

К 35 – ЛЕТИЮ ФАКУЛЬТЕТА ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ ХАРЬКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

«Aquilas volare docemus»
«Суета сует, все – суета» (Екклесиаст)

В сентябре 1964 г. в Харьковском институте горного машиностроения, автоматики и вычислительной техники (ХИГМАВТ до 1966 г., затем Харьковский институт радиоэлектроники – ХИРЭ, а с 1993 г. Харьковский государственный университет радиоэлектроники) был организован факультет радиофизики и электроники. С этого времени идет отсчет возраста нынешнего факультета электронной техники ХТУРЭ.

Итак, в сентябре 1999 г. на пороге XXI века и третьего тысячелетия от рождения Христа исполняется 35 лет факультету.

35 лет, казалось бы, непривычный юбилейный срок, какими являются, например, 30, 40, 50, 75, 100 etc.

С другой стороны, согласно библейским канонам средний возраст земного существования человека определен в 70 лет и, следовательно, 35 – это половина гуманистического века.

Таким образом, это вполне оправданный повод подвести итоги работы факультета и наметить очередные задачи.

«Neminem cito laudaveris,
neminem cito accusaveris»
(Seneca)

Администрация и кадры

Первым деканом факультета был избран Булгаков Борис Михайлович.

В 1966 году в связи с разделением факультета радиофизики и электроники на два самостоятельных факультета – радиофизический и электроники, деканом последнего стал Хорошайло Евгений Степанович.

После перевода специальности «радиофизика» в 1968 г. в ХГУ и расформирования радиофизического факультета электроники деканом становится снова Булгаков Б.М.

Последующими деканами факультета были:

с 1969 г. – Коновалов Владимир Емельянович;

с 1975 г. – Бых Анатолий Иванович;

с 1980 г. – Быков Михаил Макарович;

с 1983 г. – Солоха Владимир Порфирьевич;

с 1995 г. и по настоящее время – Александров Юрий Николаевич.

В состав факультета входили такие кафедры, как: электронных приборов (заведующие кафедрой Горелик А.Л., Хорошайло Е.С., Шейн А.Г., Ванцан В.М., Гордиенко Ю.Е.), физики сверхвысоких частот (Терещенко А.И., Быков М.М.), физических основ электронной техники (Булгаков Б.М., Черняков Э.И.), радиофизики (Шестопапов В.П.), физики плазмы (Якименко И.П.), промышленной электроники (Трубецков Л.В., Петров В.А.), конструирования и технологии электронных приборов (Лисенко Л.Г., Шейн А.Г.), математической физики (Рвачев В.Л.), технической электроники (Огороднейчук И.Ф., Мустецов Н.П., Бых А.И.), теоретических основ электроники (Лузганов В.Н., Смеляков В.В., Бых А.И.), физики (Шингарев Л.И., Червов В.Г.), химии (Пивненко В.П.), математики (Глускин А.М.), механики (Грушеко Г.С.), охраны труда (Лазаренко Е.А.), физвоспитания (Танянский С.Ф.).

Количество кафедр на факультете многократно менялось, происходили слияния ряда кафедр, переименования. В настоящее время в состав факультета входят следующие кафедры: микроэлектроники, электронных приборов и устройств (объединившая в себе кафедры электронных приборов, конструирования и технологии электронных приборов, микроэлектроники – заведующий кафедрой проф. Гордиенко Ю.Е.), физических основ электронной техники (объединившая в себе кафедры физики СВЧ, химии, физических основ электронной техники – заведующий кафедрой проф. Быков М.М.), биомедицинских электронных устройств и систем (объединившая в себе кафедры теоретических основ электротехники и технической электроники – заведующий кафедрой проф. Бых А.И.), физвоспитания (заведующий кафедрой доц. Танянский С.Ф.).

Триумфальное проникновение электроники во все сферы жизнедеятельности человека требовало подготовки специалистов широкого профиля с глубоким теоретическим фундаментом, способных учиться, совершенствоваться и быстро адаптироваться к новым потребностям и новым задачам.

На факультете готовились инженеры по специальностям: электронные приборы, радиофизика, промышленная электроника, электронная медицинская аппаратура, физическая и биомедицинская электроника, биотехнические и медицинские аппараты и системы, лазерная и оптоэлектронная техника. Кроме того, кафедры факультета принимают участие в подготовке специалистов еще по многим специальностям, которых сегодня в ХТУРЭ 28, в их числе специальности факультета электронной техники – “электронные приборы и устройства”, “физическая и биомедицинская электроника” и “лазерная и оптоэлектронная техника”.

В подготовке специалистов принимали и принимают широкое участие крупнейшие специалисты ведущих научно-исследовательских институтов Харькова и промышленных предприятий Украины. В частности, одной из форм привлечения к подготовке специалистов работников промышленности и научных учреждений стали филиалы кафедр – в ИРЭ НАН Украины, НПК Институт монокристаллов, Научно-исследовательский комплекс “Ускоритель” и Институт физики твердого тела, материаловедения и технологии при Национальном научном центре “Харьковский физико-технический институт”, Научно-исследовательский технологический институт приборостроения, СКТБ “Кинескоп” (г. Львов), завод “Гравитон” (г. Черновцы), СКТБ ПО “Знамя” (г. Полтава).

Студенты факультета электронной техники слушали лекции академика АН СССР Глушкова В.М., члена-корреспондента АН СССР Вайнштейна Л.А., академиков АН УССР Шестопалова В.П., Литвиненко Л.Н., Веркина Б.Е., Семиноженко В.П., руководителей и ведущих специалистов крупнейших научно-исследовательских институтов и промышленных предприятий, связанных с электроникой, таких как ИРЭ НАН Украины, Харьковский физико-технический институт, Харьковский институт низких температур, институт монокристаллов, институт метрологии, институт радиоастрономии, институт криобиологии и криомедицины, “Хартрон”, ПО “Коммунар”, ПО “Протон”, ПО “Монолит”, ПО “Знамя”, завод “Гравитон”, завод чистых металлов и др.

В настоящее время профессорско-преподавательский состав факультета насчитывает 97 человек, из которых 20 докторов наук и профессоров и 60 кандидатов наук и доцентов.

“Docendo discimus”

Наука и обучение

За 35 лет существования факультета подготовлено свыше 5 тысяч специалистов с квалификациями “инженер-электрик”, “инженер-радиофизик”, “инженер электронной техники”, “инженер-электроник”.

Обучение студентов всегда было связано с научными исследованиями, проводившихся на кафедрах факультета. Большое разнообразие тематики и направлений исследований было представлено за эти годы. Здесь зарождались, а затем плодотворно развивались такие направления, как дифракционная электроника (Шестопалов В.П., Литвиненко Л.Н., Третьяков О.А.), электроника и электродинамика СВЧ (Терещенко А.И., Шеин А.Г.), квантовая электроника (Булгаков Б.М., Быков М.М., Пащенко Ж.Ф.), хематроника (Бых А.И., Розицкий Н.Н.), СВЧ-диагностика материалов и свет (Гордиенко Ю.Е.), компьютерное моделирование приборов М-типа (Шеин А.Г., Руженцев И.В., Чурюмов Г.И.), программно-аппаратное обеспечение медицинских систем (Семенец В.В., Куник Е.Г.) и многие другие.

Студенты широко привлекались к работе по хозяйственной и госбюджетной тематикам, многие из них становились соавторами научных отчетов, научных публикаций, изобретений, докладов на конференциях, победителями всесоюзных и республиканских конкурсов студенческих работ. Первый опыт научных исследований, полученный в студенческие годы, стал прекрасным стартом для ряда известных научных работников, докторов наук – выпускников факультета таких, как Бардачев Ю.Н., Загородний А.Г., Костенко В.Л., Красовский Г.Я., Шматко А.А., Вертий А.А., Рудь Л.А., Просвирин С.С., Харьковский С.Н., Борячок М.Д., Руженцев И.В., Стороженко В.А., Чурюмов Г.И., Штанько В.И.

Выполнение крупных хозяйственных работ позволяло совершенствовать учебную базу, оснащая лаборатории кафедр совершенным дорогостоящим оборудованием.

Кроме того, производственная и преддипломная практики, проводившиеся на филиалах кафедр и передовых предприятиях, давали возможность студентам познакомиться с уникальным оборудованием и новейшей технологией в электронном приборостроении. Развитие научных исследований сопровождалось организацией на факультете отраслевой научно-исследовательской лаборатории

“Электроника”, сотрудничеством с ведущими предприятиями электронной и радио промышленности СССР в Москве, Ленинграде, Киеве, Саратове, Новосибирске, Фрязино, Растове-на-Дону, Полтаве, Львове, Риге, Воронеже и других городах. Научные результаты нашли отражение в более 50 монографиях и учебных пособиях, во многих сотнях статей, изобретениях, методических разработках для учебного процесса.

Росла научная квалификация преподавателей и сотрудников факультета. Стали докторами наук Терещенко А.И., Шеин А.Г., Гордиенко Ю.Е., Огороднейчук И.Ф., Бых А.И., Семенец В.В., Руженцев И.В., Чурюмов Г.И. и др. Десятки преподавателей и сотрудников факультета защитили кандидатские диссертации.

На факультете развиваются международные научные и учебные связи. От индивидуальных стажировок преподавателей в университетах США, Японии, Германии началось долговременное сотрудничество с университетом Карлсруэ (Германия), университетом Монпелье (Франция), в рамках которого предусмотрен регулярный обмен аспирантами, студентами, стажерами-исследователями. В этом году группа студентов имела возможность познакомиться с ведущими учебными заведениями и научными институтами в Германии, послушать лекции известных ученых.

Международные контакты позволили организовать в Харькове отделения Американского института инженеров электроники и электротехники (IEEE) по секции “Лазеры и оптоэлектроника” (LEOS), международный научный семинар “Моделирование лазерных и волоконно-оптических систем”. Кафедры поддерживают связи с учеными многих стран – России, США, Англии, Германии, Франции, Голландии, Швейцарии и др.

Ряд преподавателей и сотрудников факультета имеют гранты Международного научного общества, Оксфордского университета, Немецкой Академической службы.

“Vivimus non ut volumus,
sed ut possumus”

Выпускники факультета

Многие выпускники занимают ключевые позиции на крупных предприятиях электронной промышленности: Семенов А.С. – генеральный директор ПО “Контакт” (г. Саратов); Белоусов А.А. – зам. Генерального директора ПО “Коммунар” (г. Харьков); Присенко В.А. – директор филиала ПО “Коммунар”; Белоус В.А. – зам. Директора Института физики твердого тела, материаловедения и технологий (г. Харьков); Савельев Ю.В. – начальник комплекса Нальчинского электровакуумного завода; Скрипка Г.И. – начальник отделения НПО “Хартрон”; Скрипников С.И. – начальник цеха сборки кинескопов НПО “Кинескоп” (г. Львов); Гороховский В.М. – начальник цеха ПО “Коммунар”; Фролов А.А. – начальник цеха ПО “Монолит” (г. Харьков).

Известными учеными и педагогами стали следующие выпускники: Бардачев Ю.Н. (Херсонский приборостроительный университет); Загородний А.Г. (Институт теоретической физики НАНУ, г. Киев); Костенко В.Л. (Запорожский индустриальный университет); Крисовский Г.Я. (НИИВО, г. Харьков); Шматько А.А. (ХГУ); Вертий А.А., Рудь Л.А., Просвирина С.С., Харьковский С.Н. (ИРЭ НАНУ, г. Харьков); Борячок М.Д., Руженцев И.В., Семенец В.В., Стороженко В.А., Чурюмов Г.И., Штанько В.И. (ХТУРЭ), Зубрицкий О.А. (Полтавское высшее военное училище связи).

Отличительной особенностью выпускников факультета электронной техники является широкая эрудиция и глубокая фундаментальная подготовка, что позволяет им уверенно решать многообразные задачи радиоэлектроники. Поэтому не случайно, что выпускники факультета работают преподавателями на всех факультетах и многих кафедрах ХТУРЭ – от математики и физики до философии (заведующие кафедрами физики и философии, доктора технических и философских наук соответственно Стороженко и Штанько В.И.), а также практически на всех технических кафедрах университета. Деканами других факультетов являются Стороженко В.А. (факультет электронных аппаратов), Захарченко В.Ф. (факультет компьютерных наук).

Немало выпускников факультета заняты предпринимательской деятельностью.

В особом ряду стоят имена следующих выпускников факультета: Демин О.А. – глава Харьковской областной государственной администрации; Кива А.Е. – бывший мэр и первый секретарь горкома партии г. Полтавы; Верестников В.А. – народный артист Российской Федерации, солист Государственного академического Большого театра.

“Urbi et orbi”



Поздравления

В связи с 35-летием факультета поздравляем всех и каждого из выпускников, в каких бы городах и странах они не находились. Мы гордимся вами, мы помним о вас, мы желаем вам здоровья, счастья, благополучия, новых успехов и творческих свершений в вашей деятельности.

Поздравляем всех преподавателей и сотрудников, участвующих в подготовке специалистов электронной техники в ХТУРЭ.

At last, but not at least поздравления всем студентам факультета и пожелания стать достойными продолжателями лучших традиций выпускников факультета – *per aspera ad astra*.

Юрий Николаевич Александров, профессор, декан факультета электронной техники.

**ФОТОМОДУЛЯЦИОННАЯ СВЧ ДИАГНОСТИКА
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР**

В современной безэлектродной неразрушающей СВЧ диагностике полупроводниковых материалов активное развитие получает тенденция применения модуляционной методики выделения сигналов измерительной информации, обеспечивающей повышение чувствительности и точности измерений, а также ослабляющей зависимость их результатов от всевозможных мешающих факторов [1-3]. Суть ее заключается в формировании выходного сигнала измерительного преобразователя (ИП) путем модуляции (чаще всего по гармоническому закону) одной из электрофизических характеристик контролируемого образца и выделения соответствующего изменения одного из параметров ИП.

Наиболее часто объектом модуляции является электропроводность полупроводника, а способом осуществления — освещение образца оптическим излучением из области фоточувствительности материала (фотомодуляция) [1,3,4]. Отсюда и название соответствующих методов и методик — фотомодуляционные. В этом случае исследованию подвергается фотопроводимость образца, а задача разработчика соответствующего метода состоит в том, чтобы обеспечить получение как можно более полной информации о различных свойствах контролируемой полупроводниковой структуры и независимость этой информации от особенностей получения (так называемых мешающих факторов). К числу характеристик многослойной полупроводниковой структуры, подлежащих определению в первую очередь, принято относить толщину (h) и электропроводность (σ) каждого из ее слоев; диэлектрическую проницаемость материала (ϵ); фотопроводимость ($\Delta\sigma$), время жизни (τ), подвижность (μ) и скорость поверхностной рекомбинации (S) носителей заряда, их распределение по толщине, иногда некоторые другие параметры. В то же время мешающими факторами (МФ) в СВЧ диагностике, осложняющими получение соответствующей информации или искажающими ее, могут быть влияние на результат измерений мощности питающего генератора, нелинейности характеристики СВЧ детектора, интенсивности освещающего образец излучения, способ размещения контролируемого образца в ИП, случайные факторы (перекосы образца, качество его поверхности, зазоры между образцом и ИП и т.п.).

Принципиальным аппаратным решением, позволяющим устранить влияние МФ, может быть выбор такого сигнала с выхода ИП, который является инвариантным к ним, или использование в качестве сигнала измерительной информации отношения (разности) сигналов, полученных при различных условиях, когда влияние МФ одинаково в обоих случаях.

Как известно [3, 5], наилучшие метрологические показатели при измерении параметров полупроводников на СВЧ обеспечиваются с помощью резонаторных ИП. Если исследуемым параметром является фотопроводимость полупроводника, то при гармоническом законе освещения на выходе ИП возникает гармонический сигнал прошедшей через ИП или отраженной от него мощности, обусловленный изменением добротности резонатора и его расстройкой образцом. При этом отметим, что гармонический характер выходного сигнала обеспечивает также высокие чувствительность и точность измерений за счет возможности селективного усиления и синхронного детектирования на частоте модуляции.

Фотомодуляционный метод может быть реализован с помощью различных типов резонаторных ИП. Покажем его возможности на примере наиболее простого и практически удобного ИП на основе цилиндрического резонатора с H_{012} — видом колебаний, состоящего из двух соосных частей. В этом случае плоский полупроводниковый образец (пластина, пленка на подложке, неоднородно легированная по толщине структура и т. п.) размещается, как схематически показано на рис. 1, внутри резонатора между его соосными частями.

Для описания сигналов, возникающих на выходе такого резонатора, образец представляют состоящим из бесконечно большого числа тонких однородных слоев, и из анализа взаимосвязи граничных условий на границах слоев получают так называемое характеристическое уравнение этого ИП [6]

$$th(\gamma_1 z_1) = -\frac{\gamma_1}{\gamma_2} \cdot \frac{th(\gamma_2 h_2) + \frac{\gamma_2}{\gamma_3} \cdot \frac{th(\gamma_3 h_3) + \frac{\gamma_3}{\gamma_4} \cdot \frac{th(\gamma_4 h_4) + \dots}{1 + \dots}}{1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_3} th(\gamma_2 h_2) \cdot \frac{th(\gamma_3 h_3) + \frac{\gamma_3}{\gamma_4} \cdot \frac{th(\gamma_4 h_4) + \dots}{1 + \dots}}{1 + \frac{\gamma_3}{\gamma_4} \cdot th(\gamma_3 h_3) \cdot \frac{th(\gamma_4 h_4) + \dots}{1 + \dots}}}, \quad (1)$$

где $\gamma_n = \alpha_n + j\beta_n$ — комплексная постоянная распространения, а смысл остальных переменных понятен из рис 1.

Численное решение этого уравнения обычно осуществляют относительно комплексной резонансной частоты $\omega = \omega' + j\omega''$. Параметры слоистого образца считают заданными, и рассчитывают ω' , ω'' , H и z_1 . При этом ω' и $\omega'/2\omega''$ — соответственно резонансная частота (ω_0) и добротность (Q) резонатора. Таким образом, например, при фиксированной частоте СВЧ генератора рассчитываются зависимости добротности и резонансной длины ИП, а также их изменения при освещении образца (ΔQ — сигнала фотопроводимости и $\Delta\omega_0$ — сигнала фоторасстройки) в зависимости от величины H или $\beta_1 H$, то есть местоположения образца внутри резонатора, которое легко регулируется при помощи подвижных торцов (фактически настроечных поршней) [7]. Очевидно, что расстояние H , определяющее положение образца в поле резонатора, характеризует условия их взаимодействия или, как принято говорить, уровень включения образца в поле ИП [6]. На рис. 1 приведены рассчитанные с помощью выражения (1) примеры зависимости величины изменения сигнала фотопроводимости на выходе цилиндрического H_{012} -резонатора при освещении размещенной в нем кремниевой пластины (однослойной структуры) для различных значений уровня включения и электропроводности пластины [7]. Толщина пластины ($h_{\text{пласт}} = 250$ мкм), (1 - $\sigma = 0.1$ (Ом·см) $^{-1}$; 2 - $\sigma = 0.2$ (Ом·см) $^{-1}$; 3 - $\sigma = 0.4$ (Ом·см) $^{-1}$). Диаметр резонатора 5 мм. Частота СВЧ колебаний 37,5 ГГц.

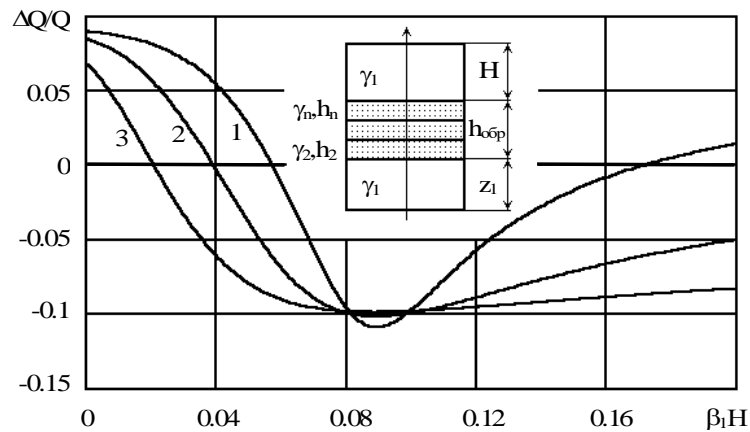


Рис. 1

Анализ приведенных зависимостей позволяет высказать некоторые соображения.

Так, сигнал фотопроводимости нелинейным образом зависит от уровня включения и при некотором значении $\beta_1 H$ изменяет знак. Величина $\beta_1 H = \beta_1 H_{\pm}$, при которой происходит смена знака, строго определяется величиной электропроводности пластины и не зависит от таких МФ, как мощность СВЧ генератора, параметры СВЧ детектора и интенсивность освещающего образец излучения, и поэтому может быть использована в качестве удобного сигнала измерительной информации. Процедура измерения в этом случае должна быть следующей. Исследуемая пластина располагается внутри резонатора. Верхний настроечный поршень непосредственно касается ее поверхности ($H = 0$), с помощью нижнего поршня (выбором Z_1) резонатор настраивается в резонанс. Затем производится увеличение H при непрерывной подстройке резонатора в резонанс (изменением частоты генератора или подстройкой верхним поршнем) до тех пор, пока сигнал фотопроводимости не обратится в нуль, изменяя свой

знак при дальнейшем увеличении H . Зафиксированное значение H_{+} или $\beta_1 H_{+}$ однозначно определяет величину σ пластины. В случае практического применения могут быть рассчитаны соответствующие градуировочные кривые для различных полупроводниковых материалов.

Однако для того, чтобы обеспечить высокую точность определения σ таким способом, необходима очень высокая точность измерения $\beta_1 H_{+}$. Расчеты показывают, что для того, чтобы определять σ с погрешностью не хуже $\pm 3\%$, необходимо измерять H с точностью нескольких мкм. Поэтому иногда представляется целесообразным выбрать сигнал измерительной информации иным способом. Так вид зависимостей на рис. 1 показывает, что существует уровень включения образца в поле резонатора (в рассматриваемом случае $\beta_1 H = \beta_1 H_{\text{const}} \approx 0.09$), при котором значение величины сигнала фотопроводимости $\Delta Q/Q$ весьма слабо зависит от величины электропроводности пластины. И есть уровень включения ($\beta_1 H = \beta_1 H_{\sigma} \approx 0.04$), для которого эта зависимость максимальна. При этом для обоих значений $\beta_1 H = \beta_1 H_{\text{const}}$, и $\beta_1 H = \beta_1 H_{\sigma}$ абсолютное значение $\Delta Q/Q$, конечно, определяется и мощностью СВЧ генератора, и уровнем освещенности образца. Используя в качестве сигнала измерительной информации отношение сигналов фотопроводимости с выхода ИП при двух указанных уровнях включения

чтения $\frac{(\Delta Q/Q)_{\sigma}}{(\Delta Q/Q)_{\text{max}}}$, можно устранить влияние МФ.

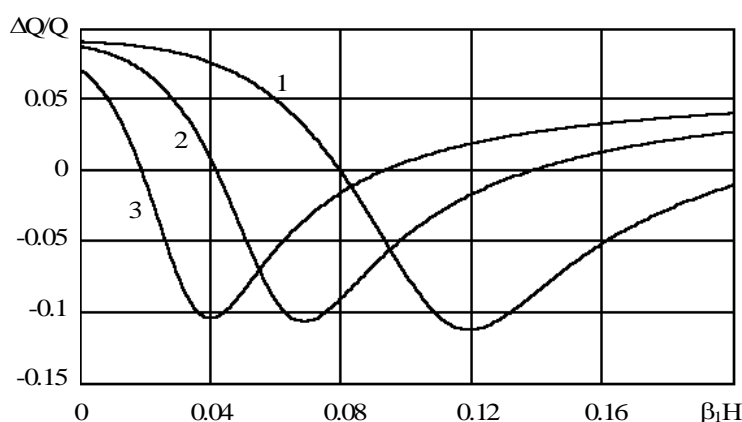


Рис. 2

Качественно похожий характер имеют аналогичные зависимости для кремниевой пластины при различной ее толщине (рис. 2). Электропроводность пластины $\sigma = 0.1 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$, (1 - $h_{\text{пласт}} = 200 \text{ мкм}$; 2 - $h_{\text{пласт}} = 300 \text{ мкм}$; 3 - $h_{\text{пласт}} = 400 \text{ мкм}$). Диаметр резонатора 5 мм. Частота СВЧ колебаний 37,5 ГГц.

Если для одной пластины произвести измерение обоих сигналов $\beta_1 H_{+}$ и $\frac{(\Delta Q/Q)_{\sigma}}{(\Delta Q/Q)_{\text{max}}}$, то можно

осуществлять двухпараметровый контроль (толщины и электропроводности) кремниевых и любых полупроводниковых пластин.

Приведенные рассуждения справедливы также для случая двухслойных структур (когда известны сведения о подложке, можно определять толщину и электропроводность пленки на ней), и для неоднородно легированных диффузионных структур [8] (при известном законе диффузии с помощью двухпараметрового контроля можно установить характеристические параметры этого закона).

Подобные рассуждения оказываются справедливыми не только для рассмотренного цилиндрического резонатора с H_{012} -видом колебаний, но для других резонаторных и волноводных ИП. На рисунке 3, а приведено схематическое изображение ИП емкостного типа на основе коаксиального резонатора с укорачивающей емкостью. Такие ИП позволяют обеспечить гораздо более высокую по сравнению с H_{012} -ИП локальность измерений. На этом же рисунке приведены рассчитанные при помощи характеристического уравнения для такого резонатора, аналогичного выражению (1), зависимости относительного сигнала фотопроводимости кремниевой пластины для различных значений ее толщины, электропроводности и уровня включения. Уровень включения в этом случае характеризуется величиной воздушного зазора h_1 . Анализ приведенных зависимостей показывает, что сигнал фотопроводимости на выходе такого ИП инвариантен к толщине пластины, но существенно зависит от электропроводности и уровня включения. Выбрав его в качестве сигнала измерительной информации, можно избавиться от необходимости в сведениях о толщине образца, при измерении σ . А для того, чтобы из-

бежать влияния на результат измерений таких МФ, как освещенность образца, мощность СВЧ генератора и т. п., представляется целесообразным взять отношение сигналов фотопроводимости при двух заранее оговоренных уровнях включения. Пример соответствующей зависимости представлен на рис. 3,б. Толщина пластины (————— $h_{\text{пласт}} = 50$ мкм, — — — $h_{\text{пласт}} = 100$ мкм). Уровень включения (1 - $h_1 = 10$ мкм; 2 - $h_1 = 50$ мкм; 3 - $h_1 = 100$ мкм). Частота СВЧ колебаний – 1620 МГц. $R = 3.85$ мм.

Измерение σ пластин любой (неизвестной) толщины таким способом следует производить так. Пластина размещается на предметном столике, позволяющем регулировать высоту воздушного зазора (h_1) между ней и измерительным отверстием. Этот зазор с помощью микрометрического механизма выставляется равным определенному значению (в рассматриваемом случае: $h_1 = 10$ мкм), измеряется сигнал фотопроводимости. Зазор изменяется (в данном случае увеличивается: $h_1 = 100$ мкм), резонатор подстраивается в резонанс подстройкой СВЧ генератора. Измеряется новое значение сигнала фотопроводимости и рассчитывается отношение двух сигналов, по которому и определяется величина электропроводности пластины.

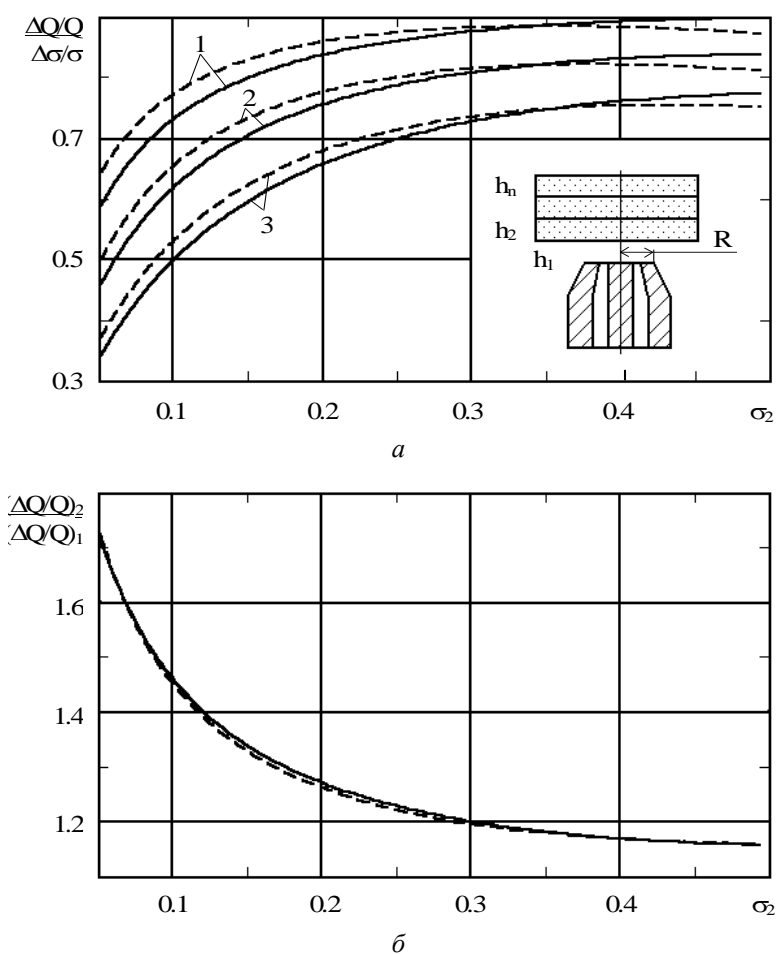


Рис. 3

Важным аспектом применения фотомодуляционного метода является применение и развитие диагностики неравновесных носителей заряда в полупроводниковых материалах. Исследование рекомбинации неравновесных носителей заряда очень важно при изучении фундаментальных свойств полупроводниковых материалов и прогнозировании параметров разрабатываемых приборов. В частности, весьма принципиальным представляется измерение времени жизни, скорости поверхностной рекомбинации и подвижности носителей заряда.

Методы исследования рекомбинационных процессов в полупроводниках принято подразделять на кинетические и стационарные. В случае применения более информативных кинетических методов изучается релаксационный процесс перехода полупроводника из равновесного состояния в неравновесное или обратный переход при инжекции в полупроводник избыточных носителей заряда, при этом чаще всего используется фотоинжекция. Характеристики процесса (эффективное — $\tau_{\text{эфф.}}$ и объемное — $\tau_{\text{об.}}$ время жизни, скорость поверхностной рекомбинации) находятся при помощи сравнения результатов теории и

эксперимента. Фотоинжекция как способ инжекции избыточных носителей универсальна, поскольку может применяться для полупроводников разных типов и любой величины проводимости. Производят ее по импульсному или гармоническому закону. Причем гораздо чаще применяется прямоугольная модуляция, а численные характеристики рекомбинации ($\tau_{\text{эфф.}}$, $\tau_{\text{об.}}$, S) определяют по спаду неравновесной проводимости. Однако, при измерении сигнала фотопроводимости на выходе ИП возникают некоторые проблемы. В первую очередь — это зависимость формы релаксационных кривых и соответственно результатов измерения τ и S от уровня возбуждения. Затем — необходимость обеспечения адекватности результатов, полученных на СВЧ, результатам измерений на постоянном токе. Кроме того, в ряде случаев форма регистрируемой кинетики может быть существенно искажена вследствие особенностей применяемых волноводных или резонаторных [9-11] СВЧ измерительных преобразователей. Иногда к таким проблемам относят сложности регистрации и широкополосного усиления соответствующих информационных сигналов. Наконец, серьезная проблема — раздельное измерение скорости поверхностной рекомбинации и объемного времени жизни неравновесных носителей заряда особенно для пластин, толщина которых соизмерима с диффузионной длиной.

Поэтому гармонический закон фотоинжекции (фактически, фотомодуляции), в случае применения которого τ и S определяются по результатам фазового сдвига сигнала на выходе ИП относительно исходного модулирующего

$$\text{tg}\varphi = \omega\tau_{\text{эфф.}},$$

представляется более перспективным.

В работе [12] предложен путь раздельного измерения этих параметров микроволновым фазовым методом. Показано, что обоснованный выбор резонаторного измерительного преобразователя (РИП) позволяет избежать искажений, связанных с условиями взаимодействия контролируемого образца с полем РИП. Применение гармонического способа фотовозбуждения обеспечивает независимость результатов от его уровня. А освещение образца светом с разной длиной волны и при разных частотах модуляции дает возможность раздельно измерять эффективное, объемное время жизни и скорость поверхностной рекомбинации.

Определение подвижности носителей заряда можно производить при исследовании инерционных процессов, связанных с поведением носителей в СВЧ электромагнитном поле измерительного преобразователя.

Как известно, на СВЧ для действительной и мнимой частей комплексной проводимости собственного полупроводника справедливы соотношения:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\langle\tau\rangle} \left\langle \frac{\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \right\rangle; \quad (2)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \sigma_0 \langle\tau\rangle \left\{ \left\langle \frac{\tau^2}{1 + (\omega\tau)^2} \right\rangle \frac{1}{\langle\tau\rangle^2} \right\}, \quad (3)$$

которые при $\omega\tau \ll 1$ и условии, что τ слабо различается для определенного диапазона концентрации носителей, переходят в: $\sigma \cong \sigma_0$ и $\varepsilon \cong \varepsilon_0 - \sigma_0 \langle\tau\rangle$, где индекс “0” относится к параметрам, измеренным на постоянном токе, а $\langle\tau\rangle$ — время релаксации носителей заряда. Из анализа последних соотношений видно, что добавка диэлектрической проницаемости на СВЧ, связанная со свободными носителями, несложно зависит от σ_0 и $\langle\tau\rangle$. Освещение полупроводника, обладающего фотопроводимостью, будет вызывать фотодиэлектрический эффект ($\Delta\omega/\omega_0$), измерение величины которого может быть использовано для определения времени релаксации [13]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \langle\tau\rangle \frac{\omega}{Q} \frac{\Delta Q}{Q}, \quad (4)$$

а при известном значении эффективной массы (m^*) и подвижности полупроводников. В частности, для однодолинных полупроводников:

$$\mu = \frac{q\langle\tau\rangle}{m^*}. \quad (5)$$

В последнее время получило развитие направление, связанное с применением фотомодуляционного метода для исследования особенностей поликристаллических и аморфных полупроводников. Известно, что для этих материалов сигнал фотопроводимости на СВЧ практически полностью определяется фотопроводимостью структурно упорядоченных областей. При измерении фотопроводимости, удельной электропроводности, времени жизни носителей заряда таких полупроводников на постоянном токе и СВЧ удается осуществлять их комплексное исследование, включая и кинетику частичной кристаллизации [14].

В заключение приведем функциональную схему установки для фотомодуляционной диагностики полупроводников при помощи техники СВЧ.

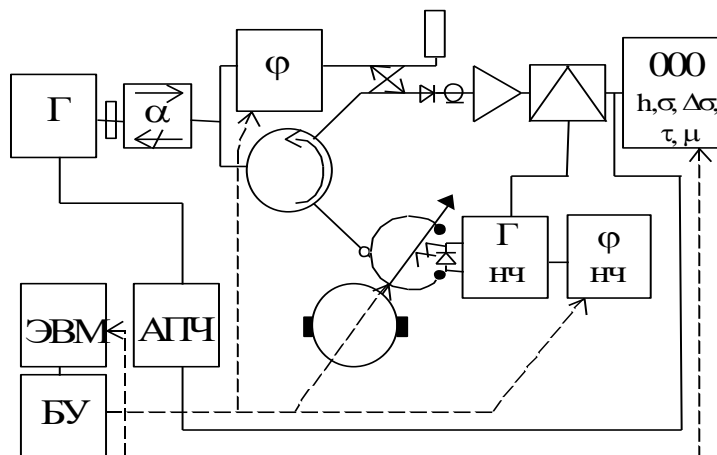


Рис. 4

В этой установке в качестве ИП может быть использован один из описанных выше резонаторов, включенный по отражательной схеме. Сигнал на него поступает от СВЧ генератора через развязывающий ферритовый вентиль, волноводный тройник и циркулятор. Между резонатором и циркулятором может быть размещен не показанный на рисунке блок автоматического управления коэффициентом связи резонатора, управляемый ЭВМ. Расположенный в ИП образец освещается гармонически модулированным излучением светодиода, подключенного к генератору низкочастотных колебаний. Отраженный СВЧ сигнал от резонатора детектируется СВЧ детектором. Продетектированный низкочастотный гармонический сигнал усиливается селективным усилителем, настроенным на его частоту и детектируется на этой частоте синхронным детектором. Фазовращатели сигналов СВЧ и НЧ предназначены для реализации методик измерения подвижности и времени жизни носителей заряда. Система АПЧ поддерживает частоту СВЧ генератора, равной резонансной частоте ИП при различных настройках.

Процесс измерения производится при помощи блока управления (БУ), связанного с ЭВМ в соответствии с заложенными программами.

Так, при измерении толщины и электропроводности полупроводниковых пластин в соответствии с программой, заложенной в ЭВМ, от блока управления поступает сигнал на исполнительный двигатель, осуществляющий перемещение настроечного поршня H_{012} резонатора до тех пор, пока по показаниям синхронного детектора сигнал фотопроводимости не обратится в нуль с тенденцией к дальнейшему изменению знака. Регистрируется соответствующее значение $\beta_1 H_{+-}$, и по нему автоматически определяется электропроводность пластины, значение которой высвечивается в виде показаний цифрового индикатора. Для определения толщины производится измерение отношения сигналов фотопроводимости, соответствующих значениям $\beta_1 H_{const}$ и $\beta_1 H_{\sigma}$, которые по установленному значению σ автоматически выставляются с помощью блока управления.

Аналогичным образом может быть произведено измерение электропроводности пластины при помощи резонатора с укорачивающей емкостью. В этом случае величина $\beta_1 H$ задается исполнительным двигателем, перемещающим предметный столик с образцом.

Для определения времени жизни носителей фазовым методом регистрируется отношение сигналов фотопроводимости, измеренных синхронным детектором при фазовых сдвигах его опорного сигнала, равных 0 и 90° относительно сигнала фотовозбуждения [10]. Величина $\beta_1 H$ при этом автоматически выбирается оптимальной для измерения сигнала фотопроводимости. Значения фазы опорного

сигнала также устанавливаются автоматически при помощи блока управления. Показания значения τ индицируются цифровым индикатором.

Подобным же образом измеряется подвижность носителей заряда с той разницей, что синхронное детектирование производится на СВЧ [13], для чего используется автоматически управляемый микроволновый фазовращатель.

К сожалению, ограниченность объема данной публикации позволила наглядно продемонстрировать далеко не все возможности фотомодуляционного метода. Однако, измерения на образцах кремниевых и арсенидогаллиевых пластин, а также двухслойных структур на их основе, проведенные с помощью описанной установки, подтвердили высокие метрологические возможности, универсальность фотомодуляционной диагностики, слабую зависимость результатов измерений от мешающих факторов и обосновали значительную перспективность ее применения в технологии микроэлектроники.

Список литературы: 1. Воробейчиков Э.С., Наливайко Б.А. Фотомодуляционный бесконтактный метод измерения удельного сопротивления высокоомных пленок // Электрон. техника. 1971. Сер.12. Вып. 1(7). С. 39-42. 2. Гордиенко Ю.Е., Гуд Ю.И., Дудкин Ю.А., Бородин Б.Г. Модуляционный метод СВЧ неразрушающего контроля материалов полупроводниковой электроники // Сборник докладов VIII Всесоюзной науч.-техн. конференции по неразрушающим физическим методам и средствам контроля. 1977. Часть 3. С. 462-466. 3. Гордиенко Ю.Е., Бородин Б.Г., Криворучко В.И. О синтезе СВЧ резонаторных измерительных преобразователей для фотомодуляционной диагностики полупроводниковых структур // Радиотехника, Вып. 98. 1993. С. 72-79. 4. Гордиенко Ю.Е., Бородин Б.Г., Гуд Ю.И., Старков В.Е. Фотомодуляционный метод контроля параметров полупроводниковых материалов // Технология. Сер. Технология приборостроения. 1983. Вып.3. С. 82-94. 5. Резонаторный метод измерения удельного сопротивления и толщины эпитаксиальных пленок / Данилин Г.Н., Детинко М.В., Медведев Ю.В., Свирякина А.Д. // Электронная техника, Сер. Электроника СВЧ. 1982, Вып. 6. С.16-19. 6. Гордиенко Ю.Е. Определение характеристик резонаторов со слоистым заполнением // Радиотехника. 1982. Вып. 60. С. 17-23. 7. Гордиенко Ю.Е., Бородин Б.Г., Криворучко В.И. Возмущение H_{01n} мод цилиндрического резонатора аксиально-расположенным фотопроводящим полупроводниковым диском // Радиотехника. 1991. Вып. 97. С. 82-91. 8. Гордиенко Ю.Е., Бородин Б.Г., Свищерская Л.И. Исследование взаимодействия СВЧ резонаторов с неоднородно-легированными по толщине полупроводниковыми слоями // Радиотехника. 1987. Вып. 83. С. 31-37. 9. Измерение скорости поверхностной рекомбинации и времени жизни носителей заряда в полупроводниках бесконтактным СВЧ резонаторным методом / Ахманаев В.Б., Лисюк Ю.В., Медведев Ю.В., Петров А.С. // Изв. вузов, Сер. Физика. 1983. Т. 26. № 6. С. 79-84. 10. Установка для безэлектродного измерения времени жизни носителей заряда в полупроводниках / Гордиенко Ю.Е., Дудкин Ю.А., Бородин Б.Г., Федотов Д.А. // Приборы и техника эксперимента. 1983. № 2. С. 204-207. 11. Surface and Volume Processes in Semiconductors Studied by Contactless Transient Photoconductivity Measurements / M. Kunst, G. Muller, R. Schmidt, H. Wetzel // J. Appl. Phys. A. 1988. Vol. 46. P. 77-85. 12. Гордиенко Ю.Е., Бородин Б.Г., Смуглий В.И. СВЧ-фотомодуляционный метод исследования рекомбинационных процессов в полупроводниках. // Радиотехника, Вып. 102. 1997. С. 73-84. 13. Гордиенко Ю.Е., Бородин Б.Г. Бесконтактное измерение подвижности носителей заряда в полупроводниках // Приборы и техника эксперимента. 1984. №1. С. 189-191. 14. Гордиенко Ю.Е., Фар Р.С. Радиофизические аспекты исследования структурно упорядоченных областей в аморфных полупроводниках // Радиотехника. Вып. 105. 1998. С. 24-32.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 03.06.99

МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ МОДУЛЯЦИОННЫЙ СВЧ-ДАТЧИК С ЕМКОСТНОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ АПЕРТУРОЙ

СВЧ-датчики апертурного типа позволяют проводить неразрушающий контроль качества образцов, материалов и готовых изделий. Однако информация получаемая с их помощью, несет лишь косвенные сведения об объекте, кроме того, она весьма ограничена по объему. Фактически измеряется изменение одной или нескольких выходных электрических характеристик датчика при внесении образца в его рабочую область. Если косвенный характер получаемой информации обусловлен физическим принципом измерений, то ее объем можно существенно увеличить, используя модуляцию параметров образца или самого датчика. Возможности, предоставляемые модуляцией в датчиках апертурного типа, оценим на примере датчика для определения характеристик плоскостойких образцов.

Рассмотрим датчик, представляющий открытый конец коаксиала в бесконечном плоском экране (рис.1). Центральный провод коаксиала может заканчиваться ниже плоскости экрана.

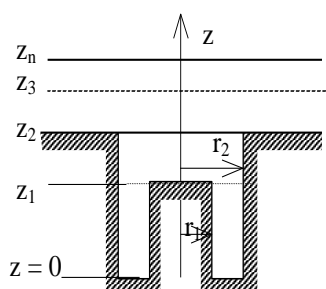


Рис. 1

Без потери общности можно считать, что размеры образца вдоль оси z достаточно велики, и можно пренебречь отражением от его задней стенки. Плоскость образца расположена параллельно плоскости экрана. Между датчиком и образцом имеется воздушный зазор. Для исключения неопределенности размеры датчика выбираются значительно меньше длины волны. Выходной импеданс такого датчика носит емкостной характер. При подключении его к коаксиальному резонатору образуется колебательная система, обладающая высокой чувствительностью к изменениям параметров исследуемых образцов. Выделение информации об изменении комплексной емкости датчика можно

осуществить включением резонатора в цепь автогенератора. Если автогенератор снабдить устройствами автоматического регулирования и преобразования, выполнение которых на современной элементной базе не представляет сложностей, то можно выделить сигналы, пропорциональные действительной и мнимой части емкости вносимой исследуемым образцом.

Решение электродинамической задачи в приближении заданного поля для такого датчика представлено в [1]. Поле считается заданным в плоскости $z=0$ (рис.1). Задание источников поля в подводящем коаксиале на некотором расстоянии от поверхности датчика позволяет существенно увеличить точность расчетов. В запердельном коаксиале высшие типы волн затухают и априорное задание источников поля, совпадающее с распределением напряженности в ТЕМ-волне, достаточно хорошо соответствует реальному.

Модулировать параметры СВЧ-датчика или образца можно различными способами. В данной работе оценим возможности, предоставляемые механической модуляцией, осуществляемой с помощью акустических преобразователей. Подобный вид модуляции эквивалентен простому перемещению или изменению размеров. Однако модуляция параметров во времени дает существенные преимущества, так как обработка периодического сигнала позволяет увеличить помехозащищенность, а значит существенно снизить влияние случайных погрешностей.

Любой из геометрических размеров датчика можно модулировать возбуждением акустических волн соответствующих мод в теле датчика. Технически наиболее просто осуществляется модуляция воздушного зазора (z_2, z_3). Внешняя граница образца – z_3 находится в зоне существенно неоднородного поля. При ее перемещении по синусоидальному закону в результирующем сигнале, пропорциональном комплексному значению вносимой емкости, появятся высшие гармоники. Рассмотрим двухслойный образец с толщиной покрытия Δz_n , равной $z_4 - z_3$. Если оно будет находиться в области неоднородного поля, то соотношение между гармониками будет определяться толщиной и электрическими характеристиками покрытия.

Такой подход позволяет дополнительно к данным о действительной и мнимой частях вносимой емкости, которые имеются в обычных измерителях, получить дополнительные параметры. Они несут новую информацию, которая недоступна при использовании обычной линейной модуляции [2]. Использование их определяется конкретным назначением датчика. Для примера рассмотрим влияние

толщины диэлектрического покрытия, имеющего $\varepsilon' = 12$ и $\text{tg} \delta_2 = 0.1$ на диэлектрическом образце с такой же диэлектрической проницаемостью, но с меньшими потерями – $\text{tg} \delta_3 = 0.01$. Такой выбор параметров образца позволил оценить правильность математических выкладок и эффективность численного алгоритма. Размеры датчика выбраны следующие: внутренний диаметр коаксиала $r_1 = 0,45$ мм, наружный – $r_2 = 0,75$ мм, срез центрального провода углублен на 0,05 мм, рабочая частота $f_0 = 1600$ МГц. Поверхность, на которой поле считалось заданным, выбрано на расстоянии 1,5 мм от поверхности экрана. Толщина покрытия изменялась от нуля до 50 мм. Расчеты проводились для трех значений зазора: 0,01 мм, 0,02 мм и 0,03 мм, далее по полученным значениям определялись амплитуды первой и второй гармоник девиации действительной и мнимой части емкости в зависимости от толщины Δz_n .

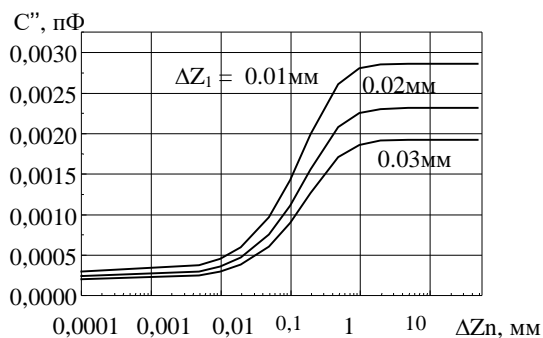


Рис. 2

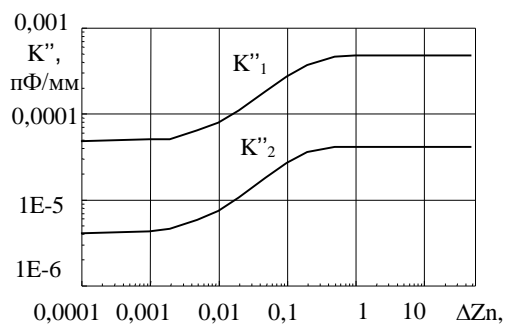


Рис. 3

Действительная часть емкости изменялась слабо. Во всем диапазоне изменения толщины покрытия ее относительное изменение составило 0,00213, 0,00198 и 0,0185 соответственно для каждого из выбранных значений зазора. Это объясняется тем, что при малых $\text{tg} \delta$ сравнительно небольшая часть силовых линий электрического поля замыкается через ток проводимости. Среднее значение амплитудных коэффициентов для первой и второй гармоник девиации действительной части равно $K'_1 = 0.8285 \cdot 10^{-2}$ и $K'_2 = 0.5286 \cdot 10^{-3}$ [пф/мм], а $K'_2/K'_1 = 0.06378$. При замене образца металлом коэффициенты гармоник увеличились до $1,6657 \cdot 10^{-2}$, $1,2097 \cdot 10^{-2}$ [пф/мм], а отношение — до 0,07262. Возрастание обоих коэффициентов обусловлено вытеснением металлом силовых линий электрического поля только в область зазора, а увеличение нелинейности – неоднородностью поля в рабочей области датчика. Совместно со средним значением действительной части емкости датчика C' , значения K'_1 и K'_2 позволяют вычислить ε' , среднее значение зазора (Δz_2) и амплитуду модуляции $\Delta z_M = 0.5(\Delta z_3 - \Delta z_1)$, что даст возможность существенно уменьшить аппаратную погрешность при измерении ε' .

На рис. 2 представлены графики изменения мнимой части емкости для каждого из трех значений зазора. Увеличение толщины покрытия и соответственного перераспределения поля датчика в зону с большей проводимостью приводит к возрастанию потерь. Поведение коэффициентов модуляции для первой и второй гармоник мнимой части показано на рис.3. По величине K''_1 можно определять толщину покрытия. Учитывая K''_1 , можно существенно уменьшить погрешность, обусловленную непостоянством Δz_M , а учитывая K''_2 – непостоянством Δz_2 . Поскольку связь этих величин нелинейная, необходимо использовать вычислитель с возможностью записью функций связи в ПЗУ.

Нелинейность поля в рабочей области приводит к

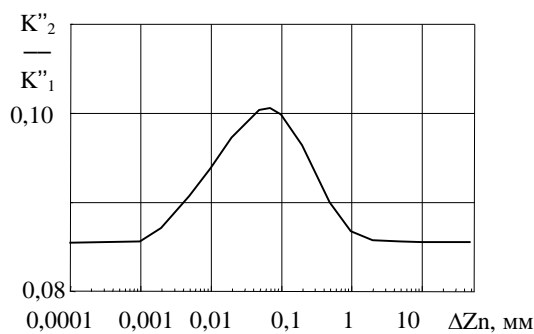


Рис. 4

нелинейной связи между K_1'' и K_2'' (рис. 4). Детальный анализ погрешностей показал, что при учете текущих Δz_M и Δz_2 можно на современной элементной базе создать измерительные преобразователи, позволяющие по отношению коэффициентов K_2''/K_1'' при известном $\operatorname{tg} \delta$ образца определять $\operatorname{tg} \delta$ покрытия.

Представленные результаты показывают перспективность использования модуляции как пути для дальнейшего развития СВЧ-диагностики. Однако, получение конкретных функций взаимосвязи требует весьма громоздких и длительных расчетов, которые целесообразно проводить при непосредственном проектировании измерительных устройств.



В научно-исследовательской лаборатории кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств.
Справа налево: Юрий Емельянович Гордиенко, д-р физ.мат. наук, проф., зав. кафедрой, аспиранты кафедры А.А. Рябухин, В.И. Смуглий, Е.А. Земцов, докторант кафедры А.Ю. Панченко.

