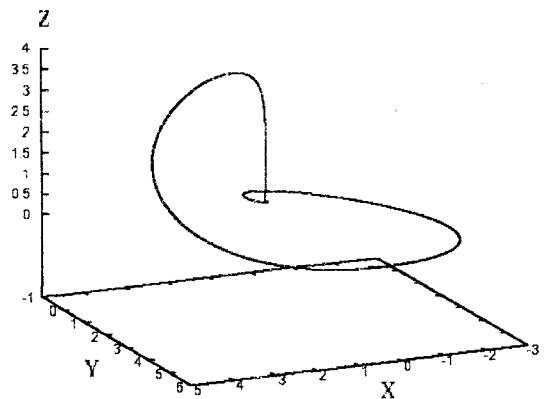


Рис. 5. Петля сепаратрисы седло-фокуса в возмущенной системе (23) для $m = 1.176$ и $g = 0.3$

Экспериментальные и численные исследования убедительно доказали возможность



генерации хаотических автоколебаний различной структуры и взаимосвязь эффекта детерминированного хаоса с петлей сепаратрисы седло-фокуса в системе (8). В качестве примера на рис. 6 приведены проекции хаотических траекторий на плоскость (x, y) , отвечающие так называемому *спиральному типу* аттрактора. Пример *винтового аттрактора* приведен на рис. 7. На этом же рисунке представлена петля сепаратрисы седло-фокуса Γ_0 . Видно, что хаотические траектории спирального аттрактора представляют собой как бы «размытый» двухтактный цикл (рис. 6), а винтового аттрактора – «размытую» петлю сепаратрисы Γ_0 . Указанные результаты были получены численно. Однако все они воспроизводятся в физическом эксперименте. При этом имеет место удивительно хорошее соответствие экспериментальных и численных результатов. В качестве примера на рис. 8 приведены фотографии аттрактора, полученного в эксперименте.

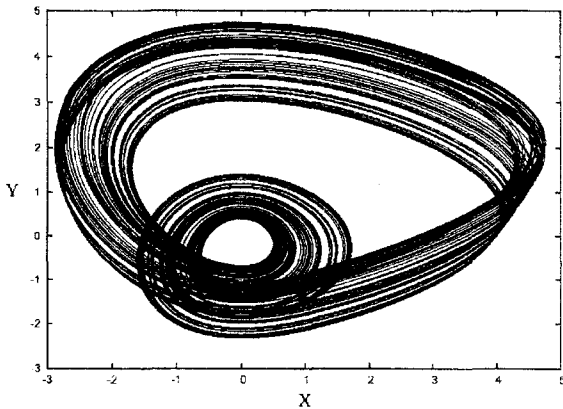


Рис. 6. Проекция хаотического аттрактора спирального типа на плоскость (x, y) в системе (12) при $d = 0, m = 1.563, g = 0.17$

Анализ динамики генератора в режиме хаоса показал, что в отображении Пуанкаре система характеризуется отображением последования, которое близко к одномерной параболе Фейгенбаума. Результаты расчетов представлены на рис. 9.

Можно сделать следующий принципиально важный вывод. Для реализации простейшего типа генератора хаотических автоколебаний необходимо и достаточно:

- создать усилительный каскад с резонансным контуром на входе, обеспечивающий характеристику типа перевернутой параболы с управляемой крутизной падающего участка;

- ввести положительную обратную связь, удовлетворяющую всем условиям возбуждения автоколебаний.

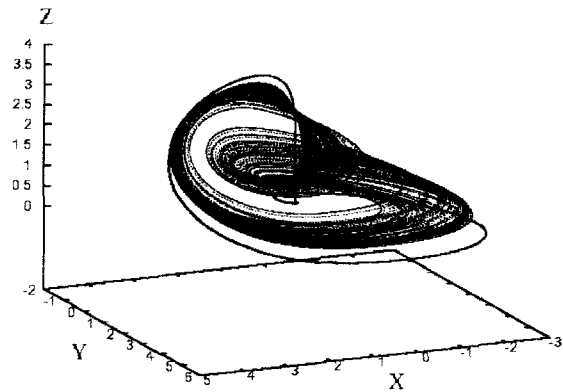


Рис. 7. Хаотический аттрактор винтового типа и петля сепаратрисы седло-фокуса в системе (12) и (23) соответственно

В генераторе Анищенко–Астахова необходимая характеристика усилителя реализована за счет инерционной обратной связи с использованием однополупериодного детектора в качестве нелинейности. Мы уверены, что это далеко не единственный практический способ достижения результата, существуют и другие пути.

В заключение данного параграфа отметим следующий важный факт. Большинство результатов, полученных с использованием генератора, относится к модели (12) с видом нелинейной функции (11) при $d = 0$. С точки зрения физического и численного экспериментов это оправдано. Однако в математическом плане есть некоторая особенность. Функция (11) в нуле терпит разрыв производной, т.е. является негладкой. Это обстоятельство приводит к ряду математических осложнений. Было установлено, что основные свойства генератора слабо зависят от таких математических тонкостей. В частности, генератор демонстрирует весь спектр свойств, если представить функцию $\Phi(x)$ в виде экспоненты

$$\Phi(x) = \exp(x) - 1. \quad (24)$$

Эта функция является гладкой, аналитической и может с успехом быть использована при теоретическом анализе свойств системы (12).

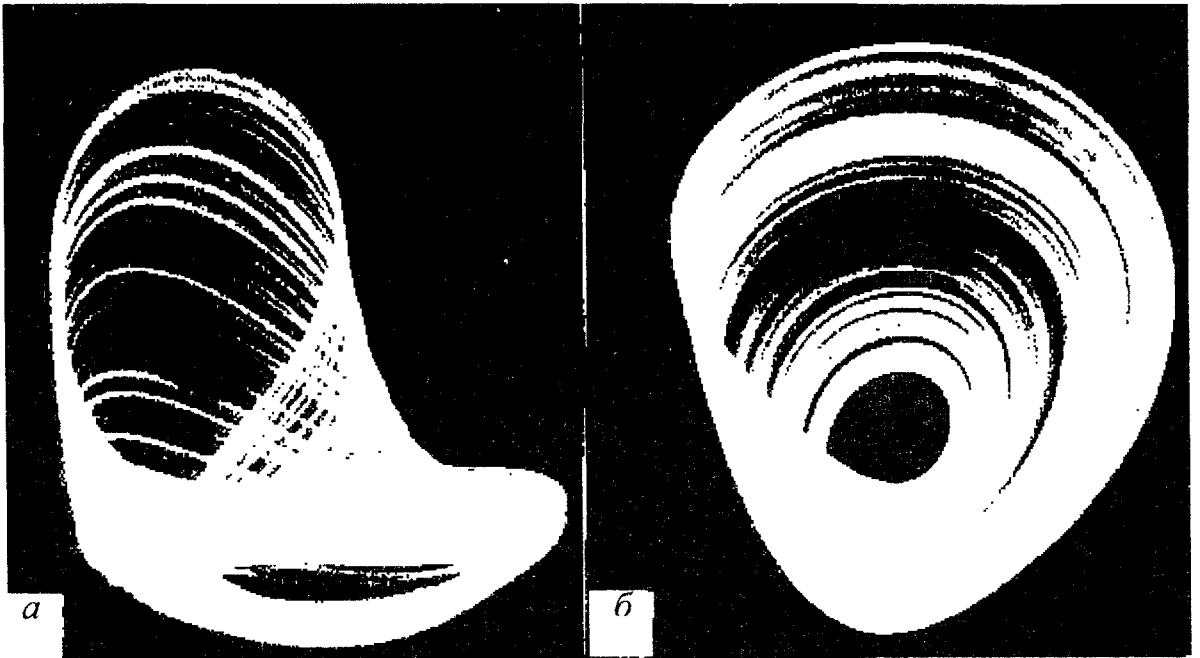


Рис. 8. Проекция фазовой траектории спирального аттрактора на плоскости переменных (x, z) (а) и (x, y) (б) (физический эксперимент, $m = 1.5, g = 0.2$)

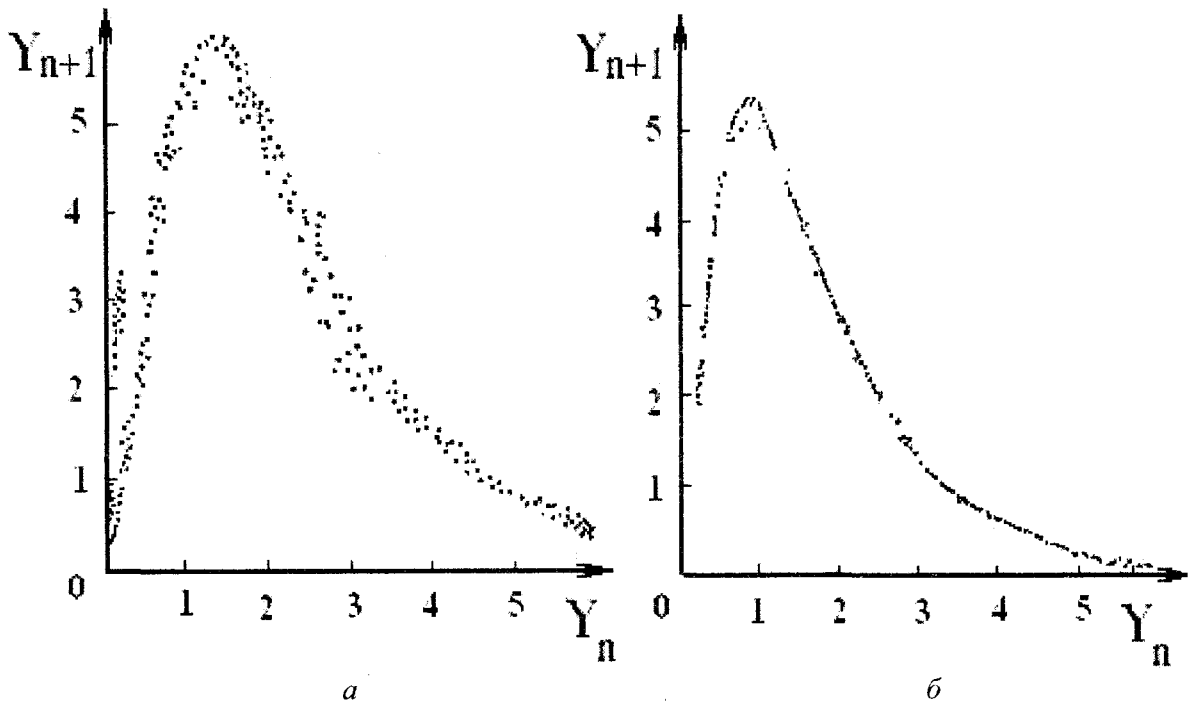


Рис. 9. Одномерные отображения $y_{n+1} = f(y_n)$, построенные численно для $g = 0.097$ (а) и $g = 0.3$ (б) в первой критической зоне странного аттрактора

Исследования, проведенные недавно С. Николаевым, показали, что в возмущенной системе (8) с $\Phi(x) = \exp(x) - 1$ также

реализуется особое решение в виде петли сепаратрисы. Результаты расчетов представлены на рис. 10. Таким образом, генератор



Анищенко–Астахова реализует режим детерминированного хаоса и в случае задания нелинейного детектора в соответствии с (24).

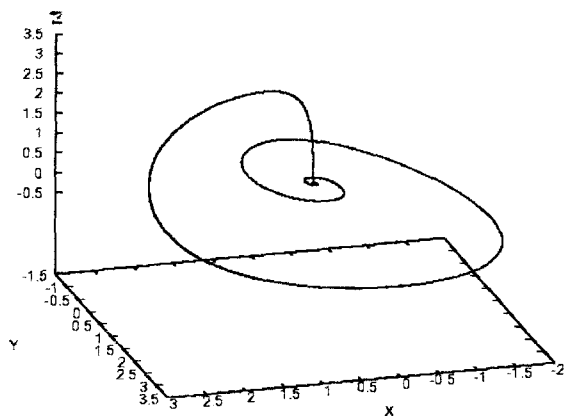


Рис. 10. Петля сепаратрисы седло-фокуса, реализующаяся в возмущенной системе (23) с $\Phi(x) = \exp(x) - 1$

5. ОСНОВНЫЕ ЭФФЕКТЫ И СВОЙСТВА ХАОСА, ВПЕРВЫЕ УСТАНОВЛЕННЫЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГЕНЕРАТОРА АНИЩЕНКО–АСТАХОВА

Широкий спектр возможностей управления бифуркационными свойствами генератора путем вариации параметров, относительная простота физического эксперимента и скорость получения результатов в реальном времени в сочетании с возможностью адекватного численного моделирования весьма сложных режимов колебаний – все это позволило в относительно короткий период времени получить ряд интересных результатов. Многие среди них были получены впервые и являются приоритетными. В настоящем параграфе мы кратко остановимся на основных результатах и эффектах, которые получили признание международной научной общественности и широко цитируются в литературе.

5.1. Многопараметрический анализ динамики генератора, механизмы развития хаоса, перемежаемость типа «хаос-хаос»

На модели генератора впервые был проведен двухпараметрический бифуркационный анализ динамики как в численном, так и в физическом экспериментах [6–10]. Было установлено, что все известные сценарии переходов к хаосу реализуются в одной системе: сценарий Фейгенбаума, переход через перемежаемость и через разрушение квазиперио-

дических колебаний. Последний сценарий исследовался в неавтономном режиме работы генератора [11–15]. Впервые было показано, что универсальность Фейгенбаума имеет место при изменении любого из трех управляющих параметров генератора m , g и d (см. уравнения (8)) и характеризуется знаменитой константой Фейгенбаума $\delta = 4.669\dots$, измеренной с высокой степенью точности. Анализ структуры спирального хаоса в генераторе подтвердил справедливость всех без исключения фундаментальных закономерностей, полученных для одномерных отображений типа параболы [7, 8, 10]. Более того, был подтвержден один из важных результатов эргодической теории хаоса о взаимосвязи различных размерностей хаотического аттрактора (метрической D_μ , информационной D_I и корреляционной D_C) [16]. Этот результат выражается неравенством

$$D_\mu > D_I > D_C.$$

Анализ размерностей аттрактора в генераторе привел к следующим результатам: $D_\mu = 2.306 \pm 0.015$, $D_I = 2.300 \pm 0.013$, $D_C = 2.277 \pm 0.017$, что впервые дало возможность предполагать выполнение полного равенства

$$D_\mu = D_I = D_C \cong 2.29.$$

Исследования динамики генератора впервые четко и ясно вскрыли суть квазигиперболического хаоса и его отличия от теоретически описанного гиперболического [9]. В частности, впервые был обнаружен эффект кризиса аттракторов с возникновением перемежаемости типа «хаос-хаос» [17]. При разрушении за счет фрактализации бассейнов притяжения двух различных хаотических аттракторов при изменении параметра возникает явление перемежаемости, когда траектория большую часть времени проводит на одном аттракторе и случайным образом переключается на другой и так далее. Эффект подобен перемежаемости «цикл-хаос», но при этом имеет место взаимодействие двух хаотических аттракторов.

Наконец, отметим еще один результат. На модели генератора впервые исследовано влияние внешнего шума. При анализе зависимости старшего показателя Ляпунова от параметра впервые введено предположение о



существовании ляпуновских показателей для зашумленных систем и произведены их расчеты [9]. Отметим, что теоретическое обоснование этому было дано немецким математиком Л. Арнольдом много лет позже.

5.2. Разрушение квазипериодических колебаний. Бифуркация удвоения тора

Одним из типичных механизмов перехода к хаосу являются сценарии Ланду–Хопфа и Рюэля–Такенса, общим для которых служит каскад определенных бифуркаций квазипериодических движений [18–21]. В распределенных системах возникновению хаоса, как правило, предшествуют режимы автомодуляции, усложнение и бифуркации которых и порождают хаотические автоколебания. Генератор Анищенко–Астахова явился очень удобной моделью для исследования таких бифуркаций в «чистом виде», так как он характеризуется минимальной необходимой размерностью фазового пространства для изучения бифуркаций двумерных торов.

С использованием генератора впервые в численном и физическом экспериментах были детально исследованы все бифуркационные механизмы разрушения двумерного резонансного тора, установленные теоретически [12–14]. Были полностью подтверждены основные результаты теоремы Афраймовича–Шильникова для резонансного тора. Более того, получен ряд фундаментальных результатов, поясняющих картину разрушения эргодического тора и перехода к хаосу через потерю тором гладкости. Общность полученных фундаментальных результатов была детально доказана путем сопоставления их с выводами качественной теории, а также использованием в экспериментах различных модельных систем (неавтономный генератор, два связанных генератора, соответствующие отображения).

При исследовании проблемы разрушения квазипериодических колебаний впервые было открыто новое явление – бифуркации удвоения периода двумерного эргодического тора [22]. Математики долгое время не могли поверить в возможность реализации такой бифуркации, так как с их точки зрения она должна характеризоваться бесконечной ко-размерностью, что в эксперименте недостижимо. Однако ряд специально проведенных

экспериментов все-таки доказал реальность наблюдаемой бифуркации удвоения тора, что вскоре было подтверждено и рядом зарубежных исследований [13, 14, 23–24].

5.3. Пространственная бифуркация удвоения периода. Насыщение размерности аттрактора

Одним из способов описания динамики распределенной активной среды является, как известно, рассмотрение свойств цепочки взаимосвязанных генераторов. Опыт исследования подобных систем оказался плодотворным и используется в нелинейной динамике по настоящий день. Одной из первых работ по исследованию сложной динамики цепочки однонаправлено связанных генераторов хаоса явилась статья [25], в которой теоретически и экспериментально исследовалась система из 10 связанных генераторов Анищенко–Астахова. При этом было впервые установлено следующее. Во-первых, при движении вдоль цепочки наблюдается переход к хаосу через каскад пространственных бифуркаций удвоения периода! Дискретный характер системы обуславливает конечное число бифуркаций удвоения при переходе к режиму хаоса. Во-вторых, установлен режим гиперхаоса, который реализуется при малом уровне коэффициента связи и характеризуется наличием 10 положительных показателей Ляпунова (и, соответственно, высокой размерностью $D > 10$). И, наконец, с ростом величины коэффициента связи в системе имеет место уменьшение размерности хаотического аттрактора. В итоге наблюдается эффект насыщения размерности и устанавливается пространственно однородный хаотический режим с относительно малой величиной размерности аттрактора ($D \cong 5-6$) [25–26]. Эффект насыщения (стабилизации) размерности аттрактора в цепочке связанных генераторов был назван режимом хаотической синхронизации. Впоследствии подобные эффекты стали наблюдаться и исследоваться в широком классе различных систем нелинейной динамики, таких, например, как газоразрядная плазма [27].

5.4. Эффект захвата базовой частоты хаотических автоколебаний. Синхронизация хаоса

С начала 80-х гг. прошлого века исследователи хаотических колебаний в той или иной мере сталкивались с явлениями, кото-



рые напоминали фундаментальный эффект синхронизации колебаний. Вводились различные определения хаотической синхронизации, основанные на эффектах стабилизации размерности, увеличении степени симметризации типов колебаний, стабилизации характеристик колебаний и др. При этом ученые не замечали одного из фундаментальных явления, а именно эффекта захвата частоты, который составляет основу классического понимания эффекта синхронизации. Впервые такой подход к определению эффекта синхронизации хаотических автоколебаний был предложен в работе [28], где была убедительно показана взаимосвязь явления хаотической синхронизации с классическими представлениями теории колебаний.

В работе [29] и последующих за ней [30, 31] исследовался режим внешней и взаимной синхронизации хаотических колебаний, представляющих собой так называемый спиральный или фазокогерентный аттрактор. Особенностью такого типа хаоса является наличие в спектре колебаний яркого выброса на некоторой базовой частоте и широкополосного шумового пьедестала. Режим спирального хаоса был реализован с использованием генератора Анищенко–Астахова. Внешняя синхронизация изучалась при гармоническом внешнем воздействии, а взаимная – в системе двух симметрично связанных генераторов.

Впервые было показано, что наблюдается эффект захвата базовой частоты внешним сигналом и область захвата частоты на плоскости параметров «амплитуда воздействия – частота сигнала» имеет вид «клюва Арнольда», характерного для классического случая внешней синхронизации периодических автоколебаний. На границах области синхронизации имеет место жесткая бифуркация, отвечающая переходу «несинхронный хаос – синхронный хаос», качественно эквивалентная седло-узловой бифуркации в классическом случае. Аналогичная картина наблюдается и для случая взаимной синхронизации. Полученные в работе [29] результаты были подтверждены более тонкими численными экспериментами [30–31] и легли в основу построения теории синхронизации хаотических автоколебаний на базе использования классической теории колебаний. Отметим,

что описанный в этом параграфе эффект синхронизации путем захвата базовой частоты спирального хаоса был «переоткрыт» авторами работы [32] при использовании синхронизации спирального аттрактора в системе Ресслера много лет спустя.

5.5. Спектрально-корреляционный анализ спирального хаоса

Описанные выше результаты в основном были получены в 1980-х гг. и их можно отнести к истории первых исследований детерминированного хаоса. Как показывает опыт, базовые модели теории колебаний с годами не теряют своей значимости и помогают в решении возникающих современных задач. В качестве примера приведем результаты исследований статистических свойств спиральных аттракторов, которые были проведены относительно недавно с использованием модели генератора Анищенко–Астахова [33, 34].

Спектр мощности спирального хаоса характеризуется ярко выраженным пиком на некоторой основной частоте и сплошным шумовым пьедесталом. Он напоминает качественно спектр колебаний зашумленного предельного цикла в генераторе Ван дер Поля. Однако принципиальным отличием является то, что спиральный аттрактор описывается динамической системой, а зашумленный предельный цикл – стохастической! Исследования показали, что основные теоретические результаты описания спектрально-корреляционных характеристик зашумленного предельного цикла в генераторе Ван дер Поля применимы к модели спирального хаоса. В частности, численно и экспериментально было установлено, что скорость спада автокорреляций на больших временах подчиняется экспоненциальному закону с показателем затухания, определяемым эффективным коэффициентом диффузии мгновенной фазы B_{eff} [33]:

$$\Psi(\tau) = \Psi(0) \exp[-B_{eff} \tau]. \quad (25)$$

На малых временах скорость спада $\Psi(\tau)$ зависит от статистики флуктуаций мгновенной амплитуды. Спектр мощности включает выброс на основной частоте, который является лоренцианом с шириной, определяемой B_{eff} .



$$S(\omega) = C \frac{B_{eff}}{B_{eff}^2 + (\omega - \omega_0)^2}, \quad C = \text{const.} \quad (26)$$

Впервые было показано, что скорость перемешивания в режиме спирального хаоса в основном определяется диффузией фазы, а не положительным показателем Ляпунова, как принято было считать. А это означает, что энтропия Колмогорова как фундаментальная характеристика степени перемешивания также зависит здесь в первую очередь от коэффициента диффузии фазы.

Фундаментальность указанных результатов определяется еще и тем, что они впервые в деталях показывают применимость статистического описания к режимам автоколебаний в детерминированной системе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре приведена история создания генератора Анищенко-Астахова, описана его модель и перечислен ряд важных, с точки зрения авторов статьи, научных результатов, полученных с применением этой модели. Есть все основания надеяться, что описанная модель генератора хаоса как одна из базовых моделей современной теории нелинейных колебаний будет и в дальнейшем полезна в исследованиях и послужит основой для открытия новых эффектов.

В заключение мы хотели бы выразить благодарность Г.И. Стрелковой, А.В. Клишину и С.М. Николаеву за большую работу по подготовке обзора к печати.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант НОЦ REC-006) и РФФИ (грант 04-02-16283).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Анищенко В.С. К вопросу о стохастических колебаниях радиосистем с обратной связью // IX Междунар. конф. по нелинейным колебаниям. Киев, 1981. Т. 3. С. 341–343.
2. Теодорчик К.Ф. Автоколебательные системы с инерционной нелинейностью // ЖТФ. 1946. Т. 16, вып.7. С. 845–854.
3. Шильников Л.П. О некоторых случаях рождения периодических движений из особых траекторий // Мат. сб. 1963. Т. 61, №104. С. 443–466.
4. Шильников Л.П. К вопросу о структуре расширенной окрестности грубого состояния равновесия типа седлофокуса // Мат. сб. 1970. Т. 81, №123. С. 92–103.
5. Анищенко В.С. Сложные колебания в простых системах. М., 1990.
6. Анищенко В.С., Астахов В.В., Летчфорд Т.Е. Многочастотные и стохастические автоколебания в генераторе с инерционной нелинейностью // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, №10. С. 1972–1978.
7. Анищенко В.С., Астахов В.В. Экспериментальное исследование механизма возникновения и структуры странного аттрактора в генераторе с инерционной нелинейностью // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28, № 6. С. 1109–1115.
8. Анищенко В.С., Астахов В.В., Летчфорд Т.Е., Сафонова М.А. О бифуркациях в трехмерной двухпараметрической системе со странным аттрактором // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1983. Т. 26, № 2. С. 169–176.
9. Анищенко В.С., Астахов В.В., Летчфорд Т.Е., Сафонова М.А. К вопросу о структуре квазигиперболической стохастичности в инерционном генераторе // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1983. Т. 26, №7. С. 832–842.
10. Анищенко В.С., Астахов В.В., Летчфорд Т.Е. Экспериментальное исследование структуры странного аттрактора в модели генератора с инерционной нелинейностью // ЖТФ. 1983. Т. 53, № 1. С. 152–154.
11. Анищенко В.С., Летчфорд Т.Е., Сафонова М.А. Разрушение квазипериодического движения за счет удвоенной и стохастичность в системе связанных генераторов // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1984. Т. 27, № 5. С. 565–575.
12. Анищенко В.С., Летчфорд Т.Е., Сафонова М.А. Двупараметрический анализ динамики неавтономной трехмерной системы со странным аттрактором // X Междунар. конф. по нелинейным колебаниям. София, 1985. С. 243–246.
13. Анищенко В.С., Летчфорд Т.Е., Сафонова М.А. Эффекты синхронизации и бифуркации синхронных и квазипериодических колебаний в неавтономном генераторе // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 9. С. 1112–1125.
14. Анищенко В.С. Разрушение квазипериодических колебаний и хаос в диссипативных системах // ЖТФ. 1986. Т. 56, № 2. С. 225–237.
15. Анищенко В.С., Летчфорд Т.Е., Сонечкин Д.М. Универсальные закономерности мягкого перехода к хаосу через режим двухчастотных колебаний // ЖТФ. 1988. Т. 58, вып.5. С. 849–858.
16. Анищенко В.С., Сафонова М.А. Сравнительный анализ различных размерностей хаотического аттрактора // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, вып. 12. С. 41–46.
17. Анищенко В.С. Взаимодействие странных аттракторов. Пережимаемость «хаос-хаос» // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10, вып.10. С. 629–633.
18. Ландау Л.Д. К проблеме турбулентности // Докл. АН СССР. 1944. Т. 44, № 8. С. 339–342.
19. Hopf E.A. A mathematical example displaying the features of turbulence // Comm. Pure Appl. Math. 1948. V.1. P. 303–322.
20. Newhouse S. Diffeomorphisms with infinitely many sinks // Topology. 1974. V. 12. P. 8–18.
21. Newhouse S.E. The abundance of wild hyperbolic sets and nonsmooth stable sets for diffeomorphism // IHES Publ. Math. 1979. V.50. P. 101–157.
22. Анищенко В.С. Индуцированные внешним воздействием фазовые переходы в радиофизической системе со странным аттрактором // Флуктуационные явления в физических системах. Тез. докл. III Всесоюз. конф. Вильнюс, 1983. С. 24–26.
23. Franceschini V. Bifurcations of tori and phase locking in a dissipative system of differential equations // Physica D. 1983. V. 6, № 3. P. 285–304.