Список литературы: 1. Панченко А.Ю., Гордиенко Ю.Е., Фар Р.С. Приближение заданного поля в задачах определения характеристик резонаторных СВЧ-датчиков апертурного типа. // Радиотехника. 1998. Вып. 107. С. 93-103.
2. Скрипник Ю.А. Модуляционные измерения параметров сигналов и цепей. М.: "Сов. радио", 1975. 320 с.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 08.06.99

*В.П. ГЕРАСИМОВ, канд. физ. - мат. наук, А.В. ГРИЦУНОВ, канд. техн. наук,
В.А. ЗАКОРИН, канд. техн. наук, Г.И. ЧУРЮМОВ, д-р физ. - мат. наук*

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА В ТЕОРИИ И ПРАКТИКЕ ПРИБОРОВ СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

В последнее время наметилась тенденция к сокращению интереса разработчиков радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) к приборам со скрещенными полями. Подтверждением этого является не только общее снижение публикаций по магнетронной тематике по сравнению, например, с серединой 70-х годов [1-3], но также и уменьшение объема и номенклатуры выпускаемых магнетронных приборов. Среди возможных причин такого снижения можно отметить возрастающую конкуренцию, которую составляют магнетронным приборам электровакуумные приборы (ЭВП) типа О. В первую очередь это связано с появлением многолучевых конструкций ламп (ЛБВ, клистронов и клистронов). Так, например [4], созданы многолучевые клистроны (МЛК), которые широко применяются в радиолокационных станциях (РЛС) самого широкого назначения, обладая при этом существенно более широкой полосой усиления, низкими (по сравнению с однолучевыми приборами) ускоряющими напряжениями, более высоким КПД и значительно меньшими массой и габаритными размерами. Для сравнения применение МЛК в 3-х сантиметровом диапазоне позволяет обеспечить в 6 % полосе усиления выходную импульсную мощность от 20 до 70 кВт (при этом средняя мощность не менее 3 кВт), рабочее напряжение катода 11 ... 13 кВ, напряжение управляющего электрода 2.5 ... 3 кВ, а масса прибора не превышает 16 кг.

Требования, предъявляемые к однолучевым конструкциям непрерывных многорезонаторных клистронов, в основном сводятся к обеспечению низкого уровня шума (до – 150 дБ/Гц), что связано с преимущественным их использованием в качестве мощных малощумящих усилителей в выходными каскадами мобильных РЛС, обеспечивающих обнаружение низколетящих целей. Применение импульсных однолучевых конструкций данных ламп связано с разработкой многополостных усилителей, обеспечивающих работу на нескольких фиксированных рабочих частотах в широком диапазоне частот (до 10 ... 15 %) и имеющих значительные преимущества перед традиционными широкополостными усилителями СВЧ (ЛБВ, амплитронами и широкополостными клистронами) [4].

Развитие многолучевых конструкций нашло свое продолжение в разработке низковольтных и компактных ЛБВ, а также нового прибора клистрода, сочетающего в себе конструкции триода и пролетного клистрода [4]. В первом случае удалось разработать конструкции ЛБВ, которые в сочетании с возможностью обеспечения свойств многофункциональности и многорежимности (одновременная работа в импульсном и непрерывном режимах) позволили найти широкое применение таких ламп в бортовой РЭА. Для обеспечения работы РЭА на нескольких частотах (многочастотный режим) в полосе частот, превышающей 40 %, вне конкуренции пока остаются широкополосные спиральные ЛБВ. С другой стороны, применение многолучевых клистронов весьма перспективно в качестве мощных оконечных усилителей ТВ-передатчиков дециметрового диапазона. Их несомненным преимуществом являются высокий КПД, линейность, надежность, малые геометрические размеры.

Важной проблемой для практики остается разработка усилителей для бортовых и малогабаритных радиоэлектронных систем (РЭС) (РЛС, систем связи и управления). Применение для этих целей полупроводниковых СВЧ-усилителей не всегда позволяет удовлетворить заданным тактико-техническим характеристикам и решить все проблемы, возникающие при создании перспективных малогабаритных РЭС с повышенными требованиями к уровню мощности СВЧ-излучения. В настоящее время существует два подхода решения этой проблемы. С одной стороны, это применение вакуумных СВЧ усилителей, а с другой - создание мощных комплексированных изделий (МКИ), представляющих собой законченные функциональные блоки, содержащие как активные (вакуумные и полупроводниковые СВЧ приборы), так и пассивные устройства (аттенюаторы, фазовращатели, умножители и т.п.) Среди ЭВП СВЧ наиболее полно удовлетворяют этим требованиям миниатюрные многолучевые клистроны (коротковолновая часть сантиметрового диапазона от 9 до 18 ГГц) и миниатюрные синхронизированные магнетроны (длинноволновая часть сантиметрового диапазона и дециметровый диапазон). Однако применение для решения подобных задач МКИ считается более перспективным, т.к. в

данном случае априори предполагается оптимизация режимов работы всего СВЧ передатчика РЛС, а не отдельного прибора.

Кроме вышеперечисленных перспективных приборов типа О следует упомянуть и результаты последних исследований конструкций пениатронов, в которых реализуется идеальный по КПД механизм взаимодействия [5]. Как показано в [6] применение этих приборов в качестве источников среднего уровня мощности (как генераторов, так и усилителей) наиболее актуально в миллиметровом диапазоне длин волн.

Таким образом, проведенный анализ развития ЭВП СВЧ показал значительные успехи, которые достигли приборы типа О. К сожалению успехи приборов со скрещенными полями не столь убедительны и ограничиваются решением либо частных вопросов улучшения параметров отдельных ламп благодаря оптимизации их геометрических или электрических параметров, либо рассматривается слишком далекая перспектива их развития, связанная с использованием достижений вакуумной микроэлектроники [7].

В предлагаемой статье рассматриваются результаты многолетних исследований, проведенных в учебно-научно-исследовательской лаборатории “Электроника” Харьковского технического университета радиоэлектроники, а также обсуждаются некоторые перспективные направления развития теории и практики приборов со скрещенными полями. Основное внимание уделяется совершенствованию теории нелинейного анализа, развитию методологии численного (или вычислительного) эксперимента и применению этой методики к исследованию сложных электронно-волновых процессов в различных системах со скрещенными полями. Приводятся примеры практического использования полученных результатов для решения задач преобразования СВЧ энергии, а также в РЭС связи и управления.

Основы методологии вычислительного эксперимента в электронике и электродинамике приборов магнетронного типа были заложены в лаборатории «Электроника» в конце 60-х годов А.Г. Шейным. Исследования проводились по ряду направлений теории и практики магнетронных приборов. Эти направления включали вопросы моделирования и исследования электродинамических систем (В.Н. Каталевский, Н.Н. Жданов, В.В. Старостенко, Г.С. Стоева), нелинейного анализа процессов в лучевых системах (ЛБВМ и ЛОВМ): двумерная модель (В.В. Старостенко); трехмерная модель (А.В. Сова); двумерная многочастотная модель (В.П. Герасимов); параметрическая модель (Е.И. Шматько), моделирования и исследования физических процессов в магнетронных усилителях с распределенной эмиссией: двумерные квазипериодические модели амплитрона и дематрона (Г.И. Чурюмов); двумерные многопериодные модели амплитрона (одночастотное и многочастотное приближение) (А.В. Грицунов, А.В. Васянович). При исследовании электронно-волновых процессов использовался метод крупных частиц (или макрочастиц).

Значительное внимание в исследованиях уделялось моделированию процессов в магнетронных генераторах. Значительный и основополагающий вклад в разработку теории и практики математических моделей данных приборов был сделан в работах А.А. Шадрина (двумерная модель магнетрона, учитывающая многовидовый и многочастотный характер распределения ВЧ поля в пространстве взаимодействия прибора, декартова система координат). В дальнейшем исследования магнетронных генераторов были успешно продолжены в работах В.А. Загорина (двумерная модель магнетрона, квазипериодическое приближение), В.М. Писаренко (трехмерная модель магнетрона, декартова система координат, квазипериодическое приближение), А.В. Галагана (трехмерная модель, цилиндрическая система координат, квазипериодическое приближение), а также А.В. Грицунова (двумерная многопериодная модель магнетрона). Для исследования процессов в магнетронах использовался не только метод крупных частиц, но и более простые методы, в частности, были разработаны гидродинамические модели: двумерная многочастотная модель (И.В. Руженцев) и двумерная гибридная модель (С.В. Васильев). Теоретические исследования дополнялись сложными экспериментальными исследованиями. Так были исследованы вопросы подвозбуждения в магнетронах (С.А. Волин), многочастотный генератор на базе магнетрона (Б.А. Белоус), а также шумовые явления в магнетронах (В.Н. Зиньковский, А.Н. Никитенко).

Разработанные модели и проведенные исследования позволили значительно продвинуться в совершенствовании методологии вычислительного эксперимента, а также понять особенности механизма нелинейного взаимодействия, связанного, в основном, с вопросами фазовой группировки, ролью пространственного заряда, а также ограничением роста выходных параметров (КПД, коэффициента усиления). Необходимо отметить, что теоретический анализ физических процессов в приборах магнетронного типа имеет ряд особенностей, которые усложняют как постановку задачи анализа, так

и последующую ее реализацию. В основном, это связано с двумерным (как минимум) представлением процесса взаимодействия между электронным потоком и замедленной электромагнитной волной. Как результат усложняется механизм анализа, что приводит к принципиальным трудностям создания нелинейной аналитической теории приборов типа М [8-10]. Существующие подходы и постановка задачи для изучения механизма нелинейного взаимодействия в приборах магнетронного типа проанализированы в [11]. Данные подходы к анализу представлены схематично на рис. 1. При разработке каждой математической модели магнетронного прибора исходят из условия практической достаточности и целесообразности. Этим, в частности, объясняется тот факт, что к настоящему моменту отсутствует заказ на разработку трехмерных многопериодных математических моделей, а также трехмерных моделей, использующих метод конечных разностей (заштрихованные области на рис. 1).

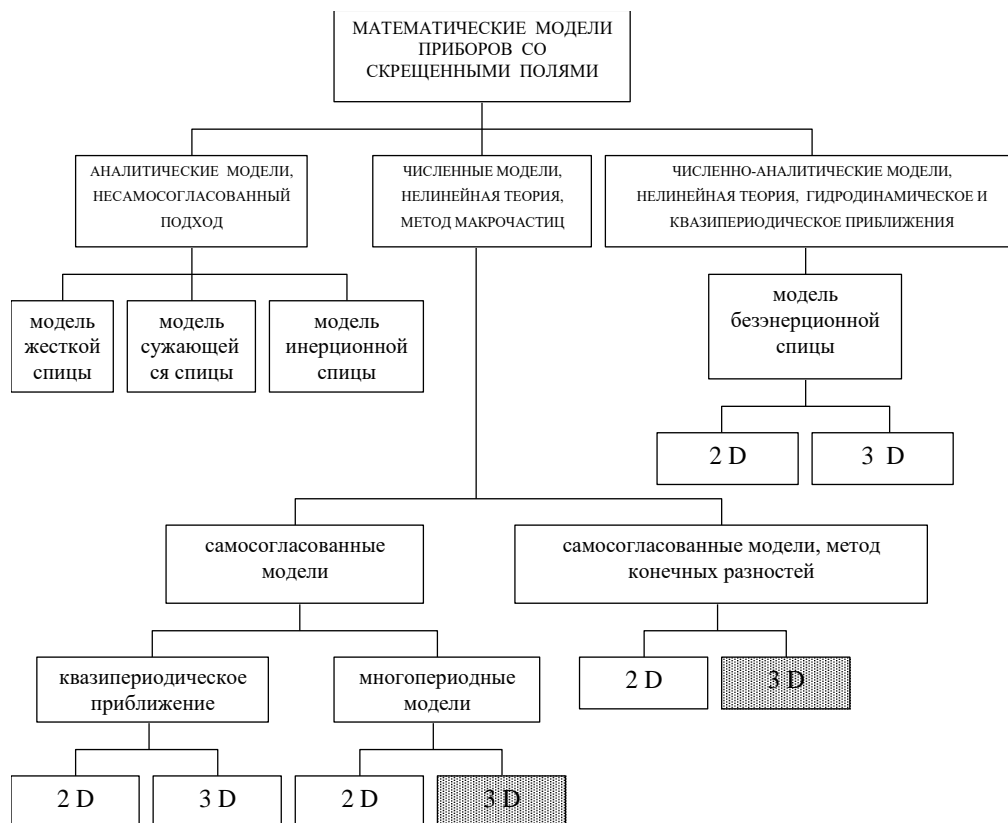


Рис. 1

Математические модели представляют собой мощный “инструмент”, с помощью которого проводятся теоретические исследования нелинейных процессов в магнетронных приборах. Однако их применение представляет собой сложный и трудоемкий процесс и зависит от конечной цели исследования. Существует два возможных подхода к применению таких моделей. В первом случае их используют для изучения особенностей энергообмена между электронным потоком и электромагнитной волной, а также выявления и понимания характера нелинейности, ее роли в процессах роста и ограничения основных энергетических параметров (КПД, коэффициента усиления, выходной мощности). Для решения данных задач целесообразно применять математические модели (двумерные и трехмерные, как многопериодные, так и модели, использующие квазипериодическое приближение), в которых реализуется принцип разделения электромагнитного поля на вихревую и потенциальную компоненты с последующим решением самосоогласованной системы уравнений движения, возбуждения и Пуассона [12]. С помощью такого подхода были исследованы классические конструкции магнетронных приборов: лучевые (ЛБВМ и ЛОВМ) и с распределенной эмиссией (азимутально-симметричные с замкнутым электронным потоком (магнетроны, в том числе коаксиальные и обращенно-коаксиальные магнетроны, амплитроны, стабилотроны) и линейной конструкцией с разомкнутым электронным потоком (дематрон)).

В последнее время с появлением мощных средств аппаратного обеспечения появилась возможность использовать подобные математические модели (особенно квазипериодические двумерные модели) для решения задач математической оптимизации процесса электронно-волнового взаимодействия.

На рис. 2 представлены результаты исследования процесса электронной группировки в бытовом магнетроне фирмы SAMSUNG с помощью многопериодной модели. Для расчета был выбран электронный режим прибора (π -вид) со следующими параметрами: $f_0 = 2450$ ГГц, $U_a = 3800$ В, $B_0 = 0.17$ Тл, $N = 10$. Конечным результатом моделирования стало вычисление интегральных параметров (выходной мощности, анодного тока, КПД, электронного смещения частоты), а также расчет дифференциальных зависимостей, характеризующие состояние сгруппированного электронного потока (координаты и скорости макрочастиц).

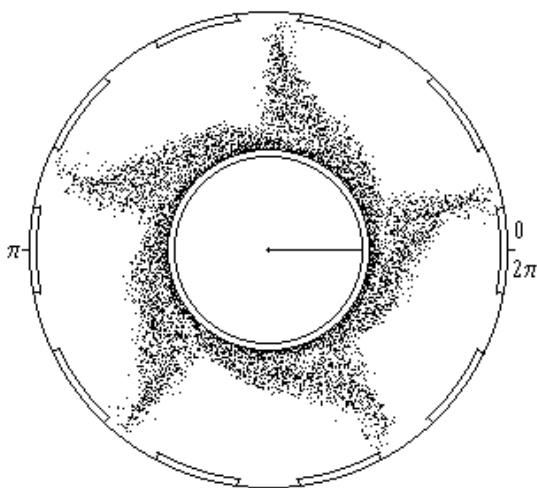


Рис. 2

Применение второго подхода связано с использованием более сложных и трудоемких математических моделей (особенно моделей, для реализации которых используется метод конечных разностей (см., напр., [13,14])). Особенность таких моделей заключается в ограниченном количестве расчетов конкретных конструкций приборов [15]. Поэтому их применение следует рассматривать как уточнение результатов, полученных после использования более простых моделей, например, моделей, использующих квазипериодическое приближение. В целом использование данных математических моделей представляется важным как с точки зрения исследования аномальных явлений в действующих приборах, так при создании новых их конструкций для уточнения протекающих физических процессов. В этом смысле остановимся более подробно на анализе применения математических моделей для

исследования работы перспективных конструкций магнетронных приборов.

Как было отмечено ранее (см., напр., [11,16]), перспективы развития магнетронных приборов с замкнутым электронным потоком связаны с разработкой нетрадиционных их конструкций, представляющих собой приборы, в которых имеет место взаимодействие либо двух замкнутых электронных потоков с замедленной электромагнитной волной (такие системы по аналогии с приборами типа О можно определить как многолучевые системы типа М), либо замкнутого электронного потока с двумя электромагнитными волнами (рис. 3). В первом случае перспективы развития связываются с созданием новых усилителей, в которых реализован принцип сложения мощностей, отбираемых электромагнитным полем от электронных потоков. В результате созданные приборы обладают либо повышенным коэффициентом усиления [17], либо реализуют многофункциональный режим работы, обеспечивая, например, ступенчатое изменение уровня выходной мощности [18].

В случае, когда замкнутый электронный поток взаимодействует с двумя синхронными волнами, следует учитывать степень связи данных волн друг с другом. При условии слабой связи реализуется так называемая двухрядная конструкция магнетронного усилителя. При этом входной ВЧ сигнал подается на вход катодной замедляющей системы (КЗС), а выходной сигнал снимается с выхода анодной замедляющей системы (АЗС) [19]. В результате удалось разработать экспериментальный прибор с коэффициентом усиления 24 дБ. Однако узкая полоса усиления и отсутствие монотонного характера изменения амплитудно-частотной характеристики усилителя не позволили использовать его в РЭА. Для анализа полосовых свойств такого усилителя требуется проведение углубленных исследований нелинейного взаимодействия электронного потока с ВЧ волнами КЗС и АЗС с учетом влияния дисперсии данных волн.

Для сильной связи между ВЧ волнами КЗС и АЗС характерен принципиально новый физический эффект. В этом случае в пространстве взаимодействия возбуждаются две волны: синфазная и противофазная. Это послужило основанием для создания магнетронного усилителя, работающего в режиме самомодуляции [20]. Отличительная особенность такой конструкции усилителя (по сравнению с усилителями, в конструкциях которых применяется специальный управляющий электрод для гашения

паразитной генерации) заключается в его устойчивой работе без паразитного самовозбуждения в паузах между ВЧ импульсами входного сигнала [21].

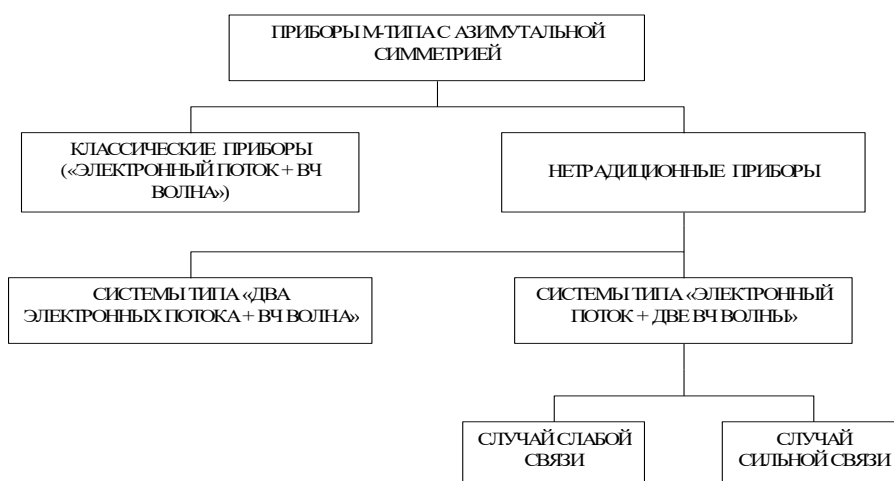


Рис. 3

Среди возможных перспективных направлений развития и совершенствования классических магнетронных приборов следует отметить возможность их применения для решения задач преобразования СВЧ мощности в постоянный ток. В настоящее время проблема преобразования СВЧ энергии в энергию постоянного тока находится в основном на стадии разработок и, прежде чем окажется возможным реализовать различные применения СВЧ энергии, необходимо провести значительный объем экспериментальных и теоретических работ в области СВЧ выпрямителей. Высокий КПД и возможность получения больших мощностей в лучевых выпрямителях со скрещенными полями служат основанием для исследований подобных устройств [1, 22]. Наибольший интерес в этом плане представляют выпрямители, использующие сопряженный вид взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной (см. рис. 4).

До настоящего времени исследование сопряженного вида взаимодействия ограничивалось либо рассмотрением качественной картины, либо проводилось на основе линейной теории [22, 23], и только в работе [1] приведен результат одного типичного расчета распределения ВЧ напряжения вдоль системы на основе нелинейного анализа. Вполне естественно, что такое положение никак не соответствует интересам практического использования этого перспективного вида взаимодействия в скрещенных полях.

Результаты проведенного анализа сопряженного вида взаимодействия показывают, что эффективность процесса поглощения энергии электромагнитной волны пучком ограничивается эффектом резкого увеличения "горячей" скорости волны, характеризуемой величиной $d\vartheta/dq$ (ϑ — "горячая" фаза волны, q — безразмерная длина вдоль пространства взаимодействия). Это позволяет сделать вывод, что оптимальный режим подавления будет наблюдаться при значениях параметра "холодного" рассинхронизма $b > 0$, т.к. в этом случае электронный пучок имеет скорость больше, чем "холодная" скорость волны и ее значительное увеличение в процессе взаимодействия скажется в меньшей степени. Анализ поведения ϑ вдоль пространства взаимодействия показывает, что при увеличении $b > 0$ резкое изменение скорости волны наступает при все больших q и, следовательно, передача энергии электронному пучку происходит на большей длине, что и приводит к улучшению эффективности поглощения. При этом длина, соответствующая минимуму ВЧ мощности, прак-

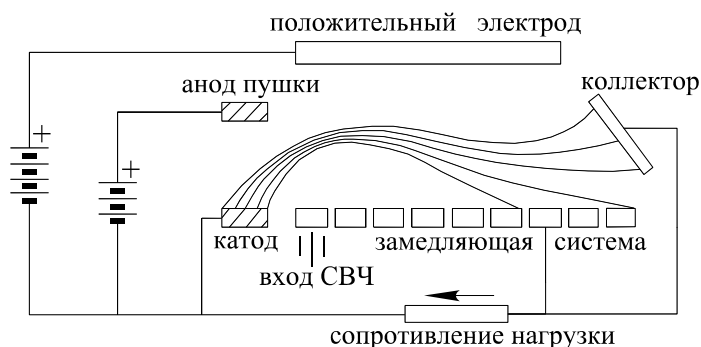


Рис. 4

тически не изменяется. Результаты исследований, проведенных в широком диапазоне значений b (рис. 5), показывают, что существует оптимальное значение параметра "холодного" рассинхронизма ($b = 0,95$), при котором наблюдается максимальное подавление. Анализ поведения фазы ϑ выходного сигнала в зависимости от параметра рассинхронизма показывает, что в точке максимального подавления имеется аномально резкое изменение ϑ . Эту особенность поведения фазы можно использовать, подобно тому, как это предлагается в [24], для корректировки фазы сигнала в усилителях.

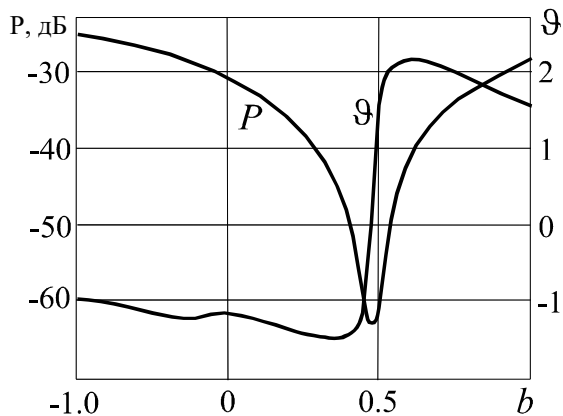


Рис. 5

Приведенные выше результаты расчета преобразователя с положительным электродом получены при фиксированном уровне входной мощности $P(0) = -18$ дБ. Нужно отметить, что при довольно низком уровне входной мощности наблюдалось практически полное преобразование энергии, которое происходило без вылета электронов на электроды системы. Естественно, что изменение уровня входной мощности может существенным образом повлиять на процесс преобразования (как и в классической схеме взаимодействия в скрещенных полях). На рис. 3, а представлено распределение мощности основного сигнала вдоль пространства взаимодействия до нескольких значений $P(0)$. Видно, что при больших уровнях входной мощности нет того минимума в кривой $P(q)$, который имеет место при малых $P(0)$. Свя-

зано это с тем, что при больших $P(0)$ наблюдается интенсивный вылет электронов на положительный электрод. Для примера на рис. 6, а приведена зависимость (пунктирная кривая) токооседания i для случая $P(0) = 0$ дБ, а точки начала вылета электронов обозначены на кривых $P(q)$ крестиками. Как видно из рис. 6, б, с увеличением входной мощности снижается КПД преобразования, определяемый как $\eta_e = 1 - P(q_{\min})/P(0)$ [1]. При этом изменение длины пространства взаимодействия не влияет на η_e при больших уровнях входной мощности. При малых $P(0)$ возможен выбор такой длины q , при которой КПД преобразования не будет зависеть от уровня входной мощности.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что система с сопряженным видом взаимодействия может быть использована для эффективного преобразования СВЧ энергии с высоким КПД. Естественно, что потребуются провести немало специальных расчетов и экспериментальных исследований для нахождения оптимальных рабочих характеристик в случае использования сопряженного вида взаимодействия для преобразования энергии СВЧ.

Другое важное направление развития классических магнетронных приборов (особенно импульсных и стабилизированных автогенераторов) связано с изучением механизма многочастотного взаимодействия. Интерес к данной проблеме обусловлен стремлением разработчиков РЭС обеспечить одновременно работу РЛС на нескольких частотах (многочастотные РЛС). Для реализации схем таких РЛС необходимо использовать многочастотные автогенераторы. Одним из возможных подходов к созданию многочастотных генераторов с управляемым переключением частоты внешним подвозбуждением (ВПВ) является использование одновидовой конкуренции колебаний (ОВК) [25].

Для осуществления двухчастотной генерации сигнала с управляемым переключением несущей частоты от импульса к импульсу использовался магнетрон, нагруженный на отрезок короткозамкнутой длинной линии. Длина линии соответствовала участку частотного гистерезиса характеристики перестройки (рис. 7). Изменяя частоту внешнего маломощного подвозбуждающего генератора, можно переключать частоту мощного генератора М-типа. Для быстрой перестройки управляющего генератора можно использовать варакторы, ЖИГ-резонаторы и другие маломощные управляющие устройства.

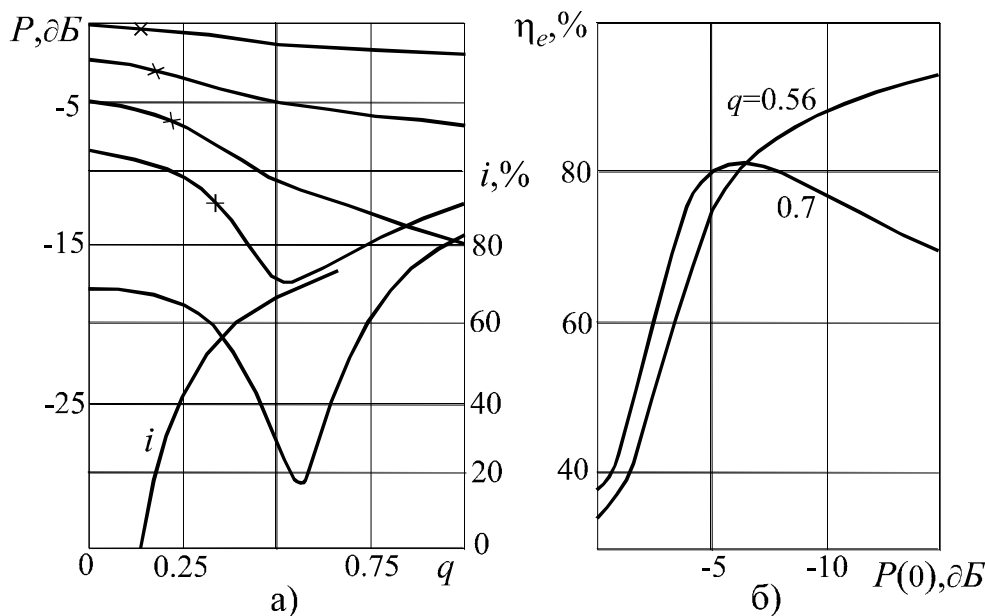


Рис. 6

Двухчастотный режим магнетрона наблюдается только в зоне гистерезиса. При выходе из этой зоны устанавливается одночастотный режим. Если настройка соответствует одночастотному режиму на границе гистерезиса (т.3 на рис. 7), то при отсутствии внешнего воздействия генерируется частота f_1 ВПВ с частотой f_2 приведет к генерации на частоте f_2 . Таким образом, с помощью одночастотного маломощного внешнего генератора можно управлять переключением частоты мощного генератора. Такой двухчастотный режим можно применить в многочастотных РЛС [26], для создания быстродействующих логических и запоминающих устройств с частотным представлением информации [27], для кодирования в системах передачи информации.

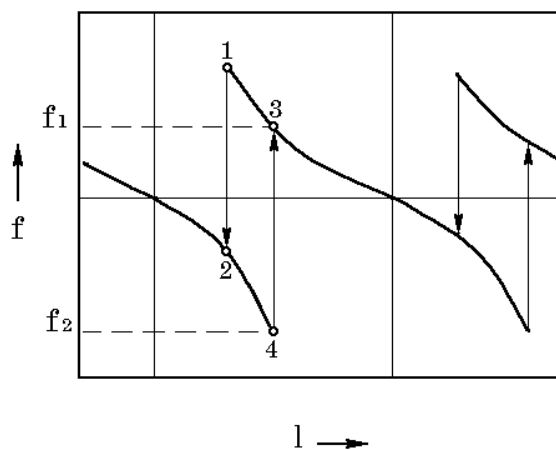


Рис. 7

На рис. 8 изображена структурная схема генератора кодированного сигнала. Устройство состоит из генератора запускающих импульсов 1; модулятора основного генератора 2; подвозбуждающего генератора 3; импульсного делителя частоты 4; реактивной нагрузки 5; модулятора подвозбуждающего генератора 6; основного генератора 7; циркулятора 8; полезной нагрузки 9.

Резонансная система основного генератора совместно с реактивной нагрузкой образуют в пределах рабочей полосы частот двухчастотную систему, обеспечивающую работу генератора на частоте f_1 при отсутствии внешнего воздействия и на частоте f_2 при воздействии на генератор через развязывающий циркулятор сигналом подвозбуждающего генератора с частотой близкой к частоте f_2 . Так как модулятор подвозбуждающего генератора синхронизирован импульсами генератора запускающих импульсов через импульсный делитель частоты с регулируемым коэффициентом деления N , то при каждом N -ом импульсе генератор будет возбуждаться на частоте f_2 , а при остальных импульсах – на частоте f_1 . Изменением коэффициента деления N импульсного делителя частоты производится кодирование генерируемого рассматриваемым устройством сигнала.

При подключении реактивной нагрузки к широкополосным генераторам М-типа удается получить сетку из N резонансов на рабочем виде колебаний, равномерно распределенных в частотном диапазоне прибора с шагом Δf . Изменением частоты ВПВ производится переключение генерируемой частоты от импульса к импульсу. Если в качестве подвозбуждающего сигнала использовать за-

держанную и сдвинутую по частоте часть основного сигнала, то можно создать генератор со ступенчатым изменением несущей частоты в течение длительности модулирующего импульса.

На рис. 9 изображена структурная схема такого устройства, состоящего из основного импульсного модулятора 1; дополнительного импульсного модулятора 2; генератора СВЧ магнетронного типа 3; циркулятора 4; направленного ответвителя 5; полезной нагрузки 6; резонансной нагрузки 7; преобразователя частоты 8; фазовращателя 9; линии задержки 10.

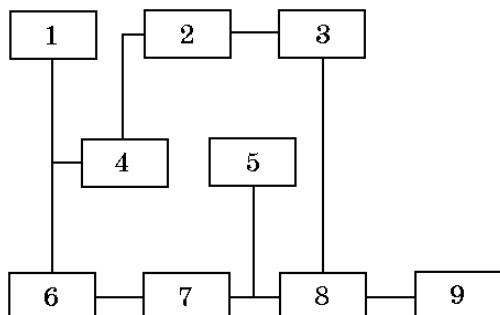


Рис. 8

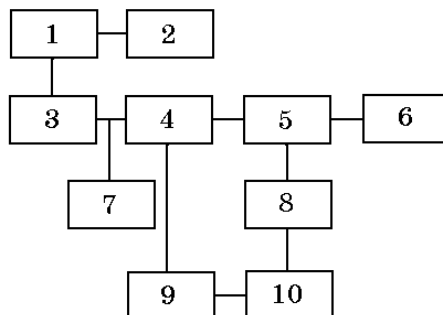


Рис. 9

При поступлении модулирующего импульса генератор возбуждается на низшем из резонансов (f_1). Часть генерируемой мощности через направленный ответвитель поступает на преобразователь частоты. В преобразователе частоты происходит повышение частоты сигнала на величину шага частотной сетки резонансов Δf . С выхода преобразователя через линию задержки регулирующий фазовращатель и развязывающий циркулятор сигнал частотой $f_2 = f_1 + \Delta f$ поступает на генератор СВЧ. В цепь питания генератора поступают короткие импульсы от дополнительного импульсного модулятора. Частота следования этих импульсов в N раз выше, чем частота следования импульсов основного модулятора. Величина и полярность импульсов дополнительного модулятора подобрана так, что в моменты действия результирующее анодное напряжение на генераторе становится ниже порога возбуждения и происходит срыв генерации. Однако из-за задержки в цепи обратной связи сигнал с частотой f_2 продолжает поступать на генератор и, после окончания действия импульса дополнительного модулятора подвозбуждает генератор на следующей частоте резонансной сетки $f_2 = f_1 + \Delta f$. Описанный процесс переключения частоты в моменты поступления импульсов от дополнительного модулятора повторяется $N - 1$ раз. На выходе устройства формируется сигнал со ступенчатым изменением несущей частоты в течение импульса основного импульсного модулятора. Подобный генератор может найти применение в РЛС со сжатием импульсов.



В учебной лаборатории кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств.

Сидят (слева направо): докторант кафедры А.В. Грицунов, проф. В.М. Ванцан, д-р физ.-мат. наук, проф. Г.И. Чурюмов.

Стоят: канд. физ.-мат. наук, доц. В.П. Герасимов, канд. физ.-мат. наук, ст. преп. А.Г. Пашенко.

Список литературы: 1. Okress E. C. (Ed.), Microwave Power Engineering, Vol. 1,2. Academic Press. New York & London, 1968. 2. J.F. Skowron. The continuous-cathode (emitting-sole) crossed field amplifier. // Proc. IEEE. 1973. V. 61, N 3. P. 330-356. 3. Wadhwa R.P. Crossed-field microwave devices. // J. Institute Electronics, Telecom-munications & Engineering. 1978. Vol. 24, N 10-11. P. 413-437. 4. Гель-

вич Э.А., Лопин М.И. СВЧ – усилители средней и большой мощности нового поколения // Радиотехника. 1999. Вып. 4. С. 18 – 31. 5. Ono S., Yamanouchi K., Shibata T., Koike Y. // Sci. Repts Res. Insts. Tohoku Univ. 1962. V. B-14, N 2. P. 49. 6. Ishihara T., Sagae K., Sato N., Shimawaki H., and Yokoo K. Highly efficient operation of space harmonic peniotron at cyclotron high harmonics // IEEE Transaction on Electron Devices. 1999. Vol. 46, N 4. С. 798-802. 7. Соколов Д.В., Трубецков Д.И. Сверхвысокочастотные приборы вакуумной микроэлектроники со скрещенными полями // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике (10-я зимняя школа-семинар инженеров). Кн. 1. Изд-во Сарат. Ун-та, 1996. С. 96 – 114. 8. Tomac G.E. A nonlinear theory for a microwave crossed field amplifier.-Int. Electron. Dev. Meet., Washington, 1980. P. 176-179. 9. Tomac G.E. Solitons and microwave crossed-field amplifier characteristics.-Int. Electron. Dev. Meet., Washington, 1981. P. 7-11. 10. Tomac G.E. An alternate theory for the relativistic magnetron.-Journal Appl. Phys., 53 (11), November, 1982. P. 7575-7579. 11. Чурюмов Г.И. Современное состояние теории и практики магнетронных приборов с азимутальной симметрией // Радиотехника. 1996. Вып. 100. С. 231-242. 12. Yu, G.P. Kooyers, O. Buneman // "Time-dependent computer analysis of electron-wave interaction in crossed fields", J. Appl. Phys., August, 1965. Vol. 36. PP. 2550-2559. 13. Drobot A. Simulation techniques for selfconsistent treatment electron dynamic in high microwave tubes. // Int. Electron Dev. Meet., Washington, 1981. P. 662-665. 14. Drobot A. Large scale simulation of electron devices. // Int. Electron Dev. Meet., San Francisco, December, 1984. P. 912-921. 15. Antonsen T.M., Jr., Mondelli A.A., Levush B., Verboncoeur J.P., and Birdsall C.K. Advances in modeling and simulation of vacuum electronic devices. // Proc. of IEEE. 1999. Vol. 87, N 5. P. 804 – 839. 16. Churjumov G.I., Sergeev G.I. The new concepts of development of crossed-field microwave devices with azimuthal symmetry. Proceedings 8-th International Symposium on Non-Linear Electromagnetic Systems. 12-14 May, Brounschweig, 1997. P. 295-296. 17. Чурюмов Г.И., Сергеев Г.И. Исследование комбинированного усилителя М-типа. // Известия вузов. Радиотехника. 1996. Т. 38. Вып. 11. С. 98-102. 18. Рішення про видачу патенту на винахід по заявці № 97063337 // Комбінований дворежимний магнетрон / Копоть М.А., Чурюмов Г.І., Шліфер Е.Д. Заявл. 27.06.97. 19. Дегтярев А.И., Козорезов Г.Г., Михалевский В.С. Экспериментальные исследования двухрядного амплитрона. // В кн.: Тезисы докладов Всесоюзной научной конференции "Электроника СВЧ". Минск.: 1983. С. 149-150. 20. Положительное решение по заявке N 5059782/ 10(025817). Способ гашения генерации паразитных колебаний в паузах между СВЧ импульсами и устройство для его осуществления / Сергеев Г.И., Чурюмов Г.И. Заявл. 08.05.92. 21. Churyumov G.I., Sergeev G.I. Simulation and modeling of self-modulated re-entrant beam crossed-field amplifier // IEEE Transaction on Electron Devices. 1999. Vol. 46, N 5. С. 1063 – 1069. 22. Роу Дж. Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1969. 615 с. 23. Шевчик В.Н., Трубецкой Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970. 584 с. 24. Кац А.М., Ильина Е.М., Манькин И.А. Нелинейные явления в СВЧ приборах О-типа с длительным взаимодействием. М.: Сов. радио, 1975. 296 с. 25. Волин С.А., Загорин В.А. Подвозбуждение в генераторах типа // Радиотехника. 1985. Вып. 77. С. 43-47. 26. Вишин Г.М. Многочастотная радиолокация. М., Воениздат, 1973, 92 с. 27. Симицын Н.И. и др. Возможности вакуумной микроэлектроники на пути к построению СВЧ-вакуумных интегральных схем // Радиотехника. 1999. Вып. 4. С. 8-17.

Харьковский государственный технический
университет радиотехники.

Поступила в редколлегию 27.09.99

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦ И КВАЗИЧАСТИЦ
В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ИПЛ НА КРС НА ОСНОВЕ InGaAs/InP**

В настоящее время наряду с «традиционными» ИПЛ на КРС на основе GaAs/AlGaAs всё большее распространение приобретают приборы созданные на основе InGaAs/InP. Интерес к соединениям данного типа основан на ряде причин:

– диапазон излучения лазеров на основе InGaAs/InP лежит в пределах от 1,1 до 2,4 мкм., при этом излучение на длине волны 1,55 мкм. позволяет использовать данный тип лазеров в оптических системах связи более эффективно, чем лазеры на основе GaAs/AlGaAs (диапазон длин волн излучения 0,85 – 0,95 мкм.) [1,2,3];

– соединения индия и фосфора оказались более технологичными при производстве квантово-размерных структур, чем соединения галлия и мышьяка; свойствами КРС созданных на основе InGaAs/InP на этапе изготовления можно управлять с большой точностью различными технологическими способами: эпитаксиальными методами, методами перелегирования, диффузионными методами [1,2,4];

– технологичность основных материалов позволила, в свою очередь, использовать соединение InGaAs/InP не только для производства излучающих приборов – квантово-размерных лазеров, но также и компонентов оптических интегральных схем и систем оптической обработки информации: оптических волноводов, разветвителей, сумматоров, модуляторов с различными способами модуляции, акустооптических конверторов ТЕ-ТМ колебаний и т.д. [3]

– при производстве КРС методом перелегирования существует возможность создавать напряжённые слои с двумя типами напряжения – растягивающим и сжимающим в области квантового ограничения. Создание приборов с напряжёнными квантово-размерными слоями является одним из перспективных направлений современной нанoeлектроники [2,3,4];

– прецизионные возможности современных эпитаксиальных технологий позволяют с высокой точностью и в довольно широких пределах осуществлять зонную инженерию квантово ограниченных слоёв InGaAs.

Создание квантово-размерных лазеров на основе InGaAs/InP для применения в конкретной области оптоэлектроники, квантовой электроники или для целей связи требует точной оценки физических и оптических параметров активной области таких лазеров. Одним из важнейших параметров любого лазера, определяющим его дальнейшее использование является длина волны генерируемого излучения. Поэтому, на этапе проектирования и изготовления прибора необходимо предусмотреть возможность управления длиной волны вновь создаваемых лазеров.

При создании квантово-размерных лазеров одним из таких методов является изготовление активной области лазера в виде сверхрешетки, где за счет взаимного влияния волновых функций частиц, находящихся в различных ямах формируются минизоны. Положением минизоны на энергетической диаграмме КРС можно управлять на этапе изготовления двумя основными способами:

- изменением ширины ям и разделительных барьеров;
- изменением высоты потенциальных барьеров, варьируя их химический состав.

В ряде случаев при уменьшении толщины ям и барьеров до величины соизмеримой с длиной волны де-Бройля электронов для данного материала на энергетической диаграмме КРС выделяются отдельные уровни частиц, причем взаимное влияние волновых функций частиц через разделительные барьеры увеличивается. Это выражается в изменении положения уровней частиц на энергетической диаграмме многослойной КРС по сравнению с КРС, состоящей из одного квантово ограниченного слоя.

Однако, несмотря на большие преимущества КРС перед обычными гетероструктурами и широким применением их в лазерной технике, многослойные симметричные КРС обладают также и определёнными недостатками:

- увеличение количества слоев усложняет и удорожает производство;
- распределение плотности вероятности нахождения частиц по всей КРС равномерно, концентрации частиц в каждой отдельной яме сравнительно невелики.

Одним из возможных путей решения этих проблем является создание несимметричных КРС, где появляется возможность управлять свойствами частиц в одной или нескольких квантовых ямах за

счет несимметричного энергетического профиля и неравномерного влияния частиц находящихся в соседних квантово ограниченных слоях.

Чтобы в полной мере использовать преимущества такого подхода необходимо исследовать взаимное влияние частиц, располагающихся в соседних квантовых ямах в зависимости от энергетических и геометрических параметров структуры.

В данной работе была исследована КРС, состоящая из двух квантово ограниченных слоев - InGaAs (квантовых ям) разделенных слоем широкозонного полупроводника - InP, толщиной также порядка длины волны де-Бройля [5,6].

На основании решения уравнения Шредингера с невозмущённым гамильтонианом были рассчитаны собственные значения энергии частиц, находящихся в квантовых ямах КРС и их зависимость от ширины ям и разделительного барьера. Затем на основании правила частот Бора были рассчитаны частоты и длины волн излучательных переходов. На рисунках 1 и 2 представлена зависимость длины волны излучательных переходов электрон - тяжелая дырка ($e \rightarrow hh$) и электрон - легкая дырка ($e \rightarrow lh$) для основного квантового уровня $n = 1$ от ширины ямы - a при фиксированных значениях ширины барьера - b . Из анализа данных приведенных на рисунках 1 и 2 следует, что при монотонном возрастании длины волны излучения с увеличением ширины ямы, наиболее эффективно ею можно управлять на этапе изготовления, изменяя ширину ямы в пределах 15 - 22 А.

На рисунках 3 и 4 представлена зависимость длины волны излучательных переходов электрон - тяжёлая дырка ($e \rightarrow hh$) и электрон - лёгкая дырка ($e \rightarrow lh$) для основного квантового уровня $n=1$ от ширины барьера - b при фиксированных значениях ширины ямы - a . Из анализа данных приведенных на рисунках 3 и 4 следует, что изменение длины волны излучения более ощутимы для узких ям при изменении ширины барьера в пределах от 10 до 50 А.

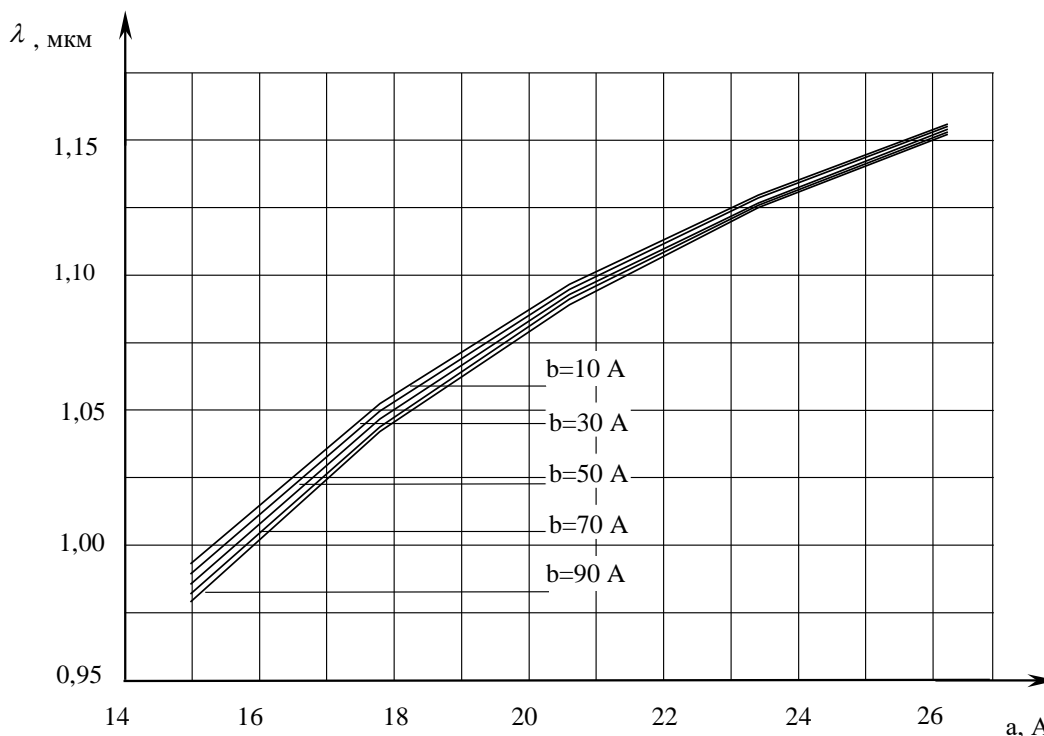


Рис. 1

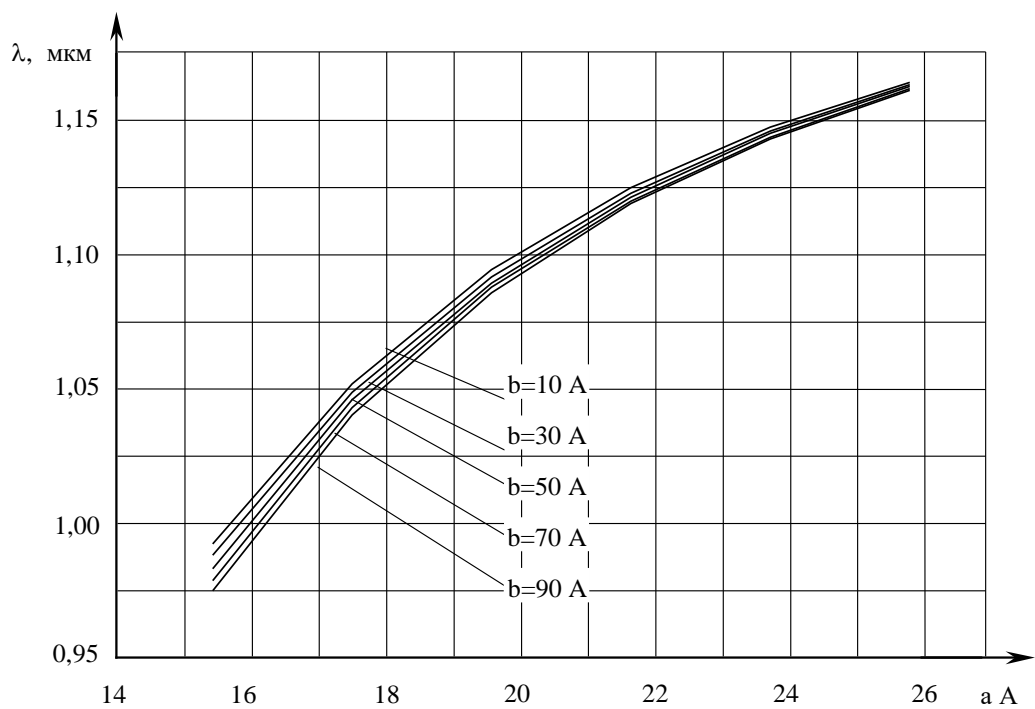


Рис. 2

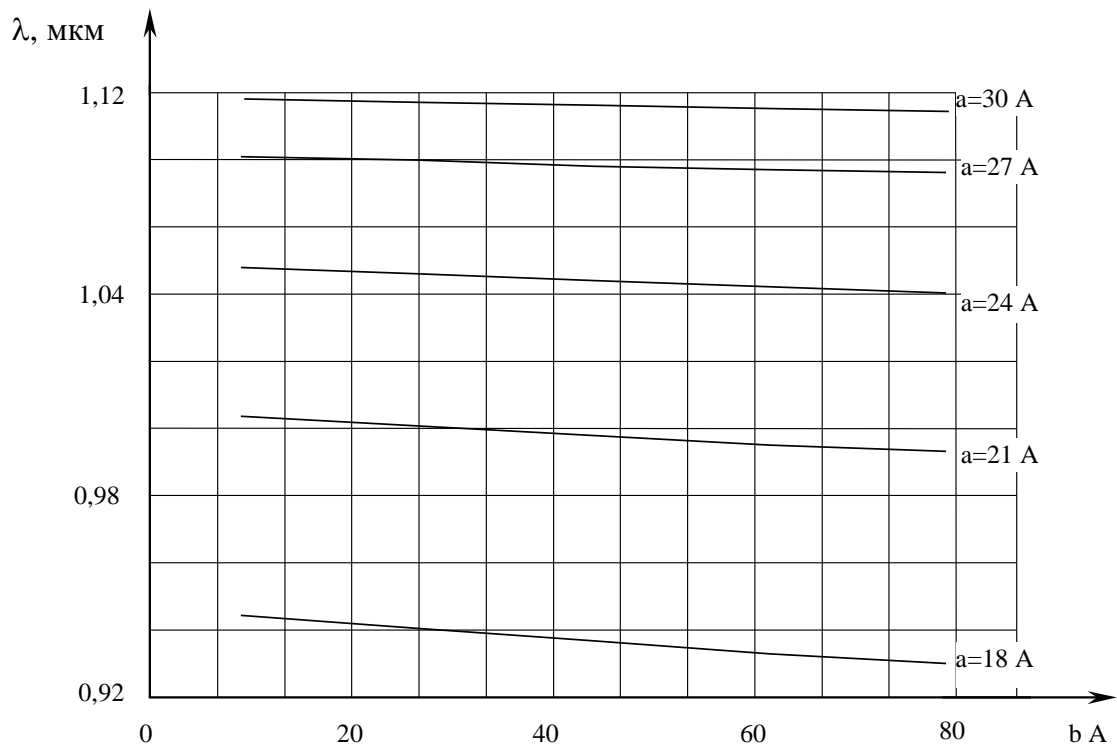


Рис. 3

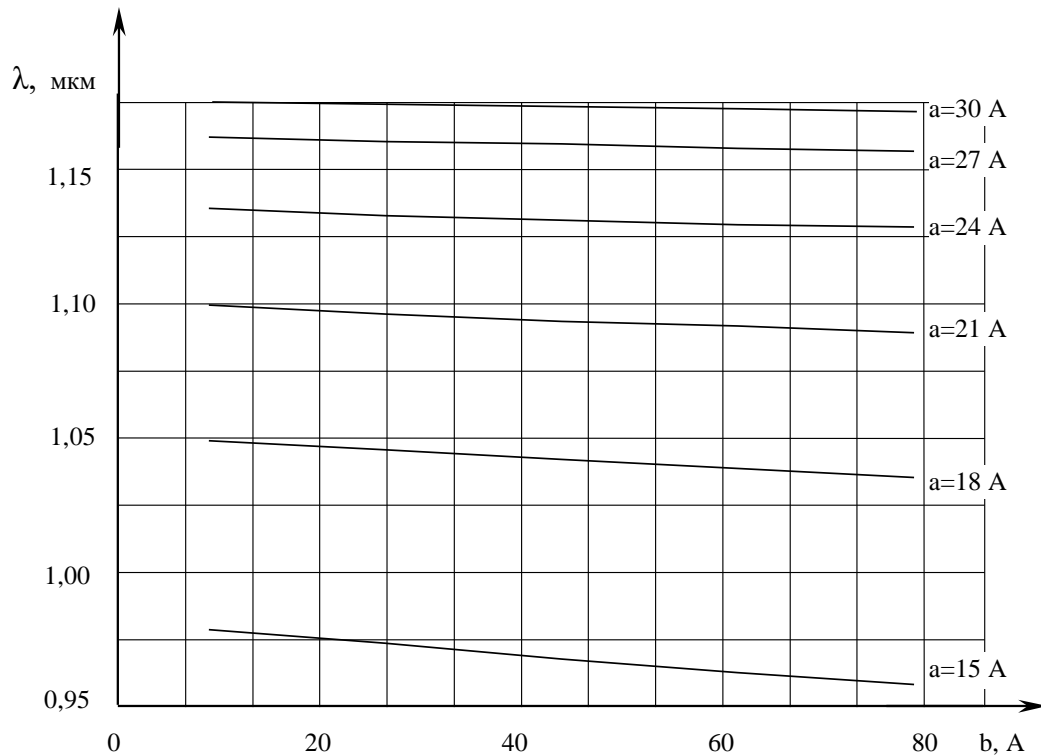


Рис. 4

Список литературы: 1. *E. Herbert Li*. Optical Properties of an InGaAs-InP Interdiffused Quantum Wells // IEEE J. Quantum Electronics. 1997. Vol. 34, N 6. P. 982-990. 2. *Физика полупроводниковых лазеров* / Под ред. Х. Такумы. М.: Мир, 1989. 310 с. 3. *Андо Т. и др.* Электронные свойства двумерных систем. Пер с англ. М.: Мир, 1985. 416 с. 4. *Гауэр Дж.* Оптические системы связи. Пер с англ. М.: Радио и связь, 1989. 504 с. 5. *Пащенко А.Г.* Энергетические состояния частиц и квазичастиц в многослойных несимметричных квантово-размерных структурах // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 91 — 97. 6. *Emmanuel Anemogiannis, Elias N. Glytsis, Thomas V. Gaylor.* Quasi - Bound States Determination Using a Perturbed Wavenumbers Method in a Large Quantum Box // IEEE J. Quantum Electronics. 1998. Vol. 33, N 5. P. 742-752.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники.
Институт радиотехники и электроники

Поступила в редколлегию 30.09.99

ВОЛОКОННЫЕ ПЛАСТИНЫ ДЛЯ УСТРОЙСТВ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

В конструкциях электронных приборов, предназначенных для преобразования или усиления яркости оптических изображений могут быть использованы волоконно-оптические, микроканальные и волоконно-проводящие пластины [1, 2]. Волоконно-проводящие пластины менее распространены, иногда их еще называют металловолоконными, металлостеклянными или просто анизотропно проводящими. Они представляют собой диэлектрические пластины, пронизанные в поперечном направлении множеством токопроводящих волокон. Общим функциональным назначением всех указанных выше пластин является перенос информации в виде двухмерного изображения с одной стороны пластины на другую с минимальными потерями. Волоконно-оптические пластины (ВОП) переносят оптическое изображение, волоконно-проводящие пластины (ВПП) переносят изображение в виде потенциального рельефа, микроканальные пластины (МКП) – электронное изображение. Известны МКП с изменяющимся сечением каналов вдоль толщины пластины при постоянном шаге структуры. Если волокна или каналы выполнены с изменяющимся шагом структуры вдоль толщины пластины, то перенос изображения сопровождается изменением его масштаба [3].