24. *Kaneko K.* Collapse of tori and genesis of chaos in dissipative systems. Singapore: World Scientific, 1986.

25. *Анищенко В.С., Арансон И.С., Постнов Д.Э., Рабинович М.И.* Пространственная синхронизация и бифуркации развития хаоса в цепочке связанных генераторов // Докл. АН СССР. 1986. Т. 28, № 5. С. 1120–1124.

26. *Анищенко В.С., Постнов Д.Э., Сафонова М.А.* Размерность и физические свойства хаотических аттракторов цепочки связанных генераторов // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 12, вып.24. С. 1505–1509.

27. *Анищенко В.С., Мелехин Г.В., Степанов В.А., Чуркин М.В.* Механизмы возникновения и эволюция хаоса в стратифицированном положительном столбе газового разряда // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 8. С. 903–912.

28. *Анищенко В.С.* Биения, синхронизация и хаос в системах типа связанных нелинейных осцилляторов // X Междунар. конф. по нелинейным колебаниям. София, 1985. С. 48–51.

29. *Анищенко В.С., Постнов Д.Э.* Эффект захвата базовой частоты хаотических автоколебаний. Синхронизация

странных аттракторов // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, вып.6. С. 569–573.

30. *Анищенко В.С., Вадивасова Т.Е., Постнов Д.Э., Сафонова М.А.* Вынужденная и взаимная синхронизация хаоса // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36, № 2. С. 338–351.

31. *Anishchenko V.S., Vadivasova T.E., Postnov D.E., Safoнова M.A.* Synchronization of chaos // Intern. J. of Bifurcation and Chaos. 1992. V. 2, № 3. P. 633–644.

32. *Rosenblum M.G., Pikovsky A., Kurths J.* Phase synchronization of chaotic oscillations // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76, № 11. P. 1804–1807.

33. *Anishchenko V.S., Vadivasova T.E., Kurths J. et al.* Auto-correlation function and spectral linewidth of spiral chaos in a physical experiment // Phys. Rev. E. 2004. V. 69, 036215 (1-4)

34. *Anishchenko V.S., Vadivasova T.E., Strelkova G.I., Okrokovskhov G.A.* Statistical properties of dynamical chaos // Math. Biosciences and Engineering. 2004. V. 1, № 1. P. 161–184.

УДК 621.371

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ОТКРЫТЫХ СТРУКТУР

М.В. Давидович

Саратовский государственный университет,
кафедра радиотехники и электродинамики
E-mail: DavidovichMV@info.sgu.ru

Получены нестационарные электродинамические уравнения возбуждения открытых резонаторов и волноводных трансформаторов, основанные на методе функций Грина. Для открытого резонатора получены также аналогичные формулы, основанные на спектральном подходе. В общем виде задача о возбуждении сводится к интегральным уравнениям в пространственно-временной области. Полученные уравнения можно использовать для решения задач о возбуждении, распространении и дифракции импульсов в неоднородных диэлектрических волноводах, открытых волноводах других типов, открытых резонаторах и других открытых структурах.

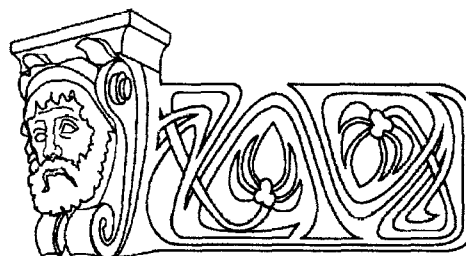
NONSTATIONARY EXCITATION OF OPEN STRUCTURES

M.V. Davidovich

The nonstationary theory of excitation for open resonators, waveguides and waveguide transformers has been developed. The open structures which are contained dielectric, magnetic and metallic bodies have been considered.

ВВЕДЕНИЕ

Теория возбуждения структур заданными (сторонними) источниками является важной частью прикладной электродинамики. Стационарная теория возбуждения закрытых



волноводов и резонаторов Л.А. Вайнштейна [1, 2], дающая решение задач о возбуждении данных структур в общем виде, широко используется в электродинамике (в теории антенн и в других ее разделах), а также в технике и электронике СВЧ. Для квазистационарного возбуждения резонаторов эта теория обобщена в [2], однако в этом случае она носит приближенный характер и справедлива лишь для медленно меняющихся амплитуд (огibaющих), т.е. для процессов с узким спектром. Часто стационарную теорию возбуждения структур с координатными границами строят, непосредственно используя тензорные функции Грина (ФГ) или соответствующие неоднородные решения волновых уравнений для электродинамических потенциалов в соответствующих системах координат [3–5].

Строгое решение для нестационарного возбуждения закрытых волноводов и резонаторов получено в работах [6–7], где определены в общем виде соответствующие четырехмерные тензорные ФГ, удовлетворяющие



принципу причинности и релятивистской инвариантности. Возбуждение таких структур с включением диэлектриков и магнетиков (в том числе и нелинейных), а также импедансных тел, может быть сведено к нестационарным интегродифференциальным уравнениям (ИДУ) [6–7]. Стационарное возбуждение структур, состоящих из резонаторов, состыкованных с полубесконечными волноводами (которые обычно называются волноводными трансформаторами (ВТ)), также достаточно подробно рассмотрено в литературе и обычно сводятся к иммитансным (импедансным и адмитансным) поверхностным интегральным уравнениям (ИУ) или ИДУ [8], определенным в областях стыков. Стационарное возбуждение открытых структур может быть сведено к ИУ или ИДУ на поверхности металлических тел и в объеме диэлектрика [9]. Стационарная теория возбуждения замедляющих систем (периодических волноводов) рассматривалась в работах Л.А. Вайнштейна [10], В.А. Солнцева [11], А.Б. Маненкова [12] и других авторов. Стационарная же теория возбуждения открытых диэлектрических волноводов (ДВ) развивалась в работах А.Б. Маненкова и Л.А. Вайнштейна [12–15].

При возбуждении открытых электродинамических или оптических структур импульсными источниками или при распространении сверхкоротких импульсов в таких структурах необходимо использовать нестационарную теорию возбуждения. Однако в общем виде указанные задачи возбуждения до сих пор в литературе не рассматривались. Имеется лишь незначительное число публикаций по нестационарным задачам (например, [16–17]), которые носят в основном частный характер. Формально нестационарную теорию возбуждения можно строить на основе Фурье-обращения формул спектральной теории [17–18]. Однако аналитически такое обращение для структур невозможно (за исключением ФГ открытого пространства), а численное обращение интегралов Фурье сопряжено с непреодолимыми вычислительными трудностями. Часто и решение спектральных задач необходимо получать численно, что еще более усложняет такой подход. Поэтому удобнее искать решения задач о возбуждении непосредственно в простран-

ственно-временной области. Открытые задачи имеют дополнительные трудности, связанные с введением полных систем базисных функций.

Целью настоящей работы является построение теории возбуждения открытых структур в общем виде. С точки зрения постановки задач о возбуждении в открытых структурах уменьшается различие между такими задачами для волноводов и волноводных трансформаторов. Естественно считать, что возбуждение открытого волновода (например, ДВ) есть частный случай возбуждения ВТ, когда два полубесконечных одинаковых ДВ состыкованы непосредственно. Поэтому имеет смысл строить сразу теорию возбуждения ВТ, частным случаем которых будут являться открытые волноводы и резонаторы (для последних полубесконечные волноводы отсутствуют).

1. ПРЯМОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА МЕТОДОМ ФУНКЦИЙ ГРИНА

В этом случае постановка задачи особенно проста. Пусть имеется открытый резонатор, образованный конечными прозрачными телами, занимающими объем V , и телами с импедансной поверхностью S_σ . Под прозрачным телом будем понимать магнитодиэлектрическое тело с проницаемостями ϵ , μ , а под импедансным телом – тело, на поверхности которого выполнено некое импедансное условие. Обычно рассматриваются либо идеально проводящие металлические тела, либо аналогичные тела с импедансным условием Леонтовича [1]. Рассмотрим металлические тела с замкнутыми (для тел конечной толщины) или разомкнутыми (для бесконечно тонких экранов) поверхностями S_i . В первом случае поле внутри тел не рассматривается. В общем случае проницаемости могут являться тензорными интегральными операторами, зависящими от координат, а S – представлять совокупность указанных поверхностей, точно так же как V являться совокупностью объемов V_i прозрачных тел с различными свойствами, что отражено функциональными зависимостями $\epsilon(\vec{r})$, $\mu(\vec{r})$. Будем для простоты считать, что пространственной дисперсии нет, т.е. что эти функции зависят только от текущей пространственной координаты. Тогда простейшие материальные



уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \vec{D}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t), \\ \vec{B}(\vec{r}, t) &= \mu_0 \mu(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}, t). \end{aligned} \quad (1)$$

Эти материальные уравнения соответствуют отсутствию также и временной (частотной) дисперсии. Теория возбуждения для таких вакуумоподобных сред строится наиболее простым образом. Однако реально использовать указанные соотношения можно лишь для достаточно медленно меняющихся возбуждающих токов (и соответственно полей). Если в соотношениях (1) проницаемости для какого-то из тел явно зависят от времени, то соответственно можно говорить о параметрическом возбуждении структуры. В общем случае мы будем предполагать, что материальные уравнения заданы в виде соотношений

$$\begin{aligned} \vec{D}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \left\{ \vec{E}(\vec{r}, t) + \int_{-\infty}^t \chi(\vec{r}, t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' \right\} = \\ &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t \varepsilon(\vec{r}, t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt', \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \vec{B}(\vec{r}, t) &= \mu_0 \left\{ \vec{H}(\vec{r}, t) + \int_{-\infty}^t \kappa(\vec{r}, t-t') \vec{H}(\vec{r}, t') dt' \right\} = \\ &= \mu_0 \int_{-\infty}^t \mu(\vec{r}, t-t') \vec{H}(\vec{r}, t') dt', \end{aligned} \quad (3)$$

где $\varepsilon(\vec{r}, t) = \delta(t) + \chi(\vec{r}, t) = 0$ и $\mu(\vec{r}, t) = \delta(t) + \kappa(\vec{r}, t) = 0$ при $t < 0$. Эти соотношения удовлетворяют принципу причинности. Преобразования Фурье от соотношений (2), (3) позволяют ввести спектральные проницаемости

$$\varepsilon(\vec{r}, \omega) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\vec{r}, t) e^{-j\omega t} dt = 1 + \chi(\vec{r}, \omega), \quad (4)$$

$$\mu(\vec{r}, \omega) = \int_0^{\infty} \mu(\vec{r}, t) e^{-j\omega t} dt = 1 + \kappa(\vec{r}, \omega).$$

Указанные проницаемости комплексные, поэтому соотношения (2)–(3) фактически для гармонических процессов вводят потери, связанные с временной дисперсией (запаздыванием отклика) [19]. Можно также ввести явные потери, связанные с токами проводимости в указанных радиопрозрачных телах.

Будем использовать для этого наиболее простые материальные соотношения, имеющие вид

$$\begin{aligned} \vec{J}_{\sigma}^e(\vec{r}, t) &= \sigma^e(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t), \\ \vec{J}_{\sigma}^m(\vec{r}, t) &= \sigma^m(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}, t). \end{aligned} \quad (5)$$

Временной дисперсией здесь мы также пренебрегаем. Естественно, введение потерь ограничивает прозрачность тел. Нестационарное возбуждение приводит к наличию в спектре всех частот, включая бесконечно высокие. Для очень больших частот проницаемости (4) стремятся к единице, и все тела становятся полностью прозрачными (включая и импедансные, поля внутри которых обычно не рассматриваются). Поэтому для конкретного построения модели структуры существенно, какие источники ее возбуждают. Чтобы импедансное тело можно было считать металлическим на некой граничной частоте ω_{\max} , возбуждающие токи должны быть достаточно медленными и такими, чтобы большая часть их спектра лежала ниже указанной частоты. Тогда отношение спектральных мощностей выше и ниже указанной частоты будет определять погрешность моделирования. Обычно в качестве такой граничной частоты берут частоту, на которой плотности тока проводимости и смещения совпадают. Следует заметить, что в нестационарной теории вводится текущее (мгновенное) время t , поэтому спектры следует понимать как мгновенные, зависящие от времени [6–7]. Для мгновенного спектра векторной функции $\vec{F}(\vec{r}, t)$ соотношения Фурье определяются в виде (нижний индекс t означает зависимость спектра от текущего времени)

$$\vec{F}(\vec{r}, \omega)_t = \int_{-\infty}^t \vec{F}(\vec{r}, t') e^{-j\omega t'} dt',$$

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\omega} \vec{F}(\vec{r}, \omega)_t e^{j\omega t} d\omega.$$

Пусть указанная структура возбуждается объемными электрическими и магнитными токами $\vec{J}_{in}^e(\vec{r}, t)$, $\vec{J}_{in}^m(\vec{r}, t)$, занимающими некоторый объем V_0 . Будем считать, что токи возникают в момент $t = t_0$, а при $t < t_0$



электромагнитное поле отсутствовало. Можно отнести момент начала действия токов к бесконечно удаленному прошлому $t_0 = -\infty$. Тогда для определения полей, например, при $t > 0$, необходимо знать их распределение при $t = 0$ (начальные условия). В случае поверхностных и линейных токов возбуждения эти объемные плотности должны иметь сингулярности в виде дельта-функций, приводящие соответственно к поверхностным и линейным интегралам. Часто рассматривается возбуждение структур точечными диполями, плотность тока которых пропорциональна объемным дельта-функциям. В этом случае интегралы не возникают, а первичные поля пропорциональны соответствующим ФГ, умноженным на временные законы изменения дипольных токов.

При возбуждении поле распространяется от источников и в момент достижения тел возбуждает в них токи поляризации и/или поверхностные токи, которые, в свою очередь, становятся источниками поля. Пусть $\vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{H}(\vec{r}, t)$ – полные поля для решения указанной задачи возбуждения, а $\Gamma^{\alpha\beta}(\vec{r}, t)$, $\alpha = e, m$, $\beta = e, m$ – тензорные ФГ свободного пространства [20]. Указанные ФГ выражаются через скалярную ФГ свободного пространства, определяемую формулой (31) приведенной в работе [20]. Они удовлетворяют принципу причинности и определяют электромагнитные поля, возбуждаемые распределенными в объеме V_j токами $\vec{J}^{(e,m)}$, в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int_{V_j} d\vec{r}' \left\{ \Gamma^{ee}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}^e(\vec{r}', t') + \Gamma^{em}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}^m(\vec{r}', t') \right\}, \quad (6)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int_{V_j} d\vec{r}' \left\{ \Gamma^{me}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}^e(\vec{r}', t') + \Gamma^{mm}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}^m(\vec{r}', t') \right\}. \quad (7)$$

Тензорные ФГ, представленные формулами (30б), (32а), (32б) в работе [20], отличаются от введенных в (6)–(7) знаком. Воз-

буждение структуры кроме заданных сторонних токов определяется также токами поляризации в радиопрозрачных телах и поверхностными токами на импедансных поверхностях. Поэтому можно считать, что электромагнитное поле задается соотношениями (6)–(7), в которых

$$\vec{J}^e(\vec{r}, t) = \vec{J}_m^e(\vec{r}, t) + \vec{J}_p^e(\vec{r}, t) + \vec{J}_\sigma^e(\vec{r}, t) + \vec{J}_s^e(\vec{r}, t), \quad (8)$$

$$\vec{J}^m(\vec{r}, t) = \vec{J}_m^m(\vec{r}, t) + \vec{J}_p^m(\vec{r}, t) + \vec{J}_\sigma^m(\vec{r}, t) + \vec{J}_s^m(\vec{r}, t), \quad (9)$$

где индексами in обозначены первичные источники поля, а вторичные источники подчиняются материальным уравнениям

$$\vec{J}_p^e(\vec{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left[\vec{D}(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) \right], \quad (10)$$

$$\vec{J}_p^m(\vec{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left[\vec{B}(\vec{r}, t) - \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t) \right],$$

$$\vec{J}_s^e(\vec{r}, t) = \delta(x_\nu - x'_\nu) \Sigma^e(\vec{r}_\tau) \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (11)$$

$$\vec{J}_s^m(\vec{r}, t) = \delta(x_\nu - x'_\nu) \Sigma^m(\vec{r}_\tau) \vec{H}(\vec{r}, t).$$

Здесь \vec{r}_τ – проекция радиус-вектора \vec{r} на касательную к поверхности плоскость, а x_ν – нормальная к ней координата. Таким образом, решение задачи о возбуждении формально имеет вид

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \left\{ \int_{V_0} \left[\Gamma^{ee}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}_m^e(\vec{r}', t') + \Gamma^{em}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}_m^m(\vec{r}', t') \right] d\vec{r}' + \int_{\vec{r}} \left[\Gamma^{ee}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}_p^e(\vec{r}', t') + \Gamma^{em}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}_p^m(\vec{r}', t') \right] d\vec{r}' + \int_V \left[\Gamma^{ee}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \sigma^e(\vec{r}') \vec{E}(\vec{r}', t') + \Gamma^{em}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \sigma^m(\vec{r}') \vec{H}(\vec{r}', t') \right] d\vec{r}' + \int_S \left[\Gamma^{ee}(\vec{r} - \vec{r}'_\tau, t - t') \Sigma^e(\vec{r}'_\tau) \vec{E}(\vec{r}', t') + \Gamma^{em}(\vec{r} - \vec{r}'_\tau, t - t') \Sigma^m(\vec{r}'_\tau) \vec{H}(\vec{r}', t') \right] d\vec{r}'_\tau \right\}, \quad (12)$$



$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{r}, t) = & \int_{-\infty}^t dt' \left\{ \iint_{V_0} [\Gamma^{me}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}_m^e(\vec{r}', t') + \right. \\ & + [\Gamma^{mm}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}_m^m(\vec{r}', t')] d\vec{r}' + \\ & + \iint_V [\Gamma^{me}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}_p^e(\vec{r}', t') + \\ & + \Gamma^{mm}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}_p^m(\vec{r}', t')] d\vec{r}' + \\ & + \iint_V [\Gamma^{me}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \sigma^e(\vec{r}') \vec{E}(\vec{r}', t') + \\ & + \Gamma^{mm}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \sigma^m(\vec{r}') \vec{H}(\vec{r}', t')] d\vec{r}' + \\ & + \iint_S [\Gamma^{me}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \Sigma^e(\vec{r}') \vec{E}(\vec{r}', t') + \\ & \left. + \Gamma^{mm}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \Sigma^m(\vec{r}') \vec{H}(\vec{r}', t')] d\vec{r}' \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь для удобства $d\vec{r}$ означает элемент объема dV , а $d\vec{r}'$ – элемент поверхности dS . Везде в соотношениях (11)–(13) адмитансные функции явно от времени не зависят. Введение такой зависимости будет означать параметрическое возбуждение. Если выполняются соотношения (1), то

$$\begin{aligned} \vec{J}_p^e(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 [\varepsilon(\vec{r}) - 1] \partial \vec{E}(\vec{r}, t) / \partial t, \\ \vec{J}_p^m(\vec{r}, t) &= \mu_0 [\mu(\vec{r}) - 1] \partial \vec{H}(\vec{r}, t) / \partial t, \end{aligned} \quad (14)$$

и уравнения возбуждения имеют вид интегродифференциальных уравнений. Если же имеют место соотношения (2)–(3), то возбуждение описывается интегральными уравнениями в четырехмерном пространстве-времени. Именно с учетом (2) второй интеграл в (12) можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} & \iint_V [\Gamma^{ee}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \left(\chi(\vec{r}, 0) \vec{E}(\vec{r}, t') + \right. \\ & + \left. \int_{-\infty}^{t'} \chi'(\vec{r}, t' - t'') \vec{E}(\vec{r}, t'') dt'' \right) + \\ & + \Gamma^{em}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \left(\kappa(\vec{r}, 0) \vec{H}(\vec{r}, t') + \right. \\ & + \left. \int_{-\infty}^{t'} \kappa'(\vec{r}, t' - t'') \vec{H}(\vec{r}, t'') dt'' \right)] d\vec{r}'. \end{aligned}$$

Здесь штрих у восприимчивостей означает производную по времени. Аналогично преобразуется второй интеграл и в соотношении (13). Таким образом, производные от полей в уравнения не входят, и уравнения

становятся интегральными с более сложными, чем в (6)–(7) ядрами. Используя формулы (12)–(13), можно дать другую формулировку задачи о возбуждении резонатора. Оставив в поверхностных интегралах поверхностные плотности токов, подчиним поля в левых частях (12)–(13) иммитансным условиям: $\vec{E}(\vec{r}, t) = \Sigma^{e-1}(\vec{r}) \vec{J}_s^e(\vec{r}, t)$, $\vec{H}(\vec{r}, t) = \Sigma^{m-1}(\vec{r}) \vec{J}_s^m(\vec{r}, t)$, $\vec{r} \in S$. Тогда эти соотношения превращаются в комбинированные поверхностно-объемные интегральные или интегродифференциальные уравнения относительно поверхностных плотностей токов и полей. При получении формул возбуждения (12)–(13) были использованы модельные представления. В частности, поверхность S разбивалась на части с электрическим и магнитным поверхностными токами. Магнитный поверхностный ток иногда удобно вводить и использовать при расчете полей. Например, пусть одним из рассматриваемых тел является короткозамкнутый с одного конца отрезок волновода. Поля внутри этого отрезка при любой частоте определяются элементарно в виде стоячих волн, в результате касательное электрическое поле на апертуре можно связать с магнитным посредством импеданса, зависящего от частоты. Далее это электрическое поле можно рассматривать как магнитный ток. Правда, временная связь этого тока с магнитным полем будет носить интегральный характер подобно соотношениям (2)–(3).

Необходимо отметить, что в силу условий причинности, которым удовлетворяют ФГ в свободном пространстве, все возмущения от первичных источников распространяются со скоростью света. Поэтому вторичные источники возникают в те моменты, когда возмущение успевает до них дойти. Это существенно усложняет решение интегральных уравнений по сравнению со стационарным случаем, поскольку необходима временная дискретизация и анализ пространственной локализации вторичных источников в каждый момент времени.

2. ФОРМУЛЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАТОРА НА ОСНОВЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ

Рассмотрим другой метод решения задачи о возбуждении открытого резонатора, ос-



нованный на спектральном подходе. Спектральный подход предполагает известными решения соответствующей однородной спектральной задачи для открытого резонатора [21]. Однородная задача характеризуется отсутствием возбуждающих токов. Решения такой задачи ищутся для временной зависимости вида $\exp(j\omega t)$, где $\omega = \omega' + j\omega''$ – комплексная частота. Открытым структурам соответствуют несамосопряженные операторы, спектр которых комплексный и наряду с дискретными значениями может содержать непрерывную часть. Для сферического диэлектрического резонатора (ДР) известно аналитическое дисперсионное уравнение, из которого получается дискретный спектр, имеющий точку сгущения на бесконечности. С ростом номера моды ее добротность падает, а расстояние между частотами уменьшается, что позволяет считать спектр при больших частотах непрерывным [21]. Будем считать, что спектр резонатора состоит из непрерывной и дискретной частей, причем дискретная часть спектра определяется изолированными комплексными частотами $\omega_n = \omega'_n + j\omega''_n$, $\omega''_n > 0$, $n=1,2,\dots$, а непрерывная часть спектра $\omega = \omega' + j\omega''(\omega')$ распределена на некотором интервале $\Omega_1 < \omega' < \Omega_2$ причем может быть $\Omega_2 = \infty$. Рассмотрим для простоты резонатор, состоящий из металлических и диэлектрических тел. Тогда спектральную задачу можно поставить следующим образом [3]:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, \omega) = & \frac{\nabla \nabla \cdot + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0}{4\pi} \times \\ & \times \left\{ \int_S \frac{\exp(-j\omega|\vec{r} - \vec{r}'|/c)}{j\omega\epsilon_0|\vec{r} - \vec{r}'|} \vec{J}_S(\vec{r}', \omega) d\vec{r}' + \right. \\ & \left. + \int_V \frac{\exp(-j\omega|\vec{r} - \vec{r}'|/c)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} (\epsilon(\vec{r}') - 1) \vec{E}(\vec{r}', \omega) d\vec{r}' \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

К упрощению задачи в данном случае приводит отсутствие магнитных поверхностных токов и токов поляризации. Из (15) для действительных частот видно, что при действии оператора $\nabla \nabla \cdot = grad \cdot div$ возникает часть поля, достаточно быстро убывающая на бесконечности, но есть и медленно убывающая как $1/|\vec{r}|$ часть поля. Спектральная

задача (15) имеет решения в виде комплексных частот и соответствующих им мод. Комплексные частоты приводят к экспоненциальному возрастанию плотности энергии при больших $r = |\vec{r}|$, поскольку поля возрастают по закону $\exp(\omega'' r / c) / r$. Указанное свойство отмечено в [21] и связано с экспоненциальным убыванием поля во времени, в соответствии с которым плотность энергии на расстоянии r обусловлена более ранним моментом $t - r/c$, в который энергия резонатора в окрестности начала координат была больше. Интеграл от плотности энергии поля по всему пространству расходится, что соответствует бесконечно большой энергии, необходимой для возбуждения бесконечно большой амплитуды колебаний резонатора в бесконечно удаленном прошлом.