Одна из многих идей по усовершенствованию волоконных пластин заключается в том, чтобы снабдить их одним или несколькими опорными (сигнальными) электродами в виде объемных проводящих сеток типа сот. Каждая шестигранная ячейка такой сетки 1 (рис. 1) охватывает соответствующий элемент 2 мозаичной пластины.

Ниже рассмотрены особенности применения различных волоконных пластин с сотообразными опорными электродами и дана сравнительная оценка накопительных свойств мишеней электронно-лучевых приборов (ЭЛП) на базе ВОП и МКП рассматриваемого типа, а также освещены некоторые общие вопросы технологии пластин.

С помощью волоконно-проводящих пластин (рис. 1, в, г) можно функционально и физически разделить элементы преобразователей изображений, предназначенные для формирования потенциального рельефа, и элементы приборов, служащие для считывания этого рельефа с последующей его визуализацией.

Благодаря такому разделению, можно получить параметры приемного и считывающего слоев более оптимальными в соответствии с их единственным назначением. В фотоэлектронных преобразователях изображений на верхней части ВПП (рис. 1, в) формируют фотопроводящий приемный слой. Сопротивление каждого фоточувствительного элемента прибора определяется участком слоя, ограниченным ячейкой сетки 1 и сквозным центральным проводником 3. Таким образом используется продольная (вдоль слоя) проводимость материала, что позволяет использовать относительно низкоомные фотопроводники, обладающие особыми характеристиками, например, чувствительными в ИК диапазоне. Двухсеточные ВПП (рис. 1, г) делают возможным реализацию мостовой схемы включения фоточувствительных элементов. Важно также то, что регистрируемый поток излучения не теряется в опорном электроде, как это происходит в традиционных конструкциях приборов, например, в электронно-оптических преобразователях или в видиконах. Кроме того, сотообразный сеточный электрод в ВПП устраняет взаимные электростатические наводки на сквозных проводниках пластины, увеличивая тем самым разрешающую способность прибора.

Волоконно-оптические пластины (рис. 1, а, б) в оптоэлектронных приборах могут заменить обычные входные окна со сплошными полупрозрачными опорными электродами, превосходя последние в оптической прозрачности, особенно в ИК диапазоне. Пластина, изображенная на рис. 1, б, отличается увеличенной площадью контакта сетки с рабочим веществом, которое может быть также плазмой или жидкостью.

Обозначим: ρ — удельное сопротивление материала сеточного электрода; h — шаг структуры сетки; l — высота сетки; b — толщина звена сетки (см. рис. 1); f — толщина диэлектрических или фотопроводящих промежутков, накапливающих заряд, сообщаемый элементам мишеней на основе ВПП и МКП электронным лучом. Сопротивление сеточного электрода на квадрат поверхности пластины

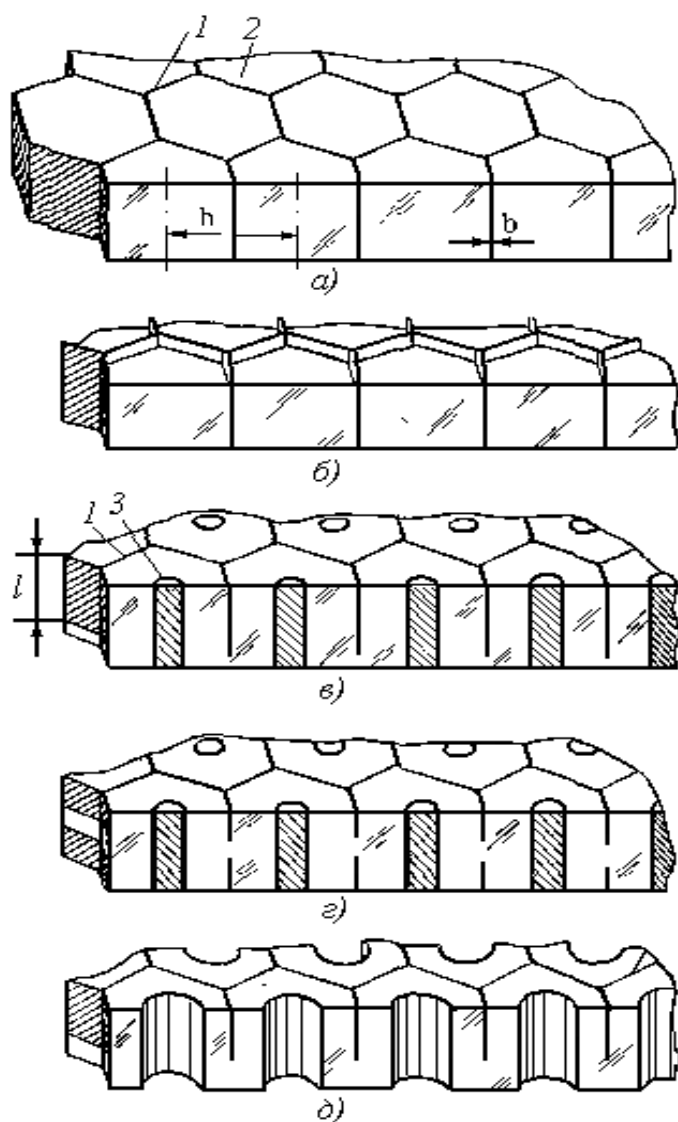


Рис. 1

R и коэффициент заполнения сетки α определяются соответственно формулами: $R = \rho t / l$ и $\alpha = t(2-t)$, где $t = b/h$. Например, при $h = 30$ мкм, $b = 0,2$ мкм, $l = 0,72$ мм и $\rho = 0,024$ мкОм•м (золото) получаем $R = 10^{-3}$ Ом на квадрат и $\alpha = 0,013$ (1,3 %). При продольном сопротивлении пластины, равном максимально допустимому для видиконов, в видимом диапазоне потери оптического излучения примерно на порядок ниже, чем в используемых обычно сплошных электродах из двуокиси олова.

МКП с сеточными опорными электродами используют в электронно-оптических преобразователях, у которых приемный слой является фотопроводящим (рис. 1 в). Приборы такого типа работают в среднем ИК диапазоне.

ВОП и МКП с сотообразными опорными электродами можно также использовать в мишенях передающих ЭЛП, характеризующихся низкой накопительной емкостью элементов мишени. Чем ниже эта емкость, тем выше быстродействие преобразователя изображения. На рис. 2 приведены зависимости коэффициента k , оценивающего степень уменьшения емкости мишени трубки при замене плоского сигнального электрода сотообразным, от отношения f/l , для трех фиксированных значений h/l .

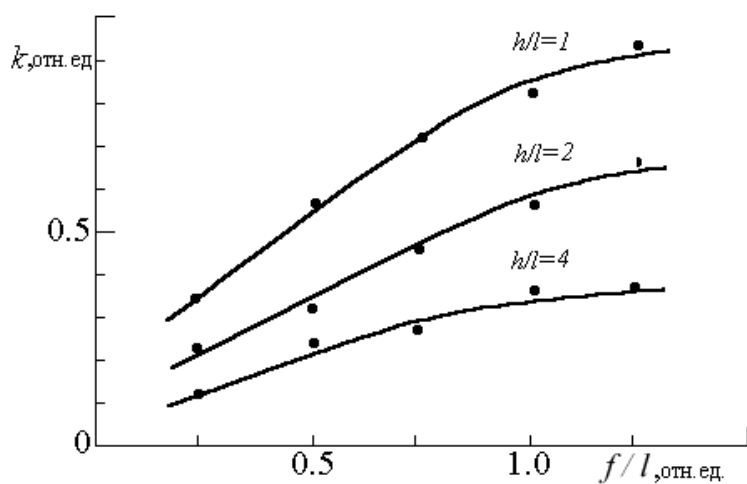


Рис. 2

Кривые получены путем физического моделирования. Модели представляют собой подвижные системы, состоящие из набора параллельных проводящих плоскостей и сотовидных электродов. Последние спаяны из медной ленты толщиной 0,05 мм, шириной 25 мм и длиной от 4 до 10 метров. Значение коэффициента k для каждой точки представляет собой отношение емкостей двух систем: сетка – плоскость и плоскость – плоскость с равными рабочими поверхностями (3...50 дм²) и одинаковыми межэлектродными расстояниями (1...30 мм). Емкости, измеренные прибором Е7-5А, лежат в пределах от десятков до сотен пикофарад. Основная погрешность измерений связана с труд-

ностью удерживания точного расстояния между электродами и для минимальных расстояний составляет не более 20 %. В исследуемых моделях $b \ll h$ и $b \ll l$, поэтому значения b не указаны. Кроме того, следует иметь в виду, что модели предполагают равенство диэлектрических постоянных материала подложек и рабочего материала мишеней (например, фотопроводника).

Из полученных данных следует, что, например, при $h/l = 4$ и $f/l = 0.25$ накопительная емкость мишени с сотообразным опорным электродом ниже емкости мишени с плоским электродом примерно на порядок.

Известны два основных метода формирования сеточных электродов в волоконных структурах. В первом случае боковые поверхности исходных стеклянных волокон делают проводящими (например, химическим путем на стекло наносят золотую пленку) и при спекании волокон в пучок с деформирующим обжатием их проводящие оболочки образуют требуемую сетку. Во втором варианте вдоль границ смежных волокон исходных бессеточных пластин создают различного рода неоднородности, позволяющие селективно травить стекло на этих участках. Полученные глубокие и узкие сотообразные щели затем заполняют проводящим материалом.

Основным достоинством первого метода является то, что формируемые сеточные электроды имеют минимальный коэффициент заполнения по сравнению с пластинами, получаемыми другими способами. К несовершенствам способа следует отнести низкую производительность и относительно высокую неоднородность геометрии структур из-за невозможности отбраковки микроволокон перед спеканием. Второй способ лишен указанных недостатков, но не позволяет изготавливать сетки с высокой прозрачностью. Проблема изготовления качественных пластин с требуемой геометрией ставится в зависимость от решения важной технологической задачи по осуществлению многократной перетяжки со спеканием волоконных пучков, содержащих проводящие элементы. Лишь в этом случае в производстве пластин могут быть применены известные эффективные принципы современной технологии ВОП и МКП.

Список литературы: 1. Берковский А.Г., Гаванин В.А., Зайдель И.Н. Вакуумные фотоэлектронные приборы. М.: Радио и связь, 1998. 272 с. 2. А.С. № 1167671 (СССР) Регистрирующий электронно-лучевой прибор / Быстров Ю.А., Персианов Г.М. опубли. в БИ, 1985, № 26. 3. А.С. № 1780092 (СССР) Экран для устройств отображения информации / Булах В.И., Булах Е.В. опубли. в БИ, 1992, № 45.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 28.09.99

АЛИПОВ Н.В. *д-р техн. наук*, АЛИПОВ И.Н., *канд. техн. наук.*, БУЛАХ Е.В.
ОХАПКИН А.А., РЕБЕЗЮК Л.Н., *канд. техн. наук*

ДАТЧИКИ ВИРТУАЛЬНЫХ ПОМЕХ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ ОРГАНИЗАЦИИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ДИСКРЕТНЫХ АВТОМАТОВ В СИСТЕМАХ ЗАЩИТЫ ИНФОРМАЦИИ

Из всего множества методов защиты информации особо следует выделить криптографические методы [1], обеспечивающие высокую надежность защиты данных. Новым направлением в криптографии является использование теории дискретных автоматов для синтеза оригинальных методов защиты информации [2]. В этом случае наибольшую неопределенность при защите информации получают тогда, когда используют дискретные автоматы с псевдослучайными переходами дискретного автомата из одного состояния в другое [3]. Рассматриваемые автоматы описывают процесс поиска точки с характерными признаками в условиях случайных возмущений. Для организации псевдослучайных переходов дискретного автомата из одного состояния в другое используют датчики виртуальных (физически не существующих) помех (ДВП) [3].

Известно [4], что случайную импульсную последовательность наиболее полно можно описать максимальной длительностью импульса L_{\max} , максимальной амплитудой импульса a_{\max} и минимальным временным интервалом между двумя соседними импульсами H_{\min} .

Выразим параметры помехи a_{\max} , L_{\max} , H_{\min} через безразмерные величины [4]:

$$a = a_{\max} / h; \quad 1 = L_{\max} / \Delta t; \quad h = H_{\min} / \Delta t,$$

где h — дискретность преобразования, Δt — такт работы дискретного автомата.

В работе [4] рассматриваются однополярные импульсные последовательности вида $A_1(a, l, h)$ и двухполярные последовательности $A_2(a, l, h)$. Эти последовательности генерируются датчиками виртуальных помех.

На рис. 1 приведен такой датчик для $A_1(a, l, h)$ — последовательности, который состоит из счетчиков Сч 1, Сч h соответственно с коэффициентами пересчета 1 и h; триггеров Тг 1, Тг h, управляющих работой вышеуказанных счетчиков; Ан — анализатора нуля; датчика псевдослучайных чисел (ДПСЧ), равномерно распределенных в интервале (0,1); схем И1, И2, управляющих работой счетчиков Сч 1, Сч h; схемы И3, разрешающий блоку схем “И” пропускать псевдослучайное число из ДПСЧ; a — максимальная амплитуда случайной помехи; логической схемы И4, блокирующей поступление ненулевых значений помехи на входы дискретного автомата (ДА) в интервале, на котором отсутствуют проявления случайного возмущения.

Структура функционирует следующим образом: перед началом работы дискретного автомата импульсом “Сброс” устанавливаются в начальное положение счетчики Сч 1, Сч h и триггеры Тг 1, Тг h, на ДПСЧ подается максимальное значение амплитуды “а” случайной $A_1(a, l, h)$ — последовательности. С установкой максимально возможной амплитуды ДПСЧ начинает формировать равномерно распределенные псевдослучайные числа, принадлежащие интервалу (0, a). Если формируемое псевдослучайное число больше нуля, то срабатывает анализатор нуля, который переводит триггер Тг 1 в единичное состояние. Посредством этого триггера запускается счетчик Сч 1. Поскольку на вход схемы И3 поданы разрешающие потенциалы, то двоичная кодовая последовательность, формируемая ДПСЧ, проходит на выходы блока схем “И” и поступает на входы дискретного автомата. Под воздействием второго импульса от тактового генератора ГИ счетчик Сч 1 перейдет во второе состояние и в схеме произойдут аналогичные преобразования информации. Как только в счетчике Сч 1 устанавливается 1-ое состояние (максимальная длительность импульса $l\Delta t$), то, как это видно из структурной схемы, триггер Тг 1 устанавливается в нулевое состояние, триггер Тг h — в единичное состояние. Эти изменения приведут к тому, что будет блокирован блок схем “И”, счетчик Сч 1 установится в нулевое состояние, а счетчик Сч h начнет отсчитывать h шагов, в течении которых на вход дискретного автомата будет подаваться нулевая кодовая последовательность. Затем счетчик Сч h перехо-

дит в нулевое состояние, тем самым устанавливает триггер Тг h в нулевое состояние. Описанные изменения приведут к блокированию поступления импульсов ГИ на счетный вход счетчика Сч h.

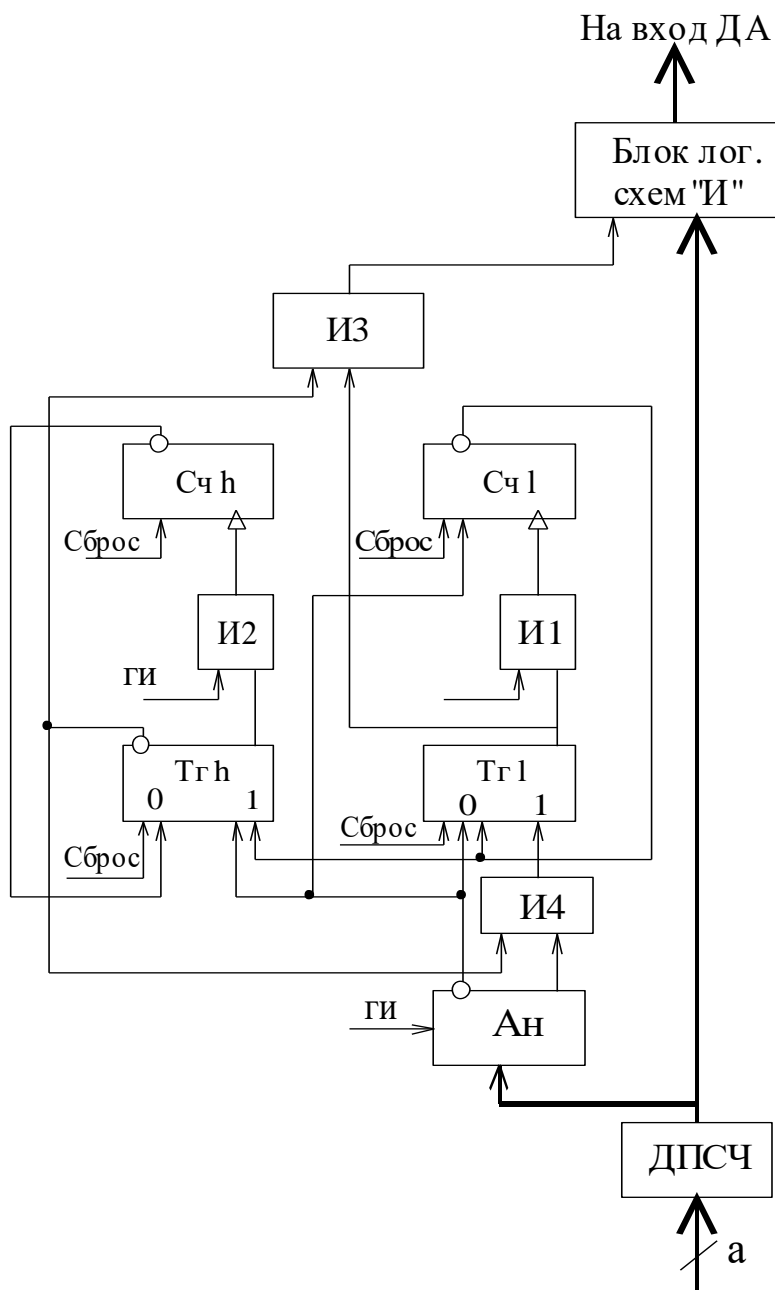


Рис. 1

Возможна и такая характерная ситуация: счетчик Сч 1 еще не установлен в 1-е состояние, и срабатывает анализатор нуля. При такой ситуации триггер Тг h устанавливается в единичное состояние. Триггер Тг 1 в нулевое состояние, а счетчик Сч 1 сбрасывается в нулевое состояние. Эти изменения состояния блоков виртуального датчика запускают счетчик Сч h и блокируют поступления псевдослучайных чисел на вход дискретного автомата.

Датчик, генерирующий $A_2(a, l, h)$ — последовательность, отличается от рассмотренного датчика наличием дополнительного блока, формирующего отрицательные или положительные значения амплитуды случайного воздействия (ЗН) (см. рис. 2). Здесь Сч 1, Сч h, Ан/Ан соответственно сигналы от счетчика Сч 1, Сч h и анализатора нуля, входящих в структуру датчика для $A_1(a, l, h)$ — последовательности.

Этот датчик функционирует следующим образом: как только анализатор нуля переходит из нулевого состояния в единичное, датчик псевдослучайных чисел ДПСЧ 2 формирует первое псевдослу-

чайное число R , которое поступает на блок определения знака амплитуды помехи. Этот блок представляет собой схему сравнения, на второй вход которой поступает число P , являющееся вероятностью появления, к примеру, помехи положительной полярности. При этом, если $R \leq P$, то формируется знак "+", если $R > P$, то знак "-". Сформированная таким образом полярность помехи сохраняется до тех пор, пока счетчик $Сч 1$ не перейдет в нулевое состояние.

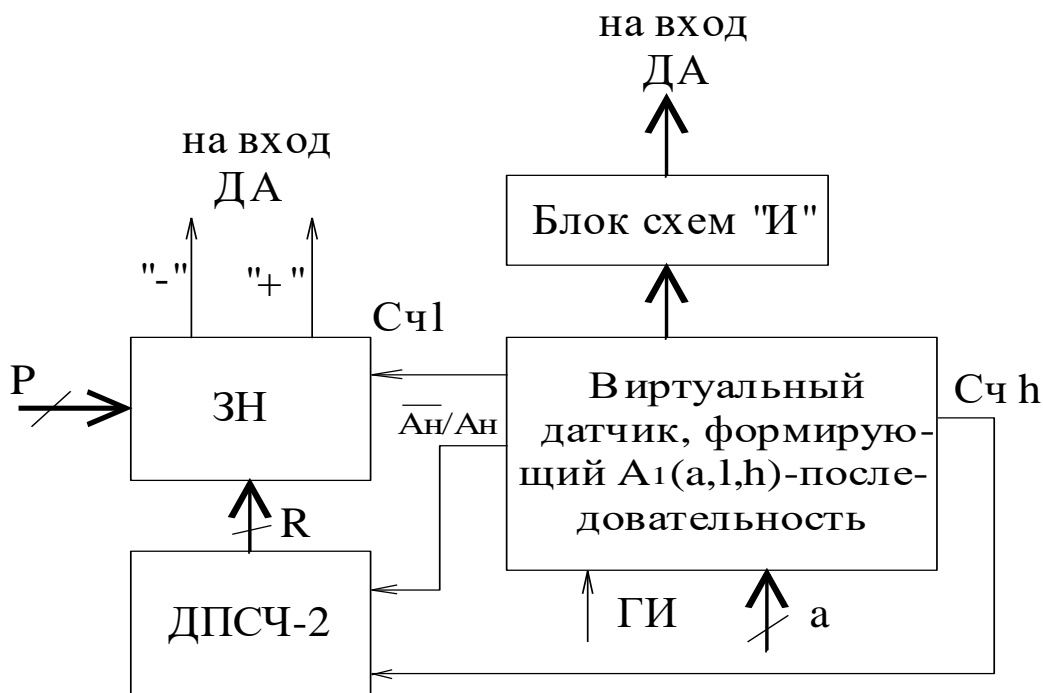


Рис. 2

На базе A_1, A_2 — последовательностей могут быть организованы и другие последовательности. Для таких последовательностей характерным будет то, что некоторые их параметры не являются случайными величинами. Поскольку каждая последовательность задается тремя параметрами, то дополнительно на базе A_1, A_2 — последовательностей может быть организовано семь других. Эта последовательность задана таблицей 1.

Таблица

№ п/п	Параметры			Условное обозначение последовательности
	a	l	h	
1	+	+	+	$A_{1,1}; A_{2,1}$
2	+	+	—	$A_{1,2}; A_{2,2}$
3	+	—	+	$A_{1,3}; A_{2,3}$
4	+	—	—	$A_{1,4}; A_{2,4}$
5	—	+	+	$A_{1,5}; A_{2,5}$
6	—	+	-	$A_{1,6}; A_{2,6}$
7	—	—	+	$A_{1,7}; A_{2,7}$
8	—	—	—	$A_{1,8}; A_{2,8}$

В таблице знак "+" означает, что соответствующий параметр является случайным числом; знак "—" означает, что соответствующий параметр не является случайным числом. Последовательности, заданные таблицей, будем соответственно обозначать $A_{1,1}; A_{1,2}; \dots A_{1,8}; A_{2,1}; A_{2,2}; \dots A_{2,8}$.

Рассмотрим возможные реализации виртуальных датчиков для этих последовательностей.

Для последовательности $A_{1,2}$ характерно, то что случайное возмущение возникает всегда через h тактов работы дискретного автомата. Эта особенность $A_{1,2}$ — последовательности приводит к структуре, изображённой на рис. 3. Структура виртуального датчика для $A_{1,2}$ — последовательности отличается от струк-

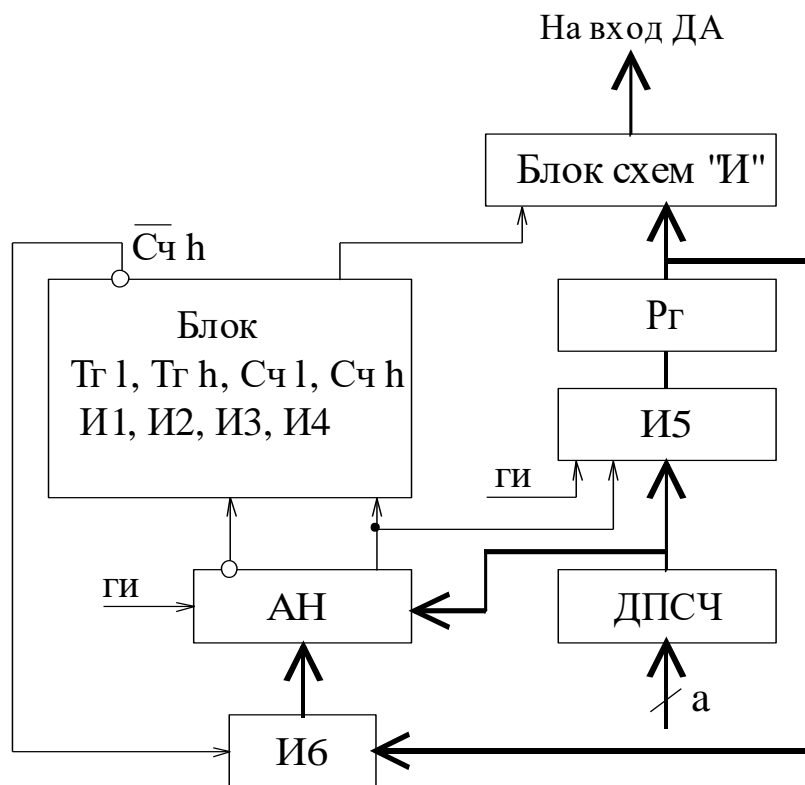


Рис. 3

туры виртуального датчика для $A_{1,1}$ — последовательности наличием буферного регистра R_r и дополнительных схем “И”, “И6”. Назначение буферного регистра состоит в том, чтобы хранить последнее ненулевое значение ДПСЧ. Такая структура функционирует следующим образом: организуется серия обращений к ДПСЧ до формирования первого ненулевого значения амплитуды случайного возмущения. Оно запоминается в регистре R_r , затем известным нам способом запускаются счетчики $Cч 1$, $Cч h$. После того, как счетчик $Cч h$ устанавливается в h -е состояние, триггер $Tг h$ устанавливается в нулевое состояние, этим самым счетчик $Cч h$ выключается. По условию на следующем такте функционирования ДА должно действовать случайное возмущение. Если на этом такте ДПСЧ формирует нулевое значение амплитуды помехи, то посредством блока логических схем И6 ко входам АН подключаются выходы триггеров буферного регистра. Анализатор нуля срабатывает и запускает датчик. В дальнейшем структура функционирует аналогичным способом.

Для последовательности $A_{1,3}$ характерно то, что длительность случайного возмущения для всех случайных выбросов одинакова. Такая особенность $A_{1,3}$ — последовательности приводит к структуре виртуального датчика, показанной на рис. 4. Эта структура является комбинацией структур виртуальных датчиков для последовательностей $A_{1,1}$ и $A_{1,2}$. Структура виртуального датчика для последовательности $A_{1,3}$ функционирует таким образом: первое ненулевое число, сформированное ДПСЧ посредством схемы анализатора нуля АН, триггера $Tг 1$, логической схемы И1, запускают счетчик $Cч 1$. Это число посредством блока логических схем “И5” записывается в буферный регистр R_r и затем через блок логических схем “И” передается на входы дискретного автомата. На следующем такте возможны два характерных случая: ДПСЧ формирует ненулевое число, ДПСЧ формирует нулевое число. Для первого случая второе ненулевое число ДПСЧ через блок логических схем “И5” поступает на вход буферного регистра R_r . Содержимое регистра изменяется, и вновь сформированное ненулевое число поступает через блок логических схем “И” на входы дискретного автомата. Для второго случая на неинверсном выходе анализатора нуля устанавливается нулевое значение, что блокирует прохожде-

ние через блок логических схем “И5” нуля на входы регистра Рг, а затем и на входы ДА. На входы ДА поступает в этом случае предыдущее ненулевое число, сформированное ДПСЧ. Счетчик Сч 1 переходит во второе состояние.

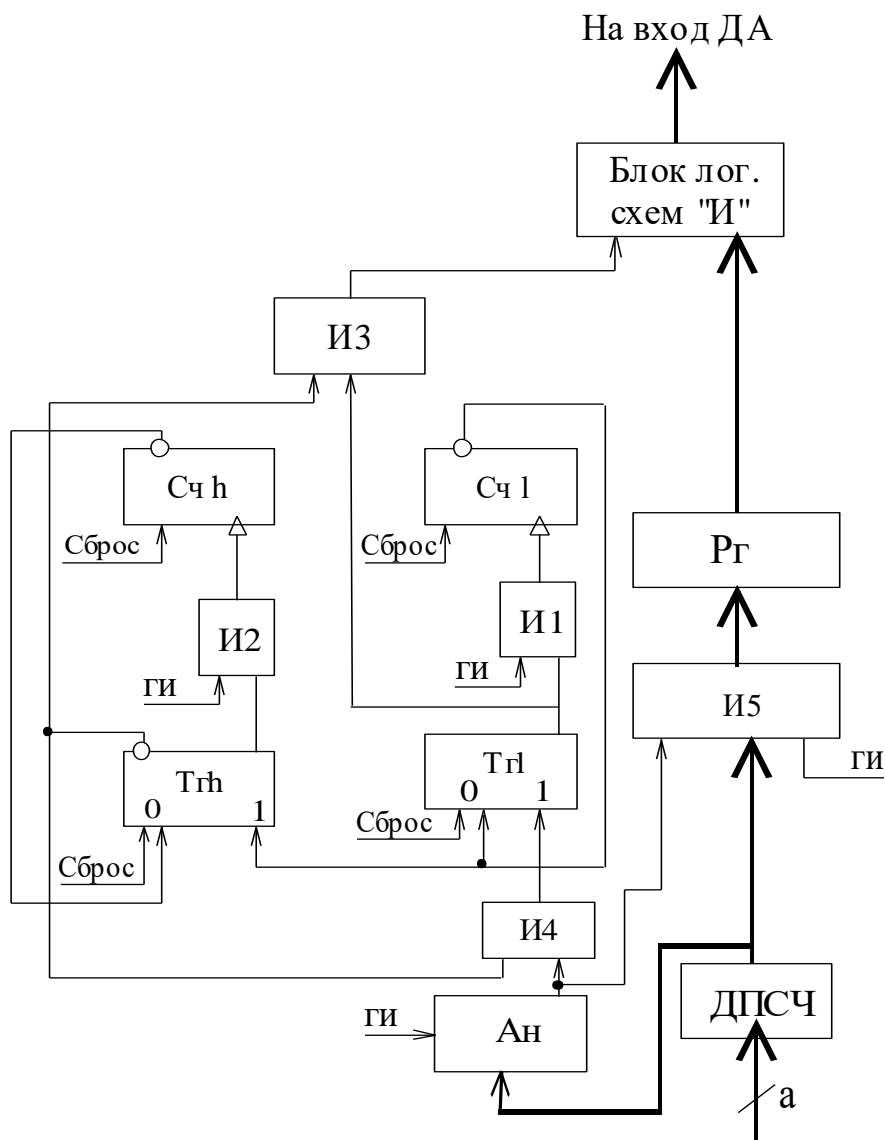


Рис. 4

Аналогичным образом структура функционирует на 3-м, 4-м, ... , l-м такте. На l-м такте счетчик Сч l устанавливается в l-е состояние. Своим инверсным входом он переводит триггер Тг l в нулевое состояние, а триггер Тг h — в единичное состояние. Такое изменение в схеме приведет к тому, что будет остановлен счетчик Сч l, а счетчик Сч h начнет функционировать. Инверсный вход триггера Тг h блокирует логическую схему “И4”, тем самым ликвидируются переходы триггера Тг l в единичное состояние. Как только счетчик Сч h перейдет в h-е состояние, его инверсный вход переведет триггер Тг h в нулевое состояние. В дальнейшем структура функционирует подобным образом.

Для последовательности $A_{1,5}$ характерно то, что амплитуда импульсного воздействия неслучайная величина (на всех тактах она постоянна). Структурная схема виртуального датчика, генерирующего $A_{1,5}$ -последовательность, приведена на рис. 5. Эта структура является комбинацией структур виртуальных датчиков, формирующих $A_{1,2}$, $A_{1,3}$ последовательности. В этой структуре ДПСЧ предназначен для определения момента проявления помехи. Такой момент определяется путем сравнения вероятности появления помехи P на каждом такте и псевдослучайного числа R . При этом, если $P \leq R$, то считается, что на такте действует помеха; если $P > R$, то помеха на текущем такте не действует.

Функционирует структура следующим образом: датчик псевдослучайных чисел формирует первое псевдослучайное число R , которое через логическую схему "И4" поступает на входы схемы сравнения. При этом если $R \leq P$, то на ее прямом входе появляется разрешающий потенциал, посредством которого триггер Тг 1 переводится в единичное состояние. Этим самым запускается счетчик Сч 1. На следующем такте ДПСЧ формирует второе псевдослучайное число R . При этом если $R \leq P$, то в схеме

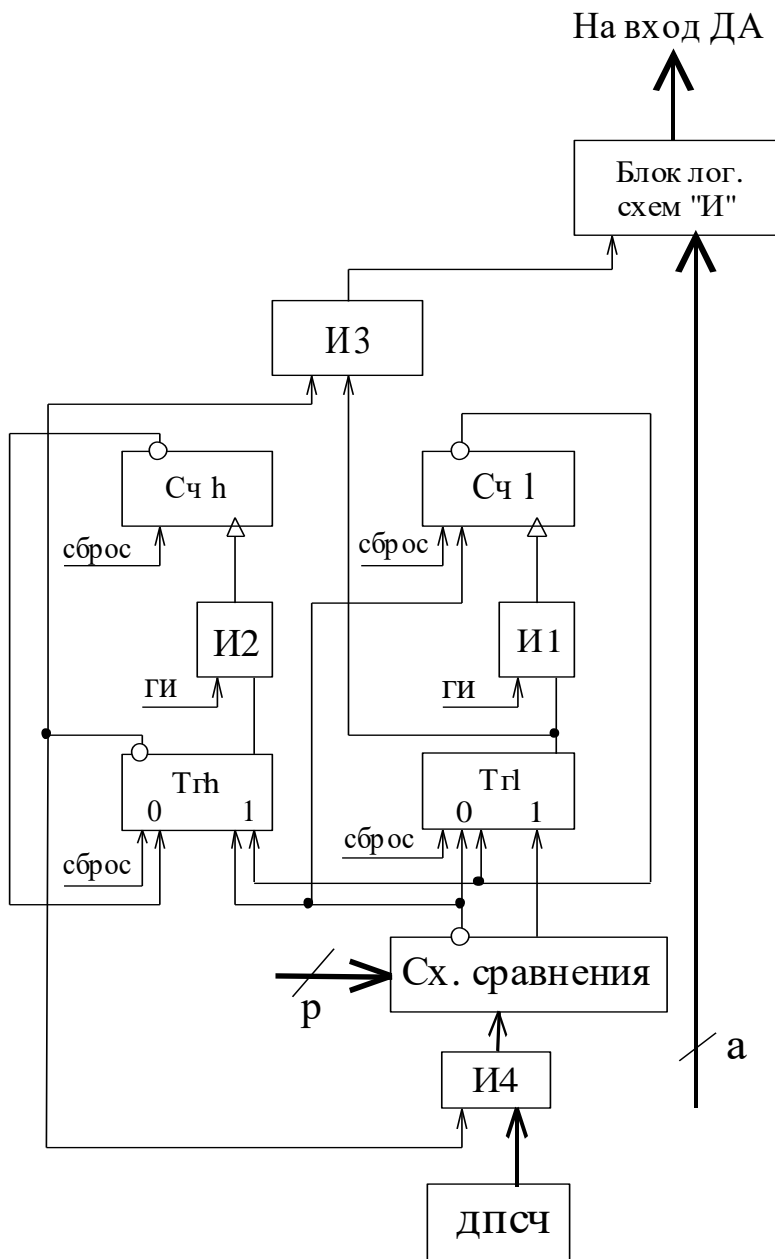


Рис. 5

никаких изменений не происходит; если же $R > P$, то разрешающий потенциал появляется на инверсном входе схемы сравнения. Посредством этого потенциала триггер Тг 1 и счетчик Сч 1 устанавливается в нулевое состояние, а триггер Тг h — в единичное состояние. В такой ситуации запускается счетчик Сч h, который через триггер Тг h на h тактов отключает ДПСЧ от схемы сравнения. В схеме в течении этого времени других изменений не происходит. Но по истечении h тактов счетчик Сч h переходит в h -е состояние и переводит Тг h в нулевое состояние. Работа счетчика Сч h прекращается. Через инверсный вход триггера Тг h разблокируется ДПСЧ и схема в дальнейшем работает описанным выше способом. Если второе псевдослучайное число меньше либо равно P , то счетчик Сч 1 переходит во второе состояние. При условии, что на l -х тактах работы ДПСЧ формировал такие числа R , которые меньше

или равны Р, счетчик Сч l остается в l-м состоянии. Тем самым триггер Тг l перейдет в нулевое состояние, а триггер Тг h — в единичное. Работа счетчика Сч l прекратится, а счетчик Сч h начнет функционировать аналогично описанному выше.

Для всех других последовательностей их формирование осуществляется датчиком, схема которых является комбинацией описанных структур. Для формирования $A_{2,j}$ — последовательностей ($j=1,8$) используют комбинацию структур, формирующей $A_{2,1}$ — последовательность и одну из описанных выше структур.

Рассмотренные структуры виртуальных датчиков помех позволяют организовать псевдослучайные переходы дискретного автомата из одного состояния в другое и тем самым синтезировать новые методы защиты информации.

Список литературы: 1. Курмит А.А. Криптографические методы защиты информации в системах ЭВМ (обзор). Зарубежная радиоэлектроника, 1979, Вып. 7. С. 17- 44. 2. Ecrer A. Abstrakte kryptographische Maschinen. Angew. Informatik, 1975, Bd. 17, N5. S. 201-205. 3. Алинов Н.В. Разработка теории и методов решения задач помехоустойчивого поиска и преобразования информации. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук. Харьков, ХИРЭ, 1986, 48 с. 4. Алинов Н.В. Об одном подходе к построению оптимальных алгоритмов аналого-цифрового преобразования, нечувствительных к случайным импульсным последовательностям. Вк.: Труды III Всесоюзного симпозиума “Проблемы создания преобразователей формы информации”. Киев.: Наукова думка, 1976. Ч. 1. С. 77-81.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 29.09.99

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И ТРАЕКТОРИЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В большинстве современных ЭЛТ используется аксиально-симметричные ЭОС. Для создания оптимальных вариантов геометрии ЭОС, отвечающим предъявляемым требованиям [1, с. 3-16; с. 211-223], необходимо применять современный математический аппарат.

В классической электронной оптике, где исследования ЭОС ограничивалось парааксиальной областью и критерием оценки качества были aberrации низких порядков, чаще всего для оценки системы необходимо было знать осевое расположение потенциала с точностью порядка 1%. Такую точность можно получить на различных аналого-моделирующих устройствах (электролитические ванны, сетки резисторов, стопы токопроводящей бумаги и т. п.) или на ЭВМ средней мощности, используя простейшие конечно-разностные схемы решения уравнений Лапласа.

Основные теоретические сведения

Современные методы исследования ЭОС и оценки качества сформированного ими изображения основаны на применении траекторного анализа и использовании aberrаций высших порядков, что требует умения вычислять потенциал и его производные в существенно непарааксиальных областях ЭОС сложной конфигурации с высокой точностью (порядка 0.01% для потенциала и не ниже 0.1% для его производных). Такая точность не может быть достигнута при помощи аналого-модулирующих устройств. Потому единственным путем решения проблемы является использование усовершенствованных вычислительных методов, основанных на использовании мощных современных ЭВМ с высоким быстродействием и большим объемом памяти.

Компьютерное моделирование электростатических полей и траекторий заряженных частиц сводится к решению следующих задач:

- определение потенциального поля системы;
- интегрирование уравнений движения заряженных частиц;

ЭОС являются объектом многочисленных исследований, как методами классической электронной оптики, так и с помощью траекторного анализа. Но несмотря на большое количество литературных источников, вопросы их расчета и проектирования затрагиваются лишь частично, как в отечественной, так и в зарубежной литературе. Сложность и недоступность или отсутствие методик расчета и исследования ЭОС делает актуальным создание программы компьютерного моделирования электростатических аксиально-симметричных полей и траекторий заряженных частиц.

Расчет потенциального поля. В настоящее время разработано множество методов решения уравнений эллиптического типа, представителем которых является уравнение Лапласа. Одним из основных численных методов решения, является разностный метод сеток (или метод конечных разностей), связанный с аппроксимацией исходной замкнутой области электростатического поля сеточной областью, содержащей N узлов сетки и заменой дифференциального уравнения соответствующим ему уравнением в конечных разностях, которое получается заменой частных производных их приближенными выражениями через конечные разности, использующими лишь значения функции в выбранных узлах [1, с. 53-62].

Для уравнения Лапласа в цилиндрических координатах (случай аксиально-симметричного поля)

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0, \quad (1)$$

легко может быть получен конечно-разностный аналог

$$U_1 + U_2 + U_3 + U_4 + \frac{h}{2 \cdot r_0} \cdot (U_2 - U_4) - 4 \cdot U_0 = 0, \quad (2)$$

где U_0 — узловой потенциал (см. рис. 1); U_1, U_2, U_3, U_4 — потенциалы в точках 1, 2, 3, 4 (см. рис. 1); h — шаг сетки; r_0 — расстояние от оси симметрии до рассматриваемой точки поля 0.

Для точек, лежащих на оси симметрии вместо (2) будем иметь:

$$U_1 + U_3 + 4 \cdot U_2 - 6 \cdot U_0 = 0. \quad (3)$$

Расчет траекторий непараксиальных заряженных частиц. Движение частицы с массой m и зарядом q в аксиально-симметричном электростатическом поле может быть представлено в виде системы двух уравнений движения по соответствующим осям

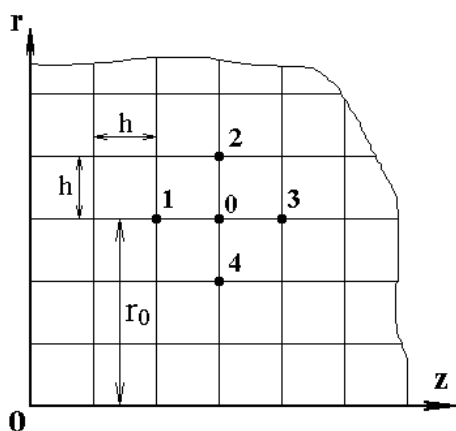


Рис. 1 Сетка потенциала с примером взаимного расположения расчетных точек

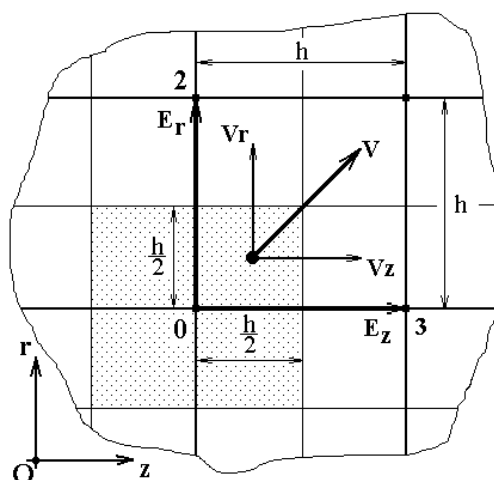


Рис. 2 Определение составляющих вектора напряженности электростатического поля для текущего положения частицы

$$\begin{cases} \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{q}{m} \cdot E_z, \\ \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{q}{m} \cdot E_r, \end{cases} \quad (4)$$

где E_z и E_r — проекции вектора напряженности электрического поля на оси Oz и Or соответственно, а в виде уравнений с дифференциалами первого порядка

$$\begin{cases} \frac{dz}{dt} = V_z, & \frac{dV_z}{dt} = \frac{q}{m} \cdot E_z, \\ \frac{dr}{dt} = V_r, & \frac{dV_r}{dt} = \frac{q}{m} \cdot E_r. \end{cases} \quad (5)$$

Систему уравнений движения (4) после преобразования к виду (5), можно решить методом Рунге-Кутты четвертого порядка [1-4] и получить связь между координатами, т.е. уравнение траектории частицы в явном виде. Но для этого необходимо знать составляющие вектора напряженности электростатического поля для текущих координат частицы r и z .

Если аксиально-симметричное электростатическое поле рассчитано в виде сетки распределения потенциала, то можно легко рассчитать приближенные значения E_z и E_r для каждой точки поля. Так, если частица находится возле точки 0 (заштрихованная область на рис. 2), т.е. при

$$\begin{aligned} z_0 - \frac{h}{2} \leq z \leq z_0 + \frac{h}{2}, \\ r_0 - \frac{h}{2} \leq r \leq r_0 + \frac{h}{2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где z_0, r_0 — координаты точки 0 по осям Oz и Or соответственно, то приближенно можно считать, что частица находится в точке 0, тогда

$$E_z \approx \frac{(U_3 - U_0)}{\Delta z}, \quad E_r \approx \frac{(U_2 - U_0)}{\Delta r}. \quad (7)$$

Алгоритм программы (начало)

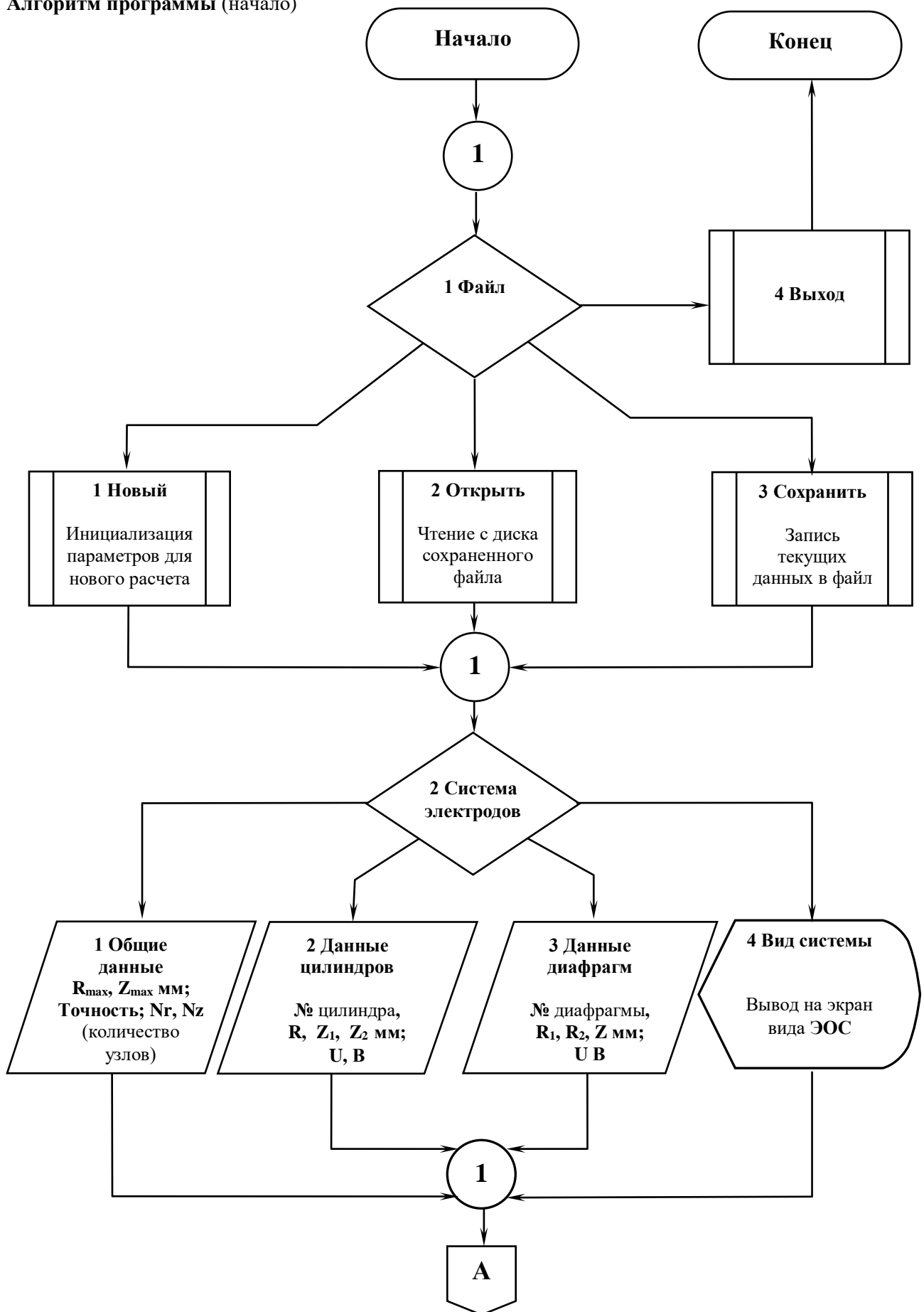


Рис. 3

Окончание

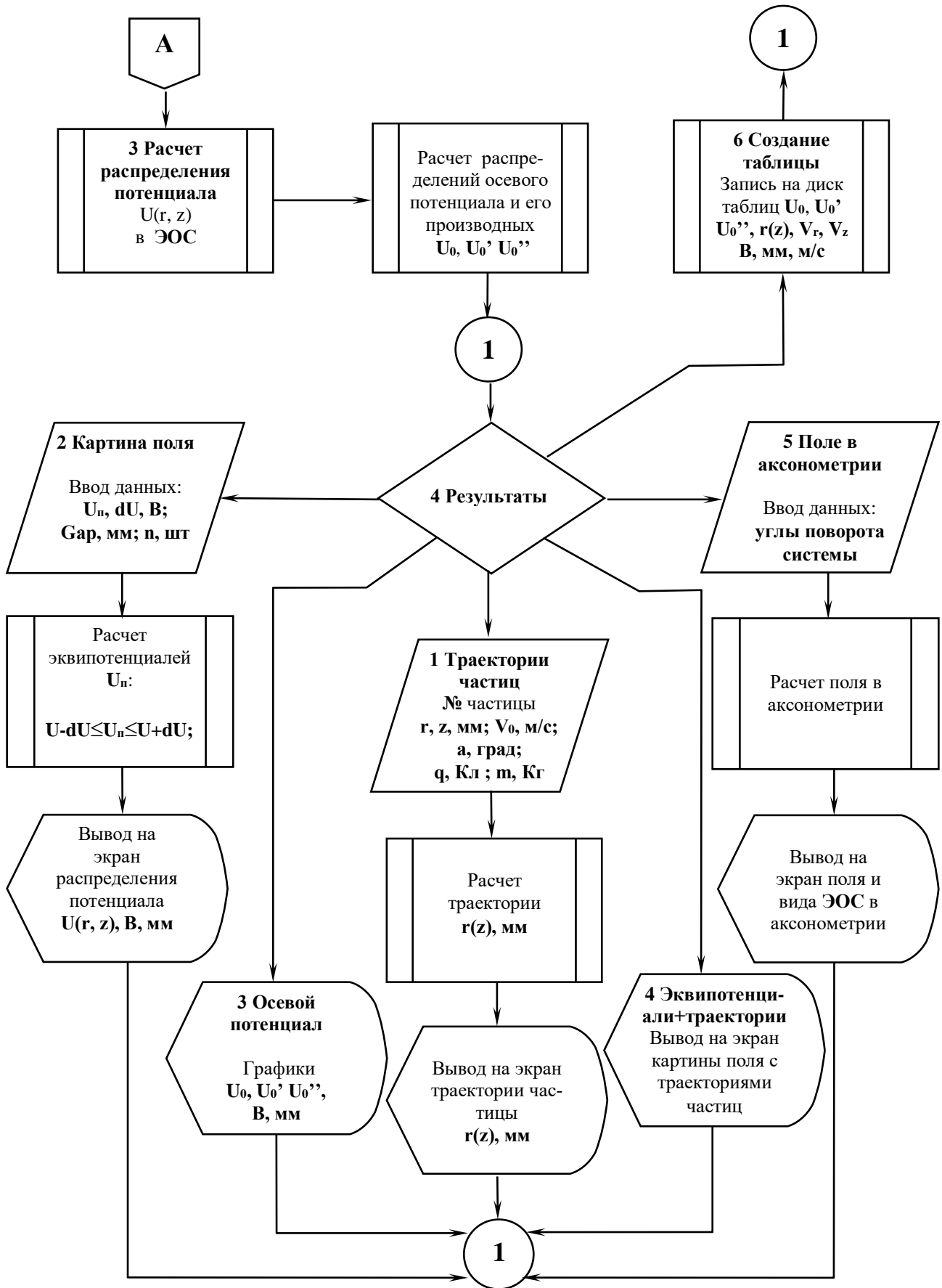


Рис. 4

Описание программы

Общие сведения. EL_MAIN.EXE представляет собой программу, с распространенным на компьютерах типа PC интерфейсом текстового меню DOS-режима. Действует под управлением операционных систем MS DOS 6.22, Windows'95, Windows'98. Обеспечивает высокий уровень производительности и интерактивности при качественном траекторно-полевом анализе аксиально-симметричных электростатических ЭОС.

Использование технических средств. Вычислительная среда – PC совместимая ПЭВМ с процессором Pentium II A (Celeron™) 300 MHz; операционная система MS DOS 6.22, Windows'95, Windows'98; язык программирования — Borland Pascal Version 7.0.

Запуск программы. Для нормальной работы программы, в каталоге, где находится исполняемый файл EL_MAIN.EXE должен находиться файл инициализации графики EGAVGA.BGI, файл графического шрифта LIT.T.CHR, и файлы данных рассчитанных ранее ЭОС, если таковые имеются.

Исходные данные. Точность представления данных – 0,01. Следующие данные вводятся в диалоговом режиме:

- максимальные размеры ЭОС по осям r и z соответственно R_{max} , Z_{max} , мм;
- точность вычислений;
- количество узлов сетки по осям O_r и O_z соответственно N_r , N_z ;
- размеры электродов и параметры их взаимного расположения;
- напряжения на электродах линзы U , V ;
- начальные координаты r_0 , z_0 , мм; скорости V_0 , м/с; углы (считая от оси ЭОС) α , град; массы m , Кг и заряды q , Кл частиц.

Максимальное количество цилиндров — 16, диафрагм — 15, частиц — 14. Максимальное количество узлов сетки зависит от соотношения R_{max}/Z_{max} . При $R_{max}/Z_{max} = 1/6$, $N_r * N_z = 107 * 642 = 68694$ узлов сетки максимум, а время расчета поля (при относительной точности 0,0001) — 25 секунд.

Выходные данные. Ниже приведены этапы работы с программой на примере исследования ЭОС серийной ЭЛТ в виде фрагментов меню программы, графиков, таблиц, аксонометрии поля и ЭОС в режиме трехмерной графики.

1 СОЗДАНИЕ / ЧТЕНИЕ ФАЙЛА ДАННЫХ

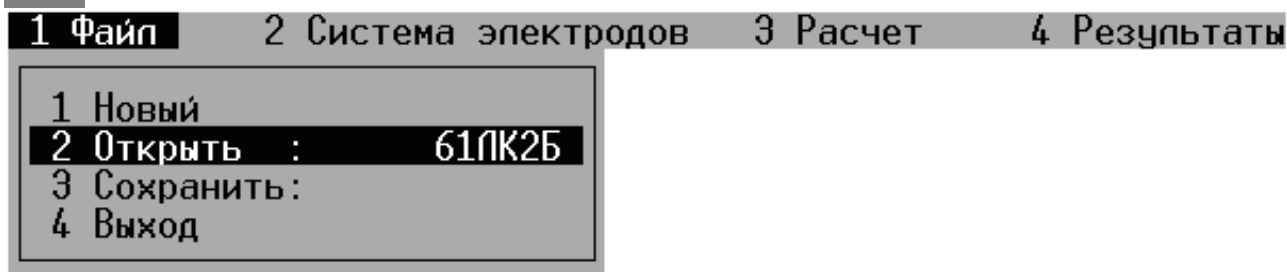


Рис. 5

2 ВВОД ДАННЫХ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОДОВ

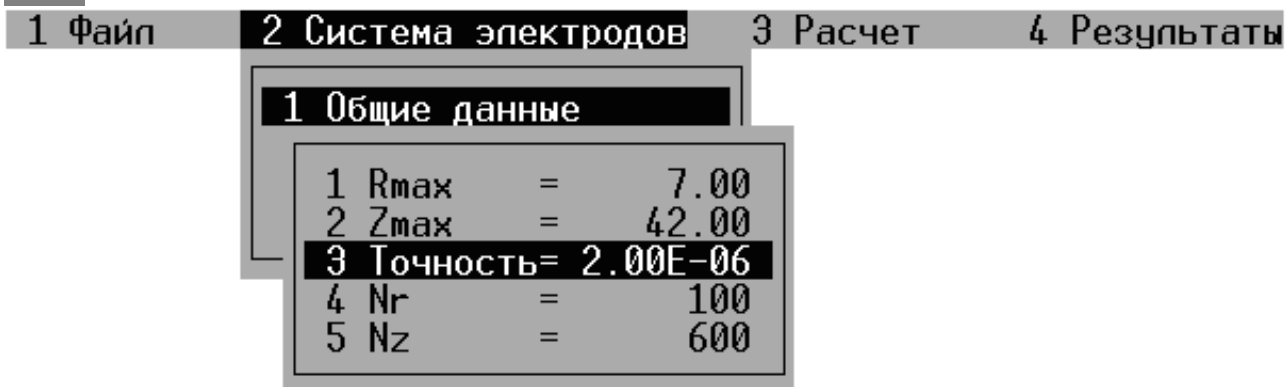


Рис. 6

3

ВВОД ДАННЫХ ЦИЛИНДРОВ И ДИАФРАГМ

1 Файл 2 Система электродов 3 Расчет 4 Результаты

1 Общие данные
2 Данные цилиндров
3 Данные диафрагм

Добавить
Удалить №
Цилиндр №1
Цилиндр №2
Цилиндр №3
Цилиндр №4
Цилиндр №5
Цилиндр №6
Цилиндр №7

Добавить
Удалить №
Диафрагма №1
Диафрагма №2
Диафрагма №3
Диафрагма №4
Диафрагма №5
Диафрагма №6
Диафрагма №7

1 z1= 9.95
2 z2= 17.95
3 r = 3.30
4 U = 20000.0
5 Вид системы

1 z = 9.95
2 r1= 2.10
3 r2= 3.30
4 U = 20000.0
5 Вид системы

Рис. 7

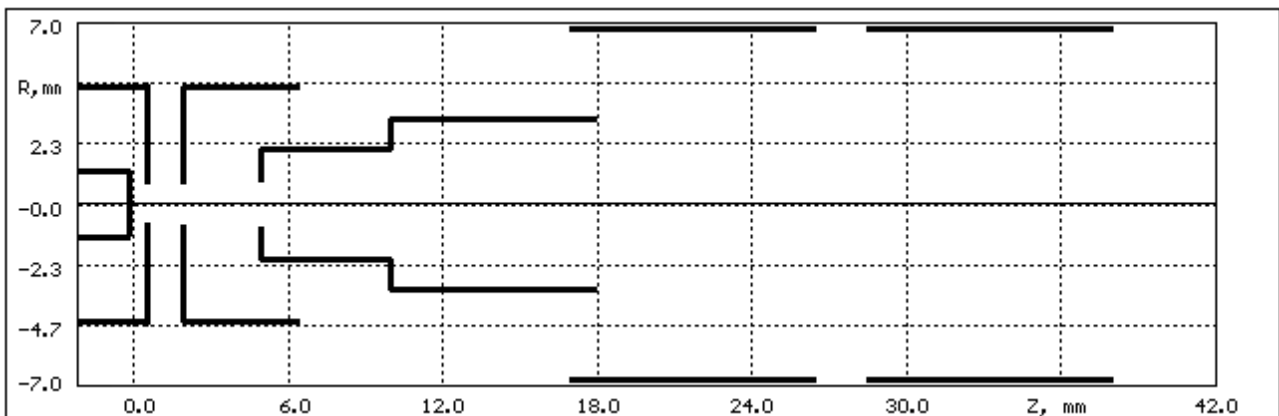


Рис. 8

4

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА

1 Файл 2 Система электродов 3 Расчет 4 Результаты

Заданная точность: 0.000002
Текущая точность: 0.004624
Номер итерации: 212

Рис. 9

5 ВВОД ДАННЫХ ЧАСТИЦ

1 Файл 2 Система электродов 3 Расчет 4 Результаты

1 Трассектории частиц

Добавить	1 z =	0.80
Удалить №	2 r =	0.10
Частица № 1	3 V =	1.87E+05
Частица № 2	4 a =	0.00
Частица № 3	5 t _m =	8.07E-09
Частица № 4	6 m =	9.11E-31
Частица № 5	7 q =	1.60E-19
Частица № 6	8 Трассектория	

Рис. 10

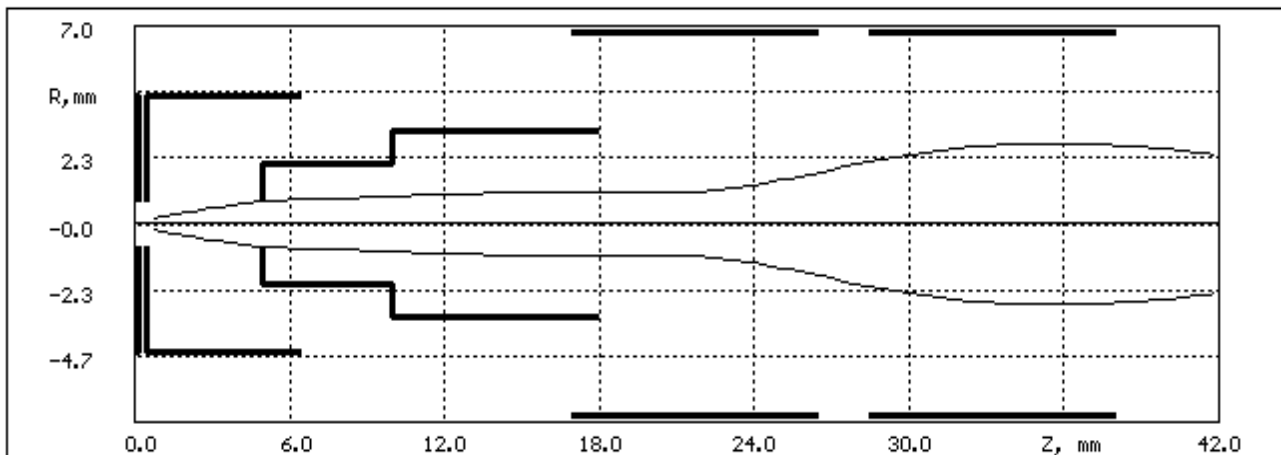


Рис. 11

6 ПОСТРОЕНИЕ КАРТИНЫ ПОЛЯ

1 Файл 2 Система электродов 3 Расчет 4 Результаты

1 Трассектории частиц
2 Распределение потенциала
3 Осевой потенциал
4 Эквипотенциалы+трассектории
5 Поле в аксонометрии
6 Создание таблицы

Рис. 12

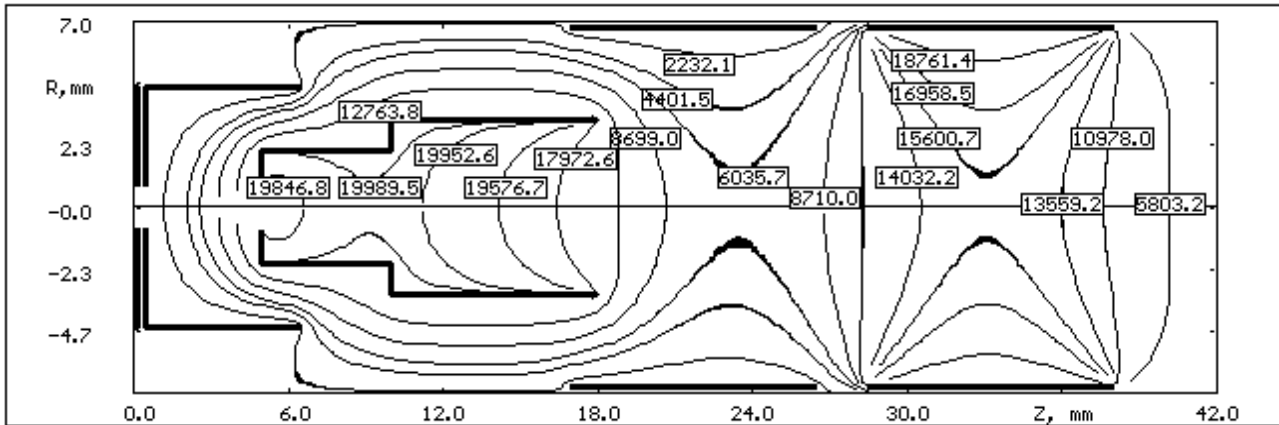


Рис. 13

7

ПОСТРОЕНИЕ ГРАФИКОВ ОСЕВОГО ПОТЕНЦИАЛА

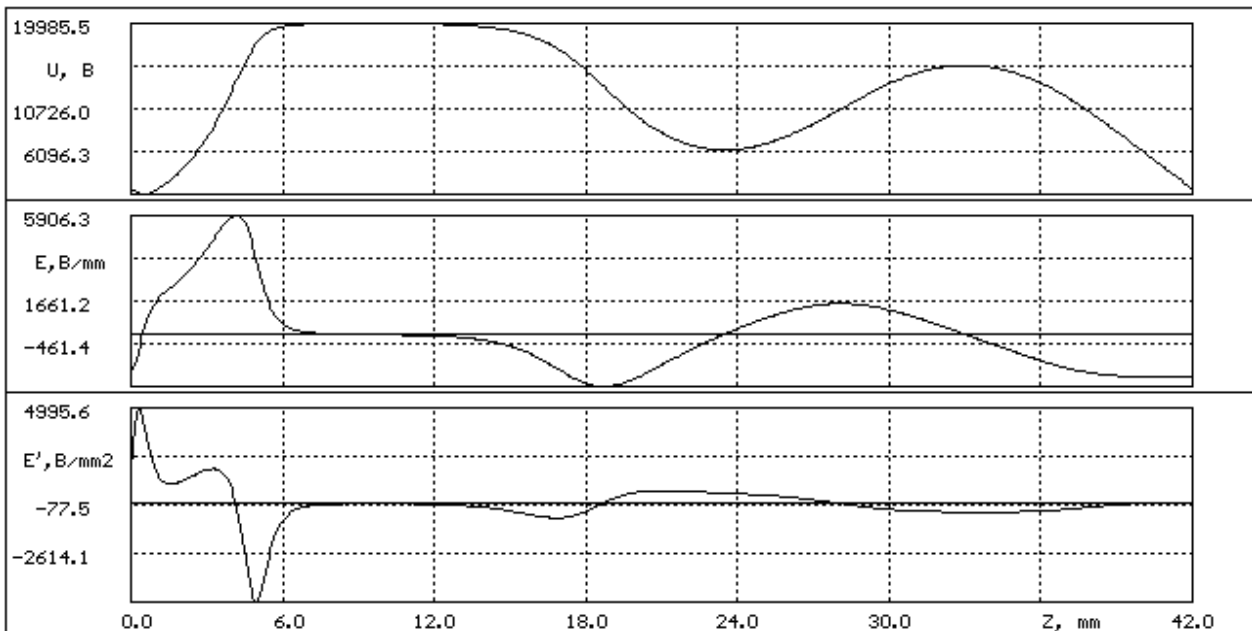


Рис. 14

8

ПОСТРОЕНИЕ ПОЛЯ И ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ

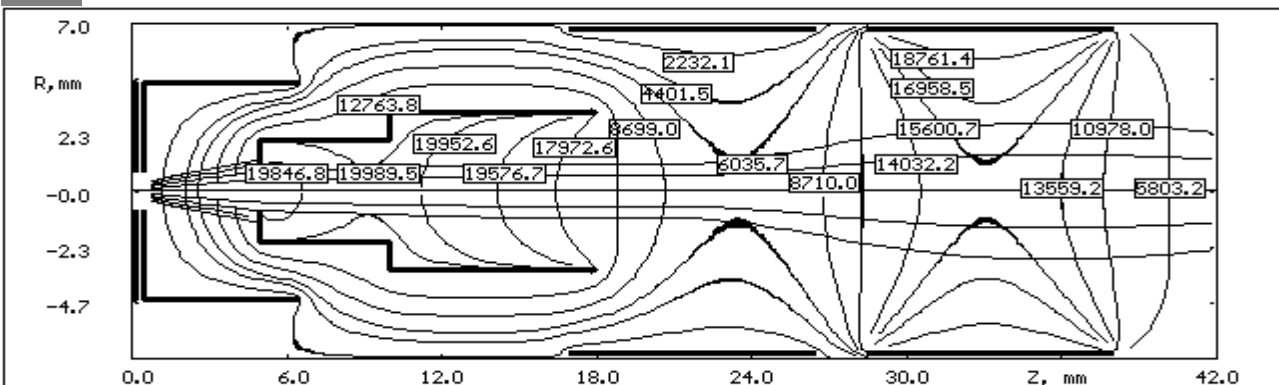


Рис. 15

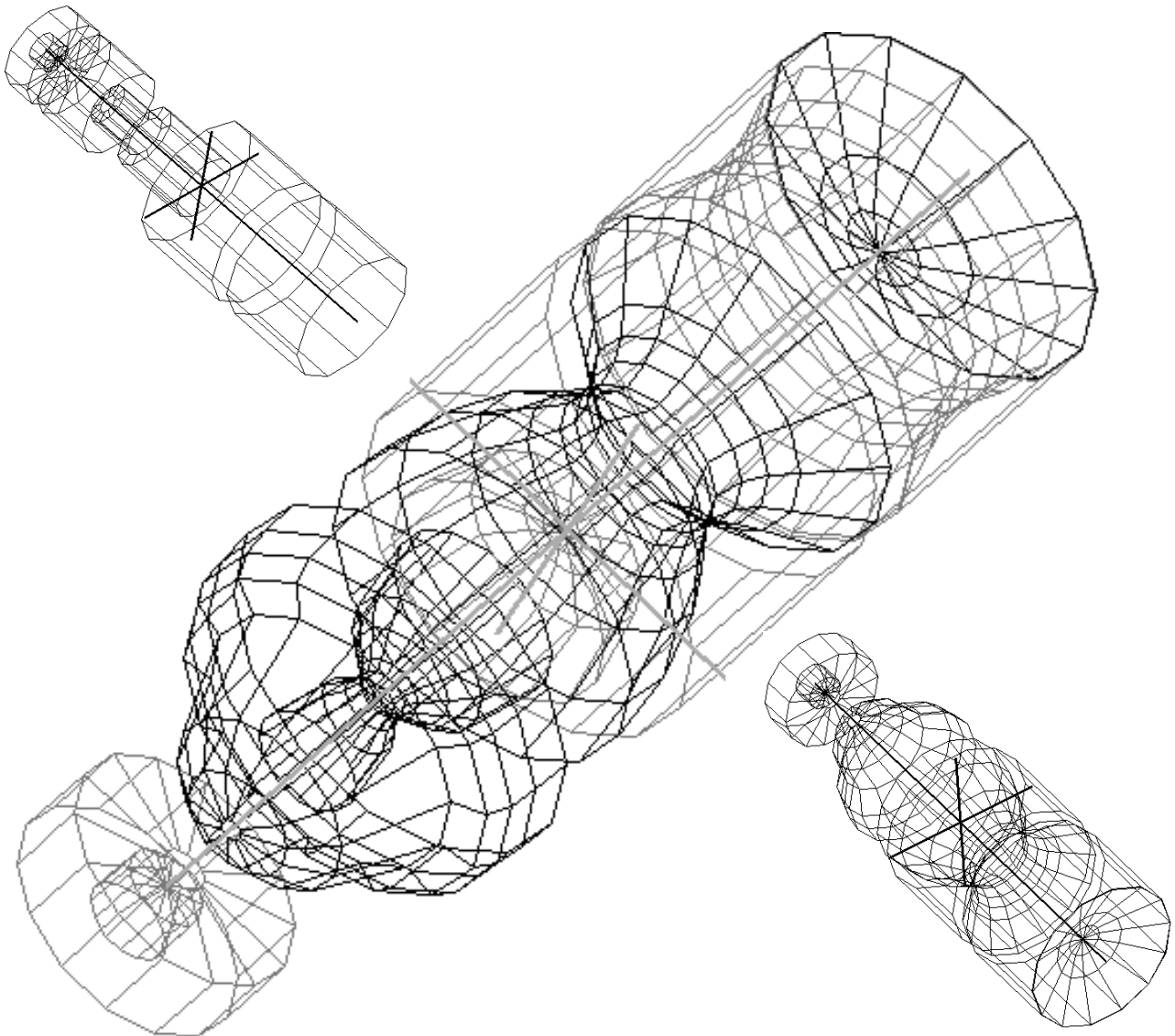


Рис. 16

Распределение осевого потенциала и траектории 2-й и 3-й частиц

Таблица 1

U_0		U_0'		U_0''		Частица № 2				Частица № 3			
z, мм	U_0 , В	z, мм	U_0' , В/мм	z, мм	U_0'' , В/мм ²	z, мм	r, мм	V_z , м/с	V_r , м/с	z, мм	r, мм	V_z , м/с	V_r , м/с
0,00	2034,60	0,00	-1850,81	0,00	1563,60	0,81	0,10	$1,76 \cdot 10^6$	$2,66 \cdot 10^5$	0,81	0,20	$1,79 \cdot 10^6$	$5,29 \cdot 10^5$
3,50	9867,91	3,50	5140,46	3,50	1720,15	1,39	0,18	$1,85 \cdot 10^7$	$2,05 \cdot 10^6$	1,53	0,35	$2,13 \cdot 10^7$	$3,52 \cdot 10^6$
7,00	19906,75	7,00	109,51	7,00	-144,69	3,51	0,37	$5,34 \cdot 10^7$	$4,37 \cdot 10^6$	3,74	0,66	$5,72 \cdot 10^7$	$7,57 \cdot 10^6$
10,50	19971,74	10,50	-22,43	10,43	-19,13	8,21	0,54	$8,04 \cdot 10^7$	$1,30 \cdot 10^6$	9,01	0,95	$7,99 \cdot 10^7$	$2,45 \cdot 10^6$
14,00	19611,22	14,00	-287,61	13,93	-201,29	14,02	0,63	$7,97 \cdot 10^7$	$1,09 \cdot 10^6$	13,84	1,09	$7,93 \cdot 10^7$	$2,17 \cdot 10^6$
17,50	16043,75	17,50	-2152,50	17,43	-668,05	18,72	0,64	$6,38 \cdot 10^7$	$-7,48 \cdot 10^5$	18,93	1,13	$6,16 \cdot 10^7$	$-1,17 \cdot 10^6$
21,00	8104,13	21,00	-1508,84	20,93	669,54	21,99	0,65	$4,31 \cdot 10^7$	$1,30 \cdot 10^6$	22,30	1,18	$4,06 \cdot 10^7$	$3,11 \cdot 10^6$
24,50	6534,89	24,43	499,73	24,43	479,71	24,59	0,81	$4,16 \cdot 10^7$	$3,61 \cdot 10^6$	24,68	1,49	$4,05 \cdot 10^7$	$6,99 \cdot 10^6$
28,00	10596,46	27,93	1533,06	27,93	17,74	27,56	1,10	$5,41 \cdot 10^7$	$5,37 \cdot 10^6$	27,92	2,11	$5,58 \cdot 10^7$	$1,03 \cdot 10^7$
31,50	14908,03	31,43	689,06	31,36	-410,16	31,51	1,41	$6,90 \cdot 10^7$	$3,78 \cdot 10^6$	31,81	2,66	$7,05 \cdot 10^7$	$6,60 \cdot 10^6$
35,00	14593,26	34,93	-854,73	34,86	-439,65	36,48	1,53	$6,36 \cdot 10^7$	$-5,15 \cdot 10^5$	36,61	2,85	$6,40 \cdot 10^7$	$-1,25 \cdot 10^6$
38,50	9260,45	38,43	-1987,96	38,36	-142,50	39,85	1,43	$4,18 \cdot 10^7$	$-1,93 \cdot 10^6$	39,81	2,66	$4,12 \cdot 10^7$	$-3,50 \cdot 10^6$
42,00	2034,60	41,93	-2061,19	41,86	1,52	41,76	1,32	$1,88 \cdot 10^7$	$-1,76 \cdot 10^6$	41,78	2,45	$1,61 \cdot 10^7$	$-2,72 \cdot 10^6$

Данные цилиндров и диафрагм

Таблица 2

Данные цилиндров					Данные диафрагм				
№	z ₁ , мм	z ₂ , мм	r, мм	U, В	№	z, мм	r ₁ , мм	r ₂ , мм	U, В
1	0,00	0,15	4,50	-55	1	0,15	0,80	4,50	-55
2	0,45	6,45	4,50	420	2	0,45	0,80	4,50	420
3	4,95	9,95	2,10	20000	3	4,95	0,90	2,10	20000
4	9,95	17,95	2,30	20000	4	9,95	2,10	2,30	20000
5	16,95	26,45	6,75	1000					
6	28,45	37,95	6,75	20000					

Выводы

Программа предназначена для расчета полей и траекторий заряженных частиц в аксиально-симметричных ЭОС. С ее помощью можно найти распределение потенциала, первую и вторую производную распределения осевого потенциала, траектории и скорости движения заряженных частиц, а также построить картину поля и вид ЭОС в аксонометрии при любом положении осей (в режиме интерактивной трехмерной графики).

Для проверки эффективности методики проведены многочисленные расчеты различных типов электронных линз и прожекторных устройств, результаты которых сравнивались с имеющимися расчетными и экспериментальными данными. Основной недостаток подхода, применяемого при моделировании, связан с определенными приближениями [1]. Но следует отдать должное простоте работы с программой, скорости расчетов и наглядности получаемых результатов, что дает возможность использовать программу:

- для ускорения процесса разработки и усовершенствования ЭОС;
- в учебном процессе (дипломном и курсовом проектировании, лабораторном практикуме и т.п.);
- для решения задач математической физики.

Список литературы: 1. Сарнавская Н.П. Расчеты и исследования электронно-оптических систем электронно-лучевых трубок. Харьков: ХТУРЭ, 1998. 282 с. 2. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987. 640 с. 3. Коллатц Л. Численные методы решения дифференциальных уравнений. М.: Иностран. лит., 1953. 460 с. 4. Волков Е.А. Численные методы решения дифференциальных уравнений // Журнал вычислительной математики и математической физики, 1969. Т.3. С. 573 — 584. 5. Крылов В.Н., Быков В.В., Монастырский П.Н. Вычислительные методы решения дифференциальных уравнений Т.2. М.: Наука, 1977. 360 с.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 04.06.99

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОКИНЕТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ НА СВЧ

Безэлектродная диагностика полупроводников, основанная на применении техники СВЧ, характеризуется рядом достоинств, таких как применимость без специализации для любых полупроводниковых материалов, широкий диапазон допустимых значений удельного сопротивления, отсутствие жестких требований к геометрии образцов и др. Вместе с традиционным использованием для измерения электрических параметров полупроводников ($\sigma, \epsilon, \text{tg } \delta$) техника СВЧ находит широкое применение для научных исследований при диагностике кинетических явлений в полупроводниковых материалах, элементах и структурах [1-3].

В настоящее время фотомодуляционный метод диагностики полупроводников, основанный на исследовании явлений неравновесной фотопроводимости, обеспечивает максимальную простоту и удобство практической реализации и, соответственно, является наиболее распространенным. При описании СВЧ сигналов фотопроводимости далеко не всегда можно использовать простые соотношения, учитывающие только вызванное фотовозбуждением изменение добротности, поскольку фотопроводимость материала может порождать две разновидности сигналов в СВЧ трактах. Одна, связанная с поглощением СВЧ энергии фотоносителями, другая – с их влиянием на фазовые соотношения [1].

Численные исследования, представленные в работе [1], показывают, что в зависимости от темного значения электропроводности исследуемого полупроводникового материала, уровня его фотовозбуждения и исходной настройки резонаторного измерительного преобразователя (РИП) сигнал фотопроводимости будет испытывать различную степень нелинейности преобразований на СВЧ. Конечно, вхождение СВЧ сигналов фотопроводимости в нелинейности может быть также связано с активацией различных примесных центров [3,4], однако обсуждение указанных явлений выходит за рамки предлагаемой работы.

Задача обеспечения адекватности исследований на СВЧ представляется наиболее актуальной при исследовании высокоомных полупроводников ($\text{tg } \delta < 10^{-2}$), для которых легко реализуется условие сильного фотовозбуждения. Такие материалы применяются для изготовления фотовольтаических элементов, датчиков ионизирующего излучения, полуизолирующих подложек ИС, GaAs СВЧ диодов и др.

В данной статье производится рассмотрение условий формирования СВЧ сигналов фотопроводимости высокоомных полупроводников, выделяемых с помощью составного цилиндрического РИП с H_{012} видом колебаний [5]. Основными преимуществами такого РИП для исследования фотокинетических явлений в полупроводниках являются высокая чувствительность к изменению проводимости материала в диапазоне $10^{-3} \dots 10^{-1} \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ и возможность изменения степени взаимодействия СВЧ поля РИП с образцом. Количественной характеристикой степени включения образца в СВЧ поле РИП может являться размер H , характеризующий положение верхнего настроечного поршня относительно образца или используемая в дальнейшем рассмотрении безразмерная величина $\beta_1 H$.

Характеристическое уравнение, описывающее взаимодействие СВЧ поля такого РИП с образцом, представлено в работе [1]. Уравнение такого вида численно решается относительно $Q_2 = \omega'_0 / 2\omega''_0$ и ω_0 (т.е. добротности и резонансной частоты резонатора с образцом), что позволяет исследовать влияние фотопроводимости образца на эти параметры резонатора.

На рис. 1 представлена зависимость СВЧ сигнала фотопроводимости $\Delta Q_\phi / Q_2$ от $\text{tg } \delta_2 = \frac{\sigma_2}{\omega_0 \epsilon \epsilon_0}$ и степени включения образца в поле резонатора при заданной величине его фотопроводимости $\Delta \sigma_\phi = 2 \cdot 10^{-2} \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$, обеспечивающей условие сильного фотовозбуждения $\frac{\Delta \sigma_\phi}{\sigma_2} \gg 1$ для образцов с $\text{tg } \delta_2 < 10^{-2}$. Теоретические зависимости построены для $h_2 = 250 \text{ мкм}$,

а позициям 1 - 5 соответствуют уровни включения $\beta_1 H = 0; 0,03; 0,06; 0,08; 0,1$. Индекс «ф» соответствует фотомодуляции исследуемых величин.

Поскольку величина $\text{tg } \delta_2$ в анализируемом диапазоне рабочих частот (30...50 ГГц) линейно связана со значением фотопроводимости, то представленные на рис. 1 зависимости отражают возможные область и характер искажения кинетики $\sigma_\phi(t)$ для различных уровней фотовозбуждения и включения образца в СВЧ поле РИП. Искажение будет иметь место при условии $\Delta\sigma_\phi \cong \sigma_2$ и сильном уровне включения образца.

Так как наиболее часто на практике осуществляется модуляция проводимости исследуемого полупроводникового образца прямоугольными импульсами света или гармонически, представляется целесообразным произвести анализ условий формирования СВЧ сигналов фотопроводимости для указанных видов фотовозбуждения. В первом случае реализуется метод затухания фотопроводимости, основанный на измерении времени затухания сигнала фотопроводимости в «е» раз по окончании действия светового импульса [2]; во втором – фазовый метод, основанный на измерении фазового сдвига сигнала фотопроводимости относительно фотовозбуждения [6].

В связи с тем, что вхождение СВЧ сигналов фотопроводимости в нелинейности определенным образом влияет на отсчет измеряемой величины, возникает необходимость оценки погрешностей и систематизации условий обеспечения адекватности исследований на СВЧ.

Для этого в характеристическом уравнении величина электропроводности образца задается зависимой от времени в виде $\sigma(t < t_u) = \sigma_0 [1 - \exp(-t/\tau)]$ и $\sigma(t > t_u) = \sigma_0 \exp(-t/\tau)$ для импульсного (t_u — длительность светового импульса) и $\sigma(t) = \sigma_0 [1 + \exp(j\Omega t)]$ для гармонического фотовозбуждения соответственно.

Экспериментальные исследования были проведены по проходной схеме выделения сигнала фотопроводимости полупроводников при СВЧ смещении. Исследуемые образцы, выращенные по методу Чохральского, травились в растворе состава $\text{HNO}_3/\text{CH}_3\text{COOH}/\text{HF}$ (3:2:2) до толщины 250 мкм. Для снижения влияния поверхностных центров образцы погружались на 5сек в $\text{HF}_{\text{конц}}$ с последующей промывкой в дистиллированной воде. Затем 10 мин кипятились в растворе $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ с последующей повторной промывкой в дистиллированной воде. Фотовозбуждение исследуемых образцов осуществлялось при помощи малоинерционного светодиода АЛ107Б с максимумом спектральной характеристики в области 0,98 мкм.

Результаты исследований показывают, что для обеспечения адекватности исследований на СВЧ необходимо поддерживать низкий уровень фотовозбуждения $\left(\frac{\Delta\sigma_\phi}{\sigma_2} < 10^{-2} \right)$ или выбор степени

включения образца в СВЧ поле резонатора при заданном уровне фотовозбуждения не должен вводить сигнал фотопроводимости $\Delta Q_\phi / Q_2$ в область резкого изменения с последующей сменой знака. При выполнении этих условий будет соблюдаться соответствие временных соотношений в кинетике рекомбинационных процессов и сигналов фотопроводимости при СВЧ смещении.

Поскольку большинство полупроводниковых элементов и устройств функционируют в режимах, выходящих за условия малых возмущений, то в практическом отношении важны оценки параметров рекомбинации при соответствующих уровнях неравновесности. Однако, в этом случае СВЧ сигнал фотопроводимости испытывает существенные нелинейные преобразования и, соответственно, диагностика кинетических явлений в полупроводниках методом затухания фотопроводимости теряет свой физический смысл.

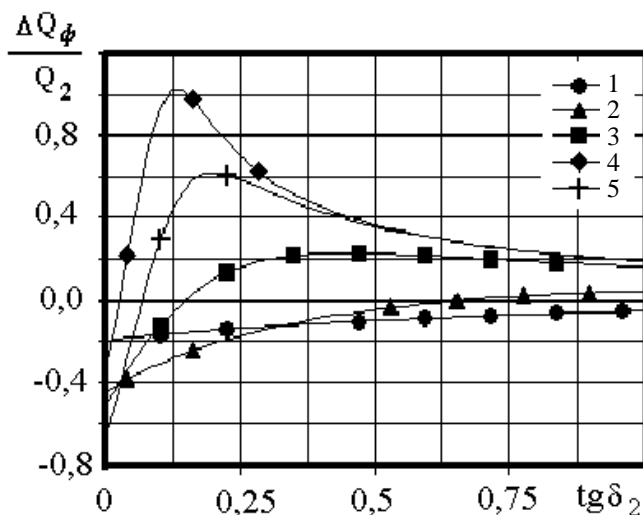


Рис. 1

Фазовый метод измерения времени жизни в полупроводниках будет избавлен от погрешностей, связанных с вхождением в высокие уровни (для реальных значений освещенности и времени жизни) при организации фазовых измерений по смещению характерных точек синусоиды, соответствующих минимальному уровню фотовозбуждения. На рис. 2, а и 2, б представлены сигналы гармонически модулированной фотопроводимости образца, соответствующие измерениям на постоянном токе и при СВЧ смещении соответственно. Зависимости на рис. 2, б построены в соответствии с данными рис. 1 для $\text{tg} \delta_2 = 10^{-3}$, удовлетворяющие условиям сильного ($\Delta\sigma_\phi = 10^{-2} (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$) фотовозбуждения. Пунктирными линиями обозначена предполагаемая область измерений.

Численные исследования показывают, что измерение фазового сдвига в указанной области будет избавлено от погрешностей, обусловленных нелинейностью преобразований на СВЧ, однако испытывает существенные сложности практической реализации, связанные с наличием дополнительных близких экстремумов в форме СВЧ сигнала фотопроводимости. Кроме того, в анализируемой области погрешность измерения фазового сдвига увеличивается вследствие шумовых флуктуаций обоих сигналов – фотовозбуждения и фотопроводимости. На рис. 3, в и 3, г показана экспериментальная форма

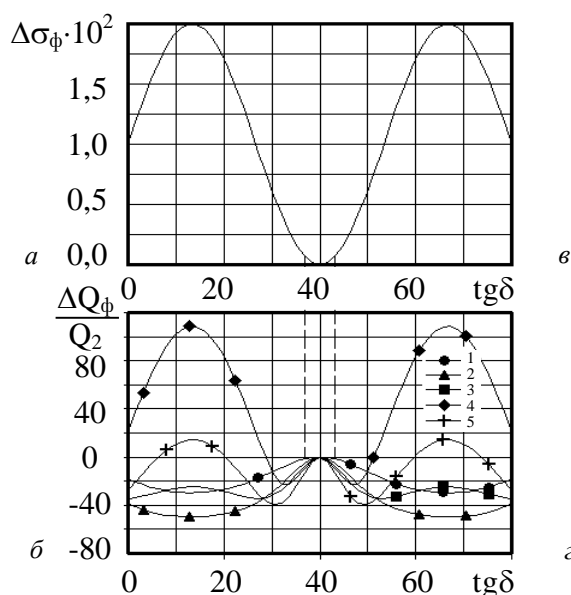


Рис. 2

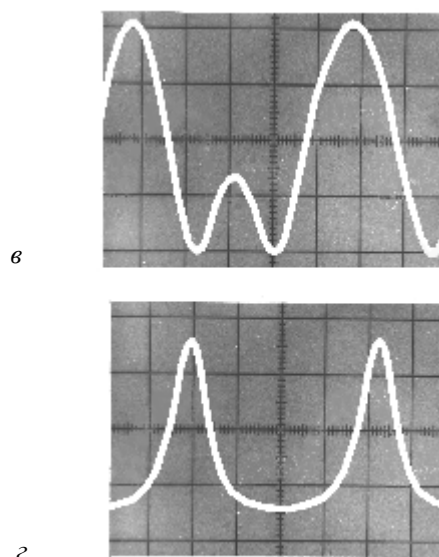


Рис. 3

сигнала фотопроводимости n - Si образца с $\text{tg} \delta_2 \approx 10^{-3}$ и $h_2 = 250$ мкм для двух уровней включения образца в СВЧ поле РИП $\beta_1 H = 0,04$ и $\beta_1 H = 0,08$ соответственно, при фиксированном уровне фотовозбуждения.

В итоге можно заключить, что ни одна из рассматриваемых методик не позволяет произвести оценку кинетических параметров высокоомных полупроводниковых образцов в условиях вхождения СВЧ сигналов фотопроводимости в нелинейности. При этом метод затухания фотопроводимости теряет свой физический смысл, а фазовый метод, основанный на измерении фазового сдвига сигнала фотопроводимости относительно фотовозмущения в точках минимального уровня фотовозбуждения не обеспечивает однозначности отсчета при работе фазоизмеряющей аппаратуры.

Дополнительными исследованиями можно показать, что область максимальной крутизны СВЧ сигналов фотопроводимости при гармонической модуляции проводимости образца, традиционно используемая для измерения фазового сдвига, может быть использована и является оптимальной для оценки кинетических параметров полупроводников на СВЧ. При этом уровень включения образца в СВЧ поле РИП при заданном уровне фотовозбуждения не должен вводить сигнал фотопроводимости $\Delta Q_\phi / Q_2$ в область смены знака (кривые 1 и 2 на рис. 2, б) или должен обеспечивать его инверсию (кривая 4 на рис. 2, б). При соблюдении этих условий, погрешность измерения фазового сдвига, обусловленная нелинейностью преобразований на СВЧ, не будет превышать 10...15 %.



Сотрудники кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств
Сидят (слева направо): С.С. Бурдюкова, В.М. Ванцан, В.А. Антонова,
Ю.В. Гордиенко, С.С. Бондаренко, Л.Д. Сапожникова.
Стоят в первом ряду: С.А. Рябинин, В.И. Яцышин, Г.И. Чурюмов,
И.Т. Чужиков, В.И. Булах, А.Г. Пащенко, В.А. Закорин
Стоят во втором ряду: Ю.Я. Волколупов, Ю.И. Гуд, В.П. Герасимов, А.В. Грицунов,
В.М. Писаренко, А.В. Юродин, Б.Г. Бородин

Список литературы: 1. Гордиенко Ю.Е., Бородин Б.Г., Смуглий В.И. СВЧ-фотомодуляционный метод диагностики полупроводников // Радиотехника. Вып. 102, 1997. С. 73-85. 2. A. Sanders and M. Kunst. Characterization of silicon wafers by transient microwave measurements // Solid-State Electron. Vol. 34, N. 9, 1991. P. 1007-1015. 3. M. Kunst, G. Muller, R. Schmidt and H. Wetzel Surface and Volume Decay Processes in Semiconductors Studied by Contactless Transient Photoconductivity Measurements // Appl. Phys. A 46, 1988. P. 77-85. 4. Saitoh Toshiya, Hasegawa Hideki. A Computer Simulation of the Recombination Process at Semiconductor Surfaces // Solid State Devices and Mater.: Extended Abstr. 22nd Int. Conf. Sendai, Aug. 22-24, 155 (1990). 5. Гордиенко Ю.Е. Определение характеристик резонатора со слоистым заполнением. // Радиотехника, Вып. 60, 1982. С. 17-23.6. Блад П., Ортон Дж. В. Методы измерения электрических свойств полупроводников // Зарубежная электроника. Вып. 2, 1981. С. 3-49.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 11.11.99

ФОРМАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ, ЗАДАЧИ И СИНТЕЗ СИСТЕМЫ ПРИНЯТИЯ ОПТИМАЛЬНОГО РЕШЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ЧРЕЗВЫЧАЙНЫХ СИТУАЦИЙ

Хозяйственная деятельность человека, а также природные катаклизмы приводят к возникновению различных по своим масштабам чрезвычайным ситуациям. Примером этому могут служить авария на Чернобыльской АЭС, наводнения, землетрясения, пожары, оползни, массовые беспорядки и т.д. В этих условиях принятие решения о своевременном вмешательстве органов внутренних дел для предотвращения и ликвидации последствий катастроф является важной и актуальной проблемой.

В этой связи наиболее рациональный подход поиска оптимальных вариантов — создание баз данных в комплексе с использованием математического аппарата, позволяющего решать с применением ЭВМ не только задачи накопления информации, но и принятия решений. При этом осуществляется имитационный вычислительный эксперимент с математическими моделями, адекватно отображающими связь между различными характеристиками, в ходе которого генерируются, сравниваются и выбираются оптимальные варианты.

Среди множества возможных структур систем, которые могут быть получены на основе комбинации признаков, на практике наиболее приемлемы многоуровневые иерархические структуры. Их характерными особенностями являются: автономность отдельных подсистем, приоритет действий вышестоящих элементов перед нижестоящими и возможность корректировки действий последних со стороны вышестоящих элементов, более обширная информация у вышестоящих элементов и др. [1]

Исходя из этого, структура системы принятия оптимального решения (СПОР) в условиях экстремальной ситуации является многоуровневой и иерархической. В качестве элементов СПОР могут быть вычислительные средства, отдельный исполнитель или коллектив исполнителей, которые решают задачи управления СПОР (управляющие элементы).

СПОР может быть реализована на различных элементах с различными взаимосвязями между ними. Основная проблема, которая возникает в связи с этим — это проблема синтеза (выбора) структуры системы исходя из оптимизации показателей качества ее функционирования.

По [1,2] под проблемой синтеза структуры понимается определение структуры управляемой и управляющей систем, т.е. выбор числа уровней иерархии и множества элементов уровня, принципов организации управления, распределение выполняемых функций между элементами (людьми и ВТ), выбор организационной иерархии, определение структуры системы передачи и обработки информации.

В общем случае задачи синтеза оптимальной структуры СПОР состоит в определении принципов \hat{B} ее построения (управления), множества элементов $\hat{C} = \{\hat{C}_i, i = \overline{1..n}\}$ системы, множества связей \hat{X} между элементами \hat{C} и функцией $\hat{g} = (g_1 \dots g_n)$ таких, что обеспечивается экстремум показателя оптимальности (цели) g_0 , т.е.:

$$(\hat{B}, \hat{C}, \hat{X}, \hat{g}) = \arg \text{ext} g_0(B, C, X, g)$$

$$B \in B^0, C \in C^0, X \in X^0 \quad (1)$$

с учетом реализаций подмножества взаимосвязей функций, выполняемых системой и зависящей от принципов B ее построения, так что

$$g \in F(B), \quad (2)$$

а также других возможных ограничений, например по стоимости, времени, расположению элементов, определенных при реализации системы и т.д.

В зависимости от исходной информации задача синтеза может иметь несколько трактовок. Так, если заданы принципы построения системы B , то задача построения системы состоит в определении совокупности элементов $C = \{C_i, i = \overline{1..n}\}$, связей X между ними и функцией $g = \{g_i, i = \overline{1..n}\}$, достаточных для реализации принципов управления D . Если определены принципы управления D и выполняемые функции g , то необходимо определение совокупности элементов C и связей X . При

задании принципов, функций и элементов системы определяется разбиение множества функций g на множество элементов S , взаимосвязанных друг с другом.

Анализ современного состояния и тенденций развития СПОР в условиях чрезвычайных ситуаций показывает, что здесь наиболее важную роль играют вопросы выбора эффективных организационных структур, распределение между элементами функций координации и руководства их совместной деятельностью.

Для простоты анализа рассмотрим одноуровневую систему принятия оптимального решения, представленную на рис.1 (объект управления $S(u, x, \omega)$ S — управляемый объект, D — управляющий объект), функционирование которой задается выражением [1]

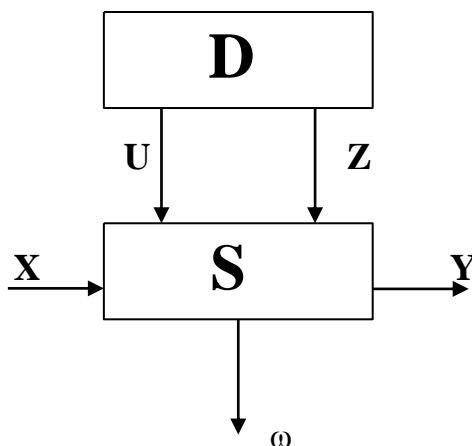


Рис.1

$$S: U \times X \times \Omega \Rightarrow Y^{\Delta} = y = S(u, x, \omega), \quad (3)$$

где x, y — векторы входных и выходных параметров (сигналов) $x \in X$; $y \in Y$; ω — вектор возмущений, $\omega \in \Omega$; U — вектор управлений; X, Y, U, Ω — множества возможных значений сигналов x, y, u, ω , в общем случае носящие стохастический характер; Δ — тождественно по определению.

В зависимости от задач, решаемых в условиях чрезвычайной ситуации, выходные и входные сигналы могут иметь различный смысл.

Факторы, действующие на объекты в данных условиях характеризуются своим многообразием, частой сменой параметров и характеристик и подчас противоречивостью получаемой информации. Для поиска глобального оптимума с учетом взаимосвязи параметров объекта и параметров взаимодействия необходим такой критерий, который позволял бы связать воедино все множество разнообразных по своей физической природе параметров взаимодействия и характеристик объекта.

Выбор такого критерия позволил бы уже на ранних этапах изменения ситуации оценить жизнеспособность объекта в процессе динамики ситуации. Таким критерием может быть обобщенный показатель качества объекта (ОПК), определяемый как средневзвешенное геометрическое от входящих в него единичных показателей качества (ЕПК) с коэффициентами весомости:

$$P_j = \left(\prod_{i=1}^n P_{ij}^{b_i} \right)^{1/b_{\Sigma}}, \quad (4)$$

где P_{ij} — нормированное значение величины i -го параметра для данного конкретного объекта; b_i — коэффициент весомости i -го параметра при условии $b_{\Sigma} = b_1 + b_2 + \dots + b_n$.

Основной этап в задаче определения ОПК — оценка и нормирование ЕПК. Нормирование необходимо в связи с тем, что в обобщенный показатель включается ЕПК с различными единицами измерения, а обобщенный параметр не имеет конкретного физического смысла и является искусственно построенным математическим выражением. Поэтому целесообразно единичные и обобщенные показатели представлять в безразличном виде. Нормирование подразумевает количественное соотноше-

ние данного значения параметра к какому-то эталонному, базовому для получения безразмерного показателя.

ЕПК можно представить вероятностью появления данного значения параметра как величину запаса прочности объекта по интересующему нас параметру.

Система оценки и нормирования ЕПК имеет следующие преимущества:

- оценка представляет собой объективно существующий параметр закона распределения статистической совокупности;
- оценка есть вероятностная характеристика с нелинейной зависимостью ее от величины параметра;
- отсутствует субъективный фактор в выборе зависимости оценки ЕПК от его величины.

Управление объектом $S(u, x, \omega)$ осуществляется системой принятия решений, функционирование которой задается выражением:

$$D: Z = U^\Delta = u = D(z), \quad (5)$$

где z — вектор информационной обратной связи $z \in Z$; u — вектор управления, действующий на управляемую систему (3); Z — множество возможных сигналов z .

Вектор $z \in Z$ полностью или частично совпадает с параметрами системы U , входными x , выходными y и возмущающими ω сигналами. Вектор u определяет параметры управляемого объекта $S(x, u, \omega)$ и его структуру.