Теория возбуждения экранированных резонаторов строится на основе разложения полей по их собственным модам. Использовать для этого непосредственно собственные моды открытого резонатора невозможно, поскольку эти моды не ортогональны. Кроме того, поля этих мод даже для идеальных тел экспоненциально убывают во времени (имеют конечную радиационную добротность), что неудобно для построения нестационарных уравнений. Для представления полей при возбуждении резонатора необходимо иметь полную систему ортогональных базисных функций. Для этого рассмотрим вспомогательный экранированный резонатор, образованный из исходного введением сферической идеально проводящей поверхности Σ большого радиуса r_Σ . Моды указанного резонатора условно можно разбить на две группы: моды дискретного спектра и моды непрерывного спектра. Первые характеризуются тем, что их энергия локализована главным образом внутри прозрачных тел и/или внутри частично экранированных областей, образованных металлическими телами, а ее просачивание во внешнюю область между экраном и телами незначительно. Моды непрерывного спектра соответствуют модам закрытого сферического резонатора большого радиуса r_Σ с идеальной внешней оболочкой, в центре которого находятся тела рассматриваемого открытого резонатора. Их



энергия локализована главным образом в области $r_0 < r < r_\Sigma$, где r_0 – максимальное удаление тел резонатора от начала координат. Соответствующие моды имеют вид стоячих сферических волн, возмущаемых этими малыми телами в центре. При увеличении радиуса сферы этот спектр сгущается и переходит в непрерывный. При $r_\Sigma \rightarrow \infty$ пространственный интеграл от плотности энергии этих мод расходится. При выполнении указанного предела используем принцип предельного поглощения, т.е. предположим наличие бесконечно малых потерь в области $r_0 < r < r_\Sigma$. Это соответствует определению проницаемостей в данной области в виде $\varepsilon(\vec{r}, \omega) = 1 - j\delta/2$, $\mu(\vec{r}, \omega) = 1 - j\delta/2$, что эквивалентно замене $k_0 \rightarrow k_0 - j\delta$. В окончательных результатах после перехода к пределу $r_\Sigma \rightarrow \infty$ положим $\delta = 0$. Введение бесконечно малых потерь во внешней области слабо изменит собственные частоты дискретного спектра, но приведет к отсутствию отраженной волны от сферы бесконечно большого радиуса, что равносильно выполнению на ней импедансного условия полного согласования. Моды непрерывного спектра приобретут радиационное затухание, и их частоты станут комплексными с $\omega'' = \delta/(2c)$. При этом полные энергии соответствующих колебаний будут бесконечными, что связано с медленным пространственным убыванием полей и возрастанием их амплитуд в прошлом. Заметим, что для диполя в стационарном случае бесконечная энергия в пространстве связана с бесконечным временем его излучения. Кроме этого для точечного диполя имеет место расходимость энергии поля в начале координат, обусловленная расходимостью электростатической энергии поля точечных зарядов.

Будем решать задачу о возбуждении при конечном r_Σ , а к пределам $r_\Sigma \rightarrow \infty$ и затем $\delta \rightarrow 0$ перейдем в окончательных формулах. Поскольку поток вектора Пойтинга через поверхность Σ отсутствует, для собственных колебаний выполняются соотношения ортогональности [1–2, 6–7]:

$$\begin{aligned} & \varepsilon_0 \int \varepsilon(\vec{r}, \omega'_n) \mathbf{E}_n(\vec{r}, \omega_n) \mathbf{E}_k^*(\vec{r}, \omega_k) dV = \\ & = \mu_0 \int \mu(\vec{r}, \omega'_n) \mathbf{H}_n(\vec{r}, \omega_n) \mathbf{H}_k^*(\vec{r}, \omega_k) dV = \\ & = N_n \delta_{nk}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} & \varepsilon_0 \int \varepsilon(\vec{r}, \omega'_n) \mathbf{E}_n(\vec{r}, \omega_n) \mathbf{E}_k(\vec{r}, \omega_k) dV = \\ & = -\mu_0 \int \mu(\vec{r}, \omega'_n) \mathbf{H}_n(\vec{r}, \omega_n) \mathbf{H}_k(\vec{r}, \omega_k) dV = \\ & = \tilde{N}_n \delta_{nk}, \end{aligned} \quad (17)$$

где жирным шрифтом обозначены комплексные спектральные векторы поля, а все нормы, вообще говоря, комплексные в силу комплексности проницаемостей. В этих соотношениях интегрирование распространяется на область $r < r_\Sigma$. Для непрерывного спектра аналогичные условия ортогональности в предельном случае должны иметь вид

$$\begin{aligned} & \frac{\varepsilon_0}{N(\omega')} \int \varepsilon(\vec{r}, \omega') \mathbf{E}_\omega(\vec{r}, \omega) \mathbf{E}_\varpi^*(\vec{r}, \varpi) dV = \\ & = \frac{\mu_0}{N(\omega')} \int \mu(\vec{r}, \omega') \mathbf{H}_\omega(\vec{r}, \omega) \mathbf{H}_\varpi^*(\vec{r}, \varpi) dV = \\ & = \delta(\omega - \varpi), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\varepsilon_0}{\tilde{N}(\omega')} \int \varepsilon(\vec{r}, \omega') \mathbf{E}_\omega(\vec{r}, \omega) \mathbf{E}_\varpi(\vec{r}, \varpi) dV = \\ & = -\frac{\mu_0}{\tilde{N}(\omega')} \int \mu(\vec{r}, \omega') \mathbf{H}_\omega(\vec{r}, \omega) \mathbf{H}_\varpi(\vec{r}, \varpi) dV = \\ & = \delta(\omega - \varpi). \end{aligned} \quad (19)$$

При предельном переходе $r_\Sigma \rightarrow \infty$ интегрирование осуществлено по всему пространству. Моды непрерывного спектра ортогональны также модам дискретного спектра, поскольку до выполнения предельного перехода им соответствуют различные дискретные частоты. Левые части соотношений (18)–(19) следует понимать как конечные пределы отношений расходящихся интегралов. Указанные спектральные амплитуды удовлетворяют уравнениям Максвелла в комплексной форме:

$$\begin{aligned} \text{rot} \mathbf{H}_n(\vec{r}, \omega_n) &= j\omega_n \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}, \omega'_n) \mathbf{E}_n(\vec{r}, \omega_n), \\ \text{rot} \mathbf{E}_n(\vec{r}, \omega_n) &= -j\omega_n \mu_0 \mu(\vec{r}, \omega'_n) \mathbf{H}_n(\vec{r}, \omega_n), \end{aligned}$$



$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_\omega(\vec{r}, \omega) = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}, \omega') \mathbf{E}_\omega(\vec{r}, \omega),$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}_\omega(\vec{r}, \omega) = -j\omega \mu_0 \mu(\vec{r}, \omega') \mathbf{H}_\omega(\vec{r}, \omega_n),$$

а также условиям излучения. Будем считать, что эти решения невырожденные, а если это было не так, то выполнена дополнительная ортогонализация функций. Рассмотрим приближение, когда дисперсией проницаемостей прозрачных тел, заполняющих резонатор, можно пренебречь. Это соответствует временным функциональным зависимостям для источников, спектр которых достаточно ограничен, причем в полосе этого спектра дисперсия слабая. Тогда можно полагать, что проницаемости не зависят от собственных частот, и ввести действительные функции:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{E}}_n(\vec{r}) &= (\sqrt{\varepsilon(\vec{r})} \mathbf{E}_n(\vec{r}, \omega_n) + \sqrt{\varepsilon^*(\vec{r})} \times \\ &\times \mathbf{E}_n^*(\vec{r}, \omega_n^*)) / 2, \\ \bar{\mathbf{H}}_n(\vec{r}) &= (\sqrt{\mu(\vec{r})} \mathbf{H}_n(\vec{r}, \omega_n) + \sqrt{\mu^*(\vec{r})} \mathbf{H}_n^* \times \\ &\times (\vec{r}, \omega_n^*)) / 2, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{E}}_\omega(\vec{r}) &= (\sqrt{\varepsilon(\vec{r})} \mathbf{E}_\omega(\vec{r}, \omega) + \sqrt{\varepsilon^*(\vec{r})} \times \\ &\times \mathbf{E}_\omega^*(\vec{r}, \omega_n^*)) / 2, \\ \bar{\mathbf{H}}_\omega(\vec{r}) &= (\sqrt{\mu(\vec{r})} \mathbf{H}_\omega(\vec{r}, \omega) + \sqrt{\mu^*(\vec{r})} \mathbf{H}_\omega^* \times \\ &\times (\vec{r}, \omega_n^*)) / 2, \end{aligned} \quad (21)$$

которые в соответствии с (16)–(19) удовлетворяют следующим условиям ортогональности:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \int \bar{\mathbf{E}}_n(\vec{r}) \bar{\mathbf{E}}_k(\vec{r}) dV &= \\ = \{N_n + N_n^* + \tilde{N}_n + \tilde{N}_n^*\} \delta_{nk} / 4 = \\ = \delta_{nk} \operatorname{Re} \{N_n + \tilde{N}_n\} / 2, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \mu_0 \int \bar{\mathbf{H}}_n(\vec{r}) \bar{\mathbf{H}}_k(\vec{r}) dV &= \\ = \{N_n + N_n^* - \tilde{N}_n - \tilde{N}_n^*\} \delta_{nk} / 4 = \\ = \delta_{nk} \operatorname{Re} \{N_n - \tilde{N}_n\} / 2. \end{aligned} \quad (23)$$

В случае наличия дисперсии указанные соотношения не выполняются. Поэтому введем другие функции:

$$\bar{\mathbf{E}}_n(\vec{r}) = (\mathbf{E}_n(\vec{r}, \omega_n) + \mathbf{E}_n^*(\vec{r}, \omega_n^*)) / 2, \quad (24)$$

$$\bar{\mathbf{H}}_n(\vec{r}) = (\mathbf{H}_n(\vec{r}, \omega_n) + \mathbf{H}_n^*(\vec{r}, \omega_n^*)) / 2,$$

$$\bar{\mathbf{E}}_\omega(\vec{r}) = (\mathbf{E}_\omega(\vec{r}, \omega) + \mathbf{E}_\omega^*(\vec{r}, \omega_n^*)) / 2,$$

$$\bar{\mathbf{H}}_\omega(\vec{r}) = (\mathbf{H}_\omega(\vec{r}, \omega) + \mathbf{H}_\omega^*(\vec{r}, \omega_n^*)) / 2, \quad (25)$$

которые ортогональны с весами $\varepsilon(\vec{r}, \omega_n')$, $\mu(\vec{r}, \omega_n')$:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \int \varepsilon(\vec{r}, \omega_n') \bar{\mathbf{E}}_n(\vec{r}) \bar{\mathbf{E}}_k(\vec{r}) dV &= \\ = \{N_n + \tilde{N}_n\} \delta_{nk} / 2, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \mu_0 \int \mu(\vec{r}, \omega_n') \bar{\mathbf{H}}_n(\vec{r}) \bar{\mathbf{H}}_k(\vec{r}) dV &= \\ = \{N_n - \tilde{N}_n\} \delta_{nk} / 2. \end{aligned} \quad (27)$$

Заметим, что соотношения (26)–(27) комплексные, тогда как (22)–(23) – действительные. Далее будем использовать разложение по функциям (24)–(25), поскольку использование функций (20)–(21) приводит к громоздким построениям.

В работе [6] возбуждение экранированного резонатора строилось с использованием собственных функций резонатора, не заполненного средой, а далее влияние среды учитывалось с помощью интегро-дифференциальных уравнений. Для открытого случая также можно рассмотреть возбуждение заданными токами незаполненного сферического резонатора с идеальной оболочкой и перейти к пределу при стремлении его радиуса к бесконечности. При этом дискретный спектр резонатора превратится в непрерывный, а введение бесконечно малых потерь в объеме резонатора устранил сходящиеся сферические волны, тем самым превратив ФГ возбуждения резонатора дипольными токами в центре в использованные выше ФГ свободного пространства, удовлетворяющие принципу причинности.

Решение нестационарных уравнений Максвелла ищем теперь в форме



$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) = & \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \vec{E}_n(\vec{r}) + \\ & + \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \alpha(\omega, t) \vec{E}_\omega(\vec{r}) d\omega - \text{grad} \Phi(\vec{r}, t), \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{r}, t) = & \sum_{n=1}^{\infty} b_n(t) \vec{H}_n(\vec{r}) + \\ & + \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \beta(\omega, t) \vec{H}_\omega(\vec{r}) d\omega - \text{grad} \Psi(\vec{r}, t). \end{aligned} \quad (29)$$

Для удовлетворения уравнениям Максвелла (28)–(29) необходимо и достаточно, чтобы коэффициенты разложений были решениями системы обыкновенных интегродифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} a_n(t) + \frac{1}{N_n^-} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ B_{nm} \frac{\partial}{\partial t} b_m(t) + D_{nm} b_m(t) \right\} + \\ + \frac{1}{N_n^-} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \left\{ B_n(\omega) \frac{\partial}{\partial t} \beta(\omega, t) + D_n(\omega) \beta(\omega, t) d\omega \right\} + \\ + \frac{1}{N_n^-} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-\infty}^t K_{nm}(t-t') b_m(t') dt' + \\ + \frac{1}{N_n^-} \int_{-\infty, \Omega_1}^t \int_{\Omega_2} K_n(\omega, t-t') \beta(\omega, t') dt' d\omega - \\ - \frac{\mu_0}{N_n^-} \int d\vec{r} \vec{H}_n(\vec{r}) \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \nabla \Psi(\vec{r}, t) - \kappa(\vec{r}, 0) \nabla \Psi(\vec{r}, t) \right\} - \\ - \frac{\mu_0}{N_n^-} \int_{-\infty}^t dt' \int d\vec{r} \vec{H}_n(\vec{r}) \kappa'(\vec{r}, t-t') \nabla \Psi(\vec{r}, t') = \\ = - \frac{1}{N_n^-} \int_{V_0} \vec{J}_m^m(\vec{r}, t) \vec{H}_n(\vec{r}) d\vec{r}, \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} b_n(t) - \frac{1}{N_n^+} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ A_{nm} \frac{\partial}{\partial t} a_m(t) + C_{nm} a_m(t) \right\} - \\ - \frac{1}{N_n^+} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \left\{ A_n(\omega) \frac{\partial}{\partial t} \alpha(\omega, t) + C_n(\omega) \alpha(\omega, t) d\omega \right\} - \\ - \frac{1}{N_n^+} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-\infty}^t X_{nm}(t-t') a_m(t') dt' - \\ - \frac{1}{N_n^+} \int_{-\infty, \Omega_1}^t \int_{\Omega_2} X_n(\omega, t-t') \alpha(\omega, t') dt' d\omega + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} + \frac{\varepsilon_0}{N_n^+} \int d\vec{r} \vec{E}_n(\vec{r}) \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \nabla \Phi(\vec{r}, t) - \chi(\vec{r}, 0) \nabla \Phi(\vec{r}, t) \right\} + \\ + \frac{\varepsilon_0}{N_n^+} \int_{-\infty}^t dt' \int dr \vec{E}_n(\vec{r}) \chi'(\vec{r}, t-t') \nabla \Phi(\vec{r}, t') = \\ = \frac{1}{N_n^+} \int_{V_0} \vec{J}_{in}^e(\vec{r}, t) \vec{E}_n(\vec{r}) d\vec{r}, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \alpha(\omega, t) + \frac{1}{N_\omega^-} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ B_{nm} \frac{\partial}{\partial t} b_m(t) + D_{nm} b_m(t) \right\} + \\ + \frac{1}{N_\omega^-} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \left\{ B_n(\omega) \frac{\partial}{\partial t} \beta(\omega, t) + D_n(\omega) \beta(\omega, t) d\omega \right\} + \\ + \frac{1}{N_\omega^-} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-\infty}^t K_{nm}(t-t') b_m(t') dt' + \\ + \frac{1}{N_\omega^-} \int_{-\infty, \Omega_1}^t \int_{\Omega_2} K_n(\omega, t-t') \beta(\omega, t') dt' d\omega - \\ - \frac{\mu_0}{N_\omega^-} \int d\vec{r} \vec{H}_\omega(\vec{r}) \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \nabla \Psi(\vec{r}, t) - \kappa(\vec{r}, 0) \nabla \Psi(\vec{r}, t) \right\} - \\ - \frac{\mu_0}{N_\omega^-} \int_{-\infty}^t dt' \int d\vec{r} \vec{H}_\omega(\vec{r}) \kappa'(\vec{r}, t-t') \nabla \Psi(\vec{r}, t') = \\ = - \frac{1}{N_\omega^-} \int_{V_0} \vec{J}_m^m(\vec{r}, t) \vec{H}_\omega(\vec{r}) d\vec{r}, \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \beta(\omega, t) - \frac{1}{N_\omega^+} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ A_{nm} \frac{\partial}{\partial t} a_m(t) + C_{nm} a_m(t) \right\} - \\ - \frac{1}{N_\omega^+} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \left\{ A_n(\omega) \frac{\partial}{\partial t} \alpha(\omega, t) + C_n(\omega) \alpha(\omega, t) d\omega \right\} - \\ - \frac{1}{N_\omega^+} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-\infty}^t X_{nm}(t-t') a_m(t') dt' - \\ - \frac{1}{N_\omega^+} \int_{-\infty, \Omega_1}^t \int_{\Omega_2} X_n(\omega, t-t') \alpha(\omega, t') dt' d\omega + \\ + \frac{\varepsilon_0}{N_\omega^+} \int d\vec{r} \vec{E}_\omega(\vec{r}) \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \nabla \Phi(\vec{r}, t) - \chi(\vec{r}, 0) \nabla \Phi(\vec{r}, t) \right\} + \\ + \frac{\varepsilon_0}{N_\omega^+} \int_{-\infty}^t dt' \int dr \vec{E}_\omega(\vec{r}) \chi'(\vec{r}, t-t') \nabla \Phi(\vec{r}, t') = \\ = \frac{1}{N_\omega^+} \int_{V_0} \vec{J}_m^e(\vec{r}, t) \vec{E}_\omega(\vec{r}) d\vec{r}, \end{aligned} \quad (33)$$



где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned}
 N_n^+ &= \operatorname{Re} \left(-j\omega_n (N_n + \tilde{N}_n) / 2 \right) = \\
 &= \operatorname{Im} \left(\omega_n (N_n + \tilde{N}_n) / 2 \right), \\
 N_\omega^+ &= \operatorname{Re} \left(-j\omega (N(\omega) + \tilde{N}(\omega)) / 2 \right) = \\
 &= \operatorname{Im} \left(\omega (N(\omega) + \tilde{N}(\omega)) / 2 \right), \\
 N_n^- &= \operatorname{Re} \left(-j\omega_n (N_n - \tilde{N}_n) / 2 \right) = \\
 &= \operatorname{Im} \left(\omega_n (N_n - \tilde{N}_n) / 2 \right), \\
 N_\omega^- &= \operatorname{Re} \left(-j\omega (N(\omega) - \tilde{N}(\omega)) / 2 \right) = \\
 &= \operatorname{Im} \left(\omega (N(\omega) - \tilde{N}(\omega)) / 2 \right), \\
 A_{nm} &= \varepsilon_0 \int \vec{E}_m(\vec{r}) \vec{E}_n(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 A_n(\omega) &= \varepsilon_0 \int \vec{E}_n(\vec{r}) \vec{E}_\omega(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 A(\omega, \varpi) &= \varepsilon_0 \int \vec{E}_\omega(\vec{r}) \vec{E}_\varpi(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 C_{nm} &= \varepsilon_0 \int \chi(\vec{r}, 0) \vec{E}_m(\vec{r}) \vec{E}_n(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 C_n(\omega) &= \varepsilon_0 \int \chi(\vec{r}, 0) \vec{E}_n(\vec{r}) \vec{E}_\omega(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 C(\omega, \varpi) &= \varepsilon_0 \int \chi(\vec{r}, 0) \vec{E}_\omega(\vec{r}) \vec{E}_\varpi(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 B_{nm} &= \mu_0 \int H_m(\vec{r}) H_n(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 B_n(\omega) &= \mu_0 \int H_m(\vec{r}) H_\omega(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 B(\omega, \varpi) &= \mu_0 \int H_\omega(\vec{r}) H_\varpi(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 D_{nm} &= \mu_0 \int \kappa(\vec{r}, 0) H_m(\vec{r}) H_n(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 D_n(\omega) &= \mu_0 \int \kappa(\vec{r}, 0) H_n(\vec{r}) H_\omega(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 D(\omega, \varpi) &= \mu_0 \int \kappa(\vec{r}, 0) H_\omega(\vec{r}) H_\varpi(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 K_{nm}(t) &= \mu_0 \int \kappa'(\vec{r}, t) \vec{H}_m(\vec{r}) \vec{H}_n(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 K_n(\omega, t) &= \mu_0 \int \kappa'(\vec{r}, t) \vec{H}_n(\vec{r}) \vec{H}_\omega(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 K(\omega, \varpi, t) &= \mu_0 \int \kappa'(\vec{r}, t) \vec{H}_\omega(\vec{r}) \vec{H}_\varpi(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 X_{nm}(t) &= \varepsilon_0 \int \chi'(\vec{r}, t) \vec{E}_m(\vec{r}) \vec{E}_n(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 X_n(t) &= \varepsilon_0 \int \chi'(\vec{r}, t) \vec{E}_n(\vec{r}) \vec{E}_\omega(\vec{r}) d\vec{r}, \\
 X(\omega, \varpi, t) &= \varepsilon_0 \int \chi'(\vec{r}, t) \vec{E}_\omega(\vec{r}) \vec{E}_\varpi(\vec{r}) d\vec{r}.
 \end{aligned}$$

При этом потенциалы должны удовлетворять обобщенным уравнениям Пуассона

$$\operatorname{div} \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho_{in}^e(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t \operatorname{div} \vec{J}_{in}^e(\vec{r}, t') dt', \quad (34)$$

$$\operatorname{div} \vec{B}(\vec{r}, t) = \rho_{in}^m(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t \operatorname{div} \vec{J}_{in}^m(\vec{r}, t') dt'. \quad (35)$$

Для неоднородного заполнения резонатора левые части уравнений (34)–(35) приобретают достаточно сложный вид. Например,

$$\operatorname{div} \vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \left\{ \operatorname{div} \vec{E}(\vec{r}, t) + \int_{-\infty}^t \left\{ \vec{E}(\vec{r}, t') \nabla \chi(\vec{r}, t') + \chi(\vec{r}, t') \operatorname{div} \vec{E}(\vec{r}, t') \right\} dt' \right\}, \quad (36)$$

где

$$\operatorname{div} \vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \operatorname{Re} \left[\frac{\nabla(\varepsilon^{-1}(\vec{r}, \omega'_n))}{j\omega_n \varepsilon_0} \right] + \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \alpha(\omega', t) \operatorname{Re} \left[\frac{\nabla(\varepsilon^{-1}(\vec{r}, \omega'))}{j\omega \varepsilon_0} \right] d\omega' - \nabla^2 \Phi(\vec{r}, t), \quad (37)$$

Подстановка соотношений типа (36)–(37) и (28)–(29) в (34)–(35) приводит к связанным уравнениям для коэффициентов разложения и потенциалов (30)–(35), которые необходимо решать в пространственно-временной области. Заметим, что эти уравнения сильно упрощаются, если возбуждающие токи соленоидальны, а магнитоэлектрические тела отсутствуют. В этом случае необходимо искать только решения для коэффициентов разложения во временной области. Уравнения для коэффициентов содержат в знаменателях нормировочные множители, пропорциональные энергиям колебаний. При выполнении предельных переходов со снятием потерь во внешнем пространстве матричные элементы в соотношениях (30)–(33) могут возрастать, однако все слагаемые в них остаются конечными.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНОВОДНОГО ТРАНСФОРМАТОРА

Для постановки задачи о возбуждении ВТ необходимо сформулировать задачу о собственных волнах открытого волновода. Такая система волн исследована в работе [15], в которой для нее получены соотношения ортогональности. Нестационарную теорию возбуждения открытых волноводов можно строить аналогично методу, использованному в [15] с учетом указанных соот-



ношений, окружив волновод идеальным цилиндром большого радиуса и выполняя предельный переход. В данной работе мы используем другой подход, применимый также и для открытых ВТ. Пусть такой металлодиэлектрический волновод состоит из диэлектрической области поперечного сечения S с проницаемостью $\varepsilon(\vec{r}_\perp, \omega)$ и металлической поверхности, контур которой в плоскости поперечного сечения обозначим L_M . Здесь \vec{r}_\perp – поперечные координаты, а вдоль продольной координаты z система однородна. В силу этого решение задачи ищем в виде $\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \vec{E}(\vec{r}_\perp, \omega) e^{-j\gamma(\omega)z}$, где $\gamma(\omega) = \sqrt{k_0^2 - \chi^2}$, а χ – поперечное волновое число. Задача о собственных волнах формулируется в поперечных координатах как задача о собственных значениях параметра χ , которые могут быть дискретными χ_n и непрерывными χ . Постоянные распространения собственных волн дискретного спектра будем обозначать $\gamma_n(\omega)$, а непрерывного – $\gamma_\chi(\omega)$. Собственные волны могут быть медленными (поверхностными) и быстрыми (пространственными). При определенных условиях медленные поверхностные волны могут превращаться в быстрые вытекающие моды. Кроме того, в регулярном волноводе могут существовать комплексные волны [15]. Указанная классификация относится к открытому волноводу с диэлектриком без потерь (рис. 1). Однако наличие дисперсии диэлектрической проницаемости означает присутствие потерь, поэтому, вообще говоря, все постоянные распространения следует считать комплексными. Задачу на собственные значения для волновода поставим в виде

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}_\perp, \omega) e^{-j\gamma(\omega)z} &= \frac{\nabla \nabla \cdot + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0}{j\omega \varepsilon_0} e^{-j\gamma(\omega)z} \times \\ &\times \left\{ \int_{L_M} G(\vec{r}_\perp - \vec{r}'_\perp, \chi) \vec{J}_S(\vec{r}'_\perp, \omega) dl' + \right. \\ &+ j\omega \varepsilon_0 \int_S G(\vec{r}_\perp - \vec{r}'_\perp, \chi) (\varepsilon(\vec{r}'_\perp) - 1) \vec{E}(\vec{r}'_\perp, \omega) d\vec{r}'_\perp \left. \right\} = \\ &= 0, \quad \vec{r}_\perp \in L_M. \end{aligned} \quad (38)$$

Здесь $G(\vec{r}_\perp, k_0) = \frac{-j}{4} H_0^2(k_0 | \vec{r}_\perp |)$ – двумерная ФГ свободного пространства [3], выраженная через функцию Ганкеля второго рода. Экспоненциальный множитель в (38) сокращается, однако он оставлен для указания того, что дифференцирование по z эквивалентно умножению на $-j\gamma$.