Далее будем считать, что функционирование СПОР D является оптимальное управление $\hat{U}(t)$ её функционированием.

Степень достижения цели функционирования СПОР количественно определяется посредством показателя функционирования g на основании ОПК. Цель функционирования достигается в ходе решения задачи оптимизации.

Для описания задачи оптимизации определим показатель функционирования $g(U)$, задаваемый с помощью отображения $G: U \times Y \times \Omega \Rightarrow U$, т.е. на основании выражения:

$$g(u, x, \omega) \underline{\Delta} g(u) = G(u, y, \omega) = G(u, S(u, x, \omega), \omega) \quad (6)$$

Решением задачи оптимизации D является такое оптимальное управляющее воздействие $\hat{u} \in U$, что

$$\hat{u} = \arg \text{ext} g(u) \underline{\Delta} \arg \text{ext} G(u, S(x, \omega), \omega) \quad (7)$$

с учетом ограничений $F(u, x, \omega) \geq 0$, записанных в стандартном виде и ограничений на параметры воздействия, т.е.

$$u \in U; x \in X; \omega \in \Omega$$

Тем самым формально СПОР определяет оптимальный вектор управления \hat{u} в ходе решения задачи оптимизации.

На практике одноуровневая СПОР может решать отдельные задачи при ограниченном количестве дестабилизирующих факторов и, как следствие, оптимизация в рамках одноуровневой системы является невозможной. В связи с этим рассмотрим описание структуры многоцелевой, многоуровневой СПОР, представленной на рис. 2.

Отдельные прямоугольники изображают подсистемы, а их взаимное расположение — структуру. На нулевом уровне расположена подсистема C_0 , координирующая действия системы в целом. В этой подсистеме сосредоточивается информация, соответствующая начальным значениям параметров, характеризующих работоспособность объекта. Сюда же поступают данные об изменении множества параметров в условиях воздействия дестабилизирующих факторов. Для адекватности принятия решения в условиях экстремальных ситуаций необходимо использовать единый критерий, позволяющий уже на ранних стадиях оценки прогнозировать развитие события.

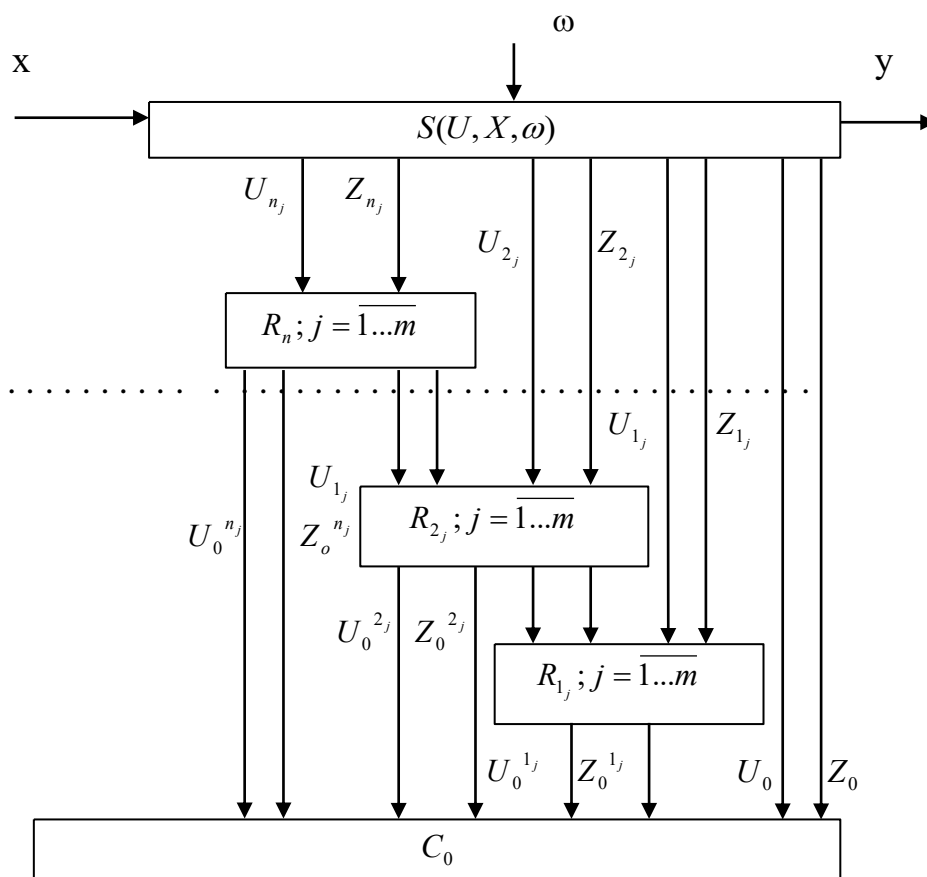


Рис. 2

Этот критерий должен удовлетворять следующим требованиям: объективность; общность для разнородных по своей физической природе параметров и характеристик; возможность описания как детерминированных, так и стохастических параметров.

Исходя из вышеизложенного, наиболее приемлемым в этом случае является информационный подход.

На основании положений теории информации рассчитывается среднее количество информации I_{cp} , содержащейся в совокупности параметров, соответствующих начальным условиям, позволяющее выработать решение об отнесении объектов исследования к тому или иному классу.

Расчет средней информации производится следующим образом:

$$I_{cp} = \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^m P(\omega_i) P[f_j(k)/\omega_i] \log_2 \frac{P[f_j(k)/\omega_i]}{P[f_j(k)]}, \quad (8)$$

где $P(\omega_i)$ — вероятность появления события класса ω_i ; $P[f_j(k)/\omega_i]$ — условие вероятности того, что параметр f_j примет k -ое значение из m возможных при условии, что объект принадлежит к классу m_j (число классов- n); $P[f_j(k)]$ — вероятность того, что параметр f_j примет k -ое значение.

По результатам наблюдений и величины I_{cp} выбирается рабочая совокупность параметров из начального их набора. По изменению наиболее информативных параметров принимаются решения о возможностях выполнения функций объектом. На каждом из остальных уровней (от 1-го до n -го) расположены j решающих подсистем. Функции этих подсистем заключаются в определении набора мер по предотвращению и ликвидации последствий чрезвычайной ситуации. Коор-

динатор, расположенный на нулевом уровне иерархии, взаимодействует со всеми решающими элементами на всех уровнях. Взаимодействие со стороны координатора заключается в подаче координирующих сигналов, выработанных на основании изменения ситуации. В свою очередь, решающие элементы передают информацию координатору посредством подачи сигналов информационной обработки связи для выработки оптимального решения на основе показателя качества функционирования объекта.

Список литературы: 1. Месарович М., Мако Д., Тахохара И. Теория иерархических многоуровневых систем. М: Мир, 1973. 230 с. 2. Цвиркун А.Д. Структура сложных систем. М: Советское радио, 1975. 100 с.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 30.09.99

Н.И. АЙЗАЦКИЙ д-р физ.- мат. наук, *А.Н. ДОВБНЯ* д-р физ.- мат. наук, *В.В. ЗАКУТИН* канд. физ.- мат. наук, *Н.Г. РЕШЕТНЯК* канд. физ.- мат. наук, *В.П. РОМАСЬКО*, *Ю.Я. ВОЛКОЛУПОВ* канд. физ.- мат. наук, *М.А. КРАСНОГОЛОВЕЦ* канд. физ.- мат. наук, *А.Э. ТЕНИШЕВ* канд. физ.- мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В МАГНЕТРОННОЙ ПУШКЕ С ВТОРИЧНОЭМИССИОННЫМ КАТОДОМ

В последние годы широкий интерес вызывает исследование магнетронных пушек с холодными катодами, обычного [1-6] и обращенного [6,7] типов, работающих в режиме вторичной эмиссии. Интерес к таким источникам связан с рядом преимуществ (большое время жизни, высокая плотность тока, относительная простота конструкции и т.д.), которые дают возможность использования магнетронных пушек с холодными вторично-эмиссионными катодами при создании мощных долговечных СВЧ-источников [3] и быстродействующей высоковольтной техники [8]. Принцип работы магнетронной пушки основан на обратной бомбардировке катода (при спаде напряжения) электронами, возвращенными магнитным полем, накопленных в промежутке между катодом и анодом; вторично-эмиссионном размножении электронов, создании электронного облака и выводе электронов из пушки. Эти вопросы изучались в работах [1-5]. Тем не менее, имеется недостаточное количество как экспериментальных, так и теоретических работ по исследованию различных аспектов генерации пучка. В частности, представляет интерес изучение вопроса о времени накопления пространственного заряда в магнетронных диодах при больших скоростях спада напряжения >1000 кв/мкс, с одной стороны, и с другой стороны при коротких временах спада 1 - 10 нс, при магнитном поле большем поля отсечки Хэлла ($H > H_{кр}$). Для стабильной генерации пучка величина магнитного поля в пушке должна составлять 0,5...5 кэ в зависимости от амплитуды напряжения на катоде и размеров. Пушки с другой стороны для транспортировки пучка в резонансной системе СВЧ прибора также необходимо использовать достаточно сильные магнитные поля. Создание таких полей значительной протяженности для генерации и транспортировки пучка - достаточно серьезная задача. Обычно она решается применением соленоидов с водяным охлаждением [9], что создает значительные трудности. В последние годы для создания протяженных соленоидальных магнитных полей используются постоянные магниты [10]. Представляют интерес также исследования по получению полей большой амплитуды и изучению их влияния на генерацию и параметры пучка в магнетронной пушке.

Экспериментальная установка и методики исследований

Эксперименты проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1.

Магнетронная пушка (центральный медный катод 5 и трубчатый анод 6 из нержавеющей стали) питается от модулятора 1, формирующего прямоугольный импульс напряжения с амплитудой 4...100 кв, длительность импульса 2...10 мкс, частота следования импульсов 10...50 гц. Импульс отрицательной полярности U_k подается на катод 5, а анод 6 заземлен. Магнетронная пушка помещена в камеру 3, давление в которой поддерживается магнито-электроразрядным насосом на уровне $\leq 10^{-6}$ Торр. Магнитное поле создавалось фокусирующим соленоидом 4. Ток электронного пучка измерялся с помощью цилиндра Фарадея 7 с калориметрическим измерителем мощности и резистора R_4 , размеры пучка — с помощью отпечатка на рентгеновской пленке и на молибденовой фольге. Запуск вторично-эмиссионного процесса производился двумя способами: на спаде специально сформированного выброса на импульсе катодного напряжения или на спаде импульса от внешнего генератора. В экспериментах использовался внешний импульсный генератор 2 с амплитудой напряжения $U = 1,5...5$ кв и длительностью спада τ от 1,5 до 30 нс, что позволяло изменять крутизну спада напряжения от 100 до 1200 кв/мкс. С целью определения временных свойств импульсных цепей подачи запускающего импульса, были проведены измерения его

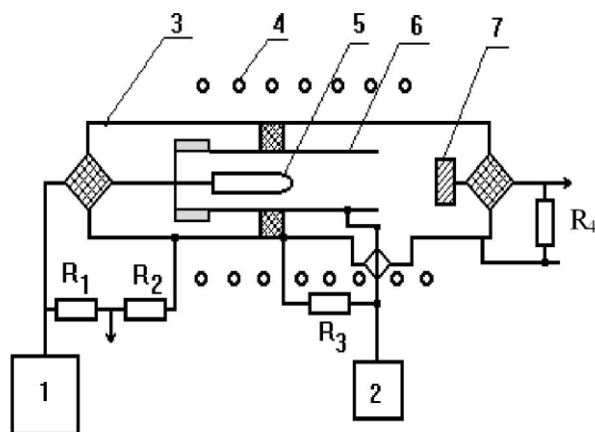


Рис. 1

внешний импульсный генератор 2 с амплитудой напряжения $U = 1,5...5$ кв и длительностью спада τ от 1,5 до 30 нс, что позволяло изменять крутизну спада напряжения от 100 до 1200 кв/мкс. С целью определения временных свойств импульсных цепей подачи запускающего импульса, были проведены измерения его

параметров. На рис. 2 показана схема измерения длительности запускающего импульса от генератора Г5-33 между катодом и анодом диода, а на рис. 3 приведены осциллограммы сигналов, полученные для двух случаев. в первом случае длительность импульса на входе составляла 2 нс, а во втором – 6 нс. На аноде диода сигналы регистрировались осциллографом И2-7 (полоса пропускания ≈ 3000 МГц). Видно, что время спада запускающего импульса мало и составляет около 2 нс и 11 нс соответственно.

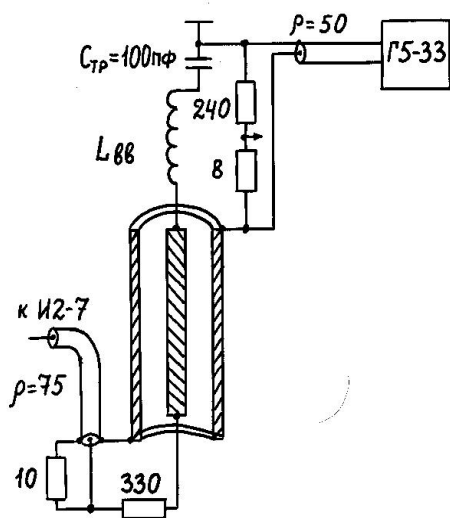


Рис. 2

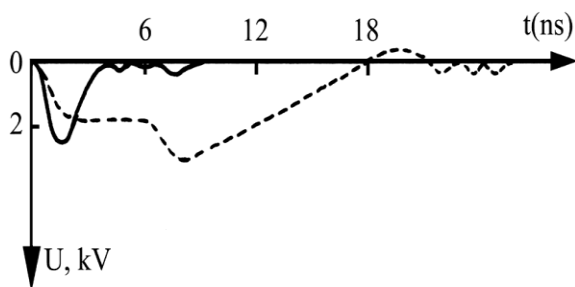


Рис. 3

высокой частотой посылок. Кроме того, поскольку в экспериментах магнитное поле создавалось соленоидом состоящим из 4 катушек, то регулируя ток в каждой катушке, можно было изменять амплитуду и продольное распределение магнитного поля, что позволяло получать различные режимы генерации пучка.

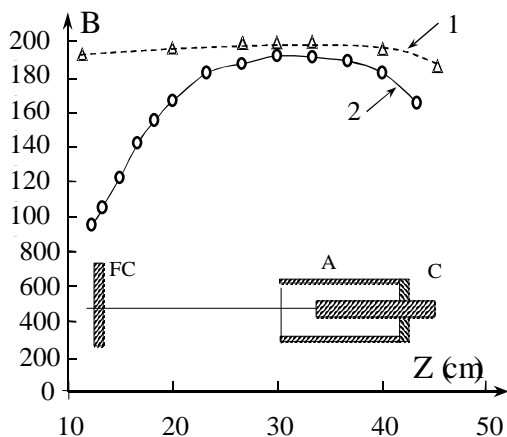


Рис. 4

возможность создания протяженных (10-20 см) магнитных полей с полями 2...3 кЭ для применения в магнетронных пушках и магнитных периодических фокусирующих системах для транспортировки пучка.

В экспериментах по получению электронных пучков в магнетронных пушках с вторично-эмиссионными катодами для получения магнитных полей использовалось два метода: разряд конденсатора через импульсный соленоид и питание соленоида с водяным охлаждением постоянным током.

На рис. 4 приведено распределение напряженности магнитного поля вдоль оси соленоида и показано расположение магнетронного диода и цилиндра фарадея. В первом случае (рис. 4, кривая 1), при высокой однородности поля вдоль оси соленоида ($\pm 5\%$) и значительной его величине (5-6 кЭ), частота повторения импульсов составляет около 1гц. этот метод создания магнитного поля не соответствует условиям работы свч приборов, частота посылок импульсов которых составляет сотни гц. с другой стороны, при работе магнетронной пушки с низкой частотой посылок, за время между импульсами поверхность катода загрязняется примесями, которые под действием электронной бомбардировки выходят в промежуток анод-катод. это может приводить к вакуумному пробую промежутка [11].

Во втором случае создание постоянного магнитного поля при пропускании постоянного тока через соленоид требуется большая мощность питания и водяное охлаждение. При этом, величина магнитного поля ограничивается нагревом соленоида, а распределение магнитного поля вдоль оси соленоида имеет худшую однородность (рис. 4; кривая 2).

Постоянное магнитное поле позволяет работать с особенно эффективно влияет на этот процесс значение тока протекающего во второй катушке, которая расположена в области нахождения магнетронной пушки.

Для создания постоянных магнитных полей в СВЧ-приборах для транспортировки пучка используются также постоянные магниты из различных магнитных материалов [10]. Такие же магниты можно использовать и для получения электронных пучков в магнетронных пушках. Нами проведены исследования по созданию продольного магнитного поля с помощью аксиально-намагниченных колец из NdFeB. На макете из колец наружным диаметром 4 см, внутренним – 1,9 см, толщиной 0,3 см общей длиной 4,7 см на оси колец получено магнитное поле 0,9 кЭ. На длине 4 см неоднородность поля составляла $\pm 10\%$ (рис. 5). В настоящее время исследуется

Измерение тока пучка производилось с помощью цилиндра Фарадея 7 и резистора R4, размеров пучка — с помощью отпечатка на рентгеновской пленке и на молибденовой фольге.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Были изучены параметры электронного пучка от геометрических размеров пушки в пределах изменения диаметра катода $D_k = 1...3$ мм и диаметра анода $D_a = 5...14$ мм. В таблице приведены результаты измерений (U_k — амплитуда напряжения на катоде, I — ток пучка на цилиндре Фарадея).

Таблица

Дк, мм	Да, мм	Uк, кВ	I, А	B, Т	U, кВ	τ , нс
2	7	7	1.9	0.3	2.4	2
2	10	5	0.8	0.19	4	13
2	10	7	1.6	0.21	3	11
3	14	8	2.3	0.14	3	14

Из таблицы видно, что в магнетронной пушке происходит генерация тока пучка при напряжении на катоде 5...8 кВ. Это является новым результатом, поскольку в публикациях других авторов эта величина, являющаяся минимальным напряжением при котором начинается устойчивая генерация пучка в магнетронном диоде, составляет 12 и более киловольт [12]. В нашем случае вторично-эмиссионное размножение и формирование электронного облака происходит при напряжении, когда энергия бомбардирующей поверхность катода электронов (300...600 электронвольт) составляет около 10% от энергии частиц пучка на выходе пушки. С другой стороны, время формирования электронного облака составляет единицы наносекунд, что указывает на то, что за несколько гиропериодов электроны (из-за большой крутизны спада напряжения) набирают энергию достаточную для вторичноэмиссионного размножения.

Расчеты, выполненные в одночастичном приближении, подтверждают выше приведенные результаты. Они показывают, что электроны, выйдя из катода на спаде напряжения запускающего импульса, могут набирать энергию >300 эв, достаточную для вторично-эмиссионного размножения за время несколько наносекунд, что не противоречит расчетам, выполненным в работе [5, 7]. В этом случае количество первичных электронов невелико, но поскольку крутизна спада большая, то процесс вторично-эмиссионного размножения идет достаточно эффективно.

В том случае когда уже образовалось облако пространственного заряда, процесс вторично-эмиссионного размножения на стационарной стадии остается стабильным в течение длительного времени и диод работает в самоподдерживающемся режиме. Ток можно было генерировать в различные моменты времени на вершине импульса напряжения, путем изменения времени задержки запуска вторичной эмиссии. Запуск диода происходит на спаде запускающего импульса. Типичные осциллограммы импульсов напряжения на катод (кривая 1 — напряжение холостого хода модулятора, кривая 2 — напряжение при генерации пучка), импульса запуска (3-момент подачи) вторичной эмиссии и тока пучка 4 с цилиндра Фарадея приведены на рис. 6.

Измерение зависимости тока пучка от крутизны спада показало, что эта зависимость имеет пороговый характер. Так запуск магнетронной пушки (диаметр катода - 2 мм, диаметр анода - 7 мм), при напряжении на катоде ~ 7 кВ, происходил только при крутизне спада более 1000 кВ/мкс (амплитуда напряжения запускающего им-

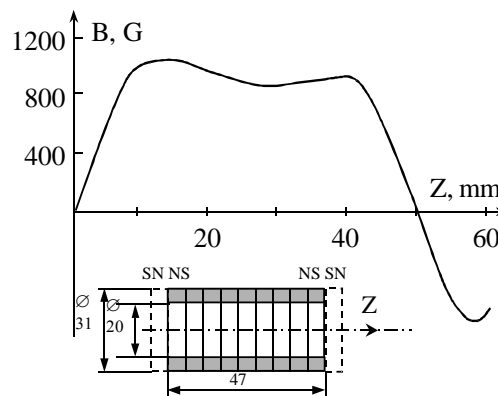


Рис. 5

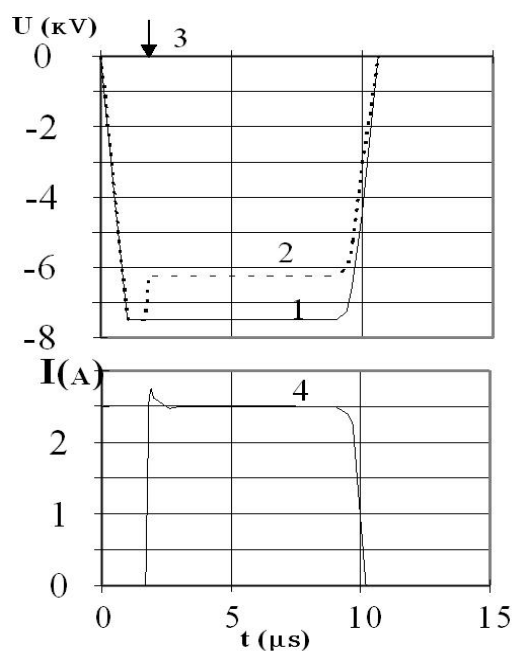


Рис. 6

пульса $\sim 2,4$ кВ, длительность спада ~ 2 нс).

При минимальном значении напряжения на катоде ~ 7 кВ и магнитном поле $\sim 0,3$ Т получен электронный пучок с током ~ 2 А.

При запуске магнетронной пушки другой геометрии (диаметр катода - 2 мм, диаметр анода - 10 мм) крутизна спада, при которой происходит генерация пучка при минимальном напряжении на катоде 5 кВ, составляет более 300 кВ/мкс (амплитуда напряжения запускающего импульса - 4 кВ, длительность спада 13 нс). При этом получен ток электронного пучка 0,7...0,9 А, а магнитное поле было $\sim 0,19$ Т.

Полученные экспериментальные результаты показывают, что в первом случае электронный пучок возникает через $\sim 1,5...2$ нс, а во втором через ~ 10 нс после спада амплитуды импульса запуска. Это также наблюдалось по "подгрузке" импульса напряжения на катоде (см. рис. 6). При этом временная нестабильность начала импульса тока пучка, не превышает длительности импульса запуска и может достигать единиц наносекунд. В этих экспериментах магнитное поле изменялось в соответствии с изменением электрического поля и выбиралось оптимальным с точки зрения генерации пучка. При этом генерация электронного пучка происходила в узких пределах изменения магнитного поля ($\pm 10\%$).

При измерении поперечных размеров пучка было обнаружено, что в обоих случаях пучки в поперечном сечении имеют вид колец с равномерным распределением интенсивности по азимуту, с внутренним диаметром примерно равным диаметру катода с толщиной "стенки" - 1...1,3 мм. Измерение размеров пучка производилось на расстоянии 180 мм от среза анода. При этом, как следует из кривой (см. рис. 4), магнитное поле вблизи расположения рентгеновской пленки уменьшалось примерно в 1,8 раза, по сравнению с напряженностью магнитного поля, в области которой находится магнетронная пушка. Приведенные результаты показывают, что электронный пучок достаточно сильно замагничен, поскольку, двигаясь в спадающем дефокусирующем магнитном поле, его размеры практически не изменяются, по сравнению с размерами на расстоянии 5 см за срезом анода. Это может быть использовано при инъекции электронного пучка из магнетронной пушки в другие системы.

В случае несоосной пушки наблюдались отпечатки пучка в виде незамкнутой окружности. Это свидетельствует о сложной динамике формирования электронного слоя, несколько отличающейся от выводов работы [5].

Следует заметить, что в экспериментах выполненных с магнетронными пушками в пределах изменения диаметра катода от 5 мм до 30 мм и диаметра анода от 26 мм до 140 мм в режиме автозапуска [4], при крутизне спада 20...50 кВ/мкс, запуск пушки происходил через время 100...500 нс (в зависимости от условий эксперимента) от начала спада импульса напряжения. В этом случае для создания электронного слоя пространственного заряда необходимо накопить значительное число первичных электронов. Поэтому процесс накопления в этом случае более длительный по времени и носит статистический характер с разбросом десятки наносекунд, что и определяет временную нестабильность генерации токового импульса. В нашем случае временная нестабильность составляет единицы наносекунд, что важно для СВЧ-систем и быстродействующей высоковольтной техники.

Проведено исследование влияния величины и распределения импульсного продольного магнитного поля на генерацию пучка. Показано, что зависимость тока пучка на цилиндре Фарадея (диаметр катода - 5 мм, анода - 26 мм, напряжение на катоде 40 кВ) от магнитного поля имеет пороговый характер, резкий рост тока пучка при магнитном поле 1700 Э, плоскую вершину и срыв тока при поле 3200 Э. Это связано с изменением траекторий и условиями набора энергии электронами в промежутке анод-катод при изменении магнитного поля.

Изменение распределения магнитного поля в пушке приводит к изменению формы и амплитуды импульса тока пучка. Так, в магнетронной пушке (диаметр катода - 5 мм, диаметр анода - 50 мм, напряжение на катоде - 60 кВ) при изменении магнитного поля от 1,4 кЭ до 2 кЭ ток пучка изменялся от 1 до 10 А. Кроме того, изменяя амплитуду и продольное распределение магнитного поля можно было создавать условия многопикового характера генерации электронного пучка.

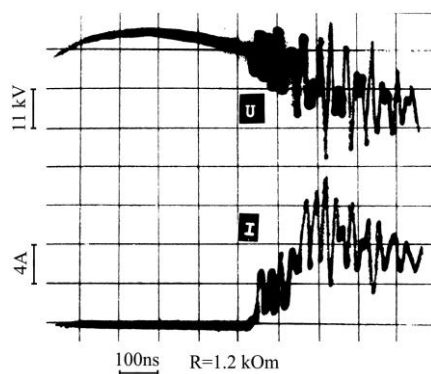


Рис. 7

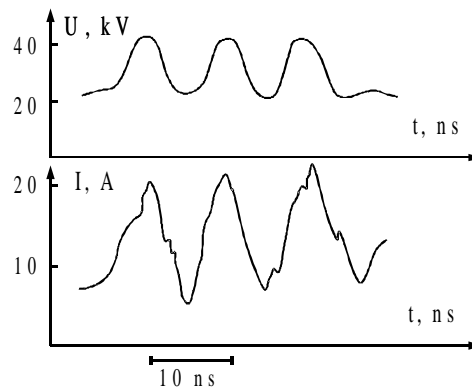


Рис. 8

Так например, в магнетронной пушке (диаметр катода – 40 мм, диаметр анода 78 мм) в режиме автозапуска, при напряжении на катоде пушки 55 кВ и при напряженности магнитного поля ~ 700 Э был получен импульс электронного пучка с амплитудным значением тока 10-30 А с периодом модуляции около 30 наносекунд (рис. 7). При дальнейшем увеличении магнитного поля до 1200 Э был получен импульс тока пучка с плоской вершиной. В некоторых режимах генерации была получена модуляция тока пучка (диаметр анода – 22 мм, диаметр катода – 5 мм), достигающая 70 % амплитуды с периодом модуляции около 10 наносекунд (рис. 8).

Магнетронные пушки позволяют получать большие мощности в электронном пучке. Так, например, магнетронная пушка с диаметром катода 40 мм и диаметром анода 78 мм при напряжении на катоде 100 кВ и магнитном поле ~ 1600 Э генерировала ток пучка около 50 А, что соответствовало мощности в пучке ~ 5 МВт.

Другой путь увеличения мощности в пучке состоит в использовании системы, состоящей из нескольких (6-10) магнетронных пушек, имеющих небольшие поперечные размеры. Проводились эксперименты с системой из 6 и 8 магнетронных пушек. В первом случае при диаметре катода – 5 мм, диаметре анода – 26 мм, напряжении на катоде – 40 кВ, напряженности магнитного поля ~ 2 кЭ суммарный ток пучка составлял 100 А. Во втором случае при диаметре катода – 5 мм, диаметре анода – 22 мм, напряжении на катоде – 20 кВ суммарный ток пучка составлял около 30 А. В настоящее время проводится ввод в режим этой пушки, что позволит получить мощность в пучке до 10 МВт.

Выводы

Проведенные исследования показали, что возможно накопление облака пространственного заряда за время 1,5...2 нс и генерация электронного пучка в магнетронной пушке с вторичноэмиссионным катодом при напряжении на катоде 5...8 кВ. Получены трубчатые пучки электронов с током 1...2 а с внутренним диаметром – 2 мм и наружным – 3...3,5 мм, при этом магнитное поле составляло 0,19...0,3 Т. Приведенные результаты показывают, что магнетронные пушки могут быть использованы в мощных СВЧ приборах, причем величина магнитного поля должна быть порядка 1000...2500 Э.

Список литературы: 1. Skowron J.F. // Proc. Of The Ieee. 1973, Vol. 61. N 3. P. 69-101. 2. Черенищев С.А. // Электронная техника. Сер. 1. 1973. № 6. С. 20-28. 3. Dovbnya A.N., Zakutin V.V., Zhiglo V.F. // Proc. Of The Fifth Eurac / Ed. S. Myers, A. Pacheco, R. Pascual Et Al. Institute Of Physics Publishing, Bristol And Philadelphia. 1996. Vol. 2. P. 1508-1509. 4. Tur Yu.D., Dovbnya A.N., Mitrochenko V.V. // Proc Of The 1997 Pac / Ed Comyn M., Craddock M.K., Reiser M., Thomson J. Vancouver. 1997, Vol. 3. P. 820 – 2822. 5. Агафонов А.В., Тараканов В.П., Федоров В.М. // ВАНТ, Сер.: Ядерно-физические исследования. Вып. 2,3 (29, 30). Том 1. С. 134-140. 6. Saveliev Y.M., Sibbett W., Parkes D.M. // Physics of Plasmas, Vol. 4. N. 7. July 1997. P. 2319-2321. 7. Чурюмов Г.И. // Радиоэлектроника. 1997. Вып 7. С. 77-80. 8. Вишневецкий А.И., Солдатенко А.И., Шендаков А.И. // Известия Вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1968. Т. 11. Вып 6. С. 555-564. 9. Кифер И.И. Испытания ферромагнитных материалов. М.-Л. Госэнергоиздат. 1962. 543 с. 10. Мельников Ю.А. Постоянные магниты электро-вакуумных СВЧ-приборов. Изд. «Сов. радио», Москва, 1967, 183 с. 11. Довбня А.Н., Закутин В.В. Экспериментальное исследование магнетронной пушки с холодным катодом. ВАНТ, Сер. Яфи. Вып. 1(28), 1997. С. 53-58. 12. Ломакин В.М., Панченко Л.В. // Электронная Техника. Сер. 1. 1970. № 2. С. 33-42.

НИК "Ускоритель" ННЦ ХФТИ, г. Харьков

Поступила в редколлегию 03.06.99

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ РАБОТЫ СО₂-ЛАЗЕРА С ФОТОТРОПНЫМ ЗАТВОРОМ

Кинетику газового СО₂-лазера с внутриврезонаторной фототропной ячейкой можно исследовать с помощью уравнений, которые описывают изменение во времени интенсивности лазерного излучения и инверсии населенности активной и пассивной сред.

Рассмотрен СО₂-лазер, работающий по трехуровневой схеме, верхний уровень которого является метастабильным. Возбуждение частиц рабочего газа можно считать происходящим за счет столкновений с частицами другого газа. При таком возбуждении частиц процесс заброса их на метастабильный уровень будет характеризоваться скоростью накачки, заданной внешними факторами.

Фактически к подобной модели можно свести почти все газовые лазеры, в том числе многокомпонентный молекулярный газовый лазер на углекислом газе, в котором добавка азота способствует увеличению скорости накачки, а добавка гелия, водорода и паров воды — уменьшению эффективного времени разрушения нижнего лазерного уровня. Пассивную поглощающую среду, используемую в качестве фототропного модулятора, будем рассматривать как простейшую двухуровневую [1].

В соответствии с принятой методикой расчета рассматриваемый квантовый генератор считается одномерным, одномодовым и одночастотным. Уравнения, описывающие кинетику процессов в СО₂-лазере с фототропным затвором представляют собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dI}{dt} = \left(\frac{c}{z} \delta l \Delta - \frac{c}{z} \delta' l' \Delta - \gamma c \right) \cdot I; \\ \frac{d\Delta}{dt} = -\delta \Delta I - \left(W + \frac{1}{\tau} \right) \left(\Delta - \frac{W n_0 \tau}{W \tau + 1} \right); \\ \frac{d\Delta'}{dt} = -2\delta' \Delta' I - \left(W + \frac{1}{\tau} \right) (\Delta' - n'_0), \end{cases} \quad (1)$$

где I — суммарная интенсивность лазерного излучения внутри резонатора, c — скорость света в свободном пространстве, δ — эффективное сечение активной среды, δ' — эффективное сечение пассивной среды, Δ — инверсия населенности активной среды, Δ' — инверсия населенности пассивной среды [2], z — длина лазера, l — длина активного участка, l' — длина пассивного участка, γ — потери в резонаторе, $n'_0 = n'_1 + n'_2$ — плотности частиц на соответствующих энергетических уровнях, $n_0 = n_1 + n_2 + n_3$ — общая плотность частиц в активной среде, W — вероятность возбуждения частиц рабочего вещества, τ — время жизни частиц на метастабильном уровне активного вещества.

Следует заметить, что величины δ , Δ , l (без штриха) и некоторые другие являются параметрами активной среды, а величины, обозначенные со штрихом, — параметрами пассивной среды.

Для удобства расчетов введены новые обозначения, которые являются безразмерными величинами:

$$i = I \delta' \tau'; \quad \delta = \frac{\Delta}{n_0}; \quad \delta' = \frac{\Delta'}{n'_0}; \quad u = \frac{t}{\tau'}; \quad \beta = \frac{\tau'}{\tau}; \quad a = \frac{l}{z} c \delta n_0 \tau'; \quad b = \frac{l'}{z} c \delta' n'_0 \tau';$$

$$\Delta_0 = \frac{W n_0 \tau}{W \tau + 1}; \quad d = \frac{c \lambda}{z}; \quad \mu = \frac{\delta}{\delta'}; \quad N = W \tau'; \quad \frac{1}{\tau_0} = W + \frac{1}{\tau}. \quad (2)$$

Видим, что a и b из обозначений (2) являются параметрами, характеризующими соответственно активную и пассивную среды.

В этих обозначениях система уравнений (1) примет вид:

$$\begin{cases} \frac{di}{du} = i \cdot (a\delta - b\delta' - d); \\ \frac{d\delta}{du} = -(\mu i + N + \beta) \cdot \delta + N; \\ \frac{d\delta'}{du} = -(2i + 1) \cdot \delta' + 1. \end{cases} \quad (3)$$

Так как система уравнений (3) является нелинейной, поэтому не может быть точно решена аналитически. Для ее исследования применен численный метод решения с помощью ПЭВМ.

В связи с тем, что в правой части системы дифференциальных уравнений переменная u (безразмерное время) отсутствует в явном виде, данная система уравнений представляет собой особый случай и позволяет ко всем прочим методам решения использовать дополнительные, которые позволяют ускорить процесс расчета модели.

В настоящее время разрабатываются математические модели различных процессов в лазерах. В [3] разработана математическая модель радиационно-кинетических процессов в CO_2 -лазере с накачкой излучением черного тела. Исследованы пути повышения КПД лазерных установок этого типа, показана необходимость выбора оптимальной рабочей смеси.

Целью моделирования является исследование системы уравнений на устойчивость различных режимов работы CO_2 -лазера с пассивной фототропной ячейкой, расположенной внутри резонатора, а также исследование переходных процессов при переходе из одного устойчивого режима работы в другой. Для этого требуется высокая точность расчетов, что накладывает ограничения на скорость расчета.

Аналогично в [4] исследованы характеристики излучения CO_2 -лазера низкого давления с накачкой продольным разрядом постоянного тока при переключении из подпорогового режима в режим генерации путем скачкообразного (с нелинейным нарастанием) увеличения тока разряда. Найдено, что амплитуда первого импульса в серии затухающих релаксационных колебаний интенсивности выходного излучения линейно зависит от времени переключения режимов, причем наклон этой зависимости определяется скоростью нарастания тока разряда при скачке. Полученные результаты интерпретированы в рамках теоретической модели на основе кинетических лазерных уравнений типа В, позволяющей разграничить линейный и нелинейный режимы установления генерации.

Для повышения скорости исследования модели алгоритм расчета модифицирован по принципу так называемых адаптивных алгоритмов, т.е. значение шага интегрирования зависит от значения наибольшей производной одной из функций, что позволяет максимально оптимизировать алгоритм решения системы.

Особенностью решения системы уравнений, описывающей кинетику процессов в CO_2 -лазере с фототропной ячейкой, является то, что для интенсивности лазерного излучения нельзя задавать нулевые начальные условия. В противном случае интенсивность будет в течении всего времени равной нулю, что не позволит решить поставленную задачу на ПЭВМ.

Задавая начальные значения $I \neq 0$, $\delta = 0$, $\delta' = 1$, соответствующие моменту включения лазера с наполненной газом фототропной ячейкой, можно получить решение системы уравнений (3), при котором интенсивность излучения I быстро может достичь такого малого значения, когда ПЭВМ не отличит его от нуля (за счет машинного округления). В этом случае расчет прекращается.

Для того, чтобы избежать этих трудностей, необходимо в первое уравнение системы (3) добавить слагаемое ξ , тогда это уравнение примет вид

$$\frac{dI}{du} = i(a\delta - b\delta' - d) + \xi,$$

где ξ — бесконечно малая величина, которая должна быть выбрана такой, чтобы не вносить погрешность при расчете, но тем не менее позволить решить данную систему дифференциальных уравнений.

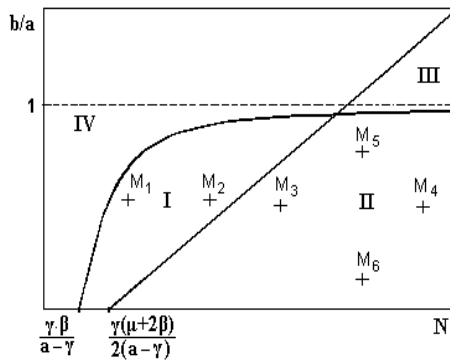


Рис. 1

$$\frac{b}{a} = \frac{N}{N + \beta} - \frac{\gamma}{a};$$

$$\frac{b}{a} = \frac{2N}{\mu} \left(1 - \frac{\gamma}{a}\right) - \frac{\gamma}{a} \left(1 + \frac{2\beta}{\mu}\right).$$

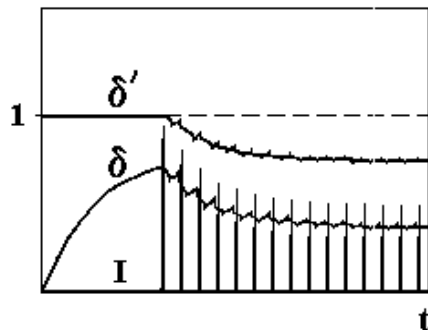


Рис. 2

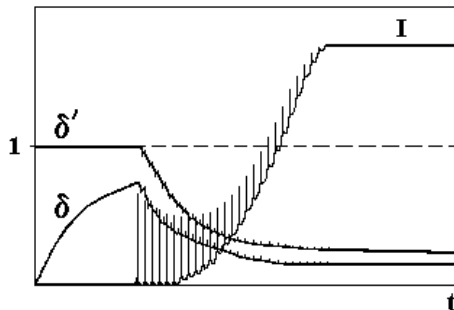


Рис. 3

В [6] рассмотрены условия обеспечения устойчивого режима работы непрерывных CO_2 -лазеров за счет выбора параметров открытого активного резонатора, оптимальных для генерации одной основной моды.

Аналитическим путем были получены области, определяющие различные режимы работы CO_2 -лазера с фототропной ячейкой (рис. 1): область I — импульсный (устойчивый) режим, область II — непрерывный режим, область III — режим, подобный работе триггера, IV — область параметров, в которой отсутствует излучение лазера [5]. Границы областей описываются уравнениями:

В области I, соответствующей импульсному режиму работы лазера с фототропной ячейкой, возникают незатухающие колебания (импульсы), время начала и скважность которых тем больше, чем ближе к левой границе выбирается точка (M_1), их амплитуда при этом уменьшается в 1.3 раза. При выборе точки ближе к правой границе области I (точка M_2), увеличивается амплитуда, уменьшается скважность в 6 раз и время начала импульса в 2.1 раза (рис. 2).

Область II диаграммы соответствует режиму непрерывного излучения, который устанавливается через определенное время, (рис. 3). Переходный процесс носит колебательный характер, после которого система переходит в устойчивое состояние, соответствующее непрерывному излучению. Установившийся уровень излучения зависит от того, насколько ближе находится расчетная точка к верхней или нижней границе. Чем ниже точка, тем выше уровень излучения (I) (M_6), при приближении к верхней границе области II (M_5), интенсивность излучения уменьшается в 1.1 раза. Время переходного процесса зависит от положения точки относительно левой

границы и, чем ближе она находится к этой границе (M_4), тем больше это время (увеличивается в 1.7 раза). В стандартном непрерывном CO_2 -лазере с пассивной модуляцией добротности и специальным резонатором, состоящим из двух частей получена генерация импульсов излучения CO_2 -лазера одновременно на нескольких длинах волн [7]. В одной части генерировалась одна поперечная мода на всех длинах волн, а в другой осуществлялось пространственное разделение по длинам волн. Оказалось, что для перехода в многочастотный режим достаточно одного дополнительного зеркала.

В CO_2 -лазерах с ВЧ – накачкой также были рассчитаны электрические и генерационные характеристики в зависимости от частоты возбуждения [8]. Путем решения системы уравнений непрерывности для электронов, положительных и отрицательных ионов совместно с уравнениями Пуассона и теплопроводности найдены пространственные и временные распределения концентраций электронов и ионов, электрического поля и энерговклада.

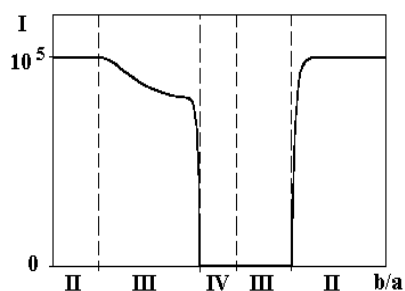


Рис. 4

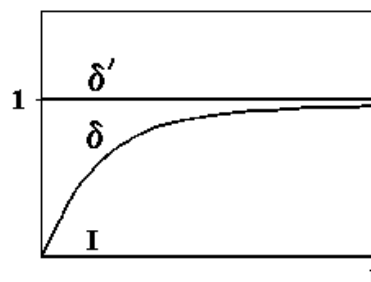


Рис. 5

Расчеты показывают, что с увеличением частоты накачки энергетические характеристики лазера улучшаются при приблизительно неизменных параметрах плазмы разряда. С ростом частоты растет также максимальная мощность накачки, при которой сохраняется устойчивость слаботочной формы разряда.

В CO_2 -лазере с пассивной модуляцией добротности теоретически исследовано влияние сканирования генерируемого излучения в пределах линии усиления. Свипирование частоты излучения изменяет амплитуду и период следования пиков, а также смещает интервал отстроек, соответствующих режиму синусоидальной модуляции или срыву генерации [9].

Область III соответствует режиму работы CO_2 -лазера с фототропной ячейкой, подобному работе триггера (рис. 4). Он зависит от начальных условий (I, δ, δ'), или от того из какой области совершается переход в область III. Если из области II, то излучение существует, хотя интенсивность ниже, чем была в области II. Излучение затухает полностью лишь при пересечении верхней границы III. При движении из области IV в область III излучение отсутствует до тех пор, пока не будет пересечена нижняя граница III, то есть наблюдается явление подобное гистерезисному (поэтому этот режим и был назван триггерным). В области IV происходит насыщение инверсии населенности (δ) и отсутствует всякое излучение (I), (рис. 5).

Таким образом, результаты моделирования подтвердили теоретические выводы по определению режимов работы CO_2 -лазера с фототропной ячейкой в зависимости от выбранных значений параметров этого лазера.

Михаил Макарович Быков, проф. зав. кафедрой физических основ электронной техники (в центре) с аспирантами кафедры (слева направо): П.С. Иванов, С.О. Мартыненко, В.В. Лысак, Н.Г. Скрынник.

Список литературы: 1. Булгаков Б.М., Быков М.М. Управление частотой следования импульсов излучения CO_2 -лазера с фототропным затвором // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22, № 3. С. 590-596. 2. Аршинов К.И., Леиенюк Н.С., Невдах В.В. Расчет населенностей лазерных уровней CO_2 и колебательных температур по спектральному распределению коэффициента усиления // Квантовая электроника. 1998. № 8. С. 679-684. 3. Давлетнин Р.Ф., Яценко О.В. Математическая модель и численная оптимизация рабочих параметров CO_2 -лазера с оптической накачкой // Изв. вузов. Сев.-кав. регион. Естествов. Н. 1995. № 3. С. 48-56. 4. Balestri S., Cioffini

M., Meucci R., Arecchi F.T., Colet P., San Miguel M., Balls S. CO_2 laser with swept pump parameter: The nonlinear regime // Phys. rev. A. 1991. N 9. С. 5894-5897. 5. Булгаков Б.И., Быков М.М. Автоподстройка ОКГ при помощи нелинейных поглощающих фильтров // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22, № 1. С. 126-134. 6. Алексеева А.Н. Одночастотная генерация в CO_2 -лазерах без селективирующих элементов // Оптика и спектроскопия. 1995. № 1. С. 156-159. 7. Fub W., Göthel J., Kompa K.L., Ivanenko M., Schmid W.E. Multiwavelength Q-switched CO_2 laser with continuous discharge // Appl. Phys. B. 1992. N 1. С. 65-70. 8. Виттеман В.Я., Имохин Б.И., Кочетов И.В., Очкин В.Н., Петерс П.Я., Удалов Ю.Б., Цхай С.Н. О влиянии частоты возбуждающего поля на характеристики активных сред CO_2 -лазеров с ВЧ-накачкой // Преправ. ФИАН. 1994. № 31. С. 1-28. 9. Куцневич Б.Ф. Динамика генерации CO_2 -лазера с внутрирезонаторным насыщающимся поглотителем при различных отстройках частоты // Ж. прикл. спектроскопии. 1993. № 5,6. С. 459-503.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 26.03.99

А.А. КОНТАРЬ, канд. техн. наук, Д.В. МАРКОВ, А.И. ТЕРЕЩЕНКО, д-р техн. наук

О ВОЗДЕЙСТВИИ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА НЕКОТОРЫЕ БИОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ

Уже в первые годы использования радио для целей связи было обнаружено неблагоприятное влияние электромагнитного поля (ЭМП) на человека. Изучению этого вопроса посвящена докторская диссертация П.И. Ижевского на тему “Воздействие электрических волн на организм человека”, защищенная в 1900 г. в Военно-медицинской академии Санкт-Петербурга. С тех пор и до настоящего времени обеспечение экологической безопасности такого биологического объекта как человеческий организм служит предметом пристального внимания ученых и широко освещается как в научной, так и в популярной литературе [1-7]. И хотя в последнее время успешное использование воздействия ЭМП, в частности — СВЧ-диапазона, на биологически активные точки, отдельные органы и организм в целом дало основания для разработки и производства соответствующей аппаратуры терапевтического назначения [8; 9], все усиливающееся загрязнение окружающей среды электромагнитным излучением должно рассматриваться как фактор, не менее опасный, чем загрязнение воздуха, ухудшение качества питьевой воды и т.п.

На основании работ, упомянутых выше и многих других, можно сделать вывод, что в течение длительного времени влияние ЭМП СВЧ на биологические объекты рассматривалось главным образом как фактор, оказывающий негативное (вредное) воздействие на белковые молекулы, клетки, ткани, отдельные органы и организмы в целом и приводящий к угнетению жизненных функций и в ряде случаев — даже к летальному исходу. Наряду с этим, изучалось и применялось воздействие СВЧ-излучения на некоторые биологические объекты в целях дезинсекции (уничтожение насекомых, повреждающих мебель, кожу, зерно [10]). Бактерицидное действие СВЧ успешно используется в пищевой промышленности для пастеризации и стерилизации заключенных в герметическую оболочку жидкостей (молока, сока, пива) и хлебобулочных изделий с целью их длительного хранения. В связи с указанными применениями детально исследовалось воздействие ЭМП СВЧ на бактериальные клетки [11].

Анализируя явления, происходящие в результате воздействия СВЧ, исследователи считали, что причиной изменений в биологических объектах является преобразование СВЧ-энергии в диэлектрических средах с потерями в тепло. Достаточно высокая мощность облучения может вызывать коагуляцию белков и при более сильном нагреве будет иметь место разложение вещества. Однако дальнейшие исследования показали, что существенные изменения в биологических объектах могут наблюдаться и при чрезвычайно малых мощностях облучения, когда нагрев не должен происходить. Такие эффекты нужно, видимо, объяснять иным — не энергетическим, а информационным воздействием. Изучению его специфики посвящен целый ряд работ [12-14]. Их авторы подчеркивали, прежде всего, нетепловой характер эффектов. Далее, указывалось, что наблюдается достаточно четко выраженная частотная зависимость (резонансный характер) результатов воздействия, причем различный для разных объектов. И что весьма важно — нетепловые эффекты наблюдались при высоких частотах облучения, в миллиметровом диапазоне волн, характеризующемся большой величиной кванта энергии.

Несмотря на тщательные исследования нетеплового воздействия СВЧ на биологические объекты, четкого определения физической (биофизической) сути наблюдаемых явлений не было получено. Скорее всего, это можно объяснить исключительной сложностью как самих объектов, так и происходящих в них явлений. В частности, при рассмотрении так называемых нетепловых явлений нельзя полностью исключить возможность энергетического воздействия ЭМП на обладающие различными электрофизическими свойствами белковые молекулы и элементы клеток. В них даже минимальные изменения температуры, микроградиенты, могут сказываться на ходе биофизических и биохимических процессов.

В развитии вопроса о влиянии слабого излучения миллиметрового диапазона на биологические объекты хотелось бы обратить внимание на работы, начатые еще в конце 60-х гг. в Харьковском государственном университете. В одной из публикаций [15] речь шла о воздействии микроволн на прорастание семян кукурузы. Авторы изучали влияние генетических различий чистопородных и гибридных семян на характеристику гетерозиса, но одновременно исследовали биологические эффекты мик-

роволн. Было обнаружено последствие облучения и ритмическое чередование стимулирующего и угнетающего действия на прорастание в зависимости от дозы облучения.

Семена растений — биологический объект, имеющий исключительно важное значение в сельскохозяйственном производстве. Они используются, с одной стороны, для посева, т.е. для воспроизводства растений. С другой стороны, семена злаков используются для приготовления муки, являющейся ценным сырьем при производстве хлебобулочных изделий, а также во многих других кулинарных операциях. Тепловая обработка с помощью СВЧ может использоваться для подсушивания зерна, уменьшения его влажности с целью предупреждения его преждевременного прорастания. Для этого применяются высокопроизводительные конвейерные сушильные установки. Возможно и подсушивания муки, создающее лучшие условия для ее хранения. При этом было обнаружено, что ЭМП СВЧ, кроме того, положительно влияет на свойства муки, инактивируя амилазу и денатурируя клейковину. Полезно СВЧ-кондиционирование муки, предназначенной для густеющих жидкостей, клеев для бумаги, выпечки [10; 16], поскольку под действием СВЧ происходят биохимические процессы, улучшающие качество продукта.

Исследования предпосевной обработки зерна продолжаются. Обработка ячменя [17] дала прибавку урожайности в среднем на 15-20 %. Авторы этого краткого сообщения указали, что “физическую сущность данного способа составляют тепловые и биологические эффекты”, а СВЧ-подготовка семян к посеву требует дальнейших исследований и производственной проверки. О таких же исследованиях сообщалось в другой работе этих же авторов [18]. Здесь приведены данные об условиях эксперимента с облучением на частоте 2450 МГц зерен пшеницы, ячменя и овса при различной влажности, являющейся весьма существенным фактором. Приведено также сопоставление расчетных и экспериментальных данных, на основе чего делается вывод о режимах сушки зерна, не снижающих посевных качеств семян.