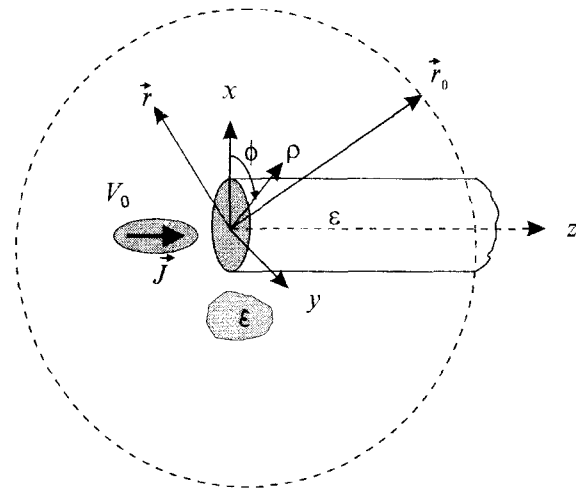


Рис. 1. Конфигурация волнового трансформатора, состоящего из диэлектрического резонатора и полубесконечного диэлектрического волновода, возбуждаемых током, распределенным в объеме V_0

В общем случае ВТ имеет несколько полубесконечных открытых волноводов и нерегулярную часть в виде некоторых тел, расположенных в конечной области. Пусть источники также локализованы в этой области (для упрощения рассмотрим возбуждение только электрическим током). Выберем начало координат вблизи локализованных источников и неоднородностей. Проведем сферу большого радиуса r_0 из начала координат (см. рис. 1). Сфера пересечет волноводы по сечениям S_k , которые можно считать плоскими. Введем локальные цилиндрические системы координат с осями z_k , начинающиеся в точках пересечения осей волноводов со сферой и отсчитываемые во внешнюю область. Если ВТ возбуждается только сторонними токами, то вне сферы по волноводам от источников будут распространяться импульсы, состоящие из собственных мод и содержащие определенные частотные спектры, поэтому из-за дисперсии их форма будет изменяться во времени. Кроме этого от источни-



ков, тел и участков волноводов, находящихся вблизи них, будут расходиться объемные сферические волны. Целью решения задачи о возбуждении является определение формы этих импульсов. Однако возможно и возбуждение ВТ по любому из каналов импульсом, приходящим из бесконечности, который представляет собой суперпозицию всевозможных собственных волн из некоторого частотного диапазона. В силу дисперсии и возможных потерь при движении импульс изменяет форму. Будем для удобства считать, что ВТ возбуждается импульсом, приходящим по первому волноводу. После решения данной задачи можно учесть любое возбуждение, используя принцип суперпозиции. Кроме этого рассмотрим для простоты ВТ, содержащий только диэлектрические тела и ДВ. Полный объем всех диэлектрических тел внутри сферы (включая и отрезки ДВ) обозначим V_D . Учет далее металлических тел и металлодиэлектрических волноводов производится добавлением соответствующих интегралов от поверхностных электрических токов.

Формально решение задачи о возбуждении ВТ имеет тот же вид, что и для резонатора, а именно решение дается формулами (12)–(13). Отличие состоит в том, что вместо конечного объема V следует рассматривать бесконечный объем, состоящий из уходящих в бесконечность полубесконечных волноводов. Решение задачи о возбуждении ВТ будет заключаться в преобразовании указанных интегралов в интегралы по конечной области внутри сферы. Результат решения должен содержать амплитуды мод, из которых состоят расходящиеся по волноводам от источников импульсы. Естественно, просто отбросить внешнюю бесконечную область нельзя. Необходимо найти реакцию в виде добавочного поля внутри сферы на отбрасываемую часть структуры.

Для получения решения рассмотрим сначала спектральную постановку задачи. В этом случае структура возбуждается током

$$\vec{J}_{in}^e(\vec{r}, \omega)_t = \int_{-\infty}^t \vec{J}_{in}^e(\vec{r}, t') e^{-j\omega t'} dt'. \quad (39)$$

Этот ток наводит в диэлектрических телах и полубесконечных ДВ электрическое

поле, которое можно рассматривать как электрический ток поляризации и выразить, используя скалярную ФГ свободного пространства [3]:

$$G(\vec{r} - \vec{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j\alpha(x-x') - j\beta(y-y') - j\gamma(z-z')}}{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 - k_0^2} d\alpha d\beta d\gamma. \quad (40)$$

В результате получим

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega) = j\omega\epsilon_0 \iiint \Gamma(\vec{r} - \vec{r}', \omega) [\epsilon(\vec{r}', \omega) - 1] \times \times \vec{E}(\vec{r}', \omega) d\vec{r}' + \int_{V_0} \Gamma(\vec{r} - \vec{r}', \omega) \vec{J}_{in}^e(\vec{r}', \omega) d\vec{r}'. \quad (41)$$

Здесь первый интеграл взят по всему бесконечному объему, занятому диэлектриком, а величина

$$\Gamma(\vec{r}, \omega) = \frac{\nabla \otimes \nabla + k_0^2 I}{j\omega\epsilon_0} G(\vec{r}, \omega)$$

представляет одну из четырех тензорных ФГ свободного пространства, для представления которой использован единичный тензор I и диадное произведение операторов ∇ . Поле внутри каждого из волноводов можно выразить в виде

$$\vec{E}(\vec{r}_{k\perp}, z_k, \omega) = \vec{E}_0(\vec{r}, \omega) + \sum_{n=1}^N b_{kn}(\omega) \vec{E}_{kn}(\vec{r}_{k\perp}, \omega) \exp(-j\gamma_{kn}(\omega) z_k), \quad (42)$$

где $\vec{E}_n(\vec{r}_{k\perp}, \omega)$ – собственные функции, а γ_{kn} – постоянные распространения N поверхностных мод, которые на данной частоте могут распространяться без радиационных потерь, а $\vec{E}_0(\vec{r}, \omega)$ – оставшаяся часть поля, включающая в себя поле излучения тока, поля диэлектрических тел, излучаемые пространственные моды, вытекающие моды волноводов. Это поле убывает как $1/r$ и на поверхности сферы будет достаточно малым. Будем считать, что радиус r_0 выбран таким, что вне сферы все возбужденные в ДВ пространственные и вытекающие моды высветились. Таким полем $\vec{E}_0(\vec{r}, \omega)$ внутри участков ДВ, расположенных вне сферы, мы пренебрегаем. Тогда задача сводится к отысканию амплитуд расходящихся волн b_{kn} и внутреннего поля излучения $\vec{E}_0(\vec{r}, \omega)$. Заметим, что



для открытых волноводов, содержащих металлические многопроводные линии (микрополосковые линии, двухпроводная линия и т.п.) в разложение (42) необходимо включать Т-моды и квази-Т-моды. В общем случае в выражении (42) необходимо выделять все моды, локализованные около волноводов. Преобразуем интеграл по полубесконечным частям ДВ, расположенным вне сферы, используя явный вид ФГ. Выделяя явно продольную часть интеграла, получим:

$$I_{kn}(z_k, \chi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\gamma}{\chi^2 + \gamma^2 - k_0^2} \int_0^{\infty} e^{-j\gamma(z_k - z'_k)} e^{-j\gamma_{kn}z'_k} dz'_k = \frac{j}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\gamma \frac{e^{-j\gamma z_k}}{(\gamma - \gamma_{kn})(\chi^2 + \gamma^2 - k_0^2)}. \quad (43)$$

Здесь мы предположили наличие малых потерь в ДВ и ввели поперечное волновое число χ . В представлении ФГ в декартовых координатах $\chi^2 = \alpha^2 + \beta^2$. В представлении ФГ в цилиндрических координатах по нему выполняется интегрирование с дополнительным суммированием по азимутальному индексу [3]. Для модели идеального диэлектрика достаточно предположить наличие бесконечно малых потерь. Вычисляя спектральный интеграл методом теории вычетов, при $z_k < 0$ получим:

$$I_{kn}(z_k, \chi) = \frac{-e^{j\sqrt{k_0^2 - \chi^2}z_k}}{2\sqrt{k_0^2 - \chi^2}(\sqrt{k_0^2 - \chi^2} + \gamma_{kn})}. \quad (44)$$

Аналогично при $z_k > 0$

$$I_{kn}(z_k, \chi) = \frac{e^{-j\gamma_{kn}z_k}}{\chi^2 + \gamma_{kn}^2 - k_0^2} + \frac{e^{-j\sqrt{k_0^2 - \chi^2}z_k}}{2\sqrt{k_0^2 - \chi^2}(\sqrt{k_0^2 - \chi^2} - \gamma_{kn})}. \quad (45)$$

Первый член здесь соответствует уходящей моде, а второй – модам непрерывного спектра, обусловленным нерегулярностью (полубесконечностью) ДВ. Эти моды вытекают под углом $\theta = \arctan(\chi / \sqrt{k_0^2 - \chi^2})$, а при $k_0^2 < \chi^2$ излучаются в поперечном на-

правлении, экспоненциально затухая вдоль оси. При решении задачи этот член в значительной мере компенсируется влиянием внутреннего поля. Для интегралов (44)–(45) выполняется условие непрерывности: $I_{kn}(+0, \chi) = I_{kn}(-0, \chi)$. При $\chi^2 > k_0^2$ полюсы у ФГ расположены в верхней и нижней полуплоскостях на мнимой оси. При $\chi^2 < k_0^2$ необходимо предположить наличие бесконечно малых потерь в свободном пространстве. При этом полюсы расположены в точках $\gamma = \pm(\sqrt{k_0^2 - \chi^2} - j\delta)$. В первом случае контур интегрирования замыкается в верхней полуплоскости, а во втором – в нижней.

Рассмотрим теперь возбуждение ВТ импульсом, приходящим из бесконечности. Пусть для простоты он содержит только одну моду. Такой импульс можно представить в виде

$$\vec{E}_m(\vec{r}_{\perp}, z_1, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} a_{11}(\omega) \vec{E}_{11}(\vec{r}_{\perp}, \omega) \times \exp(j\omega t + j\gamma_{11}(\omega)z_1) d\omega. \quad (46)$$

Здесь первый индекс означает номер ДВ, а второй – номер моды (поэтому учет многих мод сводится к суммированию). На сфере в точке $z_1 = 0$ будем иметь $\vec{E}_m(\vec{r}_{\perp}, 0, t) = f(t) \vec{E}_m(\vec{r}_{\perp})$, где $f(t)$ – временной закон задания возбуждения, а $\vec{E}_m(\vec{r}_{\perp})$ – поверхностное распределение возбуждения на части сферы, пересекающей ДВ. Будем считать, что спектральная амплитуда $a_{11}(\omega)$ задана, и тем самым временной закон возбуждения определен. Для вычисления вклада в первый интеграл в (41) от поля $\vec{E}_m(\vec{r}_{\perp}, z_1, \omega)$ преобразуем спектральный интеграл и интеграл по продольной оси z_1 в области $z_1 < 0$ следующим образом:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\gamma e^{-j\gamma z_1}}{\chi^2 + \gamma^2 - k_0^2} \int_0^{\infty} e^{j(\gamma_{11} + \gamma)z'_1} dz'_1 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\gamma e^{-j\gamma z_1}}{\chi^2 + \gamma^2 - k_0^2} \times$$



$$\begin{aligned} & \times \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} e^{j(\gamma_{11} + \gamma)z_1'} dz_1' - \int_{-\infty}^0 e^{j(\gamma_{11} + \gamma)z_1'} dz_1' \right\} = \\ & = \frac{e^{j\gamma_{11}z_1}}{\chi^2 + \gamma_{11}^2 - k_0^2} + \\ & + \frac{j}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\gamma \frac{e^{-j\gamma z_1}}{(\gamma_{11} + \gamma)(\chi^2 + \gamma^2 - k_0^2)} = \\ & = \frac{-e^{j\sqrt{k_0^2 - \chi^2}z_1}}{2\sqrt{k_0^2 - \chi^2}(\sqrt{k_0^2 - \chi^2} - \gamma_{11})}. \end{aligned} \quad (47)$$

Здесь также использовано вычисление спектрального интеграла методом вычетов при замыкании контура в верхней полуплоскости комплексной плоскости γ .

Окончательно спектральные уравнения возбуждения в диэлектрических областях внутри сферы можно записать в виде

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, \omega) = & \vec{E}_m(\vec{r}, \omega) + \vec{E}_{df}(\vec{r}, \omega) + \\ & + j\omega\epsilon_0 \int_{V_s} \Gamma(\vec{r} - \vec{r}', \omega) [\epsilon(\vec{r}', \omega) - 1] \vec{E}_0(\vec{r}', \omega) d\vec{r}' + \\ & + \int_{V_0} \Gamma(\vec{r} - \vec{r}', \omega) \vec{J}_m^e(\vec{r}', \omega) d\vec{r}'. \end{aligned} \quad (48)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \vec{E}_m(\vec{r}, \omega) = & a_{11}(\omega) (\nabla \nabla \cdot + k_0^2) \times \\ & \times \int_{S_1} G(\vec{r}_{\perp} - \vec{r}'_{\perp}, -\gamma_{11}, \omega) [\epsilon(\vec{r}'_{\perp}, \omega) - 1] \vec{E}_{11}(\vec{r}'_{\perp}, \omega) d\vec{r}'_{\perp}, \\ G(\vec{r}_{\perp} - \vec{r}'_{\perp}, \gamma, \omega) = & -\frac{1}{(2\pi)^2} \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{j\alpha(x_1 - x_1') - j\beta(y_1 - y_1') + j\sqrt{k_0^2 - \chi^2}z_1}}{2\sqrt{k_0^2 - \chi^2}(\sqrt{k_0^2 - \chi^2} + \gamma)} d\alpha d\beta + \\ & + \sum_{n=1}^N b_{kn}(\omega) (\nabla \nabla \cdot + k_0^2) \times \\ & \times \int_{S_{k1}} G(\vec{r}_{k\perp} - \vec{r}'_{k\perp}, \gamma_{kn}, \omega) [\epsilon(\vec{r}'_{k\perp}, \omega) - 1] \vec{E}_{kn}(\vec{r}'_{k\perp}, \omega) d\vec{r}'_{k\perp}. \end{aligned}$$

Первая сумма в последнем выражении есть разложение по модам волноводов внутри сферы, а вторая сумма дает реакцию от поля излучения в полубесконечных частях волноводов вне сферы в область внутри нее. Уравнения возбуждения (48) являются инте-

гральными и позволяют определить поле \vec{E}_0 и амплитуды b_{kn} . Указанное поле можно искать в виде разложения по некоторому базису, например в виде конечных элементов. Дополнительными базисными функциями могут служить собственные волны ДВ. Существенным при решении этих уравнений является то, что они сформулированы в конечной области.

Получение нестационарных уравнений возбуждения теперь возможно путем Фурье-обращения соотношения (48). При этом следует учесть, что

$$\begin{aligned} G(\vec{r}, t) = & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\omega t} G(\vec{r}, \omega) d\omega = \\ = & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(j\omega t - jk_0|\vec{r}|)}{4\pi|\vec{r}|} d\omega = \frac{\delta(t - |\vec{r}|/c)}{4\pi|\vec{r}|}, \end{aligned}$$

а при обращении $\Gamma(\vec{r}, \omega)$ получается $\Gamma^{ee}(\vec{r}, t)$. Поэтому уравнение возбуждения примет вид

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) = & \vec{E}_m(\vec{r}, t) + \vec{E}_{df}(\vec{r}, t) + \\ & + \epsilon_0 \int_{-\infty}^t d\vec{r}' \int_{V_D} \Gamma^{ee}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \frac{\partial}{\partial t'} \int_{-\infty}^t \chi(\vec{r}, t'') \vec{E}_0(\vec{r}'', t'') d\vec{r}'' + \\ & + \int_{-\infty}^t d\vec{r}' \int_{V_D} \Gamma^{ee}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{J}_m^e(\vec{r}', t') d\vec{r}'. \end{aligned} \quad (49)$$

Оно является интегральным, поскольку дифференцирование можно выполнить явно, и оператор дифференцирования на поле не действует. Это уравнение позволяет определить поле дифракции, а именно амплитуды расходящихся волн $b_{kn}(\omega)$, а также внутреннее поле $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$, соответствующее пространственным волнам. Это уравнение является приближенным. Первое приближение связано с конечностью введенной сферы. Второе приближение связано с конечным числом членов, удерживаемых в выражении (42), а также в возбуждающем импульсе (если есть внешнее возбуждение). На самом деле любое финитное во времени возбуждение



приведет к бесконечному спектру возбуждающего тока. Поэтому необходимо рассматривать бесконечное число мод. Однако если указанный спектр сосредоточен в низкочастотной области, всегда можно взять N конечным.

На рис. 2, 3 приведены полученные на основе соотношений, приведенных в параграфе 2, результаты моделирования излучения синусоидального точечного дипольного

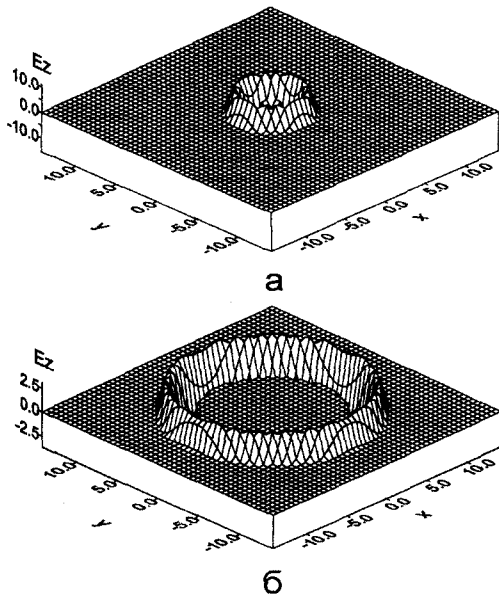


Рис. 2. Компонента E_z в плоскости $z=0$ для диполя в диэлектрическом кубе с размером $a\omega_0/c = 10.0$ в моменты $\omega_0 t = 8.0$ (а) и $\omega_0 t = 20.0$ (б)

тока, расположенного в центре диэлектрического куба с постоянной проницаемостью $\epsilon = 4$ и действовавшего один период. Использованы прямоугольные объемные конечные элементы, а результаты представлены в безразмерных координатах. Для устранения расходимости, связанной с точечным источником, последний был «размазан» по конечному элементу в начале координат, т.е. плотность тока в виде дельта-функции заменена на соответствующую кусочно-постоянную величину. От центра возбуждения расходится сферическая волна (см. рис. 2), которая при достижении границы раздела (см. рис. 2, б) создает отраженные волны, при этом сферический характер нарушается (см. рис. 3). До момента прихода волны к угловым точкам ДР (см. рис. 3, б) в

плоскости $z=0$ для E_z можно рассматривать скалярную задачу, соответствующую ориентации тока вдоль оси z . После переотражений от граней задача принципиально становится векторной.

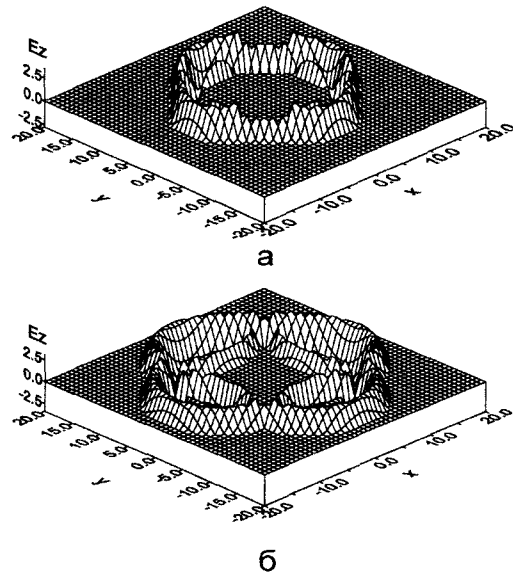


Рис. 3. Компонента E_z в плоскости $z=0$ для диполя в диэлектрическом кубе с размером $a\omega_0/c = 10.0$ в моменты $\omega_0 t = 24.0$ (а) и $\omega_0 t = 28.0$ (б)

ВЫВОДЫ

Получены уравнения возбуждения открытых резонаторов и волноводных трансформаторов, основанные на методе функций Грина. Использованы функции Грина свободного пространства, при этом формулы возбуждения записаны в виде ИУ в пространственно-временной области. Кроме того, для резонатора приведены формулы возбуждения, основанные на спектральном подходе. В этом случае получают обыкновенные ИДУ для коэффициентов разложения по координатным собственным функциям, которые можно решить, например методом Рунге–Кутты. Указанные соотношения можно переформулировать в виде пространственно-временных тензорных функций Грина [6, 7]. Процесс возбуждения сводится к распространению, трансформации и дифракции импульсов (нестационарных волн). Динамика процессов может быть очень сложной, особенно при наличии разных возбуждений, возникающих в разное время в разных обла-



тях. В частности, возможно возбуждение внешним импульсом, соответствующим плоской пространственной волне. Тогда указанное поле необходимо включить в \vec{E}_m . Наличие диэлектрических областей и дисперсии в них приводит к эффекту трансформации формы импульсов, который действует наряду с аналогичным влиянием дифракции. Полученные соотношения удовлетворяют принципу причинности, согласно которому возбуждение в некоторой точке появляется лишь в момент прихода его со скоростью света из ближайших возбужденных точек. Указанное возбуждение распространяется по прямой с максимальной скоростью, равной скорости света, включая и диэлектрические области. В них ему соответствуют бесконечно большие частоты, для которых дисперсия отсутствует, а амплитуда пренебрежимо мала. Соответственно плотность энергии такого возбуждения, прошедшего через диспергирующую среду, в момент прихода будет бесконечно малой. Большая часть энергии в диэлектрических телах естественно распространяется со скоростью меньшей, чем скорость света.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М., 1988.
2. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М., 1973.
3. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М., 1983.
4. Марков Г.Т., Панченко Б.А. Тензорные функции Грина прямоугольных волноводов и резонаторов // Изв. вузов. Радиотехника. 1964. Т. 7, № 1. С. 34–41.
5. Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микрополосковые антенны. М., 1986.
6. Давидович М.В. К нестационарной теории возбуждения резонаторов // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 10. С. 1198–1205.
7. Давидович М.В. К нестационарной теории возбуждения волноводов // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 11. С. 1285–1292.
8. Автоматизированное проектирование устройств СВЧ / Под ред. В.В.Никольского. М., 1982.
9. Колтон Д., Кресс Р. Методы интегральных уравнений в теории рассеяния. М., 1987.
10. Вайнштейн Л.А. Электронные волны в периодических структурах // ЖТФ. 1957. Т. 27, вып. 10. С. 2340–2352.
11. Солнцев В.А. Возбуждение однородных и периодических волноводов сторонними токами // ЖТФ. 1968. Т. 38, вып. 1. С. 101–108.
12. Маненков А.Б. Возбуждение открытых периодических волноводов // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19, № 2. С. 263.
13. Маненков А.Б. Возбуждение открытых однородных волноводов // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13, № 5. С. 739.
14. Маненков А.Б. Возбуждение быстрых волн в открытом волноводе с диэлектрической стенкой // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 7. С. 1025.
15. Вайнштейн Л.А., Маненков А.Б. Возбуждение открытых волноводов // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике: 7-я зимняя школа-семинар инженеров. Саратов, 1986. Ч.1 С. 143–197.
16. Борисов В.В. Неустановившиеся поля в волноводах. Л., 1991.
17. Михайлов В.Н., Корроза В.И., Голиков М.Н. Исследование метода нестационарных волноводных уравнений для расчета импульсных процессов в нерегулярных линиях передачи // ЖТФ. 2003. Т. 73, вып. 4. С. 1–8.
18. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Митры. М., 1977.
19. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
20. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн: В 2 т. М., Т. 1, 1978.
21. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., 1966.



УДК 539.18

КЛАССИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕКОМБИНАЦИИ АНТИВОДОРОДА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.В. Серов, В.П. Каджаева, В.Л. Дербов, С.И. Виноцкий*

Саратовский государственный университет,
кафедра теоретической и ядерной физики
E-mail: Theorphys@sgu.ru

*Объединенный Институт ядерных исследований, Дубна
E-mail: Vinitzkiy@thsun1.jinr.ru

На основе численного моделирования классических траекторий теоретически исследовано воздействие сильного магнитного поля на скорость спонтанной радиационной рекомбинации атомов антиводорода в холодной антипротон-позитронной плазме в условиях экспериментов ATHENA и ATRAP, проводимых в ЦЕРН. Влияние магнитного поля оценивалось по изменению рассчитанного методом Монте-Карло сечения пролета электрона через область вблизи ядра, размеры которой соответствуют типичному радиусу основного состояния атома. Хотя траектория позитрона в магнитном и кулоновском полях достаточно сложна и позитрон может пролетать мимо ядра неоднократно, существенного влияния магнитного поля на скорость радиационной рекомбинации в рассматриваемом приближении не обнаружено.

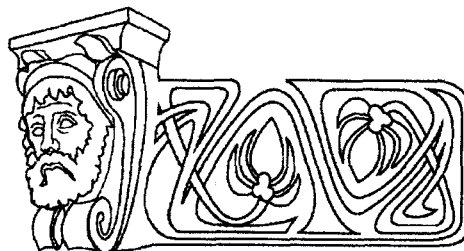
CLASSICAL ANALYSIS OF RECOMBINATION OF ANTIHYDROGEN IN A STRONG MAGNETIC FIELD

V.V. Serov, V.P. Kadgaeva, V.L. Derbov, S.I. Vinitzkiy

Basing on numerical simulation of classical trajectories, the influence of a strong magnetic field on the rate of the spontaneous radiative recombination of antihydrogen atoms in cold antiproton-positron plasma is theoretically studied under the conditions of the ATHENA and ATRAP experiments carried out in CERN. The effect of the magnetic field is estimated by Monte-Carlo calculation of the change in the cross section of the positron hitting the near-nucleus region with the radius typical for the atomic ground state. Although the trajectory of the positron in the magnetic and Coulomb fields is shown to be rather complicated, and the positron may pass by the nucleus many times, no significant influence of the magnetic field on the recombination rate was found within the approximations used.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в ряде лабораторий мира (ЦЕРН, FNL, КЕК и др.) проводятся эксперименты по получению и исследованию атомов антиводорода. Антиводород – простейший атом антивещества. Впервые 11 атомов антиводорода с энергией 1 ГэВ были получены на накопительном кольце антипротонов LEAR в ЦЕРН [1]. В современных экспериментах основной проблемой является получение антиводорода в количествах, дос-



таточных для спектроскопических исследований. Лидирует в этом направлении ЦЕРН, где на установке AD (замедлитель антипротонов) проводятся эксперименты по программам ATHENA [2, 3] и ATRAP [4]. Цель данных программ состоит в прямой проверке СРТ-инвариантности на основе сравнения спектров водорода и антиводорода. Согласно СРТ-теореме, свойства вещества и антивещества должны совпадать, если справедливы предположения о лоренц-инвариантности и локальности взаимодействий. Нарушение СРТ-инвариантности означало бы нарушение лоренц-инвариантности и свидетельствовало бы об изменении свойств пространства-времени на малых масштабах. Обнаружение такого нарушения позволило бы, в частности, объяснить факт почти полного отсутствия антивещества во Вселенной. В настоящее время наиболее точное ограничение на степень нарушения СРТ-симметрии получено из наблюдения осцилляций в системе нейтральных каонов, возникающих вследствие нарушения СР-четности, однако данный результат является лишь косвенным, поскольку при его получении привлекаются дополнительные предположения. Это обстоятельство существенно повышает научную ценность опытов с антиводородом. Быстрые атомы антиводорода могут быть получены при рекомбинации в совмещенных пучках антипротонов и позитронов. Достоинство таких экспериментов состоит в сравнительной простоте получения атомов антиводорода, недостаток – в малости времени нахождения атома в анализирующем спектральном устройстве. Поэтому в экспериментах ATHENA и ATRAP измерение энергий радиационных переходов планируется проводить у практи-



чески неподвижных атомов антиводорода. На первом этапе были разработаны методы и создано оборудование для накопления медленных антипротонов и позитронов. На втором этапе, который осуществляется в настоящее время, изучаются механизмы рекомбинации позитронов и антипротонов с целью нахождения оптимальных для нее условий. Наконец, последний этап будет по-

священ прецизионной спектроскопии антиводородных атомов.

В эксперименте ATHENA позитроны и антипротоны накапливаются в ловушке Пеннинга, где поперечное движение частиц ограничивается сильным магнитным полем порядка 3 Тесла, а продольное движение ограничивается электрическим полем (рис. 1).

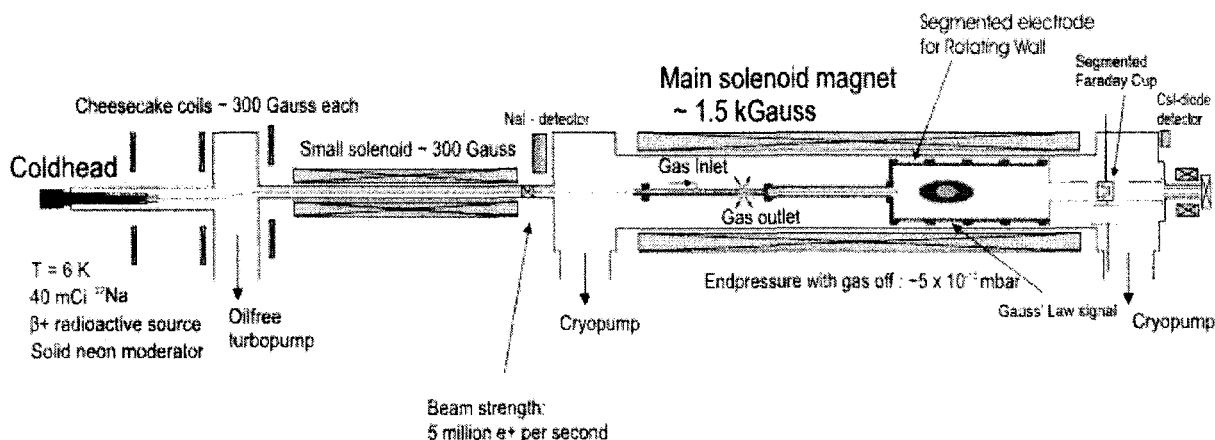


Рис. 1. Схема устройства для охлаждения и удержания позитронов в эксперименте ATHENA (рисунок взят с сайта эксперимента ATHENA)

Поскольку у позитронов и антипротонов противоположные заряды, их невозможно удержать в одной ловушке. Поэтому в эксперименте использовалась комбинированная ловушка (рис. 2), состоящая из позитронной ловушки и двух расположенных по ее краям антипротонных ловушек. Такая конфигурация обеспечивается с помощью пяти кольцевых электродов с чередующимися зарядами.

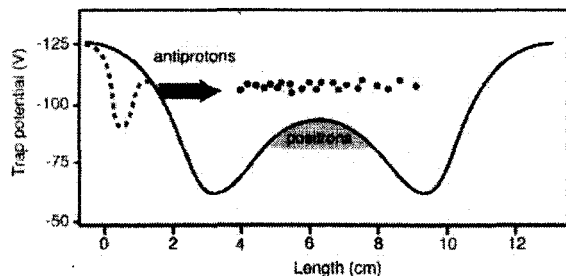


Рис. 2. Электростатический потенциал в ловушке до смешивания (пунктирная линия) и в процессе смешивания антипротонов и позитронов (рисунок взят с сайта эксперимента ATHENA)

В позитронной ловушке 70 миллионов позитронов охлаждаются за счет синхротронного излучения до температуры стенок, равной 15К. Приблизительно 10000 антипро-

тонов накапливаются в левой ловушке. Затем разделяющий электрод отключается, и антипротоны выпрыскиваются в позитронную плазму. При этом начальная энергия антипротонов составляет приблизительно 40–50 эВ, но они быстро охлаждаются, отдавая энергию плазме. Затем антипротоны медленно диффундируют в правую ловушку. За это время часть антипротонов успевает рекомбинировать. Образовавшиеся нейтральные атомы не удерживаются магнитным полем и вылетают из ловушки, после чего аннигилируют с веществом стенок. Образование атомов антиводорода фиксировалось по одновременной аннигиляции антипротона и позитрона. За каждый цикл смешивания получалось приблизительно 2000 атомов антиводорода. Рекомбинация возможна либо с испусканием фотона (радиационный механизм), либо с участием двух позитронов, один из которых переходит в связанное состояние, а другой – улетает с большей кинетической энергией (трехчастичный механизм). Относительные вклады этих двух механизмов по-разному зависят от температуры. По теоретическим оценкам при низких температурах



должна доминировать трехчастичная рекомбинация. Корректное описание обоих механизмов рекомбинации подразумевает учет влияния сильного магнитного поля ловушки. В работе [5] с помощью метода Монте-Карло рассчитана скорость трехчастичной рекомбинации в сильном магнитном поле. Настоящая работа посвящена оценке влияния магнитного поля на скорость спонтанной радиационной рекомбинации на основе анализа классических траекторий с применением метода Монте-Карло.

ЗАРЯЖЕННАЯ ЧАСТИЦА В МАГНИТНОМ И КУЛОНОВСКОМ ПОЛЯХ

Рассмотрим движение классической заряженной частицы под действием кулоновского и магнитного полей. Классические уравнения движения для такой частицы можно записать в следующем виде:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{Ze^2}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} + \frac{e}{c} [\vec{v} \times \vec{B}]; \quad \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}, \quad (1)$$

где \vec{B} – индукция магнитного поля, Z – заряд ядра, которое мы полагаем неподвижным. Будем использовать атомные единицы $m_e = e = \hbar = 1$, $c = 137$. В уравнениях (1) мы пренебрегли торможением ускоренно движущейся заряженной частицы собственным электромагнитным полем.

На большом расстоянии от ядра движение частицы определяется магнитным полем и происходит по спирали:

$$\begin{aligned} x &= r_0 + r_H \cos(\omega_H t + \varphi_0), \\ y &= -r_H \sin(\omega_H t + \varphi_0), \\ z &= v_{\parallel} t, \end{aligned} \quad (2)$$

где ось z параллельна магнитному полю и проходит через ядро, $\omega_H = B/c$ – частота вращения в поперечной плоскости, $r_H = v_{\perp} / \omega_H$ – ларморовский радиус, v_{\parallel}, v_{\perp} – продольная и поперечная компоненты линейной скорости, r_0 – расстояние от оси спирали до оси z , начальное значение которого $r_{0\text{init}}$ будем называть прицельным параметром. При типичных для экспериментов [2, 4] параметрах плазмы ларморовский радиус много меньше радиуса Томсона ($R_T = Z/E$, E – кинетическая энергия позитрона), характеризующего рекомбинацию в отсутствие магнитного поля. Это

означает, что влиянием магнитного поля нельзя пренебрегать. Уравнения (1) имеют два интеграла движения: энергию,

$$E = \frac{1}{2} \dot{\rho}^2 + \frac{1}{2} \dot{z}^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{l_z}{\rho} - \frac{1}{2} \omega_H \rho \right)^2 - \frac{Z}{\sqrt{\rho^2 + z^2}}, \quad (3)$$

и продольную компоненту момента импульса,

$$l_z = \frac{1}{2} \omega_H \rho^2 + \rho^2 \dot{\phi}. \quad (4)$$

Обе величины записаны в цилиндрической системе координат $x = \rho \cos \varphi$, $y = \rho \sin \varphi$. Кроме того, на большом расстоянии от ядра сохраняется квадрат поперечной скорости v_{\perp}^2 .

Вблизи ядра, напротив, магнитным полем можно пренебречь по сравнению с кулоновским. Позитрон движется по параболе или гиперболе, разница между которыми не существенна в окрестности ядра, где кулоновская энергия притяжения много больше по модулю, чем полная энергия позитрона. Между двумя областями упорядоченного движения (вдали от ядра и вблизи него) находится промежуточная область стохастического движения. Ее радиус приблизительно равен расстоянию до ядра, на котором кулоновское поле равно магнитному: $\rho_0 = Z^{1/3} (\omega_H)^{-2/3}$.

Для численного расчета траекторий уравнения (1) решались методом Рунге–Кутты 6-го порядка с автоматическим выбором шага. Вначале рассмотрим позитроны, начальная скорость которых направлена вдоль магнитного поля (случай нулевой поперечной температуры). Для больших значений прицельного параметра типичная траектория позитрона показана на рис. 3, а. На рис. 3, б, в позитрон попадает в область стохастического движения и совершает сложное движение. Тем не менее, через какое-то время он все равно покидает эту область и далее движется по спирали.

Со строгой классической точки зрения, спонтанная радиационная рекомбинация происходит за счет торможения ускоренно движущегося позитрона собственным электромагнитным полем излучения. Как раз этим процессом мы пренебрегали в исходном уравнении. Для оценок это несущественно, потому что, как будет показано ниже, сила торможения со стороны собственного элек-

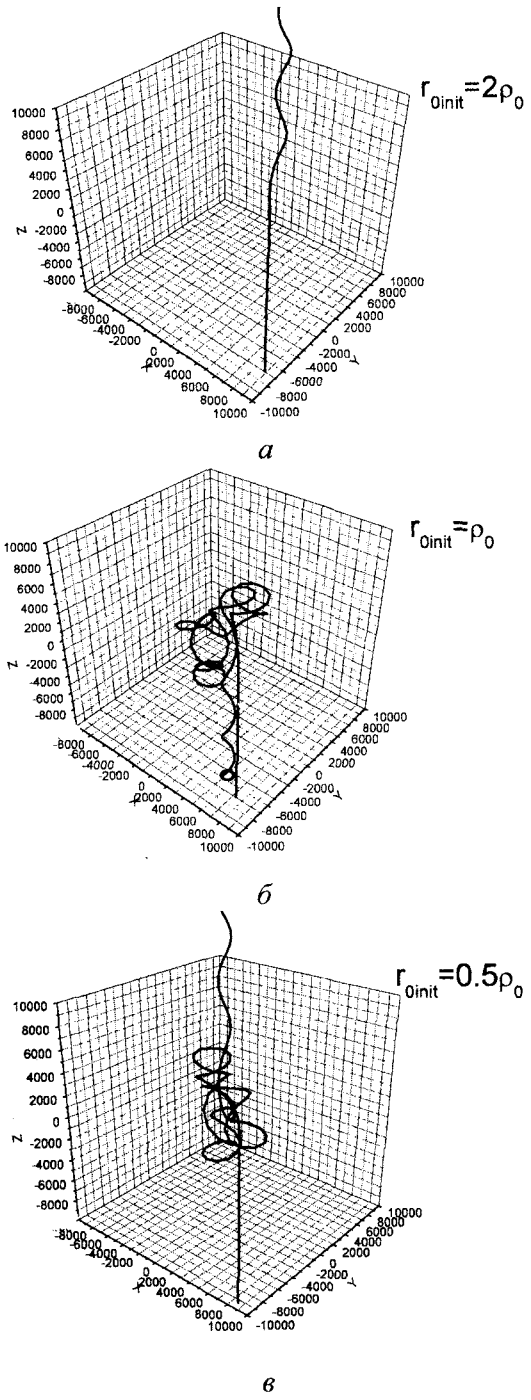


Рис. 3. Траектории позитрона, начальная скорость которого параллельна магнитному полю, при прицельных расстояниях $r_{0init} = 2\rho_0$ (а), $r_{0init} = \rho_0$ (б) и $r_{0init} = 0.5\rho_0$ (в)

трамагнитного поля весьма мала по сравнению с другими силами, что, кстати, и проявляется в низкой вероятности рекомбинации. Поэтому данную силу можно рассматривать как возмущение и оценивать вероятность рекомбинации, вычисляя энергетические по-

тери позитрона за время пролета вдоль данной классической траектории, полученной при решении уравнений (1). Здесь, однако, мы не будем делать этого, поскольку целью работы не является расчет абсолютной скорости рекомбинации. Мы лишь ставим задачу выяснить, во сколько раз эта величина меняется в присутствии магнитного поля.

Обратим внимание на то, что спонтанная радиационная рекомбинация с наибольшей вероятностью происходит в нижние энергетические состояния атома антиводорода, характерный радиус которых мал и составляет порядка 1 а.е. В связи с этим для оценки вероятности захвата полезно знать, на какое минимальное расстояние позитрон может приблизиться к ядру, двигаясь по данной траектории. На рис. 4 изображена зависимость минимального расстояния, на которое подходит позитрон к ядру, от начального прицельного параметра. Видно, что минимальное расстояние принимает случайные значения в определенных пределах.

Случайный характер зависимости $r_m(r_{0init})$ есть проявление продемонстрированной в [6] стохастичности движения. Детальный анализ наших расчетов показывает, что небольшое изменение начального прицельного параметра r_{0init} приводит к заметному изменению угла отклонения позитрона в поле ядра. В результате многократных проходов вблизи ядра первоначально близкие траектории неограниченно расходятся. На рис. 5 показано, как малые изменения прицельного параметра могут неузнаваемо изменить траекторию.

Нижний предел r_m определяется тем, что квадрат углового момента не меньше квадрата его сохраняющейся компоненты l_z . Подставляя (2) в (4), получим для начального l_z :

$$l_z = \frac{1}{2} \omega_H (r_0^2 - r_H^2). \tag{5}$$

Из закона сохранения энергии (3) трудно получить нижнюю границу $(r_m)_{min} = \frac{l_z^2}{2Z}$. Это расстояние достигается в тот момент, когда продольная и радиальная составляющие скорости равны нулю.

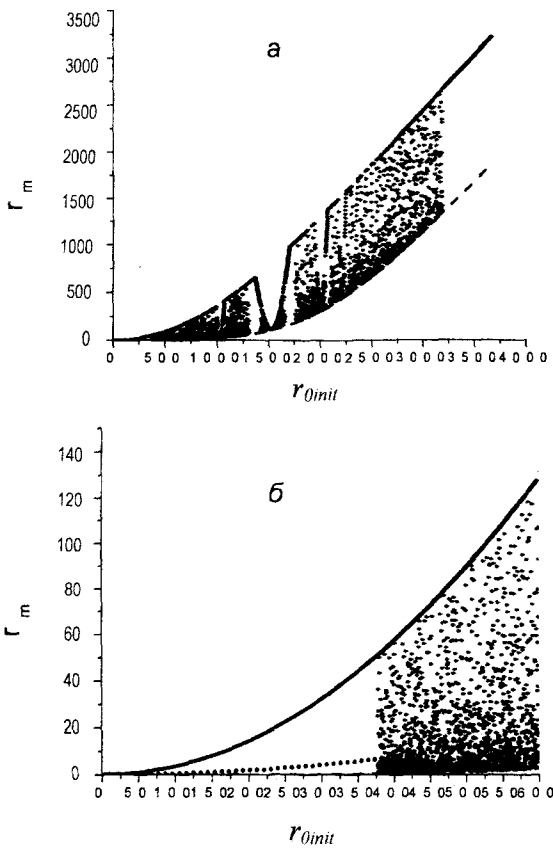


Рис. 4. Зависимость минимального расстояния r_m , на которое подходит позитрон к ядру, от прицельного параметра r_{0init} . б – увеличенная часть рисунка а в области малых значений r_m . Штриховой линией показана нижняя граница r_m , рассчитанная из законов сохранения. Для сравнения на рис. б пунктирной линией изображена зависимость $r_m(r_{0init})$ в отсутствие магнитного поля

Наша цель – не абсолютное сечение рекомбинации, а его относительное изменение за счет магнитного поля. Можно предположить, что скорость рекомбинации при наличии магнитного поля во столько же раз больше, чем без него, во сколько раз больше сечение прохождения позитрона на расстоянии $r_m < R_m \sim 1$ а.е. Тогда вместо отношения сечений рекомбинации можно оценивать отношение сечений пролета позитрона вблизи ядра. Такое предположение верно, если зависимость сечения от «радиуса мишени» R_m для не слишком больших R_m будет такая же, как и для кулоновского поля, с точностью до постоянного коэффициента, что разумно в

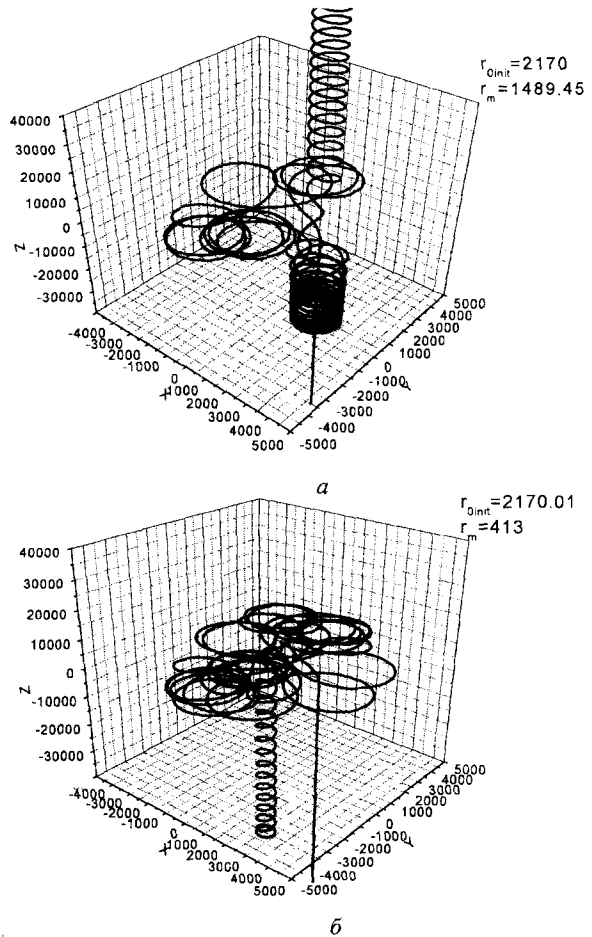


Рис. 5. Неустойчивость траектории относительно малых отклонений прицельного параметра: а – траектория с $r_{0init} = 2170$, на которой r_m близко к верхней границе его возможных значений, б – увеличение r_{0init} на 0.01 неузнаваемо изменило траекторию

области, где влияние кулоновского поля намного сильнее, чем магнитного. На квантовом языке это означает, что волновая функция непрерывного спектра позитрона вблизи ядра пропорциональна волновой функции при отсутствии магнитного поля.

Поясним, что «радиус мишени» является искусственно введенным параметром. Поскольку с помощью применяемого ниже метода Монте-Карло невозможно вычислить дифференциальные параметры, такие как интересующее нас отношение плотностей позитронов в магнитном поле и без него, мы вынуждены рассматривать интегральную величину – сечение попадания в некоторую небольшую сферу вокруг ядра. Меняя радиус этой сферы, мы проверяем, не влияет ли маг-



нитное поле на радиальное распределение плотности электронов. Если верно сформулированное выше предположение о том, что магнитное поле меняет плотность позитронов пропорционально во всем объеме вблизи ядра, но не приводит к перераспределению внутри этой области, то вычисленное отношение сечений рекомбинации в магнитном поле и без него не должно зависеть от «радиуса мишени», (что и демонстрируют приведенные ниже результаты).

Для простоты расчетов будем рассматривать не зависимость от радиуса мишени, а зависимость от квадрата углового момента, заметив, что вблизи ядра магнитным полем можно пренебречь и квадрат углового момента приближенно сохраняется, причем $r_m \approx \vec{L}^2 / 2Z$; $\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{v}]$. Собственные значения квадрата углового момента выражаются через орбитальное квантовое число $\vec{L}^2 = l(l+1)$. Для приближенной оценки зависимости сечения пролета от радиуса мишени можно выразить l через \vec{L}^2 и взять целую часть.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Для расчетов мы воспользовались методом Монте-Карло [7, 8]. Начальная энергия продольного движения позитрона $E_{||}$ получалась равной $\frac{1}{2}k_B T_{||}$, а поперечного E_{\perp} равной $k_B T_{\perp}$, где k_B – постоянная Больцмана. Начальное состояние определялось формулой (2), где параметр r_0 и угол φ_0 являлись случайными величинами. Пределы изменения параметра r_0 находились следующим образом: выбирался радиус R_m интересующей нас области вблизи ядра, затем по графикам, аналогичным приведенным на рис. 4, 6 определялись границы области значений r_0 , для которых попадание внутрь выбранной области ещё возможно. Сам r_0 определялся как $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$, где x_0, y_0 – случайные величины в пределах $(-r_{0max}, r_{0max})$. Процедура расчета была следующей: брались случайные значения x_0, y_0 и φ_0 ; если r_0 не попал в установленные пределы – выбирался следующий набор параметров, если попал – произво-

дился расчет траектории; если при этом позитрон попадал в область радиуса R_m , то вычислялось l , и l -й элемент массива счётчиков попаданий увеличивался на единицу. Сечение σ_l пролета позитрона с фиксированным параметром l вычислялось как отношение значения соответствующего счетчика к полному числу испытаний, умноженное на площадь квадрата со стороной $2r_{0max}$.

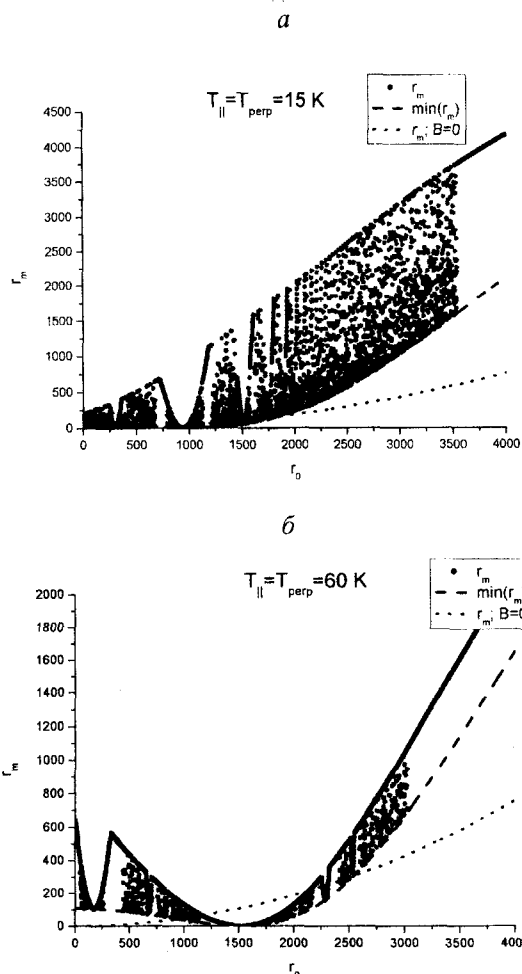


Рис. 6. Зависимость минимального расстояния, на которое подходит позитрон к ядру, от прицельного параметра, для случая $T_{||} = T_{\perp} = 15K$ – а, для случая $T_{||} = T_{\perp} = 60K$ – б, $\varphi_0 = 0$. Штриховой линией показано наименьшее расстояние, на которое позитрон может подойти к ядру. Пунктиром показана та же зависимость в отсутствие магнитного поля

Нас интересует не абсолютное значение σ_l , а его отношение к соответствующей величине σ_l^0 при отсутствии магнитного поля. Нетрудно определить σ_l / σ_l^0 следующим об-



разом. В отсутствие магнитного поля величина углового момента L равна vb , где v – скорость позитрона на бесконечном удалении от ядра, b – прицельный параметр. Площадь кольца, попадая в которое позитрон имеет данное l , составляет $\pi(l+1)/E$, где E – энергия позитрона. Нужно учесть, что в магнитном поле позитрон движется по спирали, из-за чего для заданного потока позитронов вдоль оси z количество позитронов в единице объема будет больше в $n_H = v/v_{||} = \sqrt{E/E_{||}}$ раз. Поэтому рассматривалась перенормированная величина $\sigma_l^0 = n_H \pi(l+1)/E$.

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчеты были проведены для двух физических ситуаций, реализующихся в эксперименте ATHENA. В установившемся режиме температура позитронной плазмы равна температуре стенок ловушки – 15К. На рис.7, *а* показана зависимость отношения σ_l/σ_l^0 от числа l для такой температуры.

Видно, что указанное отношение приблизительно равно единице. Для $l=0$ количество накопленных попаданий равно 220. Как известно, относительная ошибка расчетов по методу Монте-Карло обратно пропорциональна корню из количества попаданий, что для рис.7 составляет около 7%.