Итак в течении десятилетий изучается СВЧ-обработка семян, получают интересные и важные результаты, но до их производственного внедрения дело никак не доходит. После совместного обсуждения проблемы с сотрудниками НИИ растениеводства им. академика Юрьева (г. Харьков) в работу включились сотрудники кафедры физических основ электронной техники Харьковского государственного технического университета радиоэлектроники. Предварительные опыты показали, что предпосевная обработка зерен пшеницы приводит к интенсификации образования ростков и повышению всхожести по сравнению с контрольными образцами. Отмечено, что СВЧ-облучение, наряду с тепловыми эффектами, увеличивает влажность семян на 1-1,5 % за счет расщепления крахмала. Кроме того, обнаружено, что СВЧ-облучение свежесобранного зерна, в котором ферменты выполняют защитную функцию, препятствуя прорастанию в течении полугода, снимает эту защитную функцию, позволяя зерну прорасти, причем с весьма хорошей всхожестью.

Результаты этих экспериментов позволяют сделать такие выводы:

- после соответствующих углубленных исследований и производственной проверки СВЧ-излучение можно рекомендовать как стимулирующий фактор для повышения всхожести семян зерновых культур;

- возможна разработка экспресс-метода оценки пригодности семян для использования в качестве посевного материала;

- необходимо строго учитывать влажность зерна, подсушиваемого с помощью СВЧ-энергии, в зависимости от того, предстоит ли использовать его для посева или же в качестве пищевого сырья.

Не приводя подробных результатов экспериментов и их трактовки, что целесообразно сделать в изданиях другого профиля, выскажем некоторые соображения по поводу дальнейших исследований обработки СВЧ-энергией зерна.

Если ставить в качестве конечной цели внедрение результатов в сельскохозяйственное производство и пищевую промышленность, главные усилия следует сосредоточить на исследованиях в международно разрешенных для промышленного использования диапазонах частот: 433, 915 и 2375 (2450) МГц.

Промышленность серийно производит магнетронные генераторы этих частот, работающие при больших уровнях мощности (десятки киловатт в непрерывном режиме) с высоким к.п.д. (порядка 60-75 %). На данных частотах возможно создание крупногабаритной техники, необходимой для облучения больших масс зерна. Обеспечение же высокопроизводительной обработки на более высоких из разрешенных частот, а тем более на миллиметровых волнах, практически невозможно. Изучение же информационного воздей-

ствия СВЧ, представляющее чисто научный интерес, вряд ли позволит, по крайней мере — в ближайшее время, обеспечить промышленное использование полученных результатов.

Список литературы: 1. *Мамфорд У. У.* Некоторые проблемы опасности микроволнового излучения для организма человека // ТИИЭИР, 1961. Т. 49, № 2. С. 462-482. 2. *Сергованцев Б.В.* Воздействие СВЧ на человека (краткий обзор зарубежных работ за период 1950-1961 гг.) // “Новости зарубежной военной радиоэлектроники”, 1961. Т. 11, № 20-21. 3. *Мальшев В.М., Колесник Ф.А.* Электромагнитные волны СВЧ и их воздействие на человека. М.: “Медицина”, 1968. 4. *Влияние СВЧ-излучения на организм человека и животных* / Под ред. И.Р. Петрова. Л.: “Медицина”, 1970. 5. *Минин Б.А.* СВЧ и безопасность человека. М.: “Сов. радио”, 1974. 352 с. 6. *Сердюк А.М.* Взаимодействие организма с электромагнитными полями как с фактором окружающей среды. К.: “Наукова думка”, 1977. 228 с. 7. *Терещенко А.И.* Радиоэлектроника и экология”. М.: “Знание”, 1989. 64 с. 8. *Искин В.Д.* Биологические эффекты миллиметровых волн и корреляционный метод их обнаружения. Харьков.: “Основа”, 1990. 248 с. 9. *Булгаков Б.М., Скресанов В.Н., Яненко А.Ф.* Экологические проблемы современной радиоэлектроники // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 108. С. 3-9. 10. *СВЧ-энергетика* / Под ред. Э. Окресса. Т. 2. М.: “Мир”, 1971. С. 126-139. 11. *Игнатов В.В. и др.* Влияние электромагнитных полей сверхвысокочастотного диапазона на бактериальную клетку. Саратов.: Изд. Саратовского госуниверситета, 1978. 78 с. 12. *Пресман А.С.* О физических основах биологического действия сантиметровых волн // “Успехи современной биологии”, 1956. Вып. 1. 13. *Нетепловые эффекты миллиметрового излучения* / Под ред. Н.Д. Девяткова. М.: Изд. АН СССР, 1981. 338 с. 14. *Исмаилов Э.Ш.* Биофизическое действие СВЧ-излучения. М: Энергоатомиздат, 1987. 144 с. 15. *Шахбазов В.Г. и др.* Влияние микроволн на прорастание чистотлинейных и гетерозисных семян кукурузы. Деп. раб. ЦИОНТ ПИК ВИНТИ, № 1562-70. 14 с. 16. *Рогов И.А., Некрутман С.В.,* Сверхвысокочастотный и инфракрасный нагрев пищевых продуктов. М.: “Пищевая промышленность”, 1976. 212 с. 17. *Бородин И.Ф., Вендин С.В., Горин А.Д.* Электромагнитные поля на службе у полевода // “Зерновые культуры”, 1992, № 5-6. С. 6. 18. *Бородин И.Ф., Вендин С.В., Горин А.Д.* Изменение всхожести семян зерновых культур под влиянием СВЧ-обработки // Докл. российской академии сельскохозяйственных наук. 1993, № 2. С. 92-94.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 03.06.99

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ФОТОНИКИ И НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ИХ СОЗДАНИЯ

Главной задачей информационных технологий является обеспечение пользователей быстрым и удобным доступом ко всем существующим и будущим информационным ресурсам. Техническими средствами для этого являются эффективные сети для передачи данных и конечные системы для хранения и обработки информации. В этой области на первый план в последние десять лет выдвинулись широкополосные мобильные системы, технологии электронной обработки изображений и системы на базе волоконной оптики, активных элементов на полупроводниковых структурах с квантовым ограничением. Последняя область объединяется термином "фотоника", который включает вопросы генерации, контроля и преобразования оптических сигналов и имеет широкое применение: от передачи информации через оптические волокна до создания новых датчиков, которые модулируют оптические сигналы в соответствии с малейшими изменениями окружающей среды. Статистический анализ показывает, что фотоника — наиболее часто употребляемый термин в названиях публикаций в последние несколько лет, после таких терминов, как "наноструктуры", "виртуальный", "мультимедиа" [1]. И это не является влиянием моды, а отражение влияния и потенциала фотоники на многочисленные области, изменяющиеся от потребительского рынка до профессионального оборудования. Кроме того, несмотря на достаточно длительный период существования оптических волокон и оптоволоконных телекоммуникационных систем в последние 2 года резко вырос интерес к оптическим технологиям. Отдельные конференции, такие как OFC (Optical Fiber Communication, San Jose, USA, 1998) собирают до десяти тысяч участников. Причина этого заключается в возможностях, которые открываются при использовании в телекоммуникациях последних достижений фотоники. Среди них назовем на наш взгляд два основных: технология мультиплексирования во временной (TDM — time division multiplexing) и особенно в частотной области (WDM — wavelength division multiplexing) [2] и направление, возникшее на стыке с мобильными системами, получившее название гибридные радиоволоконные системы (HFR — hybrid fiber radio networks) [3]. Оба эти направления явились результатом нескольких факторов, в частности:

- ускорения скорости роста объема передачи, строго зависящего от роста передачи данных и развития Интернета, трафик которого удваивается каждые 100 дней;
- необходимости максимально использовать существующие уже волоконно-оптические сети;
- обеспечения доступа к информации максимального числа пользователей, находящихся в различных, в том числе недоступных и малодоступных точках.

Применение WDM, например, канала 4×265 Гбит/с, в сочетании с мультиплексированием во временной области, например, 10 Гбит/с, обеспечивает наиболее экономичное на сегодняшний день решение. Благодаря WDM сегодняшние системы достигли скорости передачи 100 Гбит/с через один волоконный канал [4] и ведутся работы по созданию систем со скоростью 1 Тбит/с.

WDM технология исходит из идеи о синхронной инъекции нескольких цифровых потоков с одинаковой скоростью модуляции в оптическое волокно, но при этом каждый использует свою длину волны. Это означает, что для передачи n каналов со скоростью D бит/с, их можно мультиплексировать и получить суммарный сигнал со скоростью $n \times D$. На приемном конце этот сигнал снова демultiplexируется в частотной области, которая использует в настоящее время окно между 1528 нм и 1565 нм. Исходя из этого устанавливается и расстояние между двумя соседними сигналами, которое находится в области ГГц или нанометров. Если это расстояние выбрано в 100 ГГц или меньше, то систему называют уплотненными. Число каналов в современной системе составляет 4, 8, 16 или 32 сигнала по 2,5 Гбит/с и в одном световоде можно, следовательно, иметь скорость передачи 10, 20, 40 или 80 Гбит/с.

Процесс наращивания числа сигналов в канале ограничивается только возможностью контроля многочисленных источников с различной длиной волны. WDM системы невозможны без доступных компонентов, в особенности оптоэлектронных. Первостепенное значение имеет создание высокоскоростных лазеров и оптических усилителей, которые являются ключевыми компонентами. Основная проблема для лазерных диодов, применяемых в WDM-системах — это точный контроль длины вол-

ны для расположения как можно больше сигналов в канале. Существенное увеличение скорости может быть достигнуто при одновременном решении проблемы контроля путем увеличения полосы модуляции основного канала. Так, например, замена лазера с скоростью 2,5 Гбит/с на лазер с 10 или 40 Гбит/с даст увеличение суммарной скорости передачи 8-ми канальной системы с 20 до 80 и 320 Гбит/с. Требованиям WDM систем отвечают лазеры с распределенной обратной связью (РОС), длина волны генерации которого определяется решеткой распределенного брэгговского отражателя, что позволяет подбирать лазерный диод с заданной длиной волны. Что касается скоростных характеристик лазеров, то они зависят от свойств квантоворазмерной структуры, которые будут рассмотрены ниже.

Второй, из отмеченных выше областей развития фотоники, являются гибридные радиоволоконные системы (HFR), которые будут использоваться для широкополосной мобильной связи со многими потребителями, для связи внутри зданий, для доступа к удаленным и недоступным потребителям, не имеющим возможности подключения к волоконно-оптическим или коаксиальным системам. Широкополосные радиосистемы персонального доступа предполагают использовать частотный диапазон 20-70 ГГц при двусторонней передаче одного канала со скоростью 155 Мбит/с, что позволит обойти проблемы спектрального перекрытия в более низкочастотном диапазоне. HFR системы будут использовать комбинацию технологии миллиметрового диапазона и оптического, что даст несколько преимуществ. Микроволновые системы включают компоненты мм-диапазона в радиоканале между мобильной станцией (МС) и базовой станцией (БС). Кроме того, БС, а также контрольная станция (КС) включают оптические компоненты для широкополосного соединения при минимальных потерях [5]. Основные технологические задачи, решаемые при создании HFR систем состоят в создании средств для генерации и передачи мм-волн оптическими средствами, т.е. задачи прямой модуляции интенсивности лазерного диода, модуляции с подавлением несущей внешним модулятором Маха-Цендера и техники гетеродинирования, в которой оптические волны с разной частотой когерентно смешиваются [6].

В наиболее типичной HFR системе сигнал от генератора мм-волн вместе с сигналом данных используется для модуляции интенсивности передающего лазера в КС или при прямой модуляции тока или с помощью внешнего модулятора. После распространения через оптическое волокно к БС мм-сигнал выделяется при прямом детектировании. Максимально достижимая частота зависит от частотного отклика лазерного диода, характеристик модулятора и оптико-миллиметрового конвертора и детектора. Чаще всего для несущей частоты используют генерацию в несколько ГГц, но также уже сообщается об экспериментах с частотами 40 и более ГГц [7, 8].

Как следует из рассмотренных тенденций развития оптоволоконных телекоммуникационных систем, существующая на сегодня элементная база имеет достаточно высокие значения предельных параметров, что позволяет создавать высокоэффективные системы. Однако быстрый рост потоков информации и количества пользователей требует дальнейшего расширения широкополосности, увеличения быстродействия, разработки новых принципов построения телекоммуникационных систем. Численные значения, приведенные выше, показывают, что как системы на основе WDM, так и HFR нуждаются в новом поколении быстродействующих лазерных излучателей с полосой $f \geq 60$ ГГц.

Ключевым элементом современной фотоники является полупроводниковый лазерный диод. Можно сказать, что использование полупроводниковых материалов произвело революционизирующее воздействие в целом на микроэлектронику и оптоэлектронику. Высокая плотность фотонов в кристалле, особенно в сочетании с использованием сверхтонких слоев полупроводников, в которых проявляются квантоворазмерные эффекты, позволяет реализовать высокие концентрации носителей заряда и высокие значения коэффициента усиления при создании инверсии населенности. Проявление квантовых эффектов приводит к существенному изменению электронного спектра кристаллов, в частности, плотность состояний вблизи дна подзон квантования не растет параболически, а имеет ступенчатый характер. Квантоворазмерные лазеры, реализуемые благодаря развитию технологии молекулярно-лучевой эпитаксии и металлорганической эпитаксии из газовой фазы, характеризуются высоким значением дифференциального усиления, малой пороговой плотностью тока, порядка 50 А/см^2 [9] и менее для лазеров поверхностного излучения с вертикальным резонатором [10]; высоким значением характеристической температуры, показывающей экспоненциальный рост порогового тока с температурой и превышающим соответствующее значение для лазеров с объемным активным слоем более, чем на 3 порядка; наконец, имеют улучшенные динамические характеристики. Наиболее быстродействующим на сегодня являются лазеры с напряжен-

ными слоями на основе InGaAs/GaAs [11], которые можно модулировать сигналом до 40 ГГц. Для обсуждавшихся выше перспективных систем этого недостаточно.

Дальнейшее улучшение параметров полупроводниковых лазеров связано с использованием структур с размерностью квантования меньше, чем два: квантовых проводов и особенно квантовых точек [12]. Последние представляют собой кристаллит, который можно рассматривать так же, как большой полупроводниковый атом, состоящий из сотен тысяч обычных атомов. Энергетический спектр носителей заряда для такой системы представляет набор узких линий, шириной, зависящей от времени жизни носителей в точке. Реализация таких структур зависит от возможностей технологии, которая должна обеспечить квантовую матрицу с эффективным радиусом точки не более 50 ангстрем при бездефектных границах. Особенно эта однородность важна для квантовых точек для лазеров с вертикальным каналом.

Тем не менее, в основе современных полупроводниковых излучателей лежат двумерные структуры, и судя по последним публикациям, лазеры с многочисленными квантовыми ямами (MQW) будут определять состояние фотоники в ближайший период. Дальнейшее их совершенствование требует все более глубокого понимания физических процессов в структурах с квантовым ограничением и возможности адекватно представлять эти процессы в теоретических моделях. Во второй части работы остановимся на проблемах, решение которых позволит более точно определить пределы широкополосности лазерных диодов и покажет пути ее увеличения.

Характеристики, показывающие работу полупроводникового лазера и детектора в микроволновой области, важны для цифровой и аналоговой передачи информации. Первостепенное значение в исследовании этих вопросов играют методы численного моделирования характеристик лазера и определения рабочих параметров приборов. Базовым анализом этих характеристик является система скоростных уравнений для динамики электронов и фотонов. Решение этой системы дает фундаментальные ограничения пределов широкополосности лазерного диода. Ограничения ее связаны с резонансными явлениями, потерями, эффектами переноса и паразитными элементами устройства.

В литературе приведено много работ по исследованию вопросов увеличения полосы модуляции, которые достаточно ясно показывают характеристики в малосигнальном режиме, причем этот режим хорошо описывается аналитически [13, 14, 15]. Режим модуляции большим сигналом, при котором происходит резкий скачок плотности инжектированных носителей, интересен в первую очередь для цифровых систем передачи. Попытки моделировать этот режим ограничиваются численными методами [16,17], адекватность которых в большой степени зависит от правильного представления процессов переноса носителей заряда и процессов усиления.

Среди теоретических задач, которые следует решить для развития прогресса в области повышения полосы модуляции полупроводниковых лазеров, следовательно, выделяются задачи адекватного описания процессов насыщения усиления и эффектов переноса, и создание на их основе современной динамической теории квантоворазмерных лазеров. Физические причины ограничения полосы модуляции связаны с такими эффектами, как спектральное выжигание дыр [18,19], нагрев носителей [20] и их комбинациями [19]. Скорость потерь α линейно зависит от квадрата резонансной частоты

$f_r = (1/\pi)\sqrt{v_g g_0 N_P / \tau_P}$, где v_g — групповая скорость; g_0 — дифференциальное усиление; N_P — плотность фотонов; τ_P — время жизни фотонов, а также пропорциональна константе

$K = 4\pi^2(\tau_P + \varepsilon/v_g g_0)$, где ε — фактор насыщения усиления. Максимально возможная полоса модуляции определяется как $f_{\max} = \sqrt{2}(2\pi/K)$. Таким образом, K является мерилем высокоскоростных качеств полупроводниковых лазеров. В лазерах с объемным активным слоем полоса модуляции ограничивается паразитными RC элементами и разогревом носителей. В квантоворазмерных лазерах основными факторами становятся эффекты переноса: диффузия, туннелирование и термоэмиссия [21, 22].

Эффекты насыщения усиления рассмотрены достаточно подробно в ряде работ, например, в работах [23, 24]. В большинстве динамических моделей используют феноменологическое представление насыщения усиления в форме $g = G(N)/(1 + \varepsilon S)$ или реже $g = G(N)(1 - \varepsilon S)$. Здесь $G(N)$ — линейный коэффициент усиления, зависящий от концентрации электронов N , S — плотность фотонов в моде, ε — параметр нелинейности и равен обратной величине плотности насыщения фотонов. Но, как показано в [25], сравнение с точной квантово-механической моделью усиления, в условиях боль-

шого сигнала, при значительных величинах тока инжекции более точной следует считать формулу $g = G(N)/\sqrt{1 + \varepsilon S}$.

Процессы переноса влияют на большинство статических и динамических свойств, таких как модуляционный отклик [26] шумы [21; 27] частотный чирпинг при модуляции тока и эффективность инжекции [27].

Перенос носителей заряда (электронов и дырок) от легированных слоев оболочки до квантовой ямы состоит из двух частей [28, 29]. Сначала перенос вдоль области ограничения, где процесс идет согласно классическим уравнениям непрерывности, учитывающим диффузию и рекомбинацию в области электрического поля, а также дрейф носителей поперек зоны ограничения. Вторая стадия — захват носителей квантовой ямой. Здесь должны быть приняты во внимание квантово-механические проблемы динамики фотонов, которые определяют захват носителей через рассеивающие эффекты. Процесс рассеивания есть функция начального и конечного состояния волновой функции. Следующий механизм — это возврат носителя из КРС области в зону ограничения из-за термической эмиссии, а также туннелирование носителей между квантовыми ямами. Если термоэмиссия является функцией высоты барьера, то туннелирование чувствительно также и его ширине. Всеобъемлющее вычисление времени переноса является чрезвычайно сложной задачей, тем более, когда требуется учесть изменения плотности носителей при модуляции большим сигналом [30]. Для малосигнального режима эта проблема решена. Если микроволновый модулирующий сигнал очень мал, то можно считать устройство в состоянии постоянного смещения и тогда будет выполняться условие квазинейтральности и $\partial E/\partial x = 0$, где E — электрическое поле в области ограничения. Тогда в предположении малости степени легирования по сравнению с инжекционным током можно свести уравнения непрерывности тока к уравнению Пуассона и считать результирующий ток в области ограничения амбиполярным [21]. Тогда амбиполярное время жизни $\tau_a = L_a^2/2D_a$, где L_a — диффузионная длина; D_a — амбиполярная постоянная диффузии. Для большинства структур амбиполярное время жизни равно $\tau_a = 1-10$ пс. Теоретические оценки времени захвата дают изменение его в пределах от 1 пс до 1 нс [31], хотя эксперименты показывают $\tau_c = 650$ пс для дырок и $\tau_c = 1,2$ пс для электронов [21, 29]. Эта модель переноса используется при анализе малосигнальной модуляции.

Случай модуляции большим сигналом требует другого подхода: время переноса в зоне ограничения больше не является амбиполярным, а изменяется в зависимости от тока инжекции [17; 22]. Ниже порога малосигнальная постоянная времени переноса $\tau_k = \tau_a$, в то время как выше порога она уменьшается до амбиполярного времени переноса $\tau_k = \tau_{kT}$, которое определяется амбиполярным временем жизни как $\tau_{kT} = \tau_a \frac{d_k}{4L_a}$, где d_k — ширина области ограничения. Таким образом, в условиях большого сигнала время переноса τ_k строго связано с текущим состоянием.

Вид принятой модели переноса во многом определяет динамическую модель лазерного диода. В отличие от двух- и трехуровневых моделей [21; 15; 31], основанных на строго амбиполярном переносе, смешанная динамическая модель [17, 32], использующая переменное время переноса τ_k , способна адекватно описывать динамику квантоворазмерного лазера как в малосигнальном режиме, так и в случае большого сигнала. Эта модель представлена двухуровневой системой, в которой уравнение для зоны ограничения записано в виде уравнения диффузии

$$\frac{\partial n_K(t, x)}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 n_K(t, x)}{\partial x^2} - \frac{n_K(t, x)}{\tau_a} + \left(\frac{N_F(t)}{V_F} \frac{1}{\tau_F} - \frac{n_K(t, x)}{\tau_K} \right) \delta(x/d_F). \quad (1)$$

Здесь n_K — зависящая от времени t и координаты x концентрация носителей в области ограничения; d_F — толщина квантовой ямы; τ_F — время термического выброса; $N_F(t)$ — число носителей в квантовой яме; изменение характера времени переноса τ_k в области квантовой ямы учи-

тывается с помощью параметра $\delta(x/d_F) = 1$, для $x = [-d_F/2, +d_F/2]$ и $\delta(x/d_F) = 0$, для $x \notin [-d_F/2, +d_F/2]$.

На рис. 1 показаны результаты сравнения характеристик отклика лазера на ступеньку тока, полученных с использованием обычной амбиполярной модели [21] и диффузионной динамической модели [32], построенной на основе переменного времени переноса.

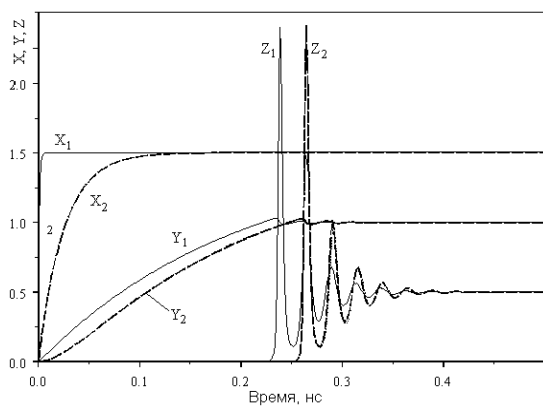


Рис. 1

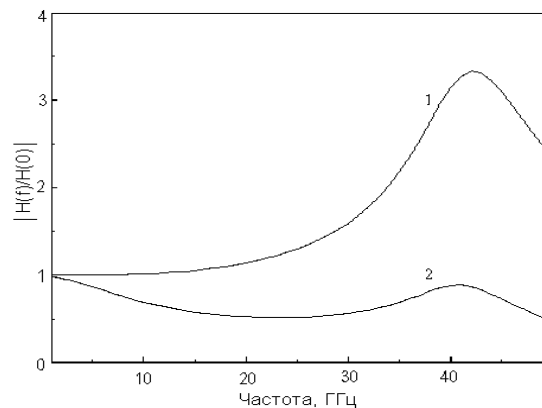
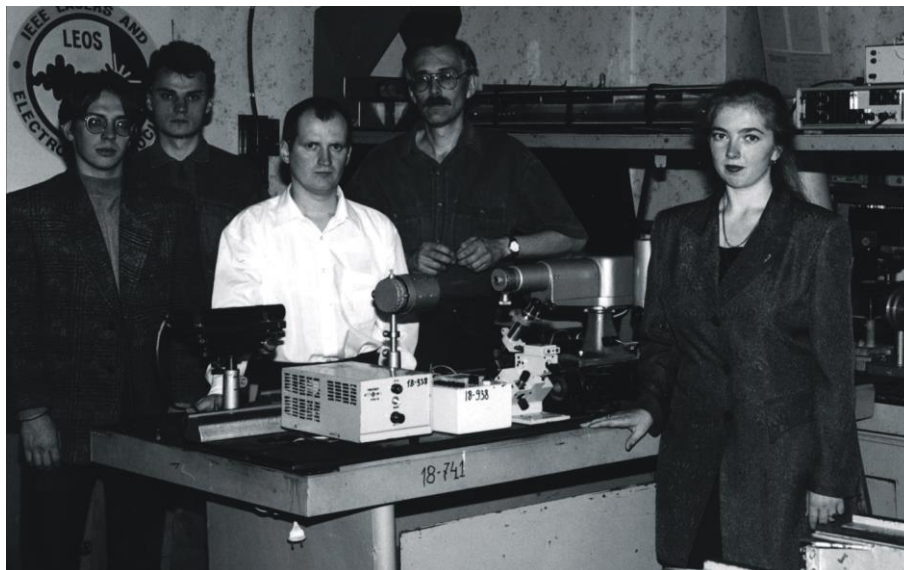


Рис. 2

Приведенные результаты отражают реакцию лазера на ступеньку тока $I = 1.5I_{th}$, где I_{th} — пороговый ток, для двух динамических моделей: обычная, с амбиполярной постоянной времени τ_a , которой соответствует индекс 1, и диффузионная, с переменным временем жизни τ_k , — индекс 2. На рис. 1 переменные X, Y, Z соответствуют концентрациям носителей заряда в области ограничения, квантовой яме и концентрации фотонов в лазерной моде. Оба результата показывают, что система 2 дает более реалистичную картину динамического поведения прибора, как по времени задержки и динамике процесса накопления свободных носителей заряда в области ограничения (рис.1), так и по ширине полосы модуляции (рис. 2). Задачи моделирования работы квантоворазмерных лазеров и определения их параметров осложняются также многостадийностью физических процессов и большим числом параметров, что существенно усложняет проведение вычислений. Вводимые в модели упрощения приводят, с другой стороны к потере информативности результатов и расхождению с экспериментальными данными. В связи с этим все более важными для практических исследований становятся методы определения значений параметров лазеров для скоростных уравнений, основанные на использовании результатов измерений лазерного порога, выходной мощности, коэффициента затухания и резонансной частоты [33]. Целью таких методов является простое определение набора физических параметров для простой модели, которые будут хорошо воспроизводить экспериментальные результаты, вместо попыток точного определения значений всех многочисленных параметров, входящих как в простые, так и в сложные системы скоростных уравнений [34]. Очевидно, что следует сосредоточить внимание на создании наряду со все более точными физическими моделями процессов в квантоворазмерных лазерах также методов получения универсальных эмпирических моделей на основе экспериментальных данных.

В данной работе проведен анализ перспективных направлений развития оптоэлектроники и фотоники, как ее нового раздела. Сделан вывод о зависимости темпов развития фотоники от создания совершенных высокоскоростных полупроводниковых лазеров с квантовым ограничением, как ключевых компонентов этих систем. Сформулированы проблемы, решение которых крайне необходимо для лучшего понимания и моделирования динамического поведения высокоскоростных квантоворазмерных лазеров. Мы рассмотрели эффекты переноса носителей заряда в активной области КРС при модуляции в режиме малого и большого сигнала и дали характеристику новому подходу к выбору модели переноса и обоснованию зависимости его от величины инжекционного тока. Отмечена необходимость оптимизации структур и применения методов эмпирического представления параметров для эффективной разработки полупроводниковых лазеров.



В научно-исследовательской лаборатории «Фотоника»
кафедры физических основ электронной техники.

Слева направо: аспиранты С.О. Мартыненко, П.С. Иванов, В.В. Лысак,
докторант кафедры И.А. Сухоиванов, аспирантка Н.Г. Скрынник.

- Список литературы:** 1. *Erman M.* Photonics // Alcatel telecommunications review. 1998. N 3. P. 163-165. 2. *Renaund M.* Components for advanced WDM networks // Proc. ECOC'98, 20-24 Sept.1998, Madrid. P. 35-39. 3. *Braun R.P.* Fiber radio systems. Application and devices // Proc. ECOC'98, 20-24 Sept.1998, Madrid. P. 87-119. 4. *Yano Y. et al.* 640 Gb/s WDM transmission over 400 km of dispersion-shifted fiber using 1,58 μm band and initial chirp optimization // Proc. ECOC'98, 20-24 Sept.1998, Madrid. P. 261-262. 5. *Ihara T., Fujimura K.* Research and development trends on millimeter-wave short-range application systems // IEICE Trans. Communications 1996. Vol. E79-B, Nr.12. P. 1741-1753. 6. *Freude W., Braun R.P., Grosskopf G., Schmidt F.* Microwave generation and transmission with chirping laser diodes and dispersive fibers // Proc. Int. Top. Meet. Microwave Photonics MWP'97, Duisburg 3-5 Sept. 1997. P. 261-264. 7. *Levy S., Nagarajan R., Mar A., Bowers J.* Fibre optic PSK subcarrier transmission at 35 GHz using a resonantly enhanced semiconductor laser // Electron. Lett. 1992. Vol.28. P. 2103-2104. 8. *Braun R.P., Grosskopf G.* Optical millimeter-wave systems for broadband mobile communications, Devices and techniques // Proc. Int Zuerich Seminar, ETZ, Febr. 1998. Inv Paper N.167. P. 8. 9. *Алферов Ж.И.* и др. Письма в ЖТФ 1988. Т.14. С.1803-1805. 10. *Samokhvalov M. V., Sukhoivanov I. A.* Beam Propagation Method for Simulation of Performance of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers // VII-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. Kharkov. 1998. Vol. 2. P. 902-904. 11. *Weisser S.* 37 GHz Direct modulation bandwidth in short cavity InGaAs/GaAs MQW lasers with C-doped active regions. // 3rd Annual Meeting IEEE LEOS 30.Oct-2.Nov 1995. San Francisco. P. 38-39. 12. *Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Иванов С.В., Алферов Ж.И.* Упорядоченные массивы квадрантных точек в полупроводниковых матрицах // Успехи физ. наук 1996, Т.4. С. 423-428. 13. *Bowers J.* High-speed semiconductor lasers and photodetectors // Programm Conf. CLEO/QELC'99 23-25 May 1999. P.12. 14. *Tucker R.S.* High-speed modulation of semiconductor lasers // J. Lightwave Technol. 1985, V. LT-3. P. 1180-1192. 15. *Сухоиванов И.А.* Трехуровневая динамическая модель высокоскоростных КР лазерных диодов с отдельной областью ограничения // Радиотехника. 1997. №101. С.90-97. 16. *Hansmann S., Burkhard H., Walter H., Hillmer H.* A tractable large-signal dynamic model - application to strongly coupled distributed feedback lasers // J. Lightwave Technol. 1994, Vol.12. P.952-956. 17. *Sukhoivanov I.* Large signal analysis for the modulation response of high speed quantum well lasers // VII-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. Kharkov. 1998. Vol. 2. P. 899-901. 18. *Yamada M., Suematsu Y.* Analysis of gain suppression in undoped injection lasers // J. Appl. Phys. 1981. Vol.52. P. 2653-2664. 19. *Agrawal G.P.* Gain nonlinearities in semiconductor laser // IEEE J. Quantum Electron 1987. V.23. P. 860-868. 20. *Willatzen, M., Uskov A.* Nonlinear gain suppression in semiconductor laser due to carrier heating. // IEEE Photon. Technol. Letters 1991. Vol. 3. P. 606-609. 21. *Nagarajan R., Ishikawa M., Fukushima T.* High speed quantum-well lasers and carrier transport effects // IEEE J. of Quantum Electron. 1992. Vol.28. P. 1990-2008. 22. *Freude W., Sukhoivanov I. A.* Carrier transport phenomena in SCH quantum well laser diodes for microwave fibre optic telecommunication systems // Proc 6th

Crimean Microwave Conf. 1996. P. 303-307. 23. *Tucker R. S.*, High-speed modulation of semiconductor lasers, IEEE J. Lightwave Technol. 1985. Vol.3. P. 1180-1192. 24. *Nagaraian R.* et al. Effect of the confinement layer composition on the efficiency and modulation response // IEEE Photon. Technol Lett. 1992. Vol.40. P. 832-834. 25. *Sukhoivanov I., Lysak V.* Nonlinear gain model and its application for numerical investigation of semiconductor lasers // Microwave and optical Technol. Letters 1999. Vol.21, Nr.6. P. 315-319. 26. *Nagarajan R., Fukushima T., Ishikawa M.* et.al. Transport limits in high speed quantum well lasers: experiment and theory // IEEE Photon. Technol. Letters. 1992. P. 121-123. 27. *Nagarajan R.* Effects of carriertransport on relative intensity noise and critique of K factor prediction of modulation response // IEEE J. of Quantum Electron. 1993. Vol.29. P. 1601-1608. 28. *Polland H.J., Leo K., Rother K.* et al. Trapping of carriers in single quantum wells with different confinement structures // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. B38. P.7635-7648. 29. *Morin S., Deveaud F., Clerot K.* et al. Capture of photoexcited carriers in a single single quantum wells with different confinement structures // IEEE J. of Quantum Electron. 1991. Vol.27. P. 1669-1675. 30. *Tessler N., Eisenstein G.* Transien carrier dynamics and photon assisted transport in multiple quantum well lasers // IEEE Photon Technol. Lett. 1993. Vol. 5. P.291-293. 31. *Brum J.A., Bastard G.* Resonant carrier capture by semiconductor quantum wells // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. B33. P.1420-1423. 32. *Sukhoivanov I.* Influence of phenomenolical parameters and types of model on the dynamical behavior of quantum well lasers // Int. Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling, 18-19.09.1998, Hagen, Germany. 33. *Cartledge J. Srinivasan R.C.* Extraction of DFB laser rate equation parameters for system simulation purposes // J. of Lightwave Technol. 1997. Vol. 15. N 5. P. 852-860. 34. *Shatz R., Berglind E., Gillner L.* Parameter extraction from DFB lasers by means of simple expression for the spontaneous emission spectrum // IEEE Photon. Technol. Lett. 1994. Vol. 6. P. 1182-1184.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 30.09.99

К ОЦЕНКЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОБЪЕМЕ РАБОЧЕЙ КАМЕРЫ СВЧ ПЕЧИ

СВЧ нагрев диэлектрических материалов находит все большее применение в различных областях жизни и деятельности человека в силу своих особенностей по сравнению с традиционными способами нагрева. Одной из основных его особенностей является сравнительная однородность нагрева по всему объему обрабатываемого объекта. Для ряда технологических процессов однородность нагрева определенного объекта - важнейший фактор качества производства продукции. В связи с этим разработаны аналитические и экспериментальные методы, позволяющие оценить однородность СВЧ нагрева. Обзор таких методов представлен, например в [1]. Существующие аналитические методы являются сложными. В настоящей работе предлагается достаточно простой приближенный аналитический способ оценки однородности нагрева в рабочей камере (РК) СВЧ печи резонаторного типа, работающей в многомодовом режиме.

В принципе задача о нагреве конкретного объекта может быть решена, если известны теплофизические свойства объекта и источники тепла. При СВЧ нагреве источником тепла является каждая точка объекта, находящегося в поле, преобразующая электромагнитную энергию в тепловую за счет диэлектрических потерь. Так, в точке объекта с координатами (x, y, z) выделяется тепло, средняя плотность мощности которого [2]

$$p(x, y, z) = \frac{\omega}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r''(x, y, z) [E(x, y, z)]^2, \quad (1)$$

где ω – круговая частота поля; ε_0 – универсальная электрическая постоянная; $\varepsilon_r''(x, y, z)$ и $E(x, y, z)$ – фактор диэлектрических потерь объекта и амплитуда напряженности электрического поля в объекте в точке наблюдения (x, y, z) .

Выражение (1) может быть представлено в форме

$$p(x, y, z) = 2\omega \operatorname{tg} \delta(x, y, z) w(x, y, z), \quad (2)$$

где $\operatorname{tg} \delta(x, y, z) = \varepsilon_r''(x, y, z) / \varepsilon_r'(x, y, z)$ и $\varepsilon_r'(x, y, z)$ – тангенс угла диэлектрических потерь и относительная диэлектрическая проницаемость объекта в точке (x, y, z) ;

$$w(x, y, z) = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \varepsilon_r'(x, y, z) [E(x, y, z)]^2 \quad (3)$$

– средняя плотность энергии электрического поля в объекте в точке (x, y, z) .

Таким образом, закон распределения источников тепла в объеме объекта, находящегося в электромагнитном поле, однозначно определяется (см.(2)) законом распределения электрического поля в том же объеме, а если $\operatorname{tg} \delta(x, y, z)$ – величина постоянная по всему объему объекта, то эти законы распределения полностью совпадают.

В реальной СВЧ печи для улучшения однородности нагрева обеспечивается многомодовый режим работы РК. Для этого генератор печи работает не на фиксированной частоте, а на частоте, изменяющейся во времени в некотором диапазоне $\omega_{\min} \leq \omega \leq \omega_{\max}$ и закон изменения частоты – достаточно сложный. Предположим, что в рабочем диапазоне генератора печи $\omega_{\min} - \omega_{\max}$ в РК возбуждается N видов колебаний $(1, 2, \dots, k, \dots, N)$. Пусть амплитуда напряженности электрического поля k -го вида колебаний в точке (x, y, z) объекта, расположенного в РК печи, есть

$$\vec{E}_k(x, y, z) = E_k^0 \{ \vec{x}_0(E_{kx}(x, y, z)) + \vec{y}_0(E_{ky}(x, y, z)) + \vec{z}_0(E_{kz}(x, y, z)) \}, \quad (4)$$

а средняя плотность энергии электрического поля k -го вида колебаний в той же точке пространства (x, y, z) (во время возбуждения этого вида)

$$w_k(x, y, z) = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \varepsilon_r'(x, y, z) (E_k^0)^2 \{ [E_{kx}(x, y, z)]^2 + [E_{ky}(x, y, z)]^2 + [E_{kz}(x, y, z)]^2 \}, \quad (5)$$

где E_k^0 – амплитудная постоянная, зависящая от мощности генератора и условий возбуждения k -го вида колебаний в РК.

Выражения для составляющих $E_{kx}(x, y, z)$, $E_{ky}(x, y, z)$ и $E_{kz}(x, y, z)$ электрического поля в (4) и (5) могут быть найдены, решая электродинамическую задачу о РК печи, заполненной конкретным объектом. Если бы все N видов колебаний существуют одновременно и постоянно и, к тому же, все амплитудные постоянные – определены, то средняя суммарная плотность энергии электрического поля от воздействий всех N видов колебаний

$$w_s(x, y, z) = \sum_{k=1}^N w_k(x, y, z).$$

Однако число видов колебаний в каждый момент времени и последовательность возбуждения видов колебаний во времени в РК – неизвестны. Неизвестными также являются как сами амплитудные постоянные, так и соотношения между ними. По этой причине анализ работы РК печи будем производить, предполагая, что:

а) резонансные частоты всей серии (всех N) видов колебаний, возбуждающихся в РК, равномерно распределены в рабочем диапазоне генератора;

б) собственные добротности всей серии видов колебаний, возбуждающихся в РК, примерно одинаковы и равны некоторой величине Q_0 ;

в) при резонансе на любом виде колебаний (из серии) РК имеет критическую связь [3], т.е. при резонансе вся мощность генератора поступает в РК (без отражения в тракт);

г) при работе СВЧ печи в любой момент времени колебания в РК, во-первых, существуют и, во-вторых, только одного какого-либо вида из серии;

д) при неизменной настройке режима работы печи генератор генерирует постоянную мощность $P_{ген}$;

е) частота генератора изменяется во времени таким образом, что, во-первых, в РК периодически возбуждается вся серия видов колебаний, во-вторых, в каждой серии колебания возбуждаются в определенной последовательности, в-третьих, в течении любого промежутка времени $\Delta t \gg 2\pi/\omega_{cp}$ ($\omega_{cp} = (\omega_{min} + \omega_{max})/2$) суммарная длительность работы РК на любом виде колебаний — величина постоянная.

Для оценки степени однородности СВЧ нагрева в РК печи при многомодовом режиме достаточно знать не абсолютные значения амплитудных постоянных всех N видов колебаний, а соотношения между ними. Для установления этого соотношения воспользуемся определением собственной добротности Q_0 резонатора (РК). Так, для k -го вида колебаний [2]

$$Q_{ok} = \omega_k \frac{W_k}{P_{ak}}, \quad (6)$$

где ω_k – резонансная частота; W_k – запасаемая в РК максимальная энергия электрического поля при резонансе; P_{ak} – мощность потерь в РК. В соответствии с в) $P_{ak} = P_{ген}$ и $Q_{ok} = 2Q_{нк} = Q_0$ ($Q_{нк}$ – нагруженная добротность РК). Для типовой СВЧ печи рабочая полоса частот генератора составляет 1 – 2 % от ω_{cp} [4]. Поэтому $\omega_k \approx \omega_{cp}$. С учетом изложенного из (6) следует, что

$$W_k \approx \frac{Q_0 P_{ген}}{\omega_{cp}}. \quad (7)$$

С другой стороны [2]

$$W_k = 2 \int_V w_k(x, y, z) dV, \quad (8)$$

где V — объем РК печи. Подставляя в (8) величину $w_k(x, y, z)$ в форме (5) и приравнявая полученный результат для W_k к (7), получим

$$(E_k^0)^2 = \frac{F}{\int_V \varepsilon_r(x, y, z) \{ [E_{k_x}(x, y, z)]^2 + [E_{k_y}(x, y, z)]^2 + [E_{k_z}(x, y, z)]^2 \} dV}, \quad (9)$$

где

$$F = 2Q_0 P_{\text{ген}} / (\omega_{\text{ср}} \varepsilon_0). \quad (10)$$

Подставляя теперь $(E_k^0)^2$ в форме (9) в выражение (5), получим выражение для $w_k(x, y, z)$ с точностью до постоянного множителя F . Тогда с учетом предположений $a - e$.

$$w_S(x, y, z) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N w_k(x, y, z). \quad (11)$$

Корректность принятых упрощений проверялась экспериментально с помощью типовой СВЧ печи «Электроника». РК печи имеет размеры: $a = 383$ мм (вдоль координаты x), $b = 357$ мм (вдоль y) и $l = 300$ мм (вдоль z). В диапазоне частот $f_{\text{min}} = 2351$ МГц - $f_{\text{max}} = 2399$ МГц (при $f_{\text{ср}} = 2375$ МГц) в РК могут существовать 14 видов колебаний. При классификации по отношению к координате z — это $N_1 = 7 H_i$ - видов колебаний ($H_{034}, H_{134}, H_{152}, H_{243}, H_{314}, H_{522}, H_{531}$) и $N_2 = 7 E_j$ -видов колебаний ($E_{134}, E_{152}, E_{243}, E_{314}, E_{522}, E_{531}, E_{610}$).

Выражения для амплитуд составляющих электрического поля имеют вид [2] для колебаний $E_{m_i n_i p_i} (E_i)$:

$$\begin{aligned} (E_i)_x &= E_i^0 E_{ix}(x, y, z) = E_i^0 \frac{\chi_{m_i} \chi_{p_i}}{(\chi_{m_i n_i})^2} \cos(\chi_{m_i} x) \sin(\chi_{n_i} y) \sin(\chi_{p_i} z), \\ (E_i)_y &= E_i^0 E_{iy}(x, y, z) = E_i^0 \frac{\chi_{n_i} \chi_{p_i}}{(\chi_{m_i n_i})^2} \sin(\chi_{m_i} x) \cos(\chi_{n_i} y) \sin(\chi_{p_i} z), \\ (E_i)_z &= E_i^0 E_{iz}(x, y, z) = E_i^0 \sin(\chi_{m_i} x) \sin(\chi_{n_i} y) \cos(\chi_{p_i} z), \end{aligned} \quad (12)$$

для колебаний $H_{m_j n_j p_j} (H_j)$:

$$\begin{aligned} (E_j)_x &= E_j^0 E_{jx}(x, y, z) = E_j^0 \frac{\chi_{n_j} \omega \mu_0}{(\chi_{m_j n_j})^2} \cos(\chi_{m_j} x) \sin(\chi_{n_j} y) \sin(\chi_{p_j} z), \\ (E_j)_y &= E_j^0 E_{jy}(x, y, z) = E_j^0 \frac{\chi_{m_j} \omega \mu_0}{(\chi_{m_j n_j})^2} \sin(\chi_{m_j} x) \cos(\chi_{n_j} y) \sin(\chi_{p_j} z), \\ (E_j)_z &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\chi_{m_i, j} = \frac{m_i, j \pi}{a}; \quad \chi_{n_i, j} = \frac{n_i, j \pi}{b}; \quad \chi_{p_i, j} = \frac{p_i, j \pi}{l}; \quad (\chi_{m_i, j} n_i, j)^2 = (\chi_{m_i, j})^2 + (\chi_{n_i, j})^2;$$

i — номер E -вида колебаний (« i » изменяется от 1 до $N_1 = 7$); j — номер H -вида колебаний (« j » изменяется от 1 до $N_2 = 7$).

Как известно, выражения для квадратов амплитуд полей с учетом изложенного имеют вид

$$[E_i(x, y, z)]^2 = (E_i^0)^2 \{ [E_{ix}(x, y, z)]^2 + [E_{iy}(x, y, z)]^2 + [E_{iz}(x, y, z)]^2 \}; \quad (14)$$

$$[E_j(x, y, z)]^2 = (E_j^0)^2 \{ [E_{jx}(x, y, z)]^2 + [E_{jy}(x, y, z)]^2 \}. \quad (15)$$

Для РК печи без объекта ($\varepsilon_r = 1$) при существовании в РК только одного i -го вида колебаний

$$w_i(x, y, z) = \frac{\varepsilon_0}{4} (E_i^0)^2 \{ [E_{ix}(x, y, z)]^2 + [E_{iy}(x, y, z)]^2 + [E_{iz}(x, y, z)]^2 \}, \quad (16)$$

а при существовании только одного j -го вида колебаний

$$w_j(x, y, z) = \frac{\varepsilon_0}{4} (E_j^0)^2 \{ [E_{jx}(x, y, z)]^2 + [E_{jy}(x, y, z)]^2 \}. \quad (17)$$

Выполняя интегрирование в соответствии с (8), можно получить

$$W_{i,j} = (E_{i,j}^0)^2 \frac{abl\omega^2\varepsilon_0^2\mu_0}{16(\chi_{m_i,jn_{i,j}})^2}. \quad (18)$$

Приравнивая теперь (18) к (7), находим

$$E_i^0 = \left(\frac{16Q_0P_{ген}}{abl\omega_{cp}^3\varepsilon_0\mu_0} \right)^{1/2} \frac{\chi_{m_i n_i}}{\sqrt{\varepsilon_0}} = G \frac{\chi_{m_i n_i}}{\sqrt{\varepsilon_0}}, \quad (19)$$

$$E_j^0 = \left(\frac{16Q_0P_{ген}}{abl\omega_{cp}^3\varepsilon_0\mu_0} \right)^{1/2} \frac{\chi_{m_j n_j}}{\sqrt{\mu_0}} = G \frac{\chi_{m_j n_j}}{\sqrt{\mu_0}}. \quad (20)$$

Зная теперь выражения для амплитуд электрических составляющих всех 14 видов колебаний с точностью до постоянного множителя G и принимая во внимание принятые приближения $a - e$, запишем выражение для средней суммарной плотности энергии электрического поля в точке (x, y, z) объема РК СВЧ печи в виде

$$w_S(x, y, z) = \frac{1}{N_1 + N_2} \left\{ \sum_{i=1}^{N_1} w_i(x, y, z) + \sum_{j=1}^{N_2} w_j(x, y, z) \right\}. \quad (21)$$

Наглядность распределения функции $w_S(x, y, z)$ в соответствии с (21) в объеме РК печи может быть обеспечена построением с помощью ЭВМ графика зависимости, например, $w_S(x, y)$ при $z = \text{const}$ в виде семейства линий $w_S(x, y) = \text{const}$ (что без труда реализуется, например, с помощью универсальной системы математических расчетов MathCAD). Задавая различные значения $0 \leq z \leq \ell$, можно детально изучить распределение энергии электрического поля во всем объеме РК.

Результаты расчетно-теоретических исследований для незаполненной РК СВЧ печи «Электроника» с помощью предложенного способа оценки распределения энергии электрического поля сравнивались с соответствующими результатами экспериментальных исследований, выполненных в работе [1]. Расхождение результатов сравнения не превышает 25 % во всем объеме РК, что говорит о корректности принятых приближений и работоспособности предложенного способа.

Список литературы: 1. Терещенко А.И., Мироненко В.Л., Сухоиванов И.А. и др. Изыскание методов и средств оценки степени неоднородности электромагнитного поля в рабочей камере микроволновой бытовой печи. Отчет о НИР № 77-42, гос. регистрация № 76000999. Харьков: ХИРЭ, 1978. 171 с. 2. Никольский В.В. Теория электромагнитного поля. М.: Высш. шк., 1964. 384 с. 3. Гинзтон Э.Л. Измерения на сантиметровых волнах. Пер. с англ. М.: ИЛ, 1960. 620 с. 4. СВЧ - энергетика / Под ред. Э. Окресса. Пер. с англ. Т.1. М.: Мир, 1971. 464 с.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 22.09.99

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ АМПЛИТРОНА

Замедляющая система (ЗС) является одним из основных конструктивных элементов амплитрона. Выбор ЗС для усилителя М-типа зависит главным образом от требуемого диапазона частот, коэффициента формы и пригодности системы для охлаждения. ЗС должна удовлетворять и ряд других требований. В частности, она должна быть достаточно широкополосной, обладать высоким волновым сопротивлением, быть свободной от совпадающих по скорости паразитных высокоимпедансных видов колебаний и сохранять стабильность размеров в рабочем режиме [1].

Среди ЗС трем основным требованиям удовлетворяет лестничная система со связками. Другие типы ЗС, например встречно-штыревая, гребенка, подходят по своим электрическим параметрам, но их трудно охлаждать.

Следует отметить, что строгое теоретическое исследование ЗС связано с решением уравнений Максвелла при очень сложных граничных условиях, что практически приводит к трудным математическим вычислениям. Поэтому расчет ЗС в каждом отдельном случае проводится различными приближенными методами. Целью расчета является определение дисперсионных характеристик системы и сопротивления связи ($R_{св}$). При исследовании ЗС в большинстве случаев, если это не оговаривается специально, потерями в металлических стенках пренебрегают.

В данной статье приведены результаты расчета ЗС трех типов: плоской гребенки, встречных штырей и лестничного типа в анодном блоке со впадинами. Разработанная программа расчета электродинамических параметров ЗС реализована на языках Фортран 90 и Паскаль 7.0.

При решении дисперсионных уравнений ЗС используются графический и различные итерационные методы. Из итерационных наиболее часто используются методы Ньютона-Раффсона и простых итераций [2]. В данной работе для расчета гребенчатой ЗС использовался метод простых итераций, для расчета встречно-штыревой и лестничной замедляющих систем — метод многопроводных линий.

На рис. 1-3 приведены расчетные (сплошная линия) и экспериментальные дисперсионные характеристики и кривые сопротивления связи исследуемых ЗС. Анализируя результаты, полученные в ходе численного эксперимента, можно выделить положительные и отрицательные стороны ЗС, применяющихся в данном типе приборов.

Наиболее простую конфигурацию из всех типов ЗС имеет одиночная плоская гребенка. Характеристики гребенчатой структуры изображены на рис. 1.

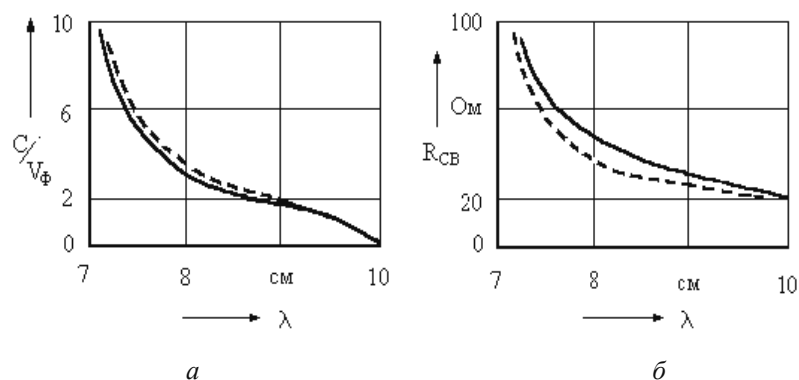


Рис. 1

Расхождения в расчетных и экспериментальных характеристиках дисперсии и сопротивления связи не превышают 4 % и 9 % соответственно, вызваны тем, что при малом расстоянии пластин от катода ($a = 0.1\text{см}$), многое зависит от точности изготовления ЗС, а в данном случае допуск на размер составил $\Delta a = 0.025\text{см}$.