Непосредственно после впрыска антипротонов температура позитронной плазмы заметно поднимается за счет того, что тормозящиеся антипротоны передают ей свою энергию [1]. Охлаждается плазма за счет циклотронного излучения, что является достаточно медленным процессом и занимает порядка 0,3 с. И время торможения, и время выравнивания продольной и поперечной температур много меньше 0,1 с. При этом непосредственно после впрыска достигается максимальное смешивание антипротонной и позитронной плазмы, после чего они начинают разделяться в пространстве, так как антипротоны не могут длительно находиться в позитронной ловушке и удерживаются там только за счет малости скорости их диффузии в плотной позитронной плазме. Именно поэтому максимум количества вылетевших в единицу времени из ловушки антиатомов достигается приблизительно через 0,1 с по-

сле впрыска, после чего количество вылетающих атомов монотонно падает по мере ухода из ловушки антипротонов. Нетрудно рассчитать, просто поделив суммарную начальную энергию антипротонов на количество позитронов и прибавив начальную энергию позитрона, что температура после впрыска будет равна 60К.

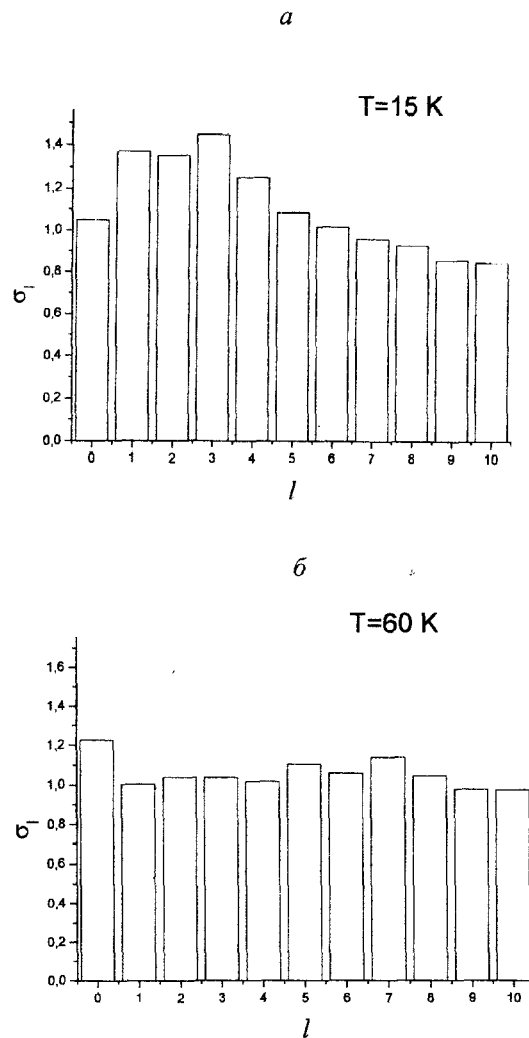


Рис. 7. Отношение сечений пролета позитрона с заданным l вблизи ядра при наличии магнитного поля и без него: для *а* – $T_{||} = T_{\perp} = 15\text{ K}$, для *б* – $T_{||} = T_{\perp} = 60\text{ K}$. Относительная ошибка – около 7%

На рис. 7, *б* показана зависимость отношения σ_l/σ_l^0 от числа l для $T=60\text{ K}$. Как и в первом случае, это отношение близко к единице, что согласуется с соображениями, приведенными в работе Л.И. Меншикова, Р. Ландау [1], согласно которым повышение вероятности захвата позитрона за счет мно-



гократности пролета вблизи ядра компенсируется уменьшением эффективного прицельного параметра, для которого может происходить захват.

Тем не менее в [1] утверждается, что коэффициент увеличения скорости рекомбинации приблизительно равен двум. Однако этот вывод сделан исходя из анализа результатов другого эксперимента по рекомбинации электронов на ядрах полностью ионизированного углерода [9], для которого $R_T \ll \rho_0 \ll r_H$, т.е. радиус витка спирали, по которой движется электрон, много больше диаметра области стохастического движения. Для эксперимента с антиводородом, напротив, $r_H \ll \rho_0 \ll R_T$, и это различие приводит к большому различию условий рекомбинации. Таким образом, можно сделать вывод, что наличие магнитного поля не приводит к существенному изменению скорости рекомбинации антиводорода, во всяком случае, за счет вышеописанных классических эффектов.

Это не исключает возможность существования других механизмов увеличения скорости рекомбинации в магнитном поле ловушки, например при рекомбинации через квазистационарные состояния, возникающие за счет перераспределения энергии с продольной на поперечную степень свободы [10].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние сильного магнитного поля на спонтанную радиационную рекомбинацию антиводорода в холодной позитрон-антипротонной плазме на основе анализа классических траекторий позитрона. Оценка изменения сечения захвата позитрона по отношению к случаю отсутствия магнит-

ного поля проводилась с помощью метода Монте-Карло. Несмотря на то что траектория позитрона в магнитном и кулоновском полях достаточно сложна и позитрон может пролетать мимо ядра неоднократно, существенного влияния магнитного поля на скорость радиационной рекомбинации в рассматриваемом приближении не обнаружено.

Работа выполнена при поддержке Американского фонда гражданских исследований и развития (грант REC-006).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Меньшиков Л.И., Ландау Р.* Состояние исследований по «холодному» антиводороду // *Успехи физических наук. Обзоры актуальных проблем.* 2003. Т.173, №3. С. 233–263.
2. The ATHENA / AD-1 Collaboration. Progress Report on the ATHENA Experiment / CERN / SPSC 2003-016. – SPSC – M-699. – 2003. 19 March.
3. *Amoretti M. et al.* Production and detection of cold antihydrogen atoms // *Nature.* 2002. V. 419. P. 456–458.
4. *Gabrielse G. et al.* Background-Free Observation of Cold Antihydrogen with Field-Ionization Analysis of Its States // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 213401-1-4.
5. *Robicheaux F., Hanson James D.* Three-body recombination for protons moving in a strong magnetic field // *Phys. Rev. A.* 2004. V. 69. P. 10701-1-4.
6. *Gutzwiller M.C.* Chaos in Classical and Quantum Mechanics. N.Y., Springer, 1990.
7. *Соболь И.М.* Численные методы Монте-Карло. М., 1973.
8. *Форсайт Г.Дж., Малкольм М.А., Моулер К.Б.* Машинные методы вычислений. М., 1980. С. 127–171.
9. *Gwinner G. et al.* Influence of Magnetic on Electron-Ion Recombination at Very Low Energies // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 4822–4825.
10. *Serov V.V., Derbov V.L.* Spontaneous recombination of antihydrogen in a magnetic field: a new approach // *Proc. SPIE.* 2004. V. 5476. P. 180–188.



УДК 621.382+539.21

ГЕТЕРОФАЗНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЙ

А.Г. Роках, С.В. Стецюра, А.А. Сердобинцев

Саратовский государственный университет,
кафедра физики полупроводников
E-mail: semiconductor@sgu.ssu.runnet.ru

В работе дана история и современное состояние исследований сублимированных в вакууме фотопроводящих гетерофазных пленок CdS-PbS. Пленки изготовлены из полупроводников, имеющих ограниченную взаимную растворимость. Найдены причины повышенной стойкости к деградации, в частности к радиации (облучение γ -квантами и ускоренными электронами). Она объясняется отвлечением рекомбинационного потока от широкозонной фазы в узкозонную. В узкозонную фазу переходят также дефекты, образуемые облучением. Уменьшение количества дефектов в широкозонной фазе гетерофазного полупроводника в результате отвлечения рекомбинационного потока и радиационно-стимулированной диффузии ведет к расшатыванию кристаллической решетки узкозонной фазы. При облучении ионами средних энергий это приводит к увеличению выхода вторичных ионов (Pb^{+}) при освещении, то есть к вторично-ионному фотоэффекту, наблюдавшемуся и исследованному нами впервые. В статье также рассмотрена возможность использования нанотехнологий при создании наноразмерных включений в гетерофазном полупроводнике.

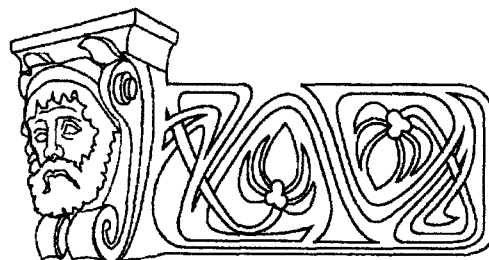
HETEROPHASE SEMICONDUCTORS UNDER ACTION OF IRRADIATIONS

A.G. Rokakh, S.V. Stetsyura, A.A. Serdobintsev

The history and current state of our heterophase photoconducting CdS-PbS films investigations are observed. Films were prepared by the vacuum evaporation method from the materials with limited mutual solubility. Reasons of increased degradation stability with respect to radiation (in particular γ - and electronic irradiations) are found out. Degradation stability is explained by diversion of recombination flow from wide-gap phase to narrow-gap. Radiation stimulated defects also move to narrow-gap phase. Defect density decreasing in wide-gap phase of semiconductor caused by diversion of recombination flow and radiation-stimulated diffusion leads to weakening of narrow-gap phase crystal lattice. This results in secondary ion yield (Pb^{+}) increasing under ion bombardment and white light illumination. This phenomenon, called secondary-ion photoeffect, was observed and investigated for a first time. The possibility of nanotechnology application to creation of nano-sized inclusions in heterophase semiconductor is also considered.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования радиационных, фотоэлектрических и оптических характеристик полупроводниковых материалов и приборов было начато в Саратовском университете еще в 1960-х гг. под руководством профессора З.И. Кирьяшкиной. Исследования проводились в основном на сульфиде, селениде и теллуриде кадмия и их твердых растворах [1]. Уже тогда было отмечено, что обла-



дающие высокой чувствительностью к освещению в видимой области широкозонные полупроводники типа CdS имеют низкую деградационную стойкость вследствие заметного влияния носителей заряда, возникающих под действием облучения, на их электрические характеристики. Низкая деградационная стойкость таких широкозонных структур существенно сужала область их применения, но уникальная чувствительность к свету видимого диапазона и возможность использования люминесцентных свойств этих материалов в сине-зеленой области спектра способствовали дальнейшему исследованию этих материалов и поиску путей повышения деградационной стойкости широкозонных полупроводников. Эти исследования проводились научной группой под руководством ученика З.И. Кирьяшкиной профессора А.Г. Рокаха [2] (Члены группы, принимавшие участие в работе на разных ее этапах, указаны в публикациях, ссылки на которые приводятся в конце статьи.)

Поскольку на тот момент уже имелись сведения, полученные как самой научной группой, так и почерпнутые из периодической литературы [3] об имеющейся аналогии механизмов воздействия светового и ионизирующего излучений на полупроводниковые материалы, то параллельно с изучением фотоэлектрических характеристик стали проводиться исследования воздействия ионизирующих излучений на широкозонные материалы. Результаты этих исследований были использованы при написании статей, монографии [1], создании новых учебных курсов и учебных пособий, защите 8 кандидатских и 2 докторских диссертаций.

Эксперименты в области технологии изготовления полупроводниковых пленок и приборов привели к тому, что были получены полупроводники без ухудшения фотоэлектрических характеристик в видимой об-



ласти спектра, но с деградиционной и, в частности, с радиационной стойкостью, превышающей стойкость «чистого» CdS на несколько порядков [4]. Была разработана технология таких полупроводников [5], а исследования приобрели новую направленность, связанную с разработкой модели радиационно-стойкого широкозонного полупроводника.

1. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для повышения радиационной стойкости требуется, как показали наши исследования, введение узкозонных включений в широкозонный материал [6]. Примером радиационно-стойкого диэлектрика может служить карбид кремния, обладающий большой термостойкостью вплоть до температур «вишневого каления». Причиной радиационной и термостойкости карбида кремния можно считать его неоднородность, гетерофазность, связанную с наличием кристаллографических модификаций этого соединения.

Получаемые нами гетерофазные пленки также могут работать в условиях повышенного радиационного фона и при воздействии других экстремальных факторов практически без изменения своих основных электрофизических характеристик и рабочих параметров. Исследования показали, что добавление в CdS некоторого количества PbS, существенно повышает радиационную стойкость поликристаллических пленок типа CdS и стабильность их фотоэлектрических характеристик. Исследования фотоутомляемости в Институте полупроводников АН Украины подтвердили их высокую стойкость к деградации. Высокая стойкость к деградации этих пленок была подтверждена и во время испытательного полета на искусственном спутнике Земли, выполненного в середине 1980-х гг. прошлого века.

При использовании указанных полупроводников в составе исходной шихты на подложке получается гетерофазная пленка, поскольку CdS и PbS обладают ограниченной взаимной растворимостью, то есть получается некая широкозонная матрица с узкозонными включениями. Пленка была приготовлена термическим испарением в вакууме спеченной шихты, состоящей из CdS и PbS и добавок, содержащих соли меди и никеля для получения оптимального удельного сопротивления и его изменения под действием

света. Пленка осаждалась на стеклянную или слюдяную подложку и имела толщину порядка микрона. Затем полученная пленка отжигалась на воздухе и снабжалась алюминиевыми контактами, нанесенными испарением в вакууме и имеющими встречно-штыревую форму.

2. ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ФОТОУТОМЛЯЕМОСТЬ, ЭФФЕКТ «МАЛЫХ ДОЗ» И ДРУГИЕ ОСОБЕННОСТИ ГЕТЕРОФАЗНЫХ ПЛЕНОК

Исследовались структура, электрофизические и фотоэлектрические характеристики, оптические свойства, люминесценция, фазовый состав, а также распределение фаз по глубине пленки [7–12]. Фотоэлектрические свойства пленок изучались как в традиционных продольном и поперечном режимах, так и в комбинированном продольно-поперечном режиме, разработанном авторами статьи с учетом специфики изучаемых образцов [13].

Наиболее ярко радиационная стойкость гетерофазных полупроводников проявлялась при облучении их ускоренными электронами средних энергий и при γ -облучении. Электронное облучение является, с одной стороны, фактором ближнего космоса, а с другой – модельным видом излучения, позволяющим, как нами было показано [14], смоделировать поведение при других видах ионизирующих облучений (например, γ -лучей). Так, в результате облучения электронным потоком с энергией электронов 10–20 кэВ мощностью $5 \cdot 10^{-2}$ Вт/см² удельная чувствительность CdS без добавления PbS изменяется на несколько порядков, а у образца предлагаемого состава – на 7–12%. Предельная доза облучения составляла соответственно 10^5 и 10^9 рад. Причем незначительные изменения токов после обработки ионизирующим излучением зачастую происходили в сторону увеличения значения тока. Такие изменения под действием ионизирующих излучений известны в природе и технике и получили название «эффекта малых доз». Но используемые нами дозы не являются малыми для полупроводников и, как свидетельствуют результаты, приводимые в отечественной и зарубежной литературе, «чистые» полупроводники деградируют при аналогичных внешних воздействиях. Поэтому мы вправе были предположить, что



наблюдаемый «эффект малых доз» связан с процессами, происходящими внутри полупроводника при облучении.

Нами было показано, что у поликристаллических слоев на основе гетерофазного материала CdS–PbS одновременно возникает другое полезное свойство – повышенная фоточувствительность. Исследуемые пленки на основе ограниченных твердых растворов веществ типа $A^2B^6-A^4B^6$ с преимущественным содержанием широкозонной компоненты могут обладать сверхлинейной или линейной люкс-амперной характеристикой (показатель сверхлинейности 1.1–2.0), малым коэффициентом фотоутомляемости (0.85–1.05). Поскольку коэффициент фотоутомляемости представляет собой отношение фототока после длительной интенсивной засветки к фототоку после длительной выдержки в темноте, то существование коэффициента больше единицы означает «отрицательную» фотоутомляемость, по смыслу близкую к «эффекту малых доз».

Исследования динамических характеристик (модулированное освещение, переменное напряжение) показали меньшую радиационную стойкость гетерофазного материала CdS–PbS [15], из чего были сделаны выводы о влиянии легирующих примесей и соответственно глубины залегания энергетических уровней на радиационную и деградационную стойкость фоточувствительных полупроводников. Было сделано предположение о разном влиянии электронного облучения на центры с глубокими и мелкими уровнями (селективность воздействия), а также о гетерирующей роли узкозонной компоненты. Косвенно сделанные предположения подтвердились при исследовании термостимулированных токов. Они заключаются в том, что в различных частях гетерофазного (варизонного) полупроводника под действием радиации происходят различные процессы, связанные с выделением неодинаковых порций энергии при рекомбинации возбуждений в участках полупроводника с различной шириной запрещенной зоны.

Действительно, в широкозонной части порция энергии, выделяемая в акте рекомбинации, может существенно превышать такую в узкозонной части. Так, в рассматриваемом нами «модельном» веществе CdS–PbS

ширина запрещенной зоны компонентов пары, образующих ограниченный твердый раствор, составляет 2.4 и менее 0.4 эВ соответственно. Поэтому в широкозонной части энергия, «расшатывающая» кристаллическую решетку, существенно превышает таковую для узкозонной части, что в конечном итоге приводит к большей подвижности дефектов в широкозонной части, по сравнению с узкозонной. Благодаря этому дефекты накапливаются в узкозонной компоненте образца.

Еще сильнее может влиять варизонность (гетерофазность) на поведение электронного возбуждения (возбуждения электронной подсистемы). Как было нами предположено и показано, в такой системе происходит «перетекание» возбужденных радиацией электронно-дырочных пар от компоненты с большей шириной запрещенной зоны в узкозонную компоненту.

В исследуемом полупроводнике реализуется необходимый потенциальный рельеф, способствующий переходу возбужденных носителей заряда и точечных дефектов, возникающих под действием радиации, из широкозонной области полупроводника в узкозонную, которая ввиду ее низкоомности и малого объема не играет заметной роли в фотопроводимости подобных гетерофазных структур.

3. ВНЕШНИЙ ВТОРИЧНО-ИОННЫЙ ФОТОЭФФЕКТ

В последние годы нами были возобновлены исследования фотоэлектрических характеристик гетерофазных пленок CdS–PbS в совокупности с исследованиями их радиационной стойкости, но уже под действием ионных пучков. В связи с этими исследованиями нами впервые был обнаружен внешний ионный фотоэффект. В рецензии на статью [16], посланную нами в журнал «Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B», редактор журнала назвал эффект «уникальным». Этот и последующие разделы статьи будут посвящены именно новым, недавно полученным результатам, поэтому будет проведено более подробное рассмотрение наблюдавшихся явлений.

Исследование действия облучения на материалы современной микро- и нанoeлектроники является актуальной задачей, так как однозначная интерпретация наблюдае-



мых явлений для многих конкретных случаев отсутствует. В данном параграфе рассмотрены особенности взаимодействия пучка ускоренных ионов с плёнками фоточувствительных поликристаллических гетерофазных полупроводников CdS-PbS при одновременном воздействии ионного и светового облучений.

Так как плёнки CdS-PbS обладают высокой чувствительностью к свету видимого диапазона (изменение удельного сопротивления составляет до 7 порядков величины), то представляет интерес исследование влияния облучения таким светом на выход компонентов пленки в процессе ионного травления. Исследование реакции выхода вторичных ионов на освещение также может быть полезным при изучении процессов фотопроводимости, происходящих во время засветки гетерофазного образца.

Исследования проводились на установке вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС), созданной на базе масс-спектрометра МИ-1305. В качестве источника оптического излучения использовалась лампа накаливания мощностью 150 Вт. Основное внимание уделяется исследованию реакции выхода вторичных ионов свинца и кадмия, а также их оксидов на освещение образца.

Одним из способов исследования является запись участков масс-спектра исследуемого образца, содержащих пики свинца, кадмия и их оксидов. Полученные в ходе исследований типичные участки масс-спектров представлены на рис. 1, а (в темноте) и на рис. 1, б (при освещении). Соотношение кадмия и свинца, рассчитанное из темнового спектра ВИМС, составило 92.87 и 7.13% соответственно. Соотношение этих же компонент, рассчитанное при освещении белым светом, равно 86.1 и 13.9% (см. рис. 1, б). Как видно из результатов измерений, выход вторичных ионов свинца увеличился, а кадмия — уменьшился. Изменение соотношения является показателем различного влияния оптического излучения на интенсивность выхода кадмия и свинца из гетерофазной пленки.

На рис. 2 представлены профили кадмия, свинца и их оксидов. Запись профилей является вторым способом изучения влияния света на ионное травление. При записи данных профилей свет включался с частотой модуляции 15 мГц. Относительное изменение

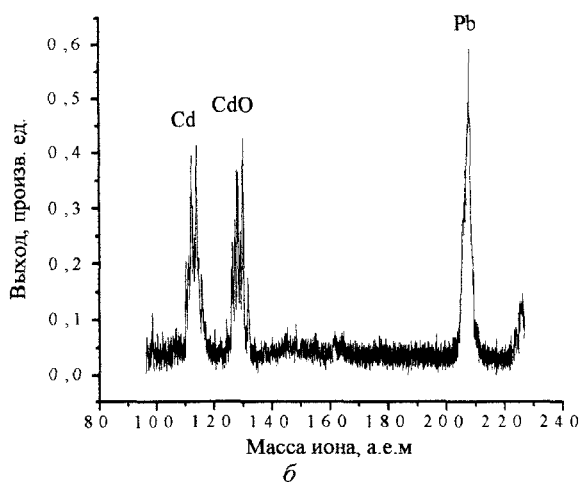
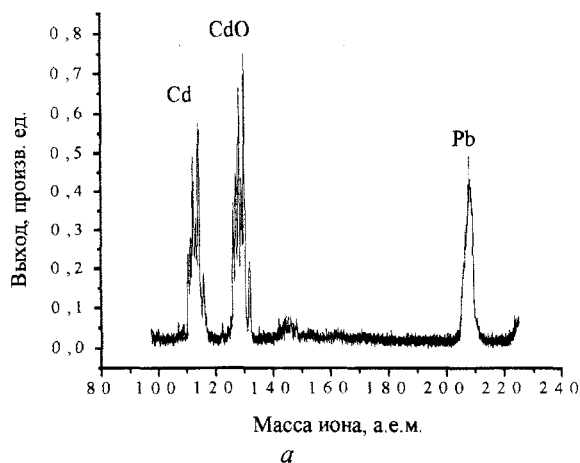


Рис. 1. Участок масс-спектра образца CdS-PbS, записанный в темноте (а) и при освещении белым светом (б)

выхода вторичных ионов при освещении для образцов из различных партий составило: по свинцу 2–25%, по кадмию 24–35%, по оксиду свинца 10–43% и по оксиду кадмия 4–5%. Причем в случае свинца наблюдался рост уровня выхода при включении света, для кадмия и оксида свинца — уменьшение выхода при освещении. Реакция на изменение освещенности оксида кадмия была нестабильна, наблюдались как рост, так и падение выхода ионов. После выключения освещения выход всех компонентов возвращался к исходным темновым значениям.

Согласно литературным данным, подавление процесса образования положительно заряженных вторичных ионов из металлических и полупроводниковых мишеней, как правило, связано с понижением работы выхода электронов [17].

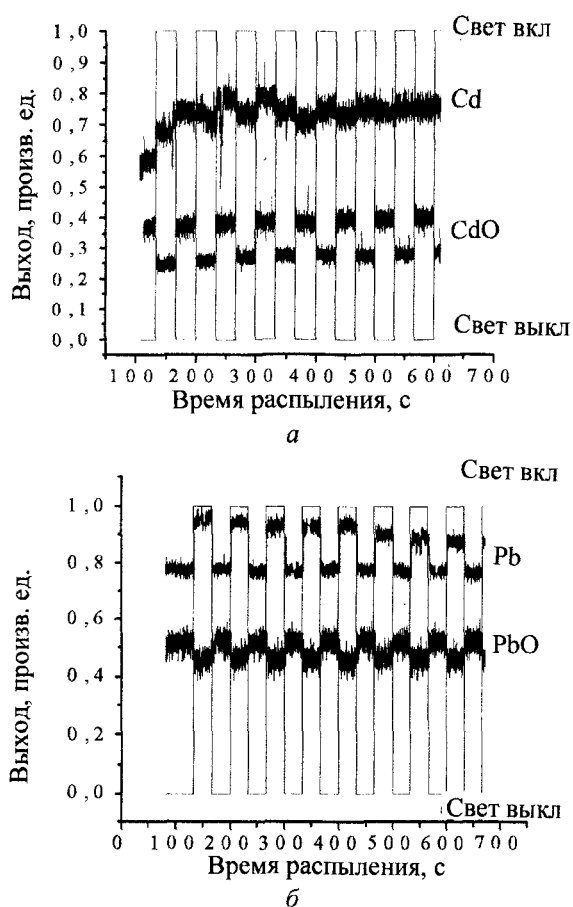


Рис. 2. Профили кадмия и его оксида (а) и профили свинца и его оксида (б) при импульсной засветке белым светом

Время релаксации сигнала при изменении освещенности имеет порядок величины менее одной секунды. Можно предположить, что процессы, ответственные за влияние света на ионное травление, имеют электронную природу. Поэтому при анализе изменения выхода ионов в результате кратковременного освещения можно не учитывать длительные процессы, связанные, например с адсорбцией кислорода из первичного пучка. Тогда изменение работы выхода, определяющее скорость выхода вторичных ионов при освещении, происходит за счёт увеличения концентрации свободных электронов при освещении. В результате, изменяется положение квазиуровня Ферми для электронов и их работа выхода [18]. Так можно объяснить уменьшение выхода ионов Cd при освещении.

В узкозонных включениях фазы PbS положение квазиуровня Ферми практически неизменно. Это связано с высокими значениями исходной концентрации электронов и

скорости рекомбинации неравновесных носителей заряда. Поэтому в PbS указанный эффект оказывается очень слабым. Кроме того, с его помощью принципиально невозможно объяснить увеличение выхода ионов Pb при включении освещения.

Для объяснения нетипичного поведения выхода ионов свинца предлагается объяснение, основанное на модели гетерофазного полупроводника, стойкого к деградации [19]. При освещении белым светом неравновесные носители заряда генерируются во всем объеме пленки. Но они оказывают значительное влияние на концентрацию носителей заряда только в широкозонных областях – CdS, CdO, PbO. Скорость рекомбинации носителей заряда в узкозонных включениях велика, поэтому там положение уровня Ферми стабильно. Кроме того, неравновесные носители заряда дрейфуют в полях гетеропереходов из широкозонных областей в узкозонные (включения PbS). В результате они концентрируются в потенциальных ямах и рекомбинируют там. Выделяющаяся при рекомбинации энергия передаётся атомам кристаллической решётки. Таким образом, атомы в узкозонных включениях, обогащенных свинцом, переводятся в возбуждённое состояние. Следовательно, возрастает скорость выхода атомов Pb. Это находится в соответствии с наблюдаемым увеличением их выхода при освещении, так как свинец вследствие весьма ограниченной растворимости PbS в CdS [20] сосредоточен именно в узкозонных включениях.

Другим аспектом исследуемого эффекта является изменение положения пиков свинца и кадмия на оси атомных масс. Так как травление ведётся пучком положительно заряженных ионов кислорода, поверхность образцов с большим сопротивлением заряжается положительно. Этот эффект возникает из-за невозможности быстрого стекания заряда на металлическую кассету держателя образца. Изменение потенциала поверхности исследуемой пленки в ходе эксперимента может являться причиной сдвига масс-спектра по оси атомных масс в сторону больших значений.

Рассмотрим принцип разделения ионов по массам в используемом масс-спектрометре. Как известно из литературы [21], при



ионном распылении подавляющее большинство образующихся вторичных ионов однократно ионизовано. Ионная оптика прибора настроена на регистрацию именно таких ионов, поэтому будем рассматривать только их. В используемой установке регистрируются положительные вторичные ионы, поэтому к образцу прикладывается положительный потенциал U . В ионопроводе от образца к сепаратору находится электрод при нулевом потенциале. В поле, создаваемом разностью указанных потенциалов, вторичный ион приобретает энергию eU , где e – заряд электрона. В то же время его энергия равна $\frac{mv^2}{2}$, где m – масса иона, v – его скорость. Выражая скорость, получаем:

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}.$$

Когда ион пролетает магнитный сепаратор, на него действует сила Лоренца:

$$F = evB \sin \alpha,$$

где B – индукция магнитного поля в сепараторе, α – угол между скоростью иона и линиями магнитной индукции, в используемой установке равный 90° . В сепараторе на ион действует только сила Лоренца, сообщающая ему центростремительное ускорение, поэтому, согласно второму закону Ньютона,

$$\frac{mv^2}{R} = evB \sin \alpha,$$

где R – радиус орбиты вторичного иона в поперечном магнитном поле. Выразив из полученных соотношений радиус, получим основную формулу используемого масс-спектрометра:

$$R = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2m}{e}} U.$$

Так как в данном случае радиус постоянен из-за неподвижности детектора вторичных ионов, масса также равна константе потому, что регистрируется один и тот же элемент, тогда B может изменяться только за счет изменения ускоряющего напряжения U . Оно может в нашем случае изменяться из-за изменения потенциала образца, то есть из-за его зарядки.

В эксперименте использовался магнитосекторный масс-спектрометр МИ-1305, следовательно, сдвиг происходил из-за изменения величины напряженности магнитного поля, при которой ионы соответствующей массы попадали в детектор. В качестве детектора использовался вторично-электронный умножитель (ВЭУ).

Напряженность магнитного поля регистрировалась с помощью датчика Холла ПХЭ 606118 А, имеющего постоянную чувствительность в используемом диапазоне полей. Обозначим через V величину холловского напряжения, которое регистрируется при записи спектров. Тогда $V = aB$, где a – чувствительность датчика Холла. В качестве точки отсчета выберем эталонный металлический образец, поверхностная зарядка которого равна нулю. После несложных преобразований получаем:

$$\frac{U_1}{V_1^2} = \frac{U_2}{V_2^2},$$

где U_1, V_1 – значения, соответствующие металлу, U_2, V_2 – значения для высокоомного образца. Пусть $U_2 = U_1 + \Delta U$, $V_2 = V_1 + \Delta V$, тогда

$$\Delta U = U_1 \Delta V \frac{(\Delta V + 2V_1)}{V_1^2}. \quad (1)$$

При сравнении масс-спектров исследуемых образцов, как и предполагалось, наблюдались сдвиги пиков свинца и кадмия по оси атомных масс относительно пиков тех же элементов, полученных при записи масс-спектров металлических образцов (рис. 3). Искаженный вид пика, полученного с исследуемого образца, объясняется его зарядкой. Так как заряд на поверхности положителен, то суммарная ускоряющая разность потенциалов растет и пик сдвигается в сторону больших масс. Кроме того, при записи участков масс-спектра одного и того же фоточувствительного образца наблюдались сдвиги в темноте и при освещении (рис. 4). Такое поведение говорит о том, что фоточувствительные образцы изменяют свое сопротивление при освещении, в результате чего меняются условия стекания заряда. Так как при освещении сопротивление образцов становится меньше, то и их зарядка должна уменьшаться, что подтверждается сдвигом пиков в сторону меньших масс.

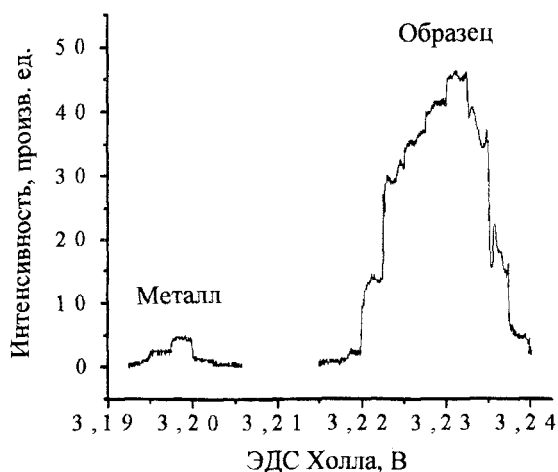


Рис. 3. Пики Pb с масс-спектров металлического и CdS-PbS образцов

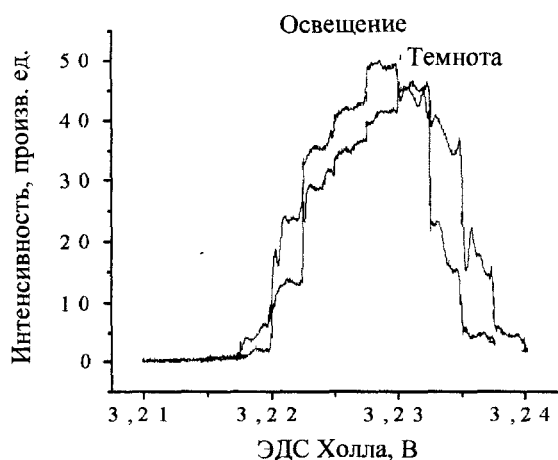


Рис. 4. Пики Pb с масс-спектра одного и того же CdS-PbS образца в темноте и при освещении белым светом

При расчете по формуле (1) были получены следующие значения зарядки, определенные по пикам кадмия и свинца для различных образцов (таблица).

Зарядка поверхности образцов, рассчитанная по формуле (1), В

Номер образца	Кадмий		Свинец	
	Темнота	Свет	Темнота	Свет
69д	55.34	30.69	77.86	45.41
69е	111.09	61.51	27.05	11.53
48	56.96	26.09	128.71	58.96
47	74.4	47.89	75.33	64.04

Как видно из вышесказанного, обнаруженный эффект имеет сложную природу и требует продолжения исследований.

4. МОДЕЛЬ ДЕГРАДАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ ГЕТЕРОФАЗНОЙ ФОТОПРОВОДЯЩЕЙ СИСТЕМЫ

Увеличение радиационной стойкости широкозонных полупроводников можно объяснить исходя из предположения, что деградация широкозонного полупроводника группы A^2B^6 определяется особенностями рекомбинации, приводящими к рекомбинационно-стимулированному образованию и распаду рекомбинационных центров. Отвлечение рекомбинационного потока от широкозонной фазы должно, таким образом, повышать стойкость к деградации широкозонного полупроводника (CdS). Что касается стойкости узкозонного (PbS), то неравновесные носители заряда составляют небольшую долю от равновесных и мало изменяют ситуацию. Исследования спектра люминесценции подтвердили предположение об отвлечении канала рекомбинации [7].

Кроме неравновесных носителей заряда облучение приводит к возникновению дефектов, которые в дальнейшем мигрируют по полупроводнику. Указанная деградация в случае фотопроводимости имеет два основных проявления: во-первых, значительное уменьшение фотопроводимости, и, во-вторых, значительное увеличение темновой проводимости. Первое явление объясняется увеличением числа дислокаций и точечных дефектов, играющих роль центров быстрой безызлучательной рекомбинации. Второе явление обычно связывается с увеличением концентрации мелких доноров (прежде всего Cd), которое может происходить из-за распада донорно-акцепторных пар [22], либо благодаря эффекту допорогового дефектообразования.

В гетерогенных полупроводниковых материалах возбуждение электронной подсистемы приводит к геттерированию (аккумуляции) дефектов в областях с малым коэффициентом их диффузии. Это связано с тем, что широкозонная (рабочая) область материала приобретает повышенный коэффициент диффузии, а в узкозонной (области стоков) он остается низким. Таким образом, модель основана на факте различной степени интенсификации диффузии дефектов радиационным воздействием в узкозонных и широкозонных



компонентах гетерогенной системы, в частности в CdS–PbS.

Рассмотрим подробнее высказанные предположения. Известно, что облучение твердых тел может приводить к существенной стимуляции диффузии дефектов в них [23–25]. Можно выделить три основных механизма радиационно-стимулированной диффузии (РСД). Например, в [23] рассмотрена стимуляция диффузии центров рекомбинации при передаче им энергии свободных носителей заряда (СНЗ) в результате их рекомбинации.

РСД по данному механизму имеет место в широкозонной фазе CdS–PbS, поскольку рекомбинация в ней идет через локальные центры и за счет широкой запрещенной зоны энергия может быть значительной.

Поскольку точечные дефекты в кристаллах представляют собой подвижные объекты, их концентрация N должна подчиняться уравнению непрерывности. С учетом граничных и начальных условий и преобладания диффузионной составляющей тока над дрейфовой задача о движении дефектов в гетерогенном фотопроводнике CdS–PbS в общем виде выглядит следующим образом [26]:

$$\nabla(D_i \nabla N_i) + \nabla(\mu_i N_i \mathbf{E}_i) + G_i - R_i = \partial N_i / \partial t,$$

$$\nabla(D_j \nabla N_j) + \nabla(\mu_j N_j \mathbf{E}_j) + G_j - R_j = \partial N_j / \partial t,$$

$$N_i(\mathbf{r}, 0) = 0, \quad N_j(\mathbf{r}, 0) = 0,$$

$$\text{grad } N_i|_{r \in \rho_i} = 0, \quad \text{grad } N_j|_{r \in \rho_j} = 0,$$

$$\begin{aligned} -D_i \left. \nabla N_i \right|_{S_{ij}} &= -D_j \left. \nabla N_j \right|_{S_{ij}} = \\ &= [(D_i / a_i) N_i - (D_j / a_j) N_j] \Big|_{S_{ij}}. \end{aligned}$$

Здесь индекс i относится к широкозонным, а j – к узкозонным областям. G и R – скорости генерации и рекомбинации дефектов соответственно, a – постоянная решетки; через S_{ij} обозначается граница между i и j областями.

Поскольку единственным свойством гетерогенной системы CdS–PbS, используемым нами при постановке задачи, была значи-

тельная неоднородность коэффициента диффузии, данная задача имеет более широкое применение, чем только к системе CdS–PbS, а именно к гетерогенным твердотельным системам с сильно неоднородным коэффициентом диффузии. Рассматривая фотопроводник CdS–PbS в качестве модельной гетерогенной системы, мы провели оценку величины коэффициента РСД междоузельных атомов серы под действием облучения электронным потоком ($10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при плотности тока пучка 10^{-6} А/см^2 , ускоряющем напряжении 20 кВ). Было установлено, что в узкозонных включениях системы CdS–PbS ни один из известных механизмов не приводит к существенной стимуляции диффузии дефектов (максимальный полученный коэффициент диффузии $D_{\text{РСД}} = 10^{-25} \text{ см}^2/\text{с}$). В широкозонной же компоненте происходит значительное увеличение коэффициента РСД дефектов по первому из перечисленных механизмов: $D_{\text{РСД}} = 10^{-10} \text{ см}^2/\text{с}$. Это значение выглядит достаточно реальным, поскольку экспериментально полученный коэффициент РСД продуктов радиолиза при облучении CdS рентгеновскими лучами (мощность дозы 250 рад/с) D^* составлял $10^{-12} \div 10^{-11} \text{ см}^2/\text{с}$ [27], а в рассматриваемом нами случае мощность излучения была на три порядка выше.

Такое различие в коэффициентах РСД глубоких центров в компонентах CdS–PbS связано с непрямым характером рекомбинации через уровни дефектов, а также с большой шириной запрещенной зоны широкозонной компоненты ($E_g > 2 \text{ эВ}$) и соответственно значительной глубиной залегания рекомбинационных уровней (рис. 5), тогда как в узкозонных включениях ($E_g < 0.8 \text{ эВ}$) идет прямая рекомбинация и передачи дефектам энергии не происходит. Таким образом, система CdS–PbS в условиях возбуждения представляет собой материал, сильно неоднородный по коэффициенту диффузии дефектов, ответственных за процесс рекомбинации свободных носителей заряда.

Разработанная диффузионная модель не является исчерпывающей, но позволяет получить численные результаты, сравнимые по порядку величины с экспериментальными данными.

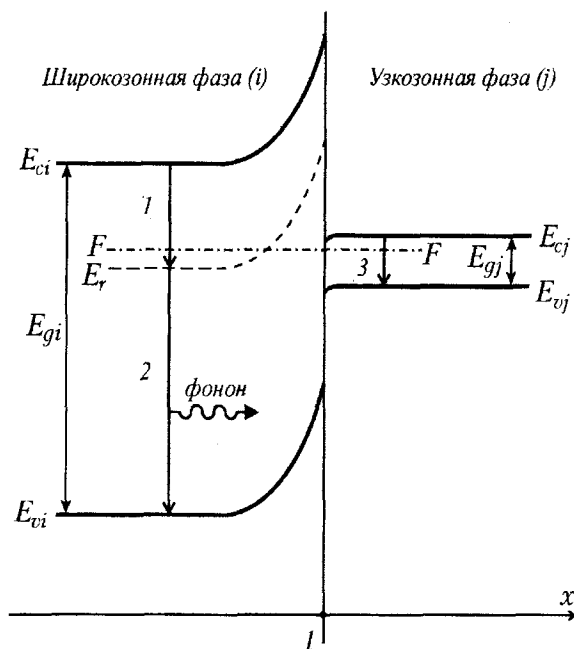


Рис. 5. Зонная диаграмма гетерогенной фотопроводящей системы. Индекс i относится к широкозонной, j – к узкозонной фазе. E_{ci} , E_{cj} – дно зоны проводимости, E_{vi} , E_{vj} – потолок валентной зоны, F – уровень Ферми, E_r – уровень дефекта, E_{gi} , E_{gj} – ширина запрещенной зоны. На диаграмме показаны процессы: 1 – захват электрона из зоны проводимости на рекомбинационный уровень, образованный дефектом, 2 – рекомбинация захваченного электрона с испусканием фонона, передающего энергию дефекту, что приводит к увеличению вероятности его диффузионного скачка, 3 – прямая межзонная рекомбинация

5. СОВМЕСТНОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТРАДИЦИОННЫХ И НОВЫХ НАНОТЕХНОЛОГИЙ

Активное развитие нанотехнологий, рост интереса к органическим полупроводникам привел нас к решению использовать современные возможности в наших исследованиях. В настоящей работе приведен лишь один пример использования нанотехнологий, связанный с разработкой деградационно-стойких неорганических полупроводников типа CdS с наноразмерными включениями солей свинца. Преимущество использования органических мономолекулярных слоев для этих целей заключается в возможности точной дозировки количества свинца, нанесенного на неорганический материал, которое трудно было точно задать в процессе изготовления полупроводников термическим испарением в вакууме. Нами использовался органический слой арахината свинца в качестве источника металла. Нанесение органи-

ческих монослоев арахината свинца на поликристаллическую пленку сульфида кадмия, полученного термическим испарением в вакууме, осуществлялось методом Шеффера [28]. Для контроля прохождения диффузии применялось травление методом ВИМС. В литературе нами были обнаружены аналогии нанесения трехвалентных и двухвалентных металлов из органических соединений на твердые поверхности методом Ленгмюра-Блоджетт. Так, в работе [29] рассматривался способ нанесения Ag из соли стеариновой кислоты методом многократного погружения и извлечения образца через органический слой. Но такой комплекс технологических операций, который был проведен нами для получения пленки CdS, имеющей наноразмерные включения PbS, разработан и применен впервые. Была не только произведена отработка условий получения рабочей среды для нанесения органической пленки и выяснены оптимальные условия для переноса мономолекулярных слоев арахината свинца на неорганическую пленку, но и показана возможность использования органических монослоев в качестве транспортёра металла на неорганическую подложку. Процесс диффузии свинца из органической в неорганическую пленку проходил при 500 °C в течение 90 минут. Исследования в этом направлении в настоящее время продолжаются, но уже показана зависимость свойств неорганической пленки от количества нанесенных органических монослоев.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования гетерофазных широкозонных полупроводников типа CdS-PbS, которые показали ранее высокую радиационную стойкость, привели к обнаружению нового эффекта, лежащего на стыке физики ионизирующих излучений, оптики и физики твердого тела. Мы видим широкие возможности применения внешнего ионного фотоэффекта в полупроводниковой технологии. В частности, возможно селективное (по отдельным элементам) управление скоростью ионного травления с помощью света. Кроме того, ионный фотоэффект может использоваться для управления посредством освещения составом потока в процессе катодного (ионного) распыления. Перспективным для



полупроводниковой технологии является возможность изменения стехиометрического состава потока распыляемого вещества и нанесения пленки с селективным варьированием состава с помощью света. Необходимо отметить, что в данном случае в качестве мишени должен выступать гетерофазный материал подходящего состава.

Проводимые нами в настоящее время исследования опираются на введенные нами представления о гетерофазном механизме радиационной стойкости. Эти представления основаны на движении возникающих в процессе облучения дефектов, электронных возбуждений, а также собственных точечных дефектов в потенциальном рельефе гетеропереходов на стоки. Стоками являются включения узкозонной фазы, которым соответствуют потенциальные ямы энергетического рельефа. В результате возникает защита рабочих областей пленочной структуры от деградации при радиационных воздействиях. Основываясь на разрабатываемой модели, можно создавать новые радиационно-стойкие полупроводниковые материалы. Речь идет о сублиммированных, полученных катодным распылением, пульверизацией и другими способами полупроводниках.

Выражаем благодарность за предоставленную возможность работы на масс-спектрометре и за помощь в проведении масс-спектрометрических исследований кандидату физико-математических наук, старшему научному сотруднику лаборатории природных сред СГУ А.Г. Жукову. Применение органических пленок в наших исследованиях стало возможным благодаря сотрудничеству с ассистентом кафедры физики полупроводников физического факультета Саратовского государственного университета Е.Г. Глуховским, работающим под научным руководством профессора Б.Н. Климова.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кирьяшкина З.И., Роках А.Г., Кац Н.Б. и др. Фотопроводящие пленки типа CdS / Под ред. З.И. Кирьяшкиной, А.Г. Рокаха. Саратов, 1979.
2. Роках А.Г., Кумаков А.В., Елагина Н.В. Гетерогенный фотопроводник на основе CdS-PbS // ФТП. 1979. Т. 13, № 4. С.787-789.
3. Казаринов Ю.Н., Ломасов В.Н., Пилькевич Я.Я. Влияние электронного облучения на фоточувствительность поликристаллических слоев сульфида и селенида кадмия //

Электронная техника. Радиодетали и радиокомпоненты. 1984. Т. 984, № 3(56). С.29-32.

4. Роках А.Г., Трофимова Н.Б., Зорина Л.Д. Влияние γ -облучения на фотоэлектрические и оптические свойства пленок CdSe:Ln // Физика полупроводников и полупроводниковая электроника. Саратов, 1988. № 13. С. 84-87.
5. Пат. 845685 Россия (с приоритетом от 07.02.80г., действует с 01.07.93г.) Состав для изготовления пленочных фоторезисторов / Роках А.Г., Кумаков А.В., Елагина Н.В.
6. Роках А.Г., Стецюра С.В., Трофимова Н.Б., Елагина Н.В. Стабилизация свойств широкозонного фотопроводника при введении узкозонной компоненты // Неорганические материалы. 1999. Т.35, № 5. С.552-555.
7. Золотов С.И., Трофимова Н.Б., Юнович А.Э. Фотолюминесценция пленок тройных твердых растворов $Pb_{1-x}Cd_xS$ // ФТП. 1984. Т.18, № 4. С.631-634.
8. Роках А.Г., Стецюра С.В. Влияние неоднородностей на фотоэлектрические характеристики гетерофазных пленок системы $CdS_xSe_{1-x} - PbS$ // Неорганические материалы. 1997. Т.33, № 2. С.198-200.
9. Роках А.Г., Стецюра С.В. Поверхностный фотоемкостный эффект на структурах с фотопроводящими пленками // Изв. вузов. Физика. 1999. Т. 33, № 5. С. 24-29.
10. Роках А.Г., Стецюра С.В. Взаимосвязь между степенью неоднородности по концентрации фоточувствительной структуры и видам наблюдаемого на ней фотодиэлектрического эффекта // Физика диэлектриков: Материалы 9-й Междунар. конф. СПб., 2000. Т. 2. С. 51-53.
11. Роках А.Г., Трофимова Н.Б. Об усилении люминесценции в узкозонной фазе гетерогенного полупроводника $PbS-CdS$ // ЖТФ. 2001. Т. 71, № 7. С. 122-125.
12. Сердобинцев А.А., Кондратьев А.П., Фошин И.И. Исследование фазового состава и фотоэлектрических характеристик радиационно-стойкого гетерофазного полупроводника // Всероссийский конкурс на лучшие научно-технические и инновационные работы творческой молодежи России по естественным наукам: Каталог представленных на конкурсе проектов и работ. Саратов, 2003. С. 167-168.
13. Роках А.Г., Король В.Н. Изучение фотопроводящей пленки методом разъемного продольного фоторезистора // Вопр. прикладной физики. 2002. № 8. С.42-44.
14. Елагина Н.В., Новикова Е.А., Роках А.Г. Влияние облучения электронами средних энергий на электропроводность пленок CdS-PbS // Физика полупроводников и полупроводниковая электроника. Саратов, 1988. № 13. С. 80-84.
15. Роках А.Г., Стецюра С.В., Елагина Н.В. Связь дефектообразования с глубиной энергетических уровней в пленках $CdS_xSe_{1-x} - PbS$ // Междунар. науч.-техн. конф. «Центры с глубокими уровнями в полупроводниках и полупроводниковых структурах»: Тез. докл. Ульяновск, 1997. С.87.
16. Rokakh A.G., Zhukov A.G., Stetsyura S.V., Serdobintsev A.A. Secondary-ion mass spectrometry of photosensitive heterophase semiconductor // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research. B. 2004. V. 226, № 4. P. 595-600.
17. Распыление под действием бомбардировки частицами: Пер. с англ. / Под ред. Р. Бернша, К. Виттмака. М., 1998.
18. Роках А.Г., Стецюра С.В., Жуков А.Г., Сердобинцев А.А. Исследование особенностей ионного травления гетерофазных полупроводников при травлении белым светом // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, вып. 2. С. 23-29.



19. Роках А.Г. Варизонная модель полупроводника, стойкого к деградации // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10, № 13. С.820–823.
20. Calawa A.R., Mroczkowski I.A., Harman T.C. Preparation and properties of $Pb_{1-x}Cd_xS$. // J. Electron. Mater. 1972. V.1, № 1. P.191–201.
21. Черепин В.Т. Ионный микрондовый анализ. Киев, 1992.
22. Korsunskaya N.E., Markevich I.V., Dzhumaev B.R. et al. Electron-enhanced reactions responsible for photoluminescence spectrum change in II–IV compounds. // Semiconductor Physics, quantum electronics and optoelectronics. 1999. V. 2, № 1. P. 42–46.
23. Винецкий В.Л., Чайка Г.Е. Диффузия атомов в неметаллических кристаллах, стимулированная рекомбинацией носителей тока // ФТТ. 1982. Т. 24, № 7. С. 2170–2176.
24. Мак В.Т. Исследование радиационно-стимулированной диффузии фосфора в кремнии // ЖТФ. 1993. Т.63, № 3. С. 173–176.
25. Степанов В.А. Радиационно-стимулированная диффузия в твердых телах // ЖТФ. 1998. Т.68, № 8. С.67–72.
26. Роках А.Г., Бухаров В.Э., Стецюра С.В. Влияние потенциальных барьеров на движение радиационных дефектов в полупроводниках // Вопр. прикладной физики. 2002. Т. 73, вып. 2. С. 36–38.
27. Вавилов В.С., Кив А.Е., Ниязова О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках М., 1981.
28. Блинов Л. М. Ленгмюровские пленки // УФН. 1988. Т. 155, вып. 3. С. 443–480.
29. Пат. 2010267 РФ (с приоритетом от 12.08.91г., действует с 30.03.94г.). Способ получения мультислоев на твердых поверхностях.

УДК 621.373.826

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА С ШИРОКОЙ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

А.И. Конюхов

Саратовский государственный университет,
кафедра лазерной и компьютерной физики
E-mail: kai@optics.sgu.ru

Методом математического моделирования исследована динамика световых пучков в фотонно-кристаллическом лазере. Для расчетов использовалось разложение поперечного распределения поля по модам фотонно-кристаллической структуры. Показана зависимость структуры выходного лазерного пучка от профиля накачки. Изменение поперечного распределения накачки позволяет управлять возбуждением определенных групп поперечных мод.

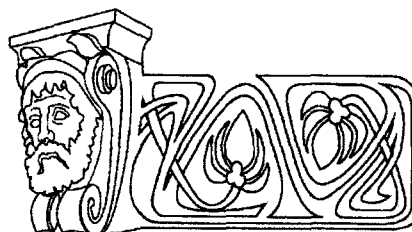
MODELLING THE DYNAMICS OF PHOTONIC CRYSTAL BROAD-AREA SURFACE EMITTING LASER

A.I. Konyukhov

The lasers beam dynamics in photonic crystal laser is investigated numerically. The decomposition of transverse field distribution in terms of orthogonal modes of photonic crystal structure is used. The relation between the transverse structure of output beam and structure of pump region is demonstrated. The modification of the transverse distribution of the pump allows to control of excitation of selected transverse mode families.