Из этого же рисунка видно, что система обладает нормальной положительной дисперсией, поскольку фазовая скорость уменьшается с уменьшением длины волны и направлена в ту же сторону, в которую направлено движение энергии. Значительное уменьшение фазовой скорости наступает при приближении к длине волны, на которой имеется четвертьволновой резонанс щелей, образующих гребенку. Из рисунка следует, что основная волна (нулевая пространственная гармоника) обеспечивает значительное замедление лишь в узком диапазоне длин волн. Гребенке присуща значительно более слабо выраженная дисперсия, чем у других (из рассматриваемых) типов ЗС. Расчеты и эксперимент показывают, что сопротивление связи системы гребенчатого типа сильно изменяется в зависимости от длины волны и увеличивается с ростом замедления. Таким образом, можно сделать вывод, что гребенчатая ЗС может использоваться в амплитроне на минус первой обратной гармонике, обеспечивающей взаимно противоположное направление фазовой и групповой скорости. Применение высоких номеров пространственных гармоник неэффективно, т.к. при этом ухудшается взаимодействие электронов с полем ВЧ волны данной гармоники (уменьшается величина $R_{св}$).

Рассмотренная система обладает повышенной теплорассеивающей способностью и жесткостью, а также удобна в технологическом отношении при использовании в нижней части сантиметрового и миллиметрового диапазона длин волн.

На рис. 2 приведены дисперсионные характеристики и кривые сопротивления связи встречно-штыревой ЗС. Расхождения в расчетных и экспериментальных характеристиках дисперсии и сопротивления связи не превышают 7 % и 9 % соответственно. Они вызваны тем, что используемая для расчета замедления формула не учитывает зависимость фазовой скорости от расстояния до проводящей плоскости. В случае графиков сопротивления связи это отличие вызвано приближенным вычислением групповой скорости волны.

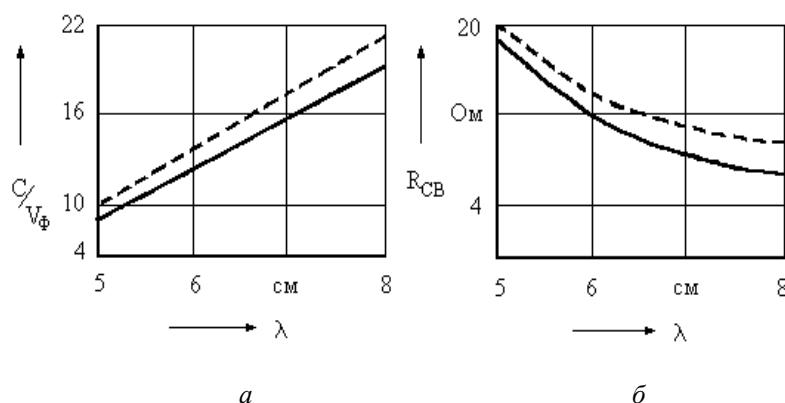


Рис. 2

Как видно из графиков, дисперсия основной (обратной) волны в данной системе имеет аномальный характер, т.к. абсолютная величина фазовой скорости уменьшается с увеличением длины волны в свободном пространстве. Анализ показывает, что сопротивление связи системы встречных штырей на основной волне (минус первая гармоника) падает при увеличении длины волны. Величина замедления у этой системы значительно выше, а величина сопротивления связи значительно ниже, чем у гребенки в одном диапазоне длин волн.

Системы этого типа в области сантиметрового диапазона имеют наиболее приемлемые габариты и позволяют сравнительно легко осуществить интенсивный отвод тепла, а также выполнить весьма жесткую и прочную конструкцию прибора.

На рис. 3 приведены дисперсионные характеристики и кривые сопротивления связи лестничной ЗС в анодном блоке со впадинами. Расхождения в расчетных и экспериментальных характеристиках дисперсии и сопротивления связи не превышают 8 % и 15 % соответственно. Они обусловлены тем, что в однородной области одновременно существуют волны LEM и LEo , а метод многопроводных линий (каким рассчитывалась данная система) не учитывает поле LEo . При вычислении сопротивления связи к тому же приближенно вычислялась групповая скорость.

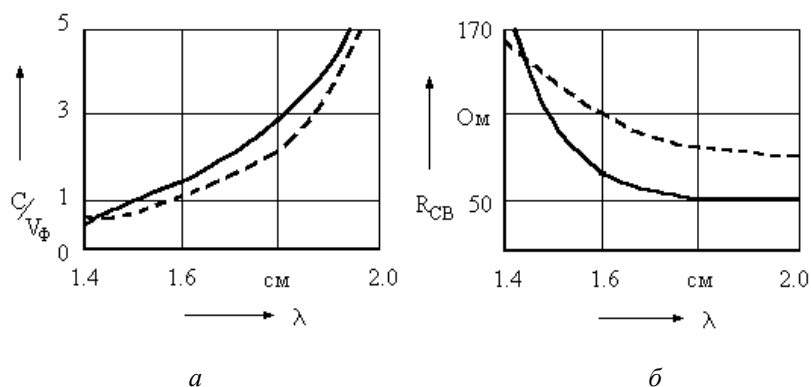


Рис. 3

Из анализа графиков следует, что основная гармоника волны для лестничной системы является обратной с аномальной дисперсией. Однако замедление для выбранных размеров у данной системы невелико. Увеличить замедление можно увеличением длины штырей, при этом увеличится и длина волны, что не всегда желательно. Из рис. 3 хорошо видно, что хотя данная система и обладает приемлемой величиной замедления, но в то же время имеет сильно выраженную дисперсию и довольно узкополосна. Однако сопротивление связи у нее значительно выше, чем у других видов ЗС.

Система лестничного типа имеет хорошие механические и тепловые свойства. Габариты подобных систем больше, чем габариты встречно-штыревых и гребенчатых систем (в тех же диапазонах длин волн) поэтому они могут быть использованы при конструировании амплитронов миллиметрового диапазона.

Результаты расчетов ЗС использованы при моделировании процессов взаимодействия в амплитроне. При этом инструментом исследования выступала численная многопериодная модель магнетронного усилителя [4]. Изменение величины сопротивления связи при одинаковой рабочей частоте достигается применением различных типов ЗС.

Разработанные программы расчета ЗС являются составной частью САПР магнетронных усилителей и используются в виде отдельного модуля, позволяющего в случае необходимости по заданной частоте рассчитывать электродинамические характеристики ЗС приборов М-типа, в частности. Таким образом, выходные параметры модуля являются исходными для моделирования процесса взаимодействия в этом типе приборов.

Программа расчета ЗС представляет практический интерес для разработчиков приборов СВЧ и используется при разработке усилителей М-типа, а также в учебном процессе в ХТУРЭ на кафедре ФОЭТ при выполнении дипломного и курсового проектирования, лабораторных работ по различным дисциплинам.

Список литературы: 1. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. М.: Сов. Радио, 1966. 631 с. 2. Мак-Кракен Д., Дорн У. Численные методы и программирование на Фортране. М.: Мир, 1977. 584 с. 3. Альтшуллер Ю.Г., Татаренко А.С. Лампы малой мощности с обратной волной. М.: Сов. Радио, 1963. 295 с. 4. Васянович А.В. Численная модель многочастотного взаимодействия в усилителях с распределенной эмиссией // Радиотехника. Харьков: Вища школа, 1987. Вып. 80. С. 90-96.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 05.05.99



Сотрудники кафедры физических основ электронной техники.

В первом ряду (слева направо): Е.П. Федоренко, А.И. Терещенко, М.М. Быков, В.Е. Коновалов.

Во втором ряду: Н.Г. Скрынник, В.И. Малявко, Н.Л. Соловьева.

В третьем ряду: А.В. Буц, И.В. Трубаев, С.О. Мартыненко, И.С. Олейник,

А.В. Васянович, Н.Д. Килик, В.К. Пироженко, В.Л. Мироненко.

В четвертом ряду: В.В. Лысак, П.С. Иванов, И.А. Сухоиванов, М.П. Кухтин, А.А. Контарь.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ФУНКЦИЙ ГРИНА ДЛЯ УЧЕТА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

При формировании современных линий связи, телекоммуникаций, центров обработки информации острой проблемой остается вопрос создания источника лазерного излучения с широкой полосой модуляции, со сверхмалыми размерами, высоким КПД и малым токопотреблением. Во многих случаях (для создания высокоскоростных передатчиков, систем параллельной обработки оптических сигналов) необходимо создание двумерных лазерных матриц. В современных системах используются источники излучения особой конфигурации — лазеры с вертикальным резонатором (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers, VCSEL), у которых направление лазерного излучения нормально к плоскости составляющих слоев. Лазер такого типа обладает многими преимуществами — малая длина резонатора (поперечный диаметр 1-20 мкм), достаточно высокая скорость модуляции, малый пороговый (рекордные показатели до единиц микроампер) и управляющий токи, излучение одной поперечной моды, круговое сечение излучаемого луча, высокая надежность, высокий КПД, широкий диапазон температур (-50 - 130°C).

Быстрое развитие технологии и производства полупроводниковых лазеров с вертикальным резонатором позволило применять такие устройства в современных системах передачи данных [1–3], а значит должно быть проведено серьезное исследование характеристик устройства, порогового тока, структуры поперечных мод, температурных свойств. Эксперименты с VCSEL показали, что частота релаксационных колебаний достигает 71 ГГц. При этом максимальная достигнутая ширина полосы модуляции для устройств с оксидированным слоем 17 ГГц. Такое сужение полосы обусловлено внутренними процессами переноса и захвата носителей [9]. Полоса модуляции может быть расширена за счет увеличения степени легирования активной области и подавления мод высших порядков. У лазеров исследуемого типа (далее VCSEL) с увеличением тока начинают излучаться кратные моды [4], которые вызывают расширение оптического спектра и ограничивают применение VCSEL для высокоскоростных систем. Эта особенность VCSEL авторами работ [5], [6] объясняется эффектом пространственного выгорания дырок. Этот эффект оказывает влияние на распределение показателя преломления и усиление в резонаторе. Ввиду наличия растекания тока и сложного процесса нагрева устройства наблюдается значительная разность температур между активной областью и подложкой, что проявляется в увеличении показателя преломления [7]. Следует отметить, что эффект выжигания дыр и инжектируемые носители оказывают различное влияние на поведение поперечных мод.

В данной работе представлен метод учета температурной зависимости лазера для модели, учитывающей распределение носителей и оптического поля внутри резонатора.

Исследуемая лазерная структура представлена на рис. 1. Ввиду того, что VCSEL имеют очень короткий резонатор, для возникновения излучения необходимо создавать зеркала резонатора с очень высокой отражающей способностью (более 99 %). Так как слои AlGaAs и AlAs, которые формируют распределенный брэгговский отражатель (РБО), обладают малой разницей показателей преломления, необходимо создание большого числа пар слоев (20 – 30 слоев) [8]. Оксидный слой обладает высоким сопротивлением, что препятствует растеканию тока за границы выходного окна контакта и повышает эффективность работы лазера. Положение оксидного окна может изменяться в пределах положения узла 1 и антиузла 5. В таблице 1 представлены параметры материалов, использованные при расчетах. Толщина выражена в микрометрах, длина волны излучения исследуемой лазерной структуры равна 980 нм. При расчетах использовалась цилиндрическая система координат. Изменение тока определяется путем решения уравнения диффузии носителей с учетом рекомбинации и диффузии носителей в активной области. Для упрощения моделирования плотность носителей в активной области вдоль оси z считается однородной. Для описания распространения излучения через различные слои структуры было решено скалярное волновое уравнение с учетом круговой симметрии основной моды. Продольное изменение показателя преломления не рассматривалось, поэтому результаты справедливы лишь для волны E_θ -поляризации.

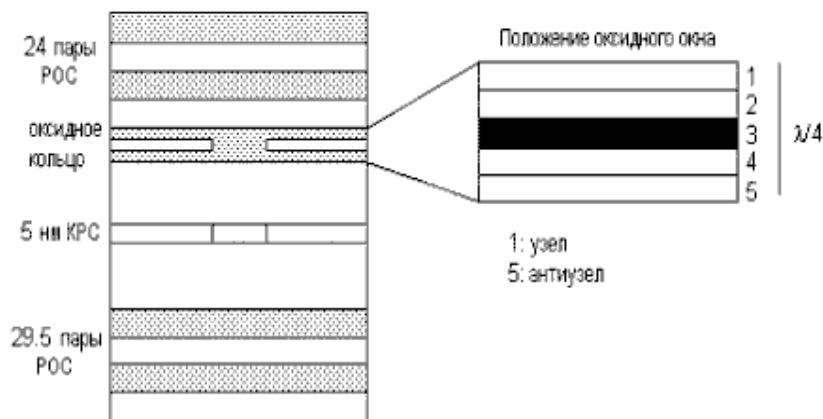


Рис. 1

Таблица 1

Параметры VCSEL				
	Материал	Толщина	n	Условие
24 пары РОС	GaAs	69.49	3.53	
	AlGaAs	79.63	3.08	
Оксидное окно	GaAs	69.49	3.53	
	AlGaAs	63.71-x	3.08	
	AlAs	15.93	2.95	$r < d/2$
	AIO		1.60	$r > d/2$
	AlGaAs		3.08	
Резонатор	GaAs	136.49	3.53	
	QW	5.00	$3.53 + j n_i$	$r < d/2$
			$3.53 - j 0.01$	$r > d/2$
29.5 пары РОС	GaAs	136.49	3.53	
	AlGaAs	79.63	3.08	
Подложка	GaAs	69.49	3.53	
	GaAs		3.53	

В целом показатель преломления увеличивает свое значение из-за влияния распределения инжектируемых носителей и уменьшается ввиду влияния температурного распределения [10].

Температурное распределение рассматривалось как непрерывное на границе между любыми двумя слоями. При этом не учитывается возможность отвода тепла через боковые, верхние и нижние границы структуры. Не учитывается температурная зависимость запрещенной зоны материалов. Тепло распространяется в двух направлениях в проводящем канале, который рассматривается как объем с некоторой начальной температурой T_0 . Уравнение теплопроводности можно записать в виде:

$$\frac{1}{p_i} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla_T^2 T + \frac{1}{f_i} Q_i(r, t) \quad (1)$$

с граничными условиями

$$T(z=0) = T_0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=H} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=s} = 0,$$

где T — температура, t — время, p_i — удельная теплопроводность и f_i — коэффициент рассеяния i -го слоя, H — высота лазерного чипа, $Q_i(r, t)$ — теплоемкость i -го слоя. Решение уравнения выполняется путем применения функции Грина. Решение уравнения можно представить в виде

$$T(r, z, t) = T_0 + \frac{4}{Hs^2 J_0^2(b_n s)} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} \sin(a_m z) J_0(b_n r), \quad (2)$$

где $C_{mn} = \int_0^t \int_0^h \int_0^s \frac{p_i}{f_i} \sin(a_m z) J_0(b_n r) r Q(r, z) \exp\left[\rho_i (a_m^2 + b_n^2)(u - t)\right] dudrdz$,

$$a_m = \frac{(2m-1)\pi}{2H}, \quad m = 1, 2, 3, \dots; \quad L_n = \frac{\mu_n}{s}, \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

где μ_n – корни $J_1(b_n s) = 0$; J_0 и J_1 – функции Бесселя нулевого и первого порядка.

Основные источники тепла в подложке, распределенном отражателе и промежуточных слоях обусловлены электрическим нагревом. Теплоемкость рассчитывается как

$$Q_i(r) = J^2(r) \rho_i, \quad (3)$$

где ρ_i – удельное сопротивление i -го слоя.

В активной области нагрев вызван влиянием неизлучательной рекомбинации и поглощением при спонтанной эмиссии:

$$Q_a = \frac{V(r)(1 - \eta_{sp} f_{sp})}{D} \times [J_{nop} + (J(r) - J_{nop})(1 - \eta_i)], \quad (4)$$

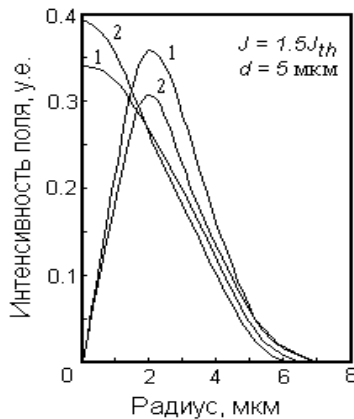


Рис. 2

где $V(r)$ – разность потенциалов; η_{sp} , η_i – внутренняя квантовая эффективность спонтанной и стимулированной эмиссии, соответственно. Здесь f_{sp} – геометрический параметр, определяющий выход спонтанного излучения из активной области, J_{nop} – плотность порогового тока активной области. На рис. 2 представлено распределение интенсивности ближнего поля основной моды и моды первого порядка, рассчитанные с учетом уравнения температурного баланса (кривые 1) и без такового (кривые 2). Из-за влияния температуры интенсивность основной моды уменьшается (по сравнению с кривой, рассчитанной без учета уравнения теплопроводности) – уменьшение температуры области усиления является эффективным способом подавления мод высших порядков.

Список литературы: 1. *D.L. Huffaker, L.A. Graham, and G. Deppe.* Fabrication of high packaging density vertical cavity surface emitting laser arrays using selective oxidation // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1996. Vol. 8. P. 596-598. 2. *K.L. Lear, A. Mar, K.D. Choquette and K.M. Geib.* High frequency modulation of oxide-confined vertical cavity surface emitting lasers // *Electron. Lett.* 1996. Vol. 32. P. 457-458. 3. *U. Fieder and K.J. Ebeling.* Top surface-emitting vertical cavity laser diode for 10 Gb/s data transmission // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1996. Vol. 8. P. 746-748. 4. *C.J. Chang-Hasnain and N.G. Stoffel.* Dynamic, polarization, and transverse mode characteristics of VCSEL's // *IEEE J. Quantum Electron.* 1991. Vol. 32. P. 1402-1409. 5. *J.W. Scott, R.S. Geels, S.W. Corzine, and L.A. Coldren.* Modeling temperature effects and spatial hole burning to optimize VCSEL performance // *IEEE J. Quantum Electron.* 1993. Vol. 29. P. 1295-1308. 6. *G.S. Wilson, D.M. Kuchta, J.D. Walker, and J.S. Smith.* Spatial hole burning and self-focusing in vertical cavity surface emitting laser diodes // *Appl. Phys. Lett.* 1994. Vol. 64. P. 542-544. 7. *W. Nakwaski and M. Osinski.* Thermal properties of etched-well SEL's // *IEEE J. Quantum Electron.* 1991. Vol. 27. P. 1834-1841. 8. *H. Anis, T. Makino and J. M. Xu.* Mirror Effects on Dynamic Response of Surface-Emitting Lasers // *IEEE Photonics Technology Letters.* 1995. Vol. 7. N. 3. P. 232-234. 9. *Y. Satuby and M. Orenstein.* Limits of the Modulation Response of a Single-Mode Proton Implanted VCSEL // *IEEE Photonics Technology Letters.* 1998. Vol. 10. No. 6. P. 760-763. 10. *J.P. Zhang and K. Petermann.* Beam propagation model for VCSEL's: threshold properties // *IEEE J. Quantum Electron.* 1994. Vol. 30. P. 1529-1536.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 27.03.99

РАЗРАБОТКА КРИТЕРИЕВ И ОПТИМИЗАЦИЯ СОСТАВА ЭЛЕКТРОХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ КОМПОЗИЦИЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ГЕТЕРОГЕННОСТИ ПРОВОДЯЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Возможность применения жидкофазной электрохемилюминесценции (ЭХЛ) для анализа поверхности электропроводящих объектов обуславливается взаимосвязью между процессами электрохимического превращения молекул электрохемилюминофора на межфазной границе (плотностью фарадеевского тока) и возникающей при этом ЭХЛ (интенсивностью излучения с элемента поверхности) [1]. В процессе анализа поверхность объекта должна выполнять функцию рабочего электрода ЭХЛ-ячейки. Основным вопросом гетерогенного ЭХЛ-анализа является выбор условий электролиза и состава ЭХЛ-композиций-растворов, обладающих свойством трансформировать энергию электролиза в свет. Именно свойства ЭХЛ-композиций наряду со взаимосвязанными с ними условиями электрохимического возбуждения определяют такие важнейшие характеристики метода, как разрешающую и обнаружительную способности. При этом эти две характеристики, в основном, определяются максимальным количеством квантов ЭХЛ, испускаемых с единичной площади приэлектродного слоя раствора в единицу времени (удельной интенсивностью ЭХЛ или максимальной светимостью электрода $\partial I_{\text{эхл}} / \partial S$) и временной задержкой Δt между началом электролиза и испусканием ЭХЛ [1, 2]. Рассмотрим взаимосвязь между этими величинами.

Разрешающая способность метода ЭХЛ-анализа определяется возможностью отдельной регистрации излучения, вызванного электрохимическими процессами на соседних элементах поверхности электрода. Ее теоретический предел определяется длиной волны ЭХЛ ($\lambda_{\text{эхл}}$). Однако, для достижения этого предела необходимо получить такую светимость электрода, которая даст возможность применить мелкозернистые фотоматериалы при разумной продолжительности экспозиции, либо использовать соответствующие фотоэлектрические средства регистрации ЭХЛ-изображений анализируемых электродов. При этом вполне очевидно, что увеличение удельной интенсивности ЭХЛ позволит уменьшить влияние погрешностей регистрирующей аппаратуры и приблизить разрешение к теоретическому пределу. Не менее существенно влияние на разрешающую способность временной задержки. За время Δt диффузионные процессы удалят эмиттеры ЭХЛ от образовавшего их элемента поверхности, что приведет к некоторому размытию ЭХЛ-изображения и потере разрешения. Для уменьшения Δt необходимо применять биполярные возбуждающие импульсы с минимально возможной длительностью.

Обнаружительная способность метода ЭХЛ-анализа характеризуется величиной минимальной площади элемента электродной поверхности S_{min} , излучение с которой может быть обнаружено. Следует отметить, что с помощью ЭХЛ могут быть обнаружены локальные электрохимически-активные участки с размерами, существенно меньшими длины волны ЭХЛ (например, единичные проколы диэлектрического слоя, изолирующего электрод) [1], однако точность определения координат таких участков по-прежнему лимитируется $\lambda_{\text{эхл}}$. Значение S_{min} может быть определено из соотношения

$$S_{\text{min}} = \frac{F_n}{\partial I_{\text{эхл}} / \partial S},$$

где F_n — порог чувствительности регистрирующей аппаратуры. Величина Δt не оказывает существенного влияния на S_{min} , но влияет на точность определения координат обнаруживаемых локальных участков.

Таким образом, для упрощения процедуры регистрации ЭХЛ-изображений, повышения обнаружительной способности и разрешения необходимо применять композиции с максимальным значением $\partial I_{\text{эхл}} / \partial S$ и минимальным Δt . Проведенные нами ранее исследования показали, что для обеспечения такого значения параметров для каждого состава композиции существует оптимальный режим возбуждения ЭХЛ-электролиз биполярными импульсами напряжения оптимальной длительности [3]. Для композиций, в которых время жизни катион- и анион-радикалов электрохемилюминофоров пре-

вышает 10^{-3} с, оптимальная длительность катодной и анодной фаз (T_u) связана с длительностью фактической паузы в электролизе, возникающей при переключении полярности возбуждающего напряжения и вызванной процессом перезарядки двойного электрического слоя. Оптимальное значение T_u лежит в пределах $(3 \div 5)C_\partial / \sigma_y$, где C_∂ — емкость двойного электрического слоя, примыкающего к рабочему электроду, а σ_y — электропроводность ЭХЛ-ячейки. При этом амплитуды положительного и отрицательного импульсов должны выбираться из условия обеспечения предельных токов соответствующих электрохимических реакций. Сокращение длительности T_u относительно оптимального значения хотя и приводит к сокращению Δt , но сопровождается быстрым уменьшением $\partial I_{\text{эхл}} / \partial S$ до нулевого значения. Таким образом, фактически достижимое значение Δt лимитируется отношением C_∂ / σ_y , т.е. постоянной времени ЭХЛ-ячейки. Конструктивные возможности уменьшения C_∂ / σ_y весьма ограничены — величина C_∂ определяется площадью поверхности рабочего электрода и мало зависит от состава ЭХЛ-композиции, а расстояние между рабочим и вспомогательным электродами выбирается всегда минимально возможным. Единственной реальной возможностью уменьшения постоянной времени ячейки остается увеличение удельной электропроводности ЭХЛ-композиции.

Среди достаточно большого разнообразия известных к настоящему времени ЭХЛ-композиций в наибольшей степени отвечают выдвинутым условиям диметилформамидные растворы электрохемилюминофоров 9,10-дифенилантрацена (ДФА) и 5,6,11,12-тетрафенилнафтацена (рубрена), в которых фоновым электролитом является перхлорат тетрабутиламмония (ТБАП) [4]. Благодаря высокой стабильности ион-радикалов ДФА и рубрена (время жизни самых короткоживущих катион-радикалов порядка 1 с) эти композиции обладают достаточно высокой $\partial I_{\text{эхл}} / \partial S$ и наиболее простым механизмом ЭХЛ, почти не отягощенным побочными химическими взаимодействиями. Зависимость удельной электропроводности этих композиций при 24°C от концентрации ТБАП приведена на рис. 1.

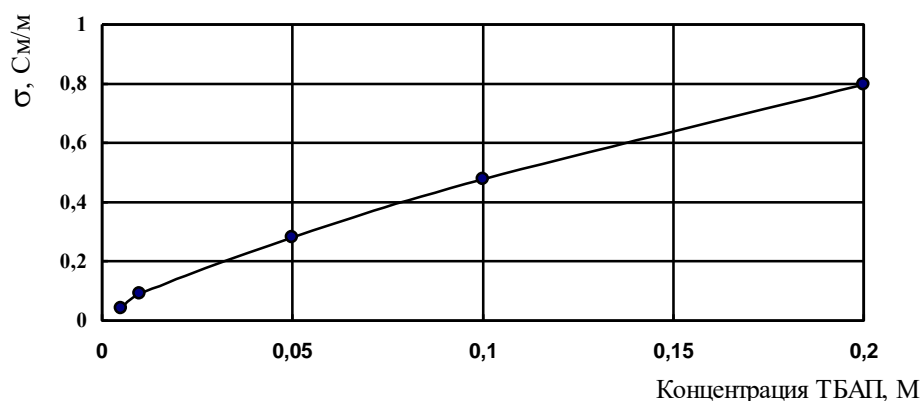


Рис. 1

Оптимальным значением концентрации фонового электролита является 0,1М. Как видно из рис. 1, дальнейшее увеличение концентрации ТБАП приводит к нарастанию электропроводности, однако сопровождается некоторым снижением $I_{\text{эхл}}$, что объясняется увеличением вероятности возникновения ионных пар [4]. Высокая степень диссоциации ТБАП и, как следствие, хорошая удельная электропроводность раствора ($\sigma = 0,467$ см/м при $C_{\text{ТБАП}} = 0,1$ м) позволяет сократить паузы, связанные с перезарядкой емкости двойного слоя возле рабочего электрода между потенциалами окисления Φ_{ox} и восстановления Φ_{red} соответствующего электрохемилюминофора, до $10 \div 20$ микросекунд и получить Δt того же порядка. Вместе с тем, проведенные нами исследования показали возможность существенного увеличения значения $\partial I_{\text{эхл}} / \partial S$ этих композиций за счет увеличения растворимости люминофоров. Максимальная растворимость рубрена в диметилформамиде (ДМФА) приближается к 0,001М, хотя ДФА растворяется несколько лучше. Однако типичные концентрационные зависимости $I_{\text{эхл}}$ имеют линейно-возрастающий участок вплоть до $0,01 \div 0,05$ М [4] и за счет увеличения концентрации люмино-

фора можно ожидать существенную прибавку $I_{\text{ЭХЛ}}$. Решить эту задачу можно, изменив состав растворителя. Анализ литературных данных показывает, что в других растворителях, используемых для создания эффективных ЭХЛ-композиций, растворимость рубрена и ДФА ниже, чем в ДМФА. Вместе с тем известно, что полиацены, к которым относятся рубрен и ДФА, хорошо растворяются в неполярных ароматических растворителях (например, бензоле), однако в них не растворяются фоновые электролиты и отсутствует электропроводность. Было принято решение использовать смесь растворителей ДМФА (который обеспечивал растворимость фонового электролита ТБАП) и бензола. По нашим данным предел растворимости рубрена в бензоле при комнатной температуре составляет 0,0718М, что примерно в семь раз превышает его предельную концентрацию в диметилформамиде. Увеличение доли бензола в смеси повышает растворимость рубрена, однако из-за уменьшения полярности растворителя при этом уменьшается степень диссоциации ТБАП и снижается электропроводность раствора, что иллюстрируется приведенной на рис. 2 зависимостью σ от содержания бензола в смеси ДМФА-бензол.



Рис. 2

Наилучшая комбинация свойств смеси ДМФА-бензол (растворимость рубрена до 0,005М при удельной электропроводности раствора $\sigma = 0,263 \text{ см/м}$) достигалась при объемном соотношении 1/1. Применение оптимальной смеси растворителей позволило получить на основе рубрена и ДФА ЭХЛ-композиции с очень высокими интенсивностями ЭХЛ ($\partial I_{\text{ЭХЛ}} / \partial S \approx 10^3 \text{ лм/м}^2$), излучающие, соответственно, в оранжевом и синем диапазонах. Дальнейшее увеличение доли бензола в композиции, несмотря на увеличение растворимости рубрена, не сопровождалось ростом $I_{\text{ЭХЛ}}$. Это вызвано, как видно из рис. 2, быстрым снижением электропроводности композиции и соответствующим увеличением пауз в биполярном электролизе, вызванных перезарядкой двойнослойной области рабочего электрода. Удлинение пауз в электролизе вызывает также увеличение Δt и соответствующее снижение разрешающей способности.

Экспериментальные исследования ЭХЛ-изображений различных объектов с использованием разработанных композиций позволили выявить еще один важный аспект, устанавливающий дополнительные требования к составу ЭХЛ-композиций. Все ЭХЛ-изображения, полученные при использовании композиции на основе ДФА, имели своеобразную вуаль (изображение как будто было окутано туманом). При использовании рубрена подобный эффект отсутствовал и ЭХЛ-изображения были более четкими и контрастными. Анализ полученных данных позволил определить, что наблюдаемый эффект вызван переносом излучения, т.е. поглощением первичного излучения и образованием вторичных центров люминесценции. В эффекте перепоглощения первичного излучения можно выделить два качественно различных аспекта — перенос излучения собственными молекулами электрохемилуминофора (реабсорбция) и перенос излучения примесными люминесцирующими молекулами (примесное перепоглощение). Явление реабсорбции, вызванное перекрытием спектров поглощения и ЭХЛ люминофора, приводит к переносу энергии из коротковолновой части спектра излучения в

длинноволновую. Однако из-за высокой концентрации электрохемилуминофора вторичные центры излучения находятся на достаточно близком расстоянии от первичных (при концентрации 0,05М это расстояние меньше $\lambda_{\text{ЭХЛ}}$) и заметных изменений в качестве ЭХЛ-изображения не происходит. Потери $I_{\text{ЭХЛ}}$ из-за реабсорбции не являются значительными, так как перекрытие спектров мало, а большая часть поглощенных квантов из-за высокого квантового выхода электрохемилуминофора испускается в длинноволновой части спектра. К совершенно противоположным результатам приводит примесное перепоглощение. В этом случае может наблюдаться значительное или даже полное перекрытие спектра поглощения примеси со спектром ЭХЛ, кроме того, квантовый выход флуоресценции примеси (или примесей) неизвестен и, скорее всего, невысок. Это приводит к существенному снижению $I_{\text{ЭХЛ}}$ и заметному изменению спектрального состава излучения. Но еще более важным является следующее: из-за высокой чистоты компонентов ЭХЛ-композиции флуоресцирующие примеси имеют в растворе очень низкую концентрацию. В результате этого вторичные центры излучения удалены от первичных на расстояния, превышающие $\lambda_{\text{ЭХЛ}}$, и могут охватывать фактически весь объем раствора. Происходит существенная потеря первичной визуальной информации, что приводит к ухудшению всех характеристик ЭХЛ-анализа.

То, что примесное перепоглощение не проявляется в композиции на основе рубрена, подсказало путь устранения этого нежелательного эффекта. Если спектр ЭХЛ находится в красной области, то вторичная флуоресценция должна быть еще более длинноволновой, однако в этом спектральном диапазоне вероятность флуоресценции значительно снижается. Кроме того, столь длинноволновое излучение, даже в случае возникновения, уже не воспринимается глазом и большинством фотоматериалов.

Список литературы: 1. Кукоба А.В., Рожницкий Н.Н. Электрохемилуминесцентный метод исследования поверхности электродов и визуализации фарадеевских процессов. Методика, аппаратура и экспериментальные исследования // Электрохимия. 1993. Т. 29, № 2. С. 261-266. 2. Головенко В.М., Кукоба А.В., Рожницкий Н.Н. Электрохемилуминесцентный метод исследования поверхности электродов и визуализации фарадеевских процессов. Диффузионно-кинетическая модель электрохемилуминесценции в ячейках с электродами с различными поверхностными дефектами и гетерогенностью // Там же. 1993. Т. 29, № 7. С. 837-843. 3. Головенко В.М., Кукоба А.В. Оптимизация параметров импульсного возбуждения растворов-электролитов при электрохемилуминесцентном анализе гетерогенности поверхности // Тез. Докл. II Международной конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации», Харьков-Туапсе, 1997. Ч. 1. 184 с. 4. Бых А.И., Васильев Р.Ф., Рожницкий Н.Н. Электрохемилуминесценция растворов органических соединений // Итоги науки и техники. Сер. Радиационная химия. Фотохимия. М.: ВИНТИ, 1979. Т. 2. 135 с.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 23.09.99



Анатолий Иванович Бых, д-р физ-мат. наук, проф., зав. кафедрой биомедицинских электронных устройств и систем, с аспирантами кафедры.

Слева направо: Н.Н. Костюк, Т.Н. Жемчужкина, Е.А. Чугуй, к.л. Хрусталева, В.П. Кравченко, докторант кафедры И.Б. Свирь, А.Н. Мятга, В.А. Ярута.

В.М. ГОЛОВЕНКО, И.Б. СВИРЬ, канд. физ.-мат. наук, А.И. БЫХ, д-р физ.-мат. наук

**ЭЛЕКТРОХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ДВУХПОЛЮСНИК —
ЭЛЕМЕНТ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ.**

**1. ЭЛЕКТРОХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ПРОИЗВОЛЬНОЙ
ПРОТЯЖЕННОСТИ С ПЛОСКО-ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ ЭЛЕКТРОДОВ.**

Электрохемилюминесценция (ЭХЛ) возникает в жидкой проводящей среде вблизи границ раздела фаз твердый электрод-раствор при подаче поляризирующего напряжения, достаточного для образования ион-радикальных форм молекул люминофора (A^+ , A^-), способных образовывать эмиттер ЭХЛ (A^*), возникающий в результате реакции переноса электрона между противоположно заряженными частицами A^+ , A^- [1-5]. ЭХЛ-элемент представляет собой ячейку, заполненную композицией, состоящей из ионов индифферентного электролита, молекул органолуминофора и молекул растворителя, с двумя (либо более) электродами. Свечение ЭХЛ локализуется в глубине раствора на расстояниях порядка $0,1 \div 100$ мкм от поверхностей рабочих электродов, отображая гетерогенность этих поверхностей в виде неравномерного распределения свечения, что может служить критерием состояния границы раздела электрод-раствор [6,7]. ЭХЛ-элементы могут найти и уже находят применение в приборостроении — для подсветки шкал, в биологии, медицине и экологии — как устройства, используемые в иммуноферментном и химическом анализе.

С целью правильного выбора компонентов ЭХЛ-элементов и их параметров, т.е. для получения информации о распределении ион-радикальных форм люминофора и эмиттера ЭХЛ в пространстве между электродами, была исследована диффузионная кинетика процессов массопереноса электрогенерированных частиц A^+ , A^- на модели плоско-параллельной ячейки протяженностью d , в которой созданы условия для протекания диффузионно-контролируемых процессов гетерогенного и гомогенного процессов переноса заряда [8,9].

Поведение рассматриваемых частиц подчиняется уравнениям диффузионного массопереноса с источниками на границе и стоками в глубине раствора [10,11]

$$C_t^+ = D^+ C_{xx}^+ - K_{bi} C^+ C^- - C^+ / \tau_+; \quad (1)$$

$$C_t^- = D^- C_{xx}^- - K_{bi} C^- C^+ - C^- / \tau_-; \quad (2)$$

$$C_t^* = D^* C_{xx}^* + K_{bi} C^+ C^- - C^* / \tau_*; \quad (3)$$

$$C^+ + C^- + C^* + C_g = C_0 \quad (4)$$

где C^+ , C^- , C^* — концентрации A^+ , A^- , A^* ; C_g — частиц в основном состоянии и C_0 — исходная концентрация люминофора; D^+ , D^- , D^* — соответствующие коэффициенты диффузии частиц A^+ , A^- , A^* ; τ_+ , τ_- , τ_* — времена жизни указанных частиц; K_{bi} — бимолекулярная константа скорости обмена электроном между заряженными ион-радикальными формами люминофора. Здесь используются следующие

обозначения: $C_t = \frac{\partial C}{\partial t}$, $C_{xx} = \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$.

Начальными и граничными условиями являются:

$$t = 0, 0 \leq x \leq d; \quad (5)$$

$$C^+(x,0) = C^-(x,0) = C^*(x,0) = 0;$$

$$t > 0, x = 0; \quad (6)$$

$$C^+(0,t) = C_0, C^-(0,t) = 0, C^*(0,t) = 0;$$

$$x = d ;$$

$$C^+(d, t) = 0, C^-(d, t) = C_0, C^*(d, t) = 0, \quad (7)$$

которые отражают тот факт, что в системе реализуется случай протекания предельно возможных токов электролиза. Приведенная система квазилинейных дифференциальных уравнений параболического типа совместно с начальными и граничными условиями не имеет строгого аналитического решения. Поэтому сделаем некоторые упрощающие допущения, заметно не искажающие реальную картину протекания процессов в ЭХЛ-ячейке. Так, из-за малых времён жизни эмиттера ЭХЛ ($\tau_* \sim 10$ нс), диффузионным движением A^* можно пренебречь. Если не учитывать динамику процессов за время $t \cong \tau_*$, можно считать, что для $t \geq \tau_*$ поведение A^* характеризуется равновесием

$$C^*(x, t) \approx \tau_* K_{bi} C^+ C^-, \quad (8)$$

т.е. координатно-временное распределение A^* зависит от динамики парных взаимодействий A^+ и A^- . Если считать, что коэффициенты диффузии электрогенерированных частиц заметно не различаются, т.е. $D^+ \approx D^- = D$, и $\tau_+ \approx \tau_- = \tau$, то система дифференциальных уравнений (1-4) совместно с (5-7) может быть трансформирована к виду:

$$C_t = DC_{xx} - C/\tau ; \quad (9)$$

$$\sigma_t = D\sigma_{xx} - K_{bi}(\sigma^2 - C^2)/2 - \sigma/\tau, \quad (10)$$

и

$$t = 0, 0 \leq x \leq d, C = 0, \sigma = 0 ; \quad (11)$$

$$t > 0, x = 0, C = C_0, \sigma = C_0, x = d, C = -C_0, \sigma = C_0, \quad (12)$$

где $C = C^+ - C^-$, $\sigma = C^+ + C^-$ — разность и сумма концентраций реагирующих частиц. Согласно [7], определим объёмную интенсивность ЭХЛ $I_{эхл}$ как

$$I_{эхл} = \psi S \int_0^d k_f C^* dx = \varphi_{эхл} K_{bi} S \int_0^d C^+ C^- dx = \frac{1}{4} \varphi_{эхл} K_{bi} S \int_0^d (\sigma^2 - C^2) dx, \quad (13)$$

где ψ — эффективность парных взаимодействий; S — площадь поверхности плоско-параллельных электродов; k_f — константа скорости излучательного распада A^* с образованием квантов ЭХЛ; $\varphi_{эхл}$ — квантовая эффективность ЭХЛ. Силу электрического тока, обусловленного гетерогенными процессами переноса электрона, определим в виде:

$$i(t) = -FSDC_x|_{x=0} = FSDC_x|_{x=d}, \quad (14)$$

где F — постоянная Фарадея.

Непосредственное применение методов операционного исчисления [12] к (9), совместно с начальными и граничными условиями (11, 12), позволяет определить “изображение” $\bar{C}(x, p)/C_0$ в виде

$$\frac{\bar{C}(x, p)}{C_0} = \frac{sh \left[\sqrt{\frac{p+1/\tau}{D}}(d-x) \right] - sh \left[\sqrt{\frac{p+1/\tau}{D}}x \right]}{p sh \left[\sqrt{\frac{p+1/\tau}{D}}d \right]}. \quad (15)$$

Обращение интегрального преобразования достигается посредством разложения оператора $\psi = \frac{sh(qy)}{sh(qd)}$, где $q = \frac{p+1/\tau}{D}$, $y = d - x$, на простейшие дроби [12]. Мероморфная функция ψ имеет простые полюсы в точках $q_k = \pm jk\pi/d$, $k=1,2,3,\dots$, так что разложение на простые дроби имеет вид:

$$\psi = \frac{y}{d} + \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k} \sin\left(\frac{k\pi y}{d}\right) \frac{q^2}{q^2 + \frac{k^2\pi^2}{d^2}}. \quad (16)$$

Почленное обращение (16), с использованием таблиц преобразования интегралов Лапласа [13], дает

$$\frac{C}{C_0} = 1 - 2\frac{x}{d} + 2\pi^{-1} \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k k^{-1} \sin[k\pi(d-x)/d] - \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k k^{-1} \sin(k\pi x/d) \right\} * \left\{ \frac{1 + \frac{k^2\pi^2 D\tau}{d^2} \exp\left[-\left(\tau^{-1} + k^2\pi^2 D/d^2\right)t\right]}{1 + k^2\pi^2 \frac{D\tau}{d^2}} \right\}, \quad (17)$$

где в правой части содержится быстросходящийся ряд, допускающий простое вычисление на цифровых ЭВМ. Анализ (17) показывает, что при $t \rightarrow \infty$ (стационарный режим) относительная концентрация C/C_0 стремится к своему предельному соотношению

$$C/C_0 = 2 \operatorname{cth}(\ell^{-1}) \operatorname{sh}(\ell^{-1}(1-2y)), \quad (18)$$

где $\ell = \sqrt{D\tau}/d$ — относительная глубина диффузионного проникновения частиц вглубь раствора; $y=x/d$ — безразмерная координата.

На рис. 1 приведено координатное распределение нормированной C для различных значений параметра ℓ , (1- $\ell \rightarrow \infty$; 2 - $\ell = 0,316$; 3 - $\ell = 0,1$; 4 - $\ell = 0,0316$) из которого видно, что при уменьшении относительной глубины проникновения (уменьшении времени жизни продуктов электролиза) сужается зона распределения частиц у поверхности электродов, уменьшая вероятность их взаимной встречи (рекомбинации) в межэлектродном пространстве.

Зависимость силы тока от параметров ЭХЛ-ячейки и свойств исследуемой среды определяется (согласно уравнениям 14 и 17) соотношением вида:

$$i(t) = \frac{2FSDC_0}{d} \left\{ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \left[(1+(-1)^k) \cdot \left(1 + k^2 L^2 e^{\left(\frac{t}{\tau} + k^2 L^2 / d^2 \right)} \right) \right] / \left(1 + k^2 L^2 / d^2 \right) \right\}, \quad (19)$$

где $L^2 = \pi^2 D\tau$.

Как следует из анализа приведенного соотношения, в начальный момент электролиза и при $t < \tau$ временная зависимость $i(t)$ трансформируется в известное соотношение Коттрела [14]

$$i(t) = C_0 F S \sqrt{D/t}, \quad (20)$$

отражая тот факт, что в начальные моменты электролиза сила тока не зависит от размеров ячейки и в основном определяется градиентом концентрации электрогенерированных частиц.

С ростом длительности электролиза и выходом на стационарный режим (i_{cm}) проявляется зависимость силы тока от параметров ячейки и свойств среды:

$$i_{cm} = C_0 F S \sqrt{D/\tau} \operatorname{cth}(d/(2\sqrt{D\tau})), \quad (21)$$

причём время установления стационарного режима оценивается как

$$t_{cm} \approx d^2 / (\pi D). \quad (22)$$

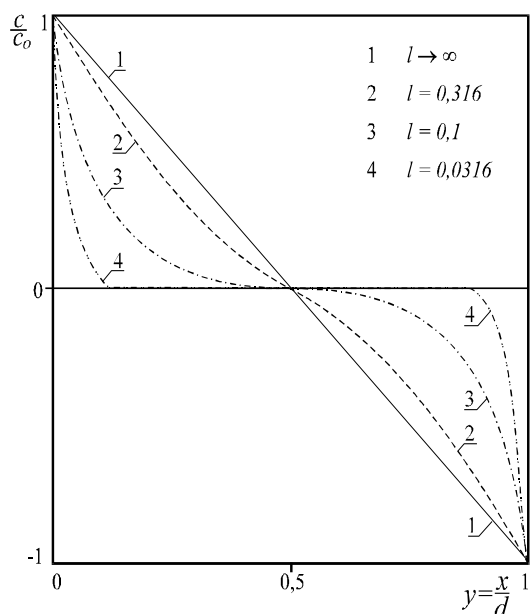


Рис. 1

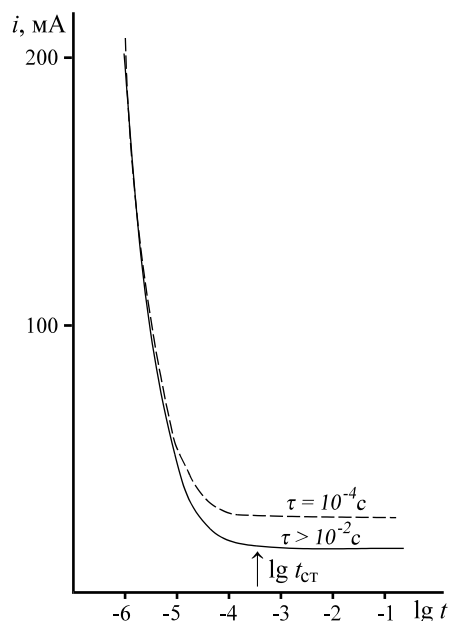


Рис. 2

Для большинства органических люминофоров в апротонном дипольном растворителе $D \sim 10^{-5}$ см²/с и $\tau \sim 1$ с, так что стационарный режим в ячейке протяженностью $d = 10^{-4}$ см устанавливается через $t_{CT} \sim 0.3$ мс, а при $d = 0,1$ см — $t_{CT} \sim 300$ с, что указывает на тот факт, что в объемных ЭХЛ-ячейках ($d > 10^2$ см) маловероятно ожидать установления стационарного режима электролиза из-за конечных времен жизни электрогенерированных частиц.

На рис. 2 приведена временная зависимость силы тока для ячейки с $d = 10^{-4}$ см, $S = 1$, $C_0 = 10^{-3}$ моль/л и для различных τ , которая отражает вышеизложенные соображения.

Для больших относительных глубин проникновения частиц ($\ell > 0,3$), когда реагирующие частицы достигают зоны рекомбинации, соотношение (21) может быть трансформировано к виду

$$i_{cm}^{np} = 2FSDC_0/d, \quad (23)$$

так что сила тока в стационарном режиме определяется лишь параметром ячейки d и скоростью массопереноса для фиксированных S и C_0 .

Исследуем поведение интенсивности ЭХЛ ($I_{ЭХЛ}$), при стационарном электролизе, используя концепцию кинетического реакционного слоя [15] δ , определяемого соотношением:

$$\delta = 2\sqrt{DC_0} / \sqrt{K_{bi}(\sigma^2 - C^2)}, \quad (24)$$

вблизи зоны рекомбинации $x_0 = d/2$. Используя факт симметричного распределения σ относительно x_0 и считая, что $\sigma = |C|$ в широкой области изменений x , исключая очень узкую зону δ , можно установить связь между предельным током электролиза i_{cm}^{np} и $I_{ЭХЛ}$ в виде:

$$\frac{i_{cm}^{np}}{FS} = \frac{I_{\text{эхл}}}{\varphi_{\text{эхл}}S} + C_0 \sqrt{\frac{D}{\tau}} \left(\text{ctg} \frac{d}{2\sqrt{D\tau}} - \text{cosech} \frac{d}{2\sqrt{D\tau}} \right), \quad (25)$$

которая для достаточно больших τ существенно упрощается:

$$I_{\text{эхл}} \approx \varphi_{\text{эхл}} i_{cm}^{np} / F, \quad (26)$$

т.е. между предельным стационарным током электролиза и стационарной ЭХЛ существует линейная связь, определяемая лишь квантовой эффективностью ЭХЛ. Если в качестве i_{cm}^{np} использовать соотношение (21) для конечных времён жизни продуктов электролиза, то

$$I_{\text{эхл}} = \varphi_{\text{эхл}} C_0 S \sqrt{D/\tau} * \text{cosech} \left[d / (2\sqrt{D\tau}) \right]. \quad (27)$$

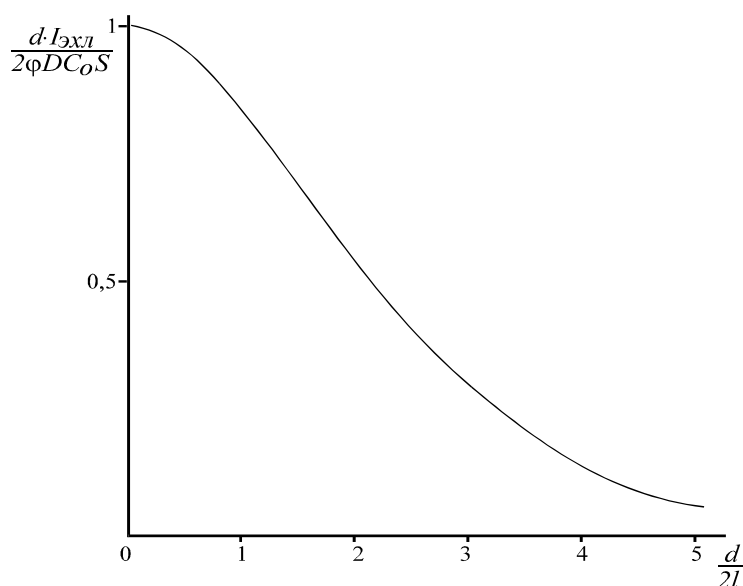


Рис. 3

Как видно, стационарная $I_{\text{эхл}}$ линейно зависит от концентрации люминофора, квантовой эффективности ЭХЛ и не зависит от скорости ион-радикальной рекомбинации реагирующих частиц. На рис. 3 приведена зависимость нормированной интенсивности ЭХЛ от отношения $d/(2\ell)$, из которого видно, что для получения значительных по величине $I_{\text{эхл}}$ при конечных временах жизни ион-радикалов необходимо уменьшать протяженность ЭХЛ-ячейки так, чтобы $d/(2\ell)$ было, по крайней мере, меньше 2. При $\tau \rightarrow \infty$ или $d \rightarrow 0$ $I_{\text{эхл}}$, как следует из (27), стремится к своему предельно возможному значению $I_{\text{эхл}}^{np}$ [16].

$$I_{\text{эхл}}^{np} = 2\varphi_{\text{эхл}} SDC_0 / d, \quad (28)$$

т.е. интенсивность свечения ЭХЛ в приэлектродной области определяется люминесцентными свойствами и концентрацией рабочего вещества, скоростью переноса массы и геометрическими размерами ячейки. ЭХЛ-двухполюсник с максимальными яркостными характеристиками можно создать на основе веществ, обладающих высокой эффективностью преобразования электрохимических реакций переноса электрона между электрогенерированными частицами в кванты ЭХЛ, имеющих высокую растворимость и подвижность в ячейках с минимальной протяженностью, причем нижняя граница протяженности лимитируется шероховатостью рабочих поверхностей (единицы мкм).

Выше рассматривались вопросы образования эмиттера ЭХЛ в реакциях обмена электроном между электрогенерированными противоионами одного люминофора А. В некоторых случаях возможно создание эффективных ЭХЛ-композиций, состоящих из двух люминофоров (А и В), каждый из кото-

рых может образовывать достаточно стабильные ион-радикальные состояния только одного знака. В результате ион-ионной рекомбинации в глубине раствора возможен перевод одного из реагирующих компонентов в электронновозбужденное состояние с последующей его излучательной дезактивацией.