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые лазеры на квантовых ямах имеют низкий порог генерации, слабо расходящийся выходной пучок, легко интегрируются в двумерные массивы. Это делает



привлекательным применение таких лазеров в телекоммуникационных устройствах, в интегральных оптических схемах, в оптических системах хранения информации. Одной из разновидностей лазеров на квантовых ямах является полупроводниковый лазер с вертикальным резонатором (VCSEL) [1]. В вертикальном направлении поле ограничивают два брэгговских зеркала. В поперечной плоскости поле ограничивается либо за счет градиента показателя преломления, либо за счет поперечного распределения усиления. В широкоапертурных VCSEL лазерах легко возбуждаются высшие поперечные моды [1, 2]. В последнее время для управления поперечным распределением поля предложено использовать фотонно-кристаллические структуры. Новый тип полупроводниковых лазеров на квантовых ямах получил название «фотонно-кристаллические лазеры с широкой излучающей поверхностью» (PCSEL). Существуют несколько типов PCSEL лазе-



ров. Для первого типа фотонно-кристаллическая структура вытравлена в активном слое [3] (рис. 1, а). Ограничение пучка в плоскости (x, y) происходит за счет дифракции типа Брэгга на решетке воздушных отверстий. В вертикальном направлении поле ограничено тонким металлическим слоем и отражением от границы полупроводник-воздух. Коэффициент преломления полупроводника – порядка 3.5, в результате френелевский коэффициент отражения достигает величины 30%. Для другого типа фотонно-кристаллических лазеров (PC-VCSEL) [3, 4] активный слой помещен между двумя брэгговскими зеркалами, так же как и для обычных VCSEL лазеров [2]. Фотонно-кристаллическая структура вытравливается на верхнем брэгговском зеркале [3, 4]. В работе [5] для лазерной генерации использовалась фотонно-кристаллическая мембрана, окруженная с обеих сторон воздухом. Данная мембрана состояла из четырех квантовых ям, работающих в качестве активного слоя. В поперечной плоскости (x, y) фотонно-кристаллическая структура сформирована гексагонально-упорядоченными отверстиями (рис. 1, б). Для возбуждения генерации использовалась накачка VCSEL лазером.

При моделировании свойств PCSEL лазеров основное внимание уделяется возможности использования фотонно-кристаллической структурой для установления одномодового режима генерации [6] и возможности управления поперечной структурой поля путем изменения расположения и формы воздушных отверстий [3, 4]. Для выбора частот генерации применяется анализ структуры запрещенных зон для ТМ-волн [3]. Задача о нахождении распределения поля в микрорезонаторе в общем случае является трехмерной и может быть точно решена с использованием конечных разностей [3]. Однако поперечное распределение поля может быть найдено с использованием более простого приближенного метода разложения по плоским волнам [3, 4, 10]. Приближенность данного метода заключается в том, что задача решается не для резонатора, ограниченного в z -направлении (см. рис. 1), а фактически для фотонно-кристаллического волновода со сложным поперечным профилем. Такой под-

ход является оправданным при наличии только одной продольной моды, в результате чего за время обхода резонатора поле меняется незначительно.

Приближение, основанное на медленном изменении поля в резонаторе, часто называют приближением среднего поля (mean-field limit approximation). Данное приближение широко используется при моделировании динамики VCSEL лазеров [2, 9].

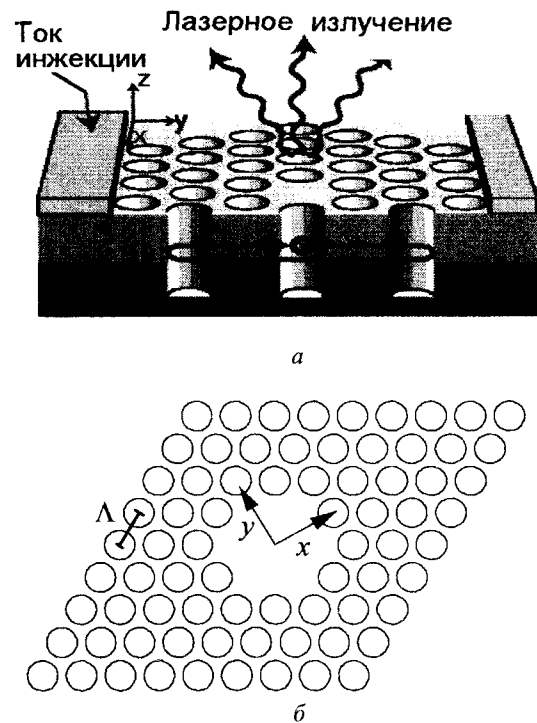


Рис. 1. Схема инжекционного PCSEL лазера [3] (а) и схематическое распределение показателя преломления в поперечной плоскости (x, y) (б). Внутренняя область окружностей соответствует воздушным отверстиям. Шаг структуры $\Lambda=0.55 \mu\text{м}$, радиус отверстий $a=0.215 \mu\text{м}$

В представленной работе использовалось разложение поля по плоским волнам. Для уменьшения времени расчетов использовался скалярный подход. Для количественного моделирования свойств фотонно-кристаллических структур требуется векторный подход. Решение векторной задачи также необходимо для активной среды, свойства которой зависят от поляризации световой волны. При малых размерах сердцевин и больших диаметрах воздушных отверстий скалярный подход является приближенным. Тем не менее, ис-



пользование скалярного подхода позволяет адекватно объяснить многие из особенностей, наблюдаемых в экспериментах с фотонно-кристаллическими волноводными структурами [11].

В представленной работе качественно рассмотрено влияние активной среды на динамику поля в фотонно-кристаллическом резонаторе. Исследовано влияние профиля накачки на селекцию поперечных мод и поперечное распределение интенсивности выходного пучка.

МОДЕЛЬ

В режиме генерации лазером одной продольной моды для моделирования может быть использовано приближение среднего поля [2]. В этом приближении рассчитываются статические моды фотонно-кристаллической структуры (см. рис. 1), а затем амплитуды мод полагаются зависящими от времени. Моды структуры рассчитываются из уравнения Гельмгольца:

$$\nabla_{\perp}^2 F + k^2 n^2(x, y)F = \beta^2 F(x, y), \tag{1}$$

где $k=2\pi/\lambda$ – волновое число, $n^2(x, y)$ – поперечное распределение показателя преломления, β – постоянная распространения моды, $F(x, y)$ – функция, определяющая поперечное распределение для заданной моды. Уравнение (2) решалось методом разложения поля $F(x, y)$ по плоским волнам [8, 10]. С математической точки зрения данный метод представляет собой разложение функций $F(x, y)$, $n^2(x, y)$ в двумерный ряд Фурье. Поперечное распределение показателя преломления, используемое при моделировании, показано на рис.1, б.

Набор функций $F_k(x, y)$, получаемый из решения уравнения Гельмгольца (1), является ортонормированным. Это позволяет представить поперечное распределение поля в заданный момент времени t_0 в виде разложения:

$$E(x, y, t_0) = \sum_k C_k(t_0)F_k(x, y), \tag{2}$$

где C_k – амплитуда моды в заданный момент времени t_0 . Обратное преобразование задается интегралом:

$$C_k(t_0) = \iint dx dy E(x, y, t_0)F_k(x, y). \tag{3}$$

Уравнение (1) решалось в косоугольной системе координат, связанной с решеткой воздушных отверстий (см. рис.1, б). Для расчета нелинейной динамики лазера использовался метод расщепления по физическим параметрам [12]. В основе этого метода лежит принцип, согласно которому изменение поля на малом шаге Δt может описываться в два последовательных этапа. На первом этапе учитывается только влияние волновода:

$$C_k(t + \Delta t) = C_k(t) \exp(ic(\beta_k - \beta_0)\Delta t), \tag{4}$$

где c – скорость света, β_0 – постоянная распространения основной моды. На втором этапе учитывается только нелинейность активного перехода. В каждой из заданных точек поперечной плоскости (x, y) решалась система уравнений:

$$\frac{\partial E(x, y, t)}{\partial t} = -\kappa E + \kappa \frac{G}{2}(1+i\alpha)D(x, y, t)E, \tag{5}$$

$$\frac{\partial D(x, y, t)}{\partial t} = -\gamma(D - D_0(x, y)) - \gamma D |E(x, y, t)|^2,$$

где κ – скорость затухания поля в резонаторе, определяемая потерями, G – ненасыщенный коэффициент усиления, α – отстройка частоты генерации от резонансной частоты перехода, D – инверсная заселенность рабочих переходов, γ – скорость релаксации инверсной заселенности рабочих переходов, $D_0(x, y)$ – поперечное распределение накачки. Для моделирования использовался гауссов профиль $D_0(x, y) = \exp(-x^2 w_x^{-2} - y^2 w_y^{-2})$, а также $\gamma=1$ пс⁻¹, $\kappa=300$ пс⁻¹, $\alpha = -3$. Полная мощность пучка рассчитывалась по формуле

$$W(t) = \iint dx dy |E(x, y, t)|^2. \tag{6}$$

ПОПЕРЕЧНАЯ ДИНАМИКА ПУЧКА

Чтобы убедиться, что полученное решение является устойчивым, на каждом шаге интегрирования мы добавляли к функции $E(x, y)$ случайное комплексное число с амплитудой $\sim 10^{-6}$. Такой подход позволяет моделировать влияние шума спонтанной эмиссии на формирование поперечной структуры поля. В расчетах использовались только направляемые моды с эффективным показателем пре-



ломления $1 \leq n_{\text{eff}} \leq n$, где $n=3,6$ – показатель преломления среды. Общее число направляемых мод, используемое в расчетах, равно 174.

Использование оптической накачки для фотонно-кристаллических лазеров [5] позволяет достаточно просто управлять профилем активной области, который задается в уравнениях (5) функцией $D_0(x,y)$. При аксиально-симметричном ($w_x=w_y < 1 \mu\text{m}$) и достаточно узком ($w_y < 1 \mu\text{m}$) профиле накачки генерируется фундаментальная LP_{01} мода независимо от начальных условий. При $w_x=w_y=1 \mu\text{m}$ порог генерации G составляет 1.3. Переход к стационарному режиму происходит после установления релаксационных колебаний (рис. 2, а). Поперечное распределение интенсивности соответствует симметричному пучку (рис. 2, б), локализованному в центре де-

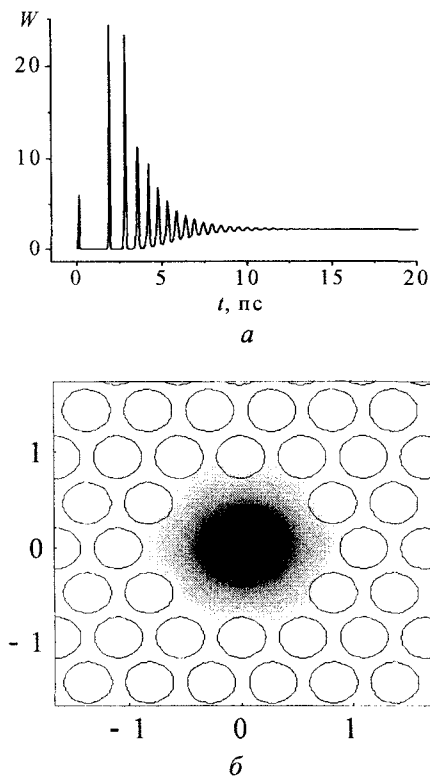


Рис. 2. Генерация основной моды: временная зависимость полной мощности пучка W (а), поперечное распределение интенсивности при $t=20$ пс (б). Окружности схематически показывают фотонно-кристаллическую структуру. Внутренняя область окружностей соответствует воздушным отверстиям. Усиление $G=1.4$, $w_x=w_y=1 \mu\text{m}$

фекта фотонно-кристаллической структуры. При увеличении усиления стационарный режим генерации сохраняется вплоть до $G=1.7$. Дальнейший рост усиления сопровождается возбуждением высших поперечных мод. В результате биения мод выходная мощность лазера становится нестационарной во времени (рис. 3, а). Поперечное распределение поля становится асимметричным (рис. 3, б).

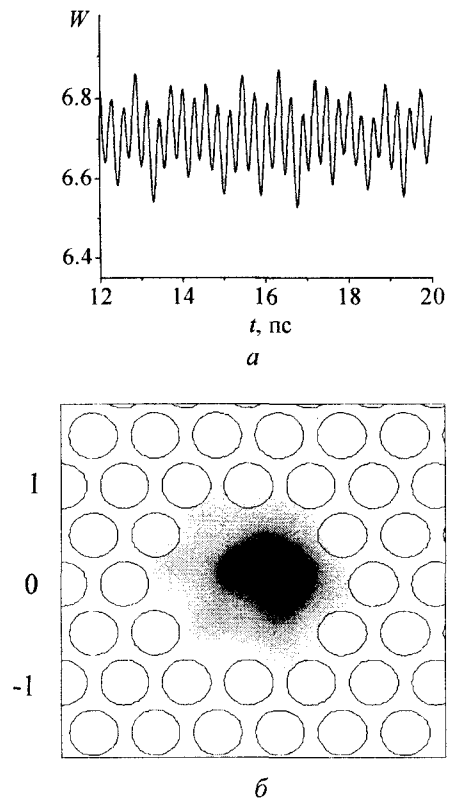


Рис. 3. Биения поперечных мод: мощность пучка W в зависимости от времени (а), поперечное распределение интенсивности при $t=20$ пс (б). Усиление $G=1.8$. Остальные параметры см. на рис. 2

Порог возбуждения высших поперечных мод может быть снижен, если для оптической накачки используется световой пучок, смещенный от центра фотонно-кристаллической структуры, либо астигматический гауссов пучок (рис. 4). Фотонно-кристаллическая структура, рассмотренная в статье, не является одномодовой, поэтому предпочтительное возбуждение одной или нескольких высших поперечных мод может быть осуществлено за счет выбора поперечного профиля накачки.



При смещении пучка, осуществляющего оптическую накачку, вдоль оси x преимущественно возбуждается LP_{11} мода (рис. 4, а). С увеличением расстояния, на которое смещен пучок накачки, поперечное распределение интенсивности становится более сложным (рис. 4, б). Накачка эллиптическим пучком приводит к генерации поперечного распределения поля, главным образом определяемого LP_{02} модой (рис. 4, в). Для всех трех режимов, показанных на рис. 4, выходная мощность пучка стационарна. Это происходит из-

за изменения фазовых задержек мод в нелинейной среде, что можно назвать синхронизацией поперечных мод. При увеличении усиления режим синхронизации нарушается. Генерация LP_{11} и LP_{21} мод наблюдалась в экспериментах, описанных в [3, 5]. Возбуждение высших поперечных мод может происходить вследствие микронеоднородностей фотонно-кристаллической структуры, либо, как показано выше, вследствие несогласованности поперечного распределения накачки со структурой PCSEL лазера.

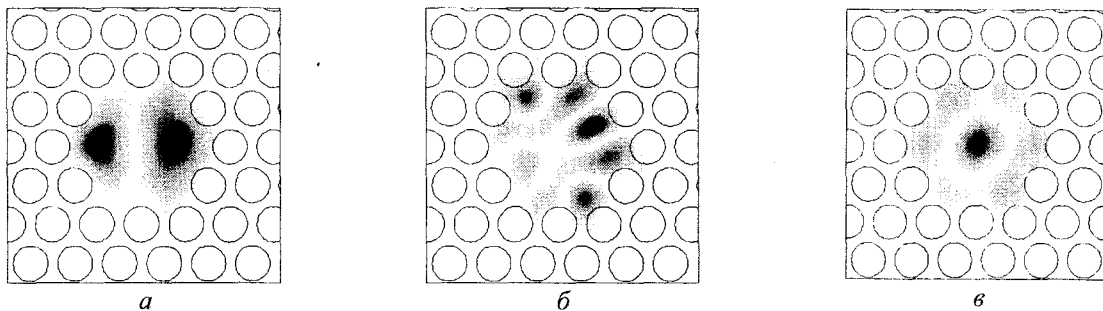


Рис. 4. Зависимость поперечного распределения интенсивности от профиля накачки $D_0(x,y)$: а – $D_0(x,y) = \exp(-(x-0.3)^2 w_x^{-2} - y^2 w_y^{-2})$; б – $D_0(x,y) = \exp(-(x-0.3)^2 w_x^{-2} - (y-0.3)^2 w_y^{-2})$; в – $D_0(x,y) = \exp(-x^2 0.25 w_x^{-2} - y^2 w_y^{-2})$. Остальные параметры см. на рис. 2

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для описания динамики фотонно-кристаллического лазера с широкой излучающей поверхностью использовано разложение лазерного пучка по волновым модам фотонно-кристаллической структуры. Возбуждение высших волноводных мод может приводить к переходу от одного типа поперечного распределения поля к другому. Такой процесс подобен спонтанному нарушению симметрии и конкуренции поперечных мод в широкоапертурных лазерах. Путем математического моделирования показано, что в фотонно-кристаллическом PCSEL лазере усиление может привести к формированию сложной поперечной структуры поля. Формирование поперечного распределения поля в PCSEL лазере зависит от поперечного распределения накачки и от начальных условий. Рассмотренный тип PCSEL лазера генерирует основную моду независимо от начальных условий только при условии, что площадь активной области является доста-

точно малой. Использование оптической накачки для формирования активной области заданной формы позволит управлять поперечной структурой выходного лазерного пучка.

Автор выражает благодарность профессору Л.А. Мельникову за полезные замечания и консультации.

Работа выполнена при финансовой поддержке US Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union REC-006 (BRHE Post-Doctoral Fellowship) и Министерства образования и науки России (программа «Развитие научного потенциала высшей школы», раздел 3.3).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Sale T.E. Vertical Cavity Surface Emitting Lasers. N. Y., 1995.
2. Martin-Regalado J., Balle S., San Miguel M. et al. Polarization and transverse-mode selection in quantum-well vertical-cavity surface-emitting lasers: index- and gain-guided devices // Quant. Semiclass. Opt. 1997. V. 9. P. 713–736



3. Srinivasana K., Painter O., Colombelli R. et al. Lasing mode pattern of a quantum cascade photonic crystal surface-emitting microcavity laser // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. P. 4164–4166.
4. Lee K.-H., Baek J.-H., Hwang I.-K. et al. Square-lattice photonic-crystal vertical-cavity surface-emitting lasers // *Opt. Express*. 2004. V.12. P. 4136–4143.
5. Baek J.-H., Song D.-S., Hwang I.-K. et al. Transverse mode control by etch-depth tuning in 1120-nm GaInAs/GaAs photonic crystal vertical-cavity surface-emitting lasers // *Opt. Express*. 2004. V.12. P. 859–867.
6. Lee P.-T., Cao J.R., Choi S.-J, et al. Room-Temperature Operation of VCSEL-Pumped Photonic Crystal Lasers // *IEEE Photonics Technology Lett.* 2002. V.14. P. 435–437.
7. Ivanov P.S., Unold H.J., Michalzik R. et al. Theoretical study of cold-cavity single-mode conditions in vertical-cavity surface-emitting lasers with incorporated two-dimensional photonic crystals // *JOSA B*. 2003. V. 20. P. 2442–2447.
8. Broeng J., Mogilevstev D., Barkou S.E. et al. Photonic Crystal Fibers: A New Class of Optical Waveguides // *Optical Fiber Technology*, 1999. V 5. P. 305–330.
9. Chaos, Solitons Fractals / Ed. L. Lugiato. 1994. V. 4 (special issue).
10. Johnson S.G., Joannopoulos J.D. Photonic crystals: The Road from Theory to Practice. Kluwer, 2001.
11. Kerbage C.E., Eggleton B.J., Westbrook P.S., Windeler R.S. Experimental and scalar beam propagation analysis of an air-silica microstructure fiber // *Opt. Express* 2000.V. 7. P. 113–122.
12. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М., 1996.

УДК 537.311.322 (09)+929Жузе

К 100-ЛЕТИЮ ПРОФЕССОРА ВЛАДИМИРА ПАНТЕЛЕЙМОНОВИЧА ЖУЗЕ

Д.А. Усанов

Саратовский государственный университет,
кафедра физики твердого тела
E-mail: Usanovda@info.sgu.ru

Приведены данные из биографии профессора В.П. Жузе, связанные с его работой в Саратовском государственном университете. Отмечается, что В.П. Жузе принадлежит ставшая классической работа по установлению влияния примесей на ход температурной зависимости электропроводности полупроводников. Обоснован вывод о связи деятельности В.П. Жузе с формированием научной школы по физике полупроводников в Саратовском университете.

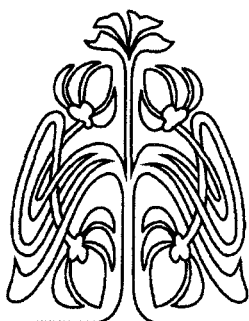
THE 100th ANNIVERSARY OF THE PROFESSOR V.P. JUZE BIRTHDAY

D.A. Usanov

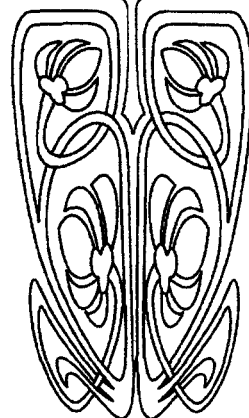
The data from the biography of the professor V.P. Juze associated with the work in the Saratov State University are presented. It is believed that classic work concerning influence of admixture on the temperature dependence form of semiconductor electroconductivity belongs to V.P. Juze. The conclusion about V.P. Juze activity connection with the formation of science school on semiconductor physics in the Saratov State University is substantiated.

С именем профессора В.П. Жузе связано появление в Саратовском государственном университете научного направления, называвшегося тогда физикой полупроводников и диэлектриков. В.П. Жузе был принят на работу в СГУ на должность доцента кафедры общей физики в 1935 г. после того, как он с рядом других ученых был административно выслан из Ленинграда в Саратов.

Имя В.П. Жузе навсегда вошло в историю физики полупроводников в связи с выполненными им в 1932 г. совместно с Б.В. Курчатовым (братом академика И.В. Курчатова) исследованиями по влиянию примесей на ход температурной зависимости электропроводности полупроводников. До проведенных ими исследований было распространено мнение о том, что электропроводность полупроводников обусловлена содержащимися в них примесями, и в чистом виде полупроводник должен стать изолятором. В.П. Жузе, ссылаясь на идею, высказанную А.Ф. Иоффе, утверждал, что вопрос о роли примесей в полупроводниках можно решить, если измерить ход температурной зависимости электропроводности полупроводника с различным содержанием примесей. На опытах с образцами закиси меди, в которых роль примеси играл кислород, В.П. Жузе и Б.В. Курчатов показали, что эти зависимости при высоких температурах сливаются в одну, соответствующую собственной проводимости полупроводника. Основываясь на этом, исследователи предложили определять проводимость, обусловленную примесями, вычитая из абсолютной величины электропроводности с примесями собственную электропроводность. Результат



ПРИЛОЖЕНИЯ





этих исследований Ж.И. Алферов в своей нобелевской лекции выделяет в числе первых, наиболее значимых систематических исследований по физике полупроводников.

В Саратовском университете В.П. Жузе было поручено принять участие в создании специальных практикумов по физике и привлечении студентов к научной работе по физике полупроводников, как отмечает в своих воспоминаниях аспирантка В.П. Жузе З.И. Орнатская. В 1936/37 учебном году В.П. Жузе подготовил и прочитал в университете курс лекций по физике полупроводников. В организованную им научную группу, кроме аспирантов и студентов, вошли ассистенты З.И. Кирьяшкина и И.К. Крх.

4 ноября 1937 г. В.П. Жузе был арестован и осужден (как было сказано в постановлении – за участие в антисоветской группе). По ходатайству родственников дело В.П. Жузе было пересмотрено и на основании постановления судебных органов от 28.01.39 г. он был освобожден. Решение о реабилитации В.П. Жузе было принято лишь в 1985 году.

После освобождения В.П. Жузе вернулся на работу в СГУ. В 1939 г. он подготовил и прочитал спецкурс для студентов 5-го курса, специализировавшихся по физике полупроводников. Работая в СГУ, в 1940 г. В.П. Жузе защитил кандидатскую диссертацию на актуальную тогда тему «О механизме действия твердых выпрямителей». В.П. Жузе совершенно справедливо называл себя физиком-экспериментатором – именно с этим была связана практическая направленность многих его работ.

В годы Великой Отечественной войны под руководством В.П. Жузе при участии С.Э. Фриша (работавшего в годы войны в СГУ вместе с коллективом Ленинградского государственного университета, эвакуированного в Саратов) и сотрудников СГУ П.В. Голубкова, З.И. Кирьяшкиной и В.В. Игонина совместно с работниками одного из заводов г. Саратова было выполнено исследование по определению оптимальных режи-

мов получения ацетилена и метана в дуговом разряде. В 1941 г. под руководством В.П. Жузе в СГУ была создана специальная научная лаборатория полупроводников. Весной 1944 г. В.П. Жузе по приглашению А.Ф. Иоффе переехал на работу в Казань, где трудился эвакуированный в этот город коллектив Ленинградского физико-технического института.

Отвечая на вопрос о Саратовском государственном университете, в одном из своих интервью В.П. Жузе говорит: «Это хороший университет, я был там с 1937 по 1944 год. Там было несколько кафедр: общей физики (во главе с профессором Голубковым), физической химии, астрономии, несколько математических кафедр и очень сильная по ВЧ-исследованиям». По его словам, он на протяжении многих лет поддерживал связь с кафедрой физики твердого тела СГУ и прежде всего с заведующей этой кафедрой З.И. Кирьяшкиной – его бывшей аспиранткой, а также с занимавшимся теоретическими исследованиями свойств полупроводниковых структур доцентом Л.И. Барановым. Работая в Институте полупроводников Академии наук СССР, В.П. Жузе принимал на практику студентов-дипломников СГУ. Он ходатайствовал перед А.Ф. Иоффе о создании в СГУ проблемной лаборатории физики полупроводников, открытой в 1957 году.

С именем В.П. Жузе связан целый ряд открытий в физике полупроводников: это и свойство химической инертности примесей металлов в полупроводниках со стехиометрическими вакансиями (диплом на открытие № 245), это и пионерские работы, посвященные исследованию фотопроводимости, экситонов, редкоземельных полупроводников. На обсуждение с В.П. Жузе полученных результатов часто ссылались авторы оригинальных публикаций по проблемным вопросам физики полупроводников. Биографы В.П. Жузе справедливо связывают его имя с формированием научной школы по физике полупроводников в Саратовском университете.