Система дифференциальных уравнений, описывающая поведение ион-радикальных форм люминофоров A и B в этом случае, будет иметь вид:

$$\begin{aligned}A_t &= D_A A_{xx} - K_{bi} AB, \\B_t &= D_B B_{xx} - K_{bi} AB,\end{aligned}$$

где A и B — концентрации противоионов двух различных веществ; D_A , D_B — коэффициенты диффузии этих веществ. Без потери общности будем считать, что $D_A \approx D_B$, а ион-радикальные состояния веществ A и B достаточно стабильны.

Тогда начальные и граничные условия можно представить в виде:

$$\begin{aligned}t = 0; \quad 0 \leq x \leq d, \quad A = B = 0; \\t > 0; \quad x = 0, A = A_0, B = 0, \\x = d, \quad A = 0, B = B_0,\end{aligned}$$

где A_0 и B_0 — исходные концентрации веществ. Приведенные граничные условия отображают факт образования ион-радикальных состояний на поверхностях электродов в реакциях гетерогенного переноса электрона. Используя рассмотренный ранее подход, можно определить поведение разности концентраций противоионов $C=A-B$

$$\begin{aligned}C(x,t) = A_0 \left(1 - \frac{x}{d}\right) - B_0 \frac{x}{d} + \frac{2A_0}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k} \sin \left[\frac{k\pi(d-x)}{d} \right] \exp \left[-\frac{k^2 \pi^2 D t}{d^2} \right] - \\- \frac{2B_0}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k} \sin \left[\frac{k\pi x}{d} \right] \exp \left[-\frac{k^2 \pi^2 D t}{d^2} \right],\end{aligned}\quad (29)$$

что позволяет оценить положение зоны рекомбинации x_0 , а также величину силы тока электролиза и поведение интенсивности ЭХЛ. Наибольший интерес представляет стационарный режим электролиза, для которого

$$x_0 = \frac{A_0}{A_0 + B_0} d, \quad i_{cm} = \frac{nFSD(A_0 + B_0)}{d}, \quad I_{\text{эхл}}^{cm} = \frac{\Phi_{\text{эхл}} SD}{d} (A_0 + B_0).\quad (30)$$

Отсюда видно, что в зависимости от соотношения концентраций A_0 и B_0 , положение зоны рекомбинации может находиться в любой точке пространства между электродами, а сила тока и интенсивность ЭХЛ зависят от величин этих концентраций. В случае, когда концентрация одного из соединений много больше концентрации другого, возникает приэлектродная ЭХЛ, тогда i_{cm} и $I_{\text{эхл}}^{cm}$ определяются, в основном, концентрацией первого соединения.

Список литературы: 1. Бых А.И., Васильев Р.Ф., Рожницкий Н.Н. // Итоги науки и техники. Радиационная химия. Фотохимия. М.: ВИНТИ, 1979. Т. 2. 135 с. 2. Faulkner L.R., Bard A.J. // J. Amer. Chem. Soc. 1968. V. 90. P. 6284. 3. Laser L., Bard A.J. // J. Electrochem. Soc. 1975. Vol. 122. P. 632. 4. Рожницкий Н.Н. // Журн. Аналит. Химии. 1922. Т. 47. С. 1765. 5. Головенко В.М., Рожницкий Н.Н., Свирь И.Б. // ЖПС. 1989. Т. 51. С. 773. 6. Белаиш Е.М., Кукоба А.В., Рожницкий Н.Н. // Электрохимия. 1994. Т. 30. С. 1145. 7. Головенко В.М., Кукоба А.В., Рожницкий Н.Н. // Электрохимия. 1993. Т. 29. С. 837. 8. Schaper H., Schnedler E. // J. Electroanal. Chem. 1982. Vol. 137. P. 39. 9. Schaper H., Kostlin H., Schnedler E. // Philips tech. Rev. 1982. V. 40. N 2/3. P. 69. 10. Measures R.M. // Appl. Opt. 1975. V. 14. P. 909. 11. Faulkner L.R. // Internat. Rev. Sci. Phys. Chem. Ser. 2. Vol. 9 (Chemical Kinetics) / Ed. Hersehach D.R.L.: Butter-worths, 1976. P. 213. 12. Диткин В.А., Прудников.П. Операционное исчисление. М., "Высшая школа". 1975. 407 с. 13. Диткин В.А., Прудников.П. Справочник по операционному исчислению. М. "Высшая школа" 1965. 466 с. 14. Галюс З. Теоретические основы электрохимического анализа. М.: Мир, 1974. 552 с. 15. Плесков Ю.В., Филиновский В.Ю. Вращающийся дисковый электрод. М.: Наука, 1972. 343 с. 16. Brilmyer G.H., Bard A.J. // J. Electrochem. Soc. 1980. Vol. 127. P. 104.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.05.99

ОСНОВЫ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ МЕХАНИЗМОВ ЭЛЕКТРОЛИЗНОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ РАДИКАЛ-РЕКОМБИНАЦИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ (РРЛ)

Существенным при исследовании рекомбинационных процессов, сопровождающихся испусканием РРЛ, обычно именуемой электрогенерированной хемиллюминесценцией (ЭХЛ), в электролизуемых растворах сложных органических соединений — электрохемиллюминофоров является идентификация их механизмов (путей рождения и излучательной гибели эмиттеров, т.е. электронно-возбужденных молекул электрохемиллюминофоров). Это позволяет, в частности, разрабатывать специфичные ЭХЛ-системы с высокой яркостью свечения, необходимые для использования в гомогенном анализе растворов, включая биомедицинские исследования и диагностику [1,2]. Идентификацию механизмов можно проводить с помощью: а) известной методики Фельдберга [3], дополненной Фолкнером [4], б) данных электрохимических и спектральных опытов, используемых для определения энергетики и кинетики «светоиспускающих» парных рекомбинаций, а также в) изучения поведения ЭХЛ во внешнем магнитном поле. В работе рассмотрен подход на основе п. в), позволяющий весьма точно и достоверно определять механизмы гомогенных «светоиспускающих» радикал-рекомбинационных реакций переноса электрона (РПЭ) в растворах, подвергаемых фарадеевскому электролизу, рис. 1.

На рис. 1 представлены основные механизмы «светоиспускающих» радикал-рекомбинационных процессов, иллюстрируемые диаграммами молекулярных электронных π -орбиталей (заполненных π , вакантных разрыхляющих π^* , несвязывающих n) взаимодействующих частиц электрохемиллюминофора А и соответствующими схемами, поясняющими образование при электролизе: а), б) - ион-радикалов $A^{\cdot-}$, $A^{\cdot+}$ в электродных реакциях переноса электрона e ; в) - молекул-продуктов гомогенных экзоэргических бирадикал-рекомбинационных РПЭ {возбужденных - триплетных 3A из разных предшественников - с), d); синглетных $^1A^*$ - e); f) - только молекул А в основном электронном состоянии [5].

Наложение внешнего магнитного поля за счет его взаимодействия со спиновым моментом количества движения частицы позволяет уверенно определять присутствие в растворах электрохемиллюминофоров при их электролизе частиц с неспаренными электронами — рекомбинирующих (ион-) радикалов-продуктов фарадеевского электролиза — и рождающихся при рекомбинациях триплет-возбужденных молекул 3A [5,6]. Типичная зависимость $I_{ecl} = f(H)$, где I_{ecl} — интенсивность испускаемой ЭХЛ, H — напряженность магнитного поля, представляет собой кривую с максимумом, достигаемым при нескольких кЭ (~100 кА/м). Такой вид кривой характерен для РПЭ T -типа, т.е. радикал-рекомбинационных процессов с выходом 3A . Поле не оказывает существенного воздействия на ЭХЛ, испускаемую по S -механизму (непосредственное рождение синглет-возбужденных молекул $^1A^*$ электрохемиллюминофора — случай сильно экзоэргических рекомбинаций¹), что показывает полевую зависимость именно процессов с участием триплет-возбужденных молекул. Учитывая это, возможна

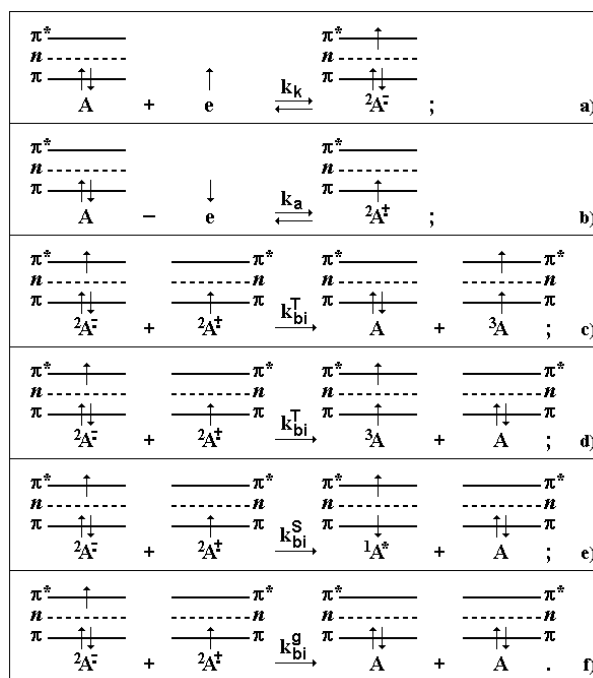


Рис. 1

¹ Здесь и далее под сильно экзоэргическими бирадикальными РПЭ понимаются процессы, в результате которых выделяется достаточно энергии для заселения излучательного электронно-возбужденного состояния молекулы-продукта A^* . Это отличает их от химических экзотермических реакций с выделением тепла, диссипирующего в виде фононов решетки.

«магнитооптическая диагностика» механизмов ЭХЛ-реакций электрохемиллюминофоров разных химических классов. Данный подход предложен нами ранее и основан на анализе теоретической модели, описывающей наблюдаемое влияние поля на I_{ecl} [6], которая, с учетом ряда уточнений и дополнений, изложена ниже. Методика магнитооптических экспериментов приведена в [5,6], а результаты некоторых из них — на рис. 2. Как видно, наложение поля увеличивает I_{ecl} с ее последующим насыщением или спадом для большинства изученных систем, кроме ДФА + LiCl и ДФСП + $(C_6H_5)_4VNa$ (аббревиатуру соединений см. в примеч. к табл. 1. Для систем с полевой зависимостью ЭХЛ такое поведение свидетельствует о присутствии в зоне рекомбинации продуктов гомогенных РПЭ — молекул 3A , рекомбинирующих в ТТА — триплет-триплетной аннигиляции (2), см. ниже, с образованием молекул электрохемиллюминофора $^1A^*$ и испусканием квантов ЭХЛ. Этот вывод подтверждается сравнением энтальпии экзоэргических РПЭ — ΔH^0 с энергией 0-0-переходов E_S^0 молекул, табл. 1. Из таблицы видно, что для систем с полевой зависимостью ЭХЛ, выделяющейся в РПЭ, энергии недостаточно для образования $^1A^*$. Данные о положении первого триплетного уровня данных молекул [5,6] показывают возможность непосредственного рождения 3A в гомогенных РПЭ. Наблюдаемое поведение ЭХЛ антрацена, ДФА и РУ в магнитном поле в общем аналогично обнаруженному в растворах с электролитом $(C_4H_9)_4NClO_4$ [5,6], однако в нашем случае относительное увеличение I_{ecl} растворов антрацена и РУ более значительное. Влияние поля на I_{ecl} систем ДФСП + LiCl и ДФСП + $(C_6H_5)_4VNa$

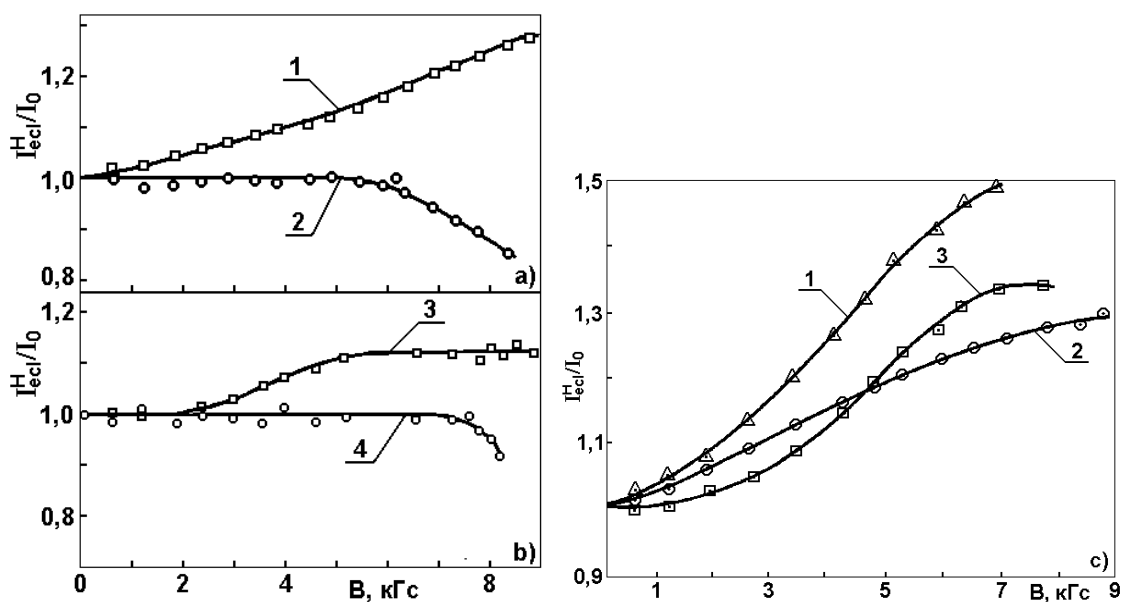


Рис. 2

На рис. 2 представлены магнитолюмограммы ЭХЛ-систем: с) 1 - N-метилакридон-9; 2 - 4',(5')-стирил-1,8-нафтоилен-1',(2')-бензимидазол; 3 - 2-метил-1,4-дистирилбензол; $c_a = 10$ мМ. а) 1 - 1 мМ рубрена, 2 - 10 мМ ДФА; 3,4 - 10 мМ ДФСП. Электролит фона - 0,1 М LiCl, (1÷3), а), б); 20 мМ $(C_6H_5)_4VNa$ (4), б), растворитель - ДМФА. Возбуждение ЭХЛ - электролиз прямоугольным биполярным импульсным (ПБИ) напряжением, $\tau_1=0,1$ с - анодная фаза, $\tau_3=1$ с - катодная фаза (а÷с) и постоянным напряжением 0,8 В отн. платинового квазиэлектрода сравнения (4), б).

Таблица 1

Соединения ^{1.}	Φ_{pa}^{ox} ^{2.}	Φ_{pk}^{red} ^{2.}	$-\Delta H^0$	E_S^0 ^{3.}	E_T^0 ^{3.}	$-\Delta G_g^0$	ΔG_S^0 ^{4.}	$-\Delta G_T^0$ ^{4.}	I_{ecl} , отн. ед. ^{5.}
	В		эВ						
А	1,18	2,00	2,98	3,24	1,82	3,08	0,26	1,16	0,25
ДФА	1,26	1,95	3,01	3,05	1,8	3,11	-0,01	1,31	5,66
РУ	1,01	1,37	2,18	2,30	1,15	2,28	0,12	1,03	9,66
МДСБ	1,1	2,06	2,96	3,11	2,0	3,06	0,15	1,06	2,00
ДФСП	0,80	2,0	2,18	2,87	2,05	2,74	0,23	0,59	10/0,35
СНБИ	1,15	1,30	2,25	2,55	-	2,35	0,30	-	0,95
МА	1,17	1,77	2,74	3,12	2,54	2,84	0,38	0,20	0,83

Примечания:

1. А - антрацен; ДФА - 9,10-дифенилантрацен; РУ - рубрен (5,6,11,12-тетрафенилнафтацен); МДСБ - 2-метил-1,4-дистирилбензол (II.2); ДФСП - 1,5-дифенил-3-стирилпиразолин (IV.3); СНБИ - 4',(5')-стирил-1,8-нафтоилен-1',(2')-бензимидазол; МА - N-метиلاكридон.

2. Потенциалы пиков окисления и восстановления (в В) на циклической вольтамперограмме (ЦВАГ) системы, измерены отн. платинового квазиэлектрода сравнения в N,N-диметилформамиде (ДМФА) на фоне 0,1 М LiClO₄, скорость линейной развёртки потенциала $v = 0,2$ В/с.

3. Энергии 0-0-переходов в спектрах флуоресценции E_S^0 и фосфоресценции E_T^0 .

4. Свободные энергии $\Delta G_j^0 = \Delta G_g^0 + E_j^0 + 0,1$ образования продуктов рекомбинаций в j-ом ($j = S, T$) состоянии.

5. Интегральная по спектру I_{ecl} (максимальная амплитуда фототока) в отн. единицах, возбуждение ЭХЛ - ПБИ-напряжение, $\tau_1=1,0$, $\tau_2=0$, $\tau_3=0,1$ с, $c_a=10$ мМ, $c_{el}=50$ мМ (LiCl), знаменатель для ДФСП - I_{ecl} при стационарном электролизе 0,85 В с электролитом 50 мМ (C₆H₅)₄ВNa.

наряду с сопоставлением $-\Delta H^0$ и E_S^0 указывает на реализацию T-механизма ЭХЛ в первой и S-механизма — во второй. Такое отличие обусловлено сложным механизмом рекомбинации, при котором ЭХЛ-реакция суть перенос электрона от (C₆H₅)₄V⁻ на A⁺ с конечным образованием ¹A*.

Соотношение констант скорости рекомбинаций, ведущих к образованию синглет- (k_{bi}^S) и триплет- (k_{bi}^T) возбужденных продуктов — один из критериев протекания РПЭ по S- или T-механизмам [5,6]. Так, если $b_T k_{bi}^T > 10^2 b_S k_{bi}^S$, то РПЭ в системе следует отнести к T-типу, обратное неравенство указывает на протекание ЭХЛ-реакций по S-механизму. Исходя из данных табл. 1, только синглет-возбужденные молекулы ДФА возникают в результате РПЭ S-типа (система ДФСП + (C₆H₅)₄ВNa, в которой реакции идут также по S-механизму, не рассмотрена в табл. 1, т.к. отсутствуют данные об энергии диссоциированного иона ТФБ⁻). В остальных системах, хотя и обладающих достаточно интенсивной ЭХЛ, молекулы ¹A* возникают преимущественно в процессе (2), что подтверждает результаты проведенных нами магнитооптических исследований. Следовательно, T-T-аннигиляция представляется естественным путем рождения синглет-возбужденных молекул электрохемиллюминофоров в тех, весьма распространенных случаях (как показывают полученные нами результаты и данные других авторов), когда энтальпия РПЭ достаточна для заселения ³A, но мала для рождения ¹A*, и когда $2E_T > E_S$, что справедливо для подавляющего большинства изученных систем. Магнитооптическая диагностика ЭХЛ-систем, указывают на присутствие в зоне ЭХЛ-реакций при обычных условиях

² b_j ($j = g, T, S$) — спин-статистический фактор (статистический вес состояния j), учитывающий распределение продуктов РПЭ по электронным состояниям, $\sum b_j = 1$, согласно спиновой статистике $b_T/(b_S + b_g) = 3$.

значительных концентраций молекул 3A — продуктов рекомбинационных РПЭ, в чем проявляется специфика данного способа возбуждения люминесценции. Нетрудно качественно объяснить высокие выходы электронно-возбужденных молекул в экзотергических рекомбинационных РПЭ со светопропусканием [5]. Исходное состояние пары разделенных реагентов $A^{\bullet-} \dots A^{\bullet+}$ обладает существенно большей энергией, чем состояния продуктов $A \dots A$, $^3A \dots A$, а, иногда, и $^1A^* \dots A$. У сближающихся AP и KP энергия за счет кулоновского взаимодействия понижается быстрее, чем у сближающихся молекул, испытывающих, в основном, ван-дер-ваальсовое и лишь при перекрывании электронных оболочек пары в столкновительном комплексе — обменное взаимодействие. Поэтому поверхность потенциальной энергии (ППЭ) пары реагентов R сначала пересекается с ППЭ электронно-возбужденных продуктов R^* , обычно $^3A \dots A$, а не с ППЭ R. Если обменное взаимодействие V в области пересечения и скорость ее прохождения (т.е. перемещения ядер атомов в реагентах и молекулах сольватной “шубы”) достаточно велики, то система с весьма высокой вероятностью, описываемую формулой Ландау-Зинера [7], перейдет с адиабатической ППЭ R на адиабатическую ППЭ R^* . В рамках альтернативного подхода, если энергетическая щель $2V$ между двумя адиабатическими поверхностями начального и конечного состояний очень велика (случай сильного взаимодействия), поверхности сильно расталкиваются и системе энергетически выгоднее остаться на адиабатической ППЭ, общей для реагентов $A^{\bullet-} \dots A^{\bullet+}$ и возбужденных продуктов $A^* \dots A$, проходя «седловую» область тем быстрее (т.е. с высокой вероятностью), чем меньше энергия активации процесса. Последнее характерно для рассматриваемых возбуждаемых электролизом «световых» рекомбинационных процессов. Именно в этом заключены *принципиальные* отличия исследуемого люминесцентного явления от иных типов рекомбинационной люминесценции — исходное состояние пары рекомбинирующих в экзотергических процессах частиц является *не основным* (самым нижним электронным состоянием для данной конфигурации ядер их атомов), а по сути *электронно-возбужденным*. Система, однако, попадает в него *не спонтанно*, а за счет *внешнего воздействия-обеднения и/или обогащения молекул люминофора зарядами на электродах в электрохимических фарадеевских процессах*.

Вопрос об идентификации и роли триплетных состояний молекул является одним из ключевых при изучении ЭХЛ, ему посвящено значительное число работ (см., напр. [8]). Использование метода магнитооптической диагностики, как показано выше, позволяет однозначно определять участие 3A в ЭХЛ-процессе, в связи с чем рассмотрим теоретическую трактовку метода.

Качественное объяснение влияния магнитного поля на $I_{\text{св}}$ заключается в том, что наложение поля изменяет выход продуктов парных взаимодействий частиц с неспаренными π -электронами, именно, T - T -аннигиляции (2), дублет-триплетного (D - T) парамагнитного тушения 3A ион-радикалами (6) и дублет-дублетной (D - D) рекомбинации ион-радикалов. Указанные взаимодействия суть *спин-селективные химические реакции*, выход продуктов в них зависит от смешивания спиновых состояний пар³. Последнее обусловлено расщеплением в нулевом поле (РНП) электронных уровней индивидуальных парамагнитных частиц⁴. В полях достаточно высокой напряженности (≥ 50 кА/м), когда зеемановское расщепление электронных уровней значительно превосходит расстояние между компонентами их тонкой структуры, но мало по сравнению с тепловой энергией kT , уменьшается константа скорости D - T -взаимодействия [5,6]. Следовательно, возрастает число актов T - T -аннигиляции (2) с выходом эмиттеров, что приводит к возгоранию ЭХЛ. Однако такой рост частично компенсируется

³Под парой подразумевается лабильное состояние двух не взаимодействующих частиц с неспаренными спинами, возникающее при достаточном их сближении во время путешествия в растворе. Время жизни пары в сравнении с временем спин-решеточной релаксации исключительно мало, поэтому заселенность спиновых состояний частиц в паре соответствует заселенности индивидуальных частиц. Отсюда существенна «интерференция» (и ее полевая зависимость) между этими состояниями в паре, обуславливающая выход продуктов в данном спиновом состоянии. Здесь термин «решетка» относится к любым (газ, жидкость, твердое тело) системам, находящимся в состоянии теплового равновесия, при этом спин-решеточная релаксация суть взаимодействие спинов частиц с тепловым движением (фононами) решетки.

⁴Эти частицы — органические (ион-) радикалы и молекулы 3A в конденсированных матрицах характеризуются тонкой структурой электронных уровней энергии (РНП), обусловленной спин-спиновым дипольным и, гораздо меньшим, спин-орбитальным взаимодействием спиновых и орбитальных моментов количества движения электронов [9]. Частичное или полное снятие, соответственно, двух- или трехкратного вырождения зависит в нулевом поле от дипольного взаимодействия спиновых волновых функций пары реагирующих частиц, а во внешнем поле — от величины эффекта Зеемана.

уменьшением константы скорости ТТА, в результате чего I_{ecl} композиций, ЭХЛ которых зависит от поля, при дальнейшем увеличении напряженности имеет насыщение или падает.

Итак, основной причиной влияния магнитного поля на вероятность реакции между частицами с неспаренными электронами есть различие во взаимодействии спинов партнеров пары между собой в нулевом поле (дипольное) и в ненулевом (зеэмановское). Теоретический анализ базируется на рассмотрении зависящего от поля спинового гамильтониана H_p^S пары рекомбинирующих частиц и определении ее собственных спиновых волновых функций⁵. Строгое решение задачи достаточно громоздко, наглядное представление можно получить в двух предельных случаях: нулевое поле — только дипольное взаимодействие и сильное поле ($H > 50$ кА/м) — только зеэмановское. Рассмотрим ТТА и D - T -взаимодействие. Для каждой из парамагнитных частиц в триплетном 3A или дублетном ${}^2D \equiv {}^2A^\pm$ состояниях при комнатной температуре за счет эффекта РНП имеется равная вероятность занятия одного из трех (3A) или одного из двух (2D) спиновых состояний, причем собственные состояния пары суть произведения одночастичных состояний первоначально (квази)свободных частиц. Пары ${}^3A...{}^3A$ (${}^2D...{}^3A$) поэтому имеют девять (шесть) состояний спина, природа которых в общем случае синглет-триплет-квинтетная (дублет-квартетная), пара дублетных (ион-) радикалов - четыре синглет-триплетных состояния, также заселяемых с равной вероятностью [5,8]. Так, если в нулевом поле набор базисных спиновых функций одночастичного триплетного состояния есть $|T_x\rangle, |T_y\rangle, |T_z\rangle$ оси квантования $|\Psi_1\rangle$ спинового момента x, y, z выбраны так, что они диагонализуют гамильтониан РНП H_α , то его матричные элементы связаны набором соотношений типа $s_x|T_x\rangle = 0, s_y|T_x\rangle = i|T_z\rangle, s_z|T_x\rangle = i|T_y\rangle$ (другие формулы действия спиновых операторов на базисные функции $|T_j\rangle$ получают, применяя циклическую перестановку индексов). Анализ показывает, что только три состояния типа $|T_x\rangle \cdot |T_x\rangle \equiv |T_x T_x\rangle$ пары ${}^3A...{}^3A$ есть синглетные. Отсюда синглетная функция $|\Phi_S\rangle$ пары есть линейная комбинация трёх одночастичных синглетных состояний из девяти возможных $|0,0\rangle, |0,1\rangle, |1,0\rangle, |0,-1\rangle, |-1,0\rangle, |1,1\rangle, |-1,-1\rangle, |1,-1\rangle, |-1,1\rangle$ ⁶:

$$|\Phi_S\rangle = 3^{-1/2}(|0,0\rangle + |1,-1\rangle + |-1,1\rangle), \quad (1)$$

числа обозначают проекции спина индивидуальной триплетной частицы на направление поля. При достаточно больших полях, когда возникающее из-за дипольного взаимодействия расщепление компонент тонкой структуры уровней можно считать малым возмущением, два последние состояния вырождаются и собственное состояние пары суть их симметричная и антисимметричная комбинация [5,6,8]. Поскольку последняя приводит к чисто триплетному состоянию, то остаются два синглетных со-

⁵Двухчастичный гамильтониан H_p^S есть сумма одночастичных операторов H_i^S индивидуальных частиц, т.к., по предположению, до момента образования пары частицы (квази)свободные и невзаимодействующие (для ТТА $H_p^S = 2H_T^S, i=T$). С учетом двух типов магнитных спиновых взаимодействий - внутривчастичных дипольных и с внешним магнитным полем, гамильтониан H_T^S имеет вид [9]:

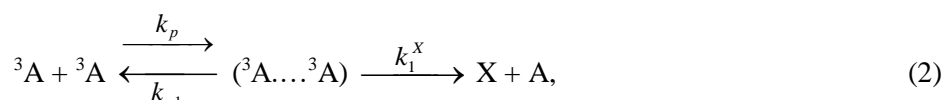
$$H_T^S = H_\alpha + H_Z = \mu_B^2 g^2 [r_{12}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2) - 3(\mathbf{r}_{12} \mathbf{s}_1)(\mathbf{r}_{12} \mathbf{s}_2)] r_{12}^{-5} + |\mu_B| \mathbf{H}_g \mathbf{s}.$$

Здесь первые два члена суть введенный В. Гейзенбергом оператор диполь-дипольных, а последний — зеэмановского взаимодействий; μ_B - электронный магнетон Бора; g -фактор электрона, по предположению являющийся изотропным и равным 2,00; r_{12} - радиус-вектор, соединяющий 2 неспаренных электрона в молекуле; $\mathbf{s} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$ и \mathbf{s}_j - операторы полного спинового углового момента и спина электрона j в единицах \hbar соответственно. Путем известных преобразований члены, описывающие РНП, приводятся к виду $H_\alpha = D_f (s_z^2 - s^2/3) + E_f (s_x^2 - s_y^2)$, D_f и E_f - параметры (с размерностью энергии) РНП, их значения для различных ароматических молекул известны из литературы [9].

⁶Использованы введенные П. Дираком скобочные обозначения волновой функции в координатном представлении $\phi_a(\xi) \equiv \langle \xi | a \rangle$, a - индекс состояния функции ϕ , т.е. совокупность физических величин или квантовых чисел, определяющих состояние, ξ - переменные (координаты), от которых зависит ϕ , $\langle m | -\text{бра-}, | n \rangle$ - кет-векторы. Матричный элемент A_{mn} оператора A есть $\langle m | A | n \rangle$, совокупность $| n \rangle$ образует полную систему ортонормированных функций в гильбертовом пространстве.

стояния пары $|0,0\rangle$ и $2^{-1/2}(|1,-1\rangle + |-1,1\rangle)$, а если вырождаются все три состояния, то возможно лишь одно чисто синглетное состояние пары рекомбинирующих триплетов - $3^{-1/2}[|0,0\rangle + 2^{-1/2}(|1,-1\rangle + |-1,1\rangle)]$. Таким образом, включение поля приводит к уменьшению числа чисто синглетных состояний частиц - продуктов реакции ТТА (2) от трех до одного. В случае распада пары не прореагировавшие триплеты со скоррелированными спинами могут с определенной вероятностью (учитывающей их молекулярное вращение) встретиться вновь. За время путешествия может произойти спиновая эволюция, индуцированная дипольным взаимодействием электронов обеих частиц, частично уменьшающая дефицит синглетного состояния пары ${}^3A...{}^3A$, т.е. повышается вероятность выхода в ТТА синглетов (возбужденных и невозбужденных). Включение поля увеличивает время спиновой эволюции и снижает вероятность рекомбинации при повторных встречах.

Аналитическое выражение для влияния поля на константу скорости рассматриваемых процессов получим из анализа их кинетики [5,6]. Запишем в общем виде реакцию T - T -аннигиляции



где k_p — бимолекулярная константа скорости столкновительного процесса рождения пары 3A ; k_{-1} — мономолекулярная константа скорости процесса распада пары со стохастическим распределением частиц по комбинирующим состояниям; k_1^X — константа скорости первого порядка процесса рождения пары $X+A$ при распаде столкновительного комплекса ($A^3...{}^3A$). В качестве X могут выступать A , 3A , ${}^1A^*$ (квинтеты можно исключить, поскольку их энергия превышает $2E_T$ [5,6]). Для корректного вычисления константы скорости ТТА необходимо учесть, что у пары 3A , находящейся в l -ом спиновом состоянии ($l = 1, 2, \dots, 9$) с волновой спиновой функцией $|\Psi_l\rangle$ имеется примесь чисто синглетного $\langle S_l|$ (как основного $S_0 \equiv g$, так и первого S_1 электронно-возбужденного) или триплетного $\langle T_k|$ ($k=1, 2, 3$) состояний, $S_l = \langle S|\Psi_l\rangle$, $T_k = \langle T|\Psi_k\rangle$. Поэтому нахождение суммарной скорости k_{TT}^{Σ} требует суммирования по всем возможным спиновым состояниям пары. Так, k_{TT}^{S+g} процесса рождения только синглетов в (2) имеет следующий вид [5,6,8]

$$k_{TT}^{S+g} = (k_p \gamma_k / 9) \cdot \sum_{l=1}^9 (\gamma_k + |S_l|^{-2})^{-1}, \quad (3)$$

где $\gamma_k = k_1^X / k_{-1}$. Сопоставляя (3) с выражением [5] $k_{TT}^S = p s k_d$; где $p s \sim 0,1$ — вероятность образования ${}^1A^*$ в реакции (2); k_d — диффузионно-контролируемая бимолекулярная константа скорости встреч триплетов, для ДМФА $k_d = 8,4 \cdot 10^9$ (М·с)⁻¹, и учитывая, что $k_p \approx k_d$, получаем $p s = (\gamma_k / 9) \cdot \sum_{l=1}^9 (\gamma_k + |S_l|^{-2})^{-1}$. В нулевом поле, когда $S_1 = S_2 = S_3 = 3^{-1/2}$

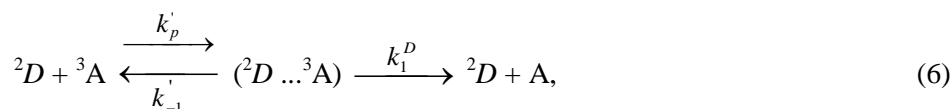
$$k_{TT}^{S+g}(0) = k_p / [3(3 \gamma_k^{-1} + 1)], \quad (4)$$

а при высоких в рассматриваемом случае полях, когда имеется два невырожденных синглетных состояния $S_1 = (1/3)^{1/2}$, $S_2 = (2/3)^{1/2}$

$$k_{TT}^{S+g}(H) = k_p [(1 + 3 \gamma_k^{-1})^{-1} + 2(2 + 3 \gamma_k^{-1})^{-1}] / 9. \quad (5)$$

Отсюда нетрудно получить, что $k_{TT}(H) < k_{TT}(0)$ [5,6,8] и, таким образом, вышеприведенные качественные объяснения подтверждаются.

Подобные рассуждения справедливы для дезактивации 3A парамагнитным тушителем 2D {смысл констант скорости аналогичен (2)}



при этом константа скорости $k_{DT} \equiv p_g k_d$

$$k_{DT} = (k_p' \gamma_k' / 6) \cdot \sum_{m=1}^6 \left[\gamma_k' + \left(|D_m^+|^2 + |D_m^-|^2 \right)^{-1} \right]^{-1}, \quad (7)$$

где $\gamma_k' = k_1^D / k_{-1}'$, D_m^+ и D_m^- — дублетные состояния (с учетом двух ориентаций неспаренного спина) пары, $\sum_m \left(|D_m^+|^2 + |D_m^-|^2 \right) = 1$ (как и $\sum_1^9 |S_1|^2 = 1$). Аналогичный анализ показывает [5,6,8], что $k_{DT}^H < k_{DT}^0$ и число дублетных частиц — продуктов реакции триплет-дублет уменьшается от шести до четырех и менее с увеличением \mathbf{H} . Это приводит к последующему уменьшению числа актов парамагнитного тушения 3A и возрастанию количества реакций ТТА. Такой подход позволяет качественно объяснить наблюдаемое поведение интенсивности ЭХЛ в магнитном поле (в случае, когда подобная магнитная чувствительность ЭХЛ-реакций действительно имеет место для T - или ST -механизмов) конкуренцией процессов ТТА и T - D -взаимодействия, в результате чего в поле возрастает стационарная концентрация 3A и число актов T - T -аннигиляции с выходом эмиттеров ЭХЛ - молекул ${}^1A^*$.

Интерпретацию наблюдаемых зависимостей I_{ecl} от \mathbf{H} проведена нами, исходя из решения в стационарном приближении кинетических уравнений для концентраций c_S и c_T молекул в синглет- и триплет-возбужденных состояниях с учетом процесса ТТА (2) [5]

$$dc_S/dt = 2 k_{TT}^S c_T^2 - c_S/\tau_S \cong 0, \quad (8)$$

$$dc_T/dt = L_T + k_{ST} c_S - k_{TT}^S c_T^2 - c_T/\tau_T \cong 0, \quad (9)$$

где $\tau_S = 1/(k_f + k_{ST} + k_n) \cong 1/(k_f + k_{ST})$ и $\tau_T = 1/(k_T + k_{DT} c_D + k_Q c_Q) \cong 1/(k_{DT} c_D)$ — времена жизни молекул ${}^1A^*$ в состоянии S_1 и 3A (T_1); L_T — скорость процесса образования 3A в РПЭ; k_{ST} , k_f , k_n , k_T — константы скорости первого порядка процессов интеркомбинационной конверсии $S_1 \rightarrow T_1$, излучательной и безызлучательной дезактивации S_1 и фосфоресценции $T_1 \rightarrow S_1$, соответственно; k_Q — бимолекулярная константа скорости тушения 3A непарамагнитным тушителем Q концентрации c_Q . Интенсивность свечения I_{ecl} при этом

$$I_{ecl} = \Phi_{ecl}^T k_{TT}^S c_T^2 V_r = L_T [(1 + \alpha_T)^{1/2} - 1]^2 / 4 \alpha_T, \quad (10)$$

где $\Phi_{ecl}^T = b_{Trs} \Phi_T \Phi_r$ — эффективность ЭХЛ, испускаемой по T -механизму; $b_T \Phi_T = b_T k_{bi}^T / (b_S k_{bi}^S + b_T k_{bi}^T + b_g k_{bi}^g)$ — выход 3A в рекомбинационных РПЭ, $b_T = 0,75$; $L_T = \Phi_T N_e / V_r$, $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$; $\alpha_T = 4 L_T \Phi_T k_{TT}^S \tau_T^2 - (T\text{-механизм ЭХЛ})$; N_e — скорость переноса электрона между рекомбинирующими реагентами; $V_r = f s_w (D \tau_1)^{1/2}$ — объем зоны ЭХЛ-реакций у рабочего электрода площади s_w ; $f \sim (\tau_T / \tau_1)^{1/2}$ — безразмерная толщина зоны; D — коэффициент диффузии A ; τ_1 — длительность первой фазы ПБИ-возбуждения ЭХЛ.

Отсюда, поскольку от поля зависят $k_{TT}(\mathbf{H}) \equiv k_{TT}^H$ и $k_{DT}(\mathbf{H}) \equiv k_{DT}^H$ и в первом приближении не зависит Φ_T , получаем следующее отношение интенсивности ЭХЛ в поле напряженностью \mathbf{H} и в нулевом поле:

$$\omega_1 = I_{ecl}^H / I_{ecl}^0 = \alpha_T^0 / \alpha_T^H \cdot \left[\left(\sqrt{1 + \alpha_T^H} - 1 \right) : \left(\sqrt{1 + \alpha_T^0} - 1 \right) \right]^2. \quad (11)$$

Если ЭХЛ испускается по механизму замедленной флуоресценции типа P (P - пирен), т.е. когда

τ_T определяется процессом (6)⁷, а не (2), то $\sqrt{1+\alpha}$ можно разложить в ряд по малому параметру. Тогда (11) преобразуется к виду:

$$\omega_p = \alpha_T^H / \alpha_T^0. \quad (12)$$

Соотношение (12) можно применять для интерпретации полевой зависимости скорости магнито-чувствительных ЭХЛ-реакций [5,6,8]. При электролизе в зоне ЭХЛ-реакции (вблизи рабочего электрода) L_T и локальное значение c_T могут быть достаточно высокими [5,6,8], особенно при РПЭ T -типа. Поэтому гибель триплетов по (2) может вносить существенный вклад и даже превосходить их дезактивацию в реакциях (псевдо)первого порядка. В этом случае для определения ω_1 необходимо пользоваться выражением (11), а не (12), а при высоких скоростях L_T учитывать возможность излучательной дезактивации 3A [8].

Анализ соотношения (11) при известных величинах входящих в него констант и для композиций, ЭХЛ которых зависит от поля, позволяет определить величину c_D — концентрацию парамагнитного тушителя молекул 3A , что было впервые выполнено нами в [6].

Предложенное нами магнитооптическое определение концентраций частиц с неспаренными электронами - ион-радикалов электрохемилюминофора основано на спин-спиновом взаимодействии дублет (D)-триплет (T) в зоне ЭХЛ-реакций в электролизуемых растворах. Как известно, в качестве D в обескислороженных растворах преимущественно выступают ион-радикалы электрохемилюминофора [5,6,8]⁸. Именно ($\alpha_1 = \alpha_T c_D^2$)

$$c_D \cong c_+ \cong c_- = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha_1^H} (\omega_I - 1) \left\{ (\omega_I \omega_P)^{1/2} - \omega_I \right\} \left[1 - (\omega_I \omega_P)^{1/2} \right]^{-1/2}. \quad (13)$$

В табл. 2 приведены данные соответствующего расчета для некоторых из исследованных в работе соединений. При вычислениях учитывалось, что, согласно (4), (5), (7) [5,6,8]

$$\frac{k_{TT}^H}{k_{TT}^0} = \frac{p_S^H}{p_S^0} = \left[\frac{\gamma/3}{9(1+\gamma/3)} + \frac{2\gamma/3}{9(1+2\gamma/3)} \right] : \frac{\gamma}{9(1+\gamma/3)} = \frac{9+4\gamma}{9+6\gamma}, \quad (14)$$

$$\frac{k_{DT}^H}{k_{DT}^0} = \frac{2\gamma'}{3(2+\gamma')} : \frac{\gamma'}{3+\gamma'} = \frac{2(3+\gamma')}{3(2+\gamma')}. \quad (15)$$

Для изученных соединений принято, что $p_S^0 \cong 0,05$, $p_g^0 \sim k_{DT}^0 \cong 0,1$ [5,6,8] (последнее справедливо в том случае, когда константы скорости дезактивации ион-радикалом собственной молекулы 3A примерно одинаковы). Определение входящей в L_T эффективности Φ_T требует знания констант k_{bi}^j , которые можно найти из выражения (16) [5,6,8]:

$$k_{bi}^j = b_j Z_0 \exp(-\Delta G_j^*/kT), \quad (16)$$

где $Z_0 = (8\pi kT/m^*)^{1/2} r_0^2 \approx 10^{11} (M \cdot c)^{-1}$ — стандартная частота соударений в растворе двух частиц приведенной массы m^* и радиусами r_1, r_2 ; $r_0 \cong r_1 + r_2$ — расстояние максимального сближения. Расчетные значения $\Delta G_j^0, \Delta G_j^\#, k_{bi}^j, \Phi_T$ и Φ_S , приведены в табл. 2 (учитывалось, что изменение заряда в РПЭ

Таблица 2

⁷это обычно наблюдается при малых L_T , а, следовательно, малом α .

⁸ При этом дезактивация 3A по реакции (3.33), помимо спин-спинового взаимодействия, может быть вызвана РПЭ между ион-радикалом люминофора и его молекулой 3A [5-7]: $^2A^{*+} + ^3A \rightarrow A + A^{\ddagger}$.

Соедин.	k_{bi}^S , (М·с) ⁻¹ .	k_{bi}^T , (М·с) ⁻¹ .	k_{bi}^g , (М·с) ⁻¹ .	Φ_S	Φ_T	$L_T \cdot 10^5$	I_{max}^H / I_0	$c_D \cdot 10^7$
А	$3,5 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^9$	$\sim 10^{-27}$	0,188	0,812	1,348	1,0	-
ДФА	10^8	$6,1 \cdot 10^8$	$\sim 10^{-28}$	$2,7 \cdot 10^{-4}$	0,9997	1,6603	1,29	1,7
РУ	$7,7 \cdot 10^6$	$7,7 \cdot 10^9$	$\sim 10^{-26}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	0,9997	1,6606	1,29	1,7
МДСБ	$2,6 \cdot 10^6$	$8,4 \cdot 10^9$	$\sim 10^{-28}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	0,9999	1,6611	1,13	1,7
ДФСП	$6,2 \cdot 10^5$	$7,3 \cdot 10^{10}$	$\approx 10^{-18}$	-	0,9	1,4953	1,39	1,3
СНБИ	10^5	-	$\sim 10^{-8}$	$1,02 \cdot 10$	0,9999	1,6609	1,55	1,5
МА	$1,1 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^9$	$\sim 10^{-20}$					

Примечания:

1. Наименования электрохемилюминофоров см. примеч. к табл. 1.
2. $\Phi_S = b_S k_{bi}^S / (b_S k_{bi}^S + b_T k_{bi}^T + b_g k_{bi}^g) \cong 1 / (b_T k_{bi}^T / b_S k_{bi}^S + 1)$; $b_T / b_S \cong 3$.
3. $\Phi_T = b_T k_{bi}^T / (b_S k_{bi}^S + b_T k_{bi}^T + b_g k_{bi}^g) \cong 1 / (b_S k_{bi}^S / b_T k_{bi}^T + 1)$, для СНБИ - оценочное значение.
4. $L_T = \Phi_T N_A / v_f N_0$, моль/(л·с), $v_f = f s_w (D \tau_1)^{1/2}$, $s_w = 0,1 \text{ см}^2$, $\tau_1 = 1 \text{ с}$, $D = 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$, N_A - число Авогадро.
5. См. рис. 2 и уравнение (13), $[c_D] = \text{моль/л}$.

для изученных систем равно 1). Время рекомбинации ион-радикалов органических молекул $\tau_r = 1/N_e \sim 10^{-11} \text{ с}$ [5,6,8]. Используя значения $f = 0,1$, $D = 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$, $\tau_1 = 0,1 \text{ с}$, $s_w = 0,1 \text{ см}^2$ [5,6,8], получим величины L_T для исследованных систем, также представленные в табл. 2. Найденные концентрации c_D находятся в хорошем согласии с оценками, произведенными исходя из известных абсолютных значений I_{ecl} , определяемой по (B.5) [5,6,8]

$$I_{ecl} = \Phi_{ecl} k_{bi} c_-, \quad (17)$$

где $\Phi_{ecl} \equiv \Phi_{ecl}^S = b_S \Phi_S \Phi_f$ (РПЭ S-типа) и $\Phi_{ecl} \equiv \Phi_{ecl}^T = b_T \Phi_T \Phi_f$ (РПЭ T-типа), для РУ $I_{ecl} = 2,75 \cdot 10^{-6}$ Эйнштейн/(л·с) [6], $\Phi_{ecl}^T k_{bi} = 0,75 \cdot 0,05 \cdot 0,9997 \cdot 1,0 \cdot 1,3 \cdot 10^9 = 4,87 \cdot 10^7$ (М·с), $\Phi_f = 1$, то $c_-.c. = 5,64 \cdot 10^{-14} \text{ М}$. Эта величина соответствует данным табл. 2, т.к. при расчете c_D в качестве тушителя предполагались КР и АР электрохемилюминофора с примерно одинаковой концентрацией в зоне реакции. Подчеркнем, что c_D определялась в приближении стационарной однородной зоны ЭХЛ-реакции, рождение продуктов в которой контролируется скоростью переноса электрона между реагентами [5].

Отметим, что проведенный нами анализ поведения I_{ecl} в магнитном поле может объяснить лишь её рост (с насыщением) с ростом напряжённости поля. Экспериментальные зависимости не всегда имеют такой вид (рис. 2). За спад I_{ecl}^H при достаточно больших H могут нести ответственность по крайней мере два механизма. Во-первых, вероятное превалирование процесса (6) над (2), что может уменьшить I_{ecl} . Однако поскольку k_{DT}^H и k_{TT}^H достигают определенного предела при дальнейшем росте H , то I_{ecl} должна была бы стать независимой от поля, что не наблюдается на опыте. Во-вторых, определенный вклад может вносить полевая зависимость радикал-рекомбинационных процессов, приводящая к изменению b_j . Так, расчетные и экспериментальные данные влияния магнитного поля на рекомбинацию образованных при радиоллизе органических ион-радикалов [5,6,8] показывают, что в определённых случаях в поле статистическая величина $b_T^H < b_T^0$. При РПЭ T-типа в ЭХЛ-системах подобное влияние поля на b_T может уменьшить число молекул 3A (т.е. тушить ЭХЛ) из-за увеличения реакций, оба продукта которых находятся в основном состоянии. Кроме того, более корректное рассмотрение влияния магнитного поля на I_{ecl} должно включать учет динамических характеристик рекомбинаций частиц с неспаренным электроном, приводящих к испусканию ЭХЛ [9], и магнитогидродинамический эффект, вызывающий возникновение пандемоторной силы. При этом интенсифицируется массоперенос в электролизуемых жидкофазных системах, но одновременно снижается вероятность рекомбинаций противоположно заряженных частиц (ион-радикалов) за счет наличия силы Лоренца, конкурирующей с их кулоновским взаимодействием в полях

достаточно высокой напряженности даже в ламинарных потоках жидкости [10].

На результаты магнитооптических исследований ЭХЛ-реакций может оказать определенное влияние и постулированный Фолкнером [4] дуальный характер механизма ЭХЛ в разные моменты времени t_3 ($\tau_1 \leq t_3 \leq \tau_3$) «световой» фазы ПБИ-электролиза. Так, если зависимость $I_{\text{ec}}(\mathbf{H})$ изучают в интервале $0 < t_3 / \tau_1 \leq 0,2$ (τ_1 — длительность первой ступеньки напряжения), то, видимо, следует учитывать присутствие значительных начальных концентраций парамагнитного тушителя — ион-радикалов электрохемилуминофора. Поэтому в этой области ожидается наибольшее влияние поля на ЭХЛ-реакции, если они протекают по T -механизму. С другой стороны, в начальные моменты t_3 возможна реализация S -механизма ввиду специфического действия двойнослойной области на границе электрод-раствор электролита [5]. Поэтому весьма заманчивым для прояснения подобной диверсификации механизмов ЭХЛ-реакций было бы проведение исследований ЭХЛ в импульсном магнитном поле, наложение которого на систему можно изменять во времени необходимым образом. Подобная установка была разработана нами ранее [11], однако проведение самих исследований оказалось методически весьма сложным (в частности, из-за значительных трудностей эффективной компенсации нефарадеевских явлений на межфазной границе при ПБИ-электролизе) и в результате вышло за рамки данной работы.

Таким образом, проведенные теоретико-экспериментальные исследования показывают достоверность и высокие возможности метода магнитооптической диагностики механизмов электролизной молекулярной радикал-рекомбинационной люминесценции, испускаемой растворами органических электрохемилуминофоров. Его применение наряду с иными известными приемами способствует углубленному пониманию «интимных» сторон данного эффекта, т.е. механизмов элементарного акта рекомбинационных процессов. Это исключительно важно с точки зрения понимания основ электрохимического возбуждения света в *бирадикальных межмолекулярных рекомбинациях*, существенно отличающегося от оптического, обратного *внутримолекулярной* электронной релаксации, и обуславливающего уникальность явления ЭХЛ. Надежная идентификация механизмов таких рекомбинаций позволяет рассчитывать на большие перспективы явления в изучении фундаментальных физических процессов переноса электрона, создающих электронно-возбужденные состояния в конденсированных средах (известно, что реакции переноса электрона играют огромную роль во многих физических, химических и биологических системах), а также при целенаправленном создании ЭХЛ-систем и ЭХЛ-маркеров для успешного использования в вышеупомянутых приложениях.

Список литературы: 1. *Rozhitskii N.N.* Electrochemiluminescent analysis of solutions // *J. Anal. Chem.* 1992. Vol. 47, N 10. P. 1288-1310. 2. *Рожницкий Н.Н., Бых А.И.* Электрохемилуминесцентный метод в биомедицинских исследованиях // Теория и техника передачи, приема и обработки информации. Сб. науч. трудов. Туапсе, 1998. С. 380-383. 3. *Feldberg S.W.* A possible method for distinguishing between triplet-triplet annihilation and direct singlet formation in electrogenerated chemiluminescence // *J. Phys. Chem.* 1966. Vol. 70, N 12. P. 3928-3930. 4. *Faulkner L.R.* Chemiluminescence in the liquid phase: electron-transfer // *MTP International Rev. Sci. Phys. Chem. Ser. 2/Ed. D.R. Herschbach.-London: Butterworth, 1975. Vol. 9. P. 213-263.* 5. *Рожницкий М.М.* Электролизна радикал-рекомбинаційна люмінесценція складних органічних сполук // Дис...докт. фіз.-мат. наук. 01.04.05: 01.04.17. Одеса: ОДУ, 1999. 468 с. 6. *Рожницкий Н.Н.* Исследование механизмов электрохемилуминесценции растворов сложных органических соединений // Дисс...канд. физ.-мат. наук: 01.04.17. М.: МГУ, 1980. 251 с. 7. *Салем Л.* Электроны в химических реакциях: Пер. с англ. / Под ред. К.П. Бутина. М.: Мир, 1985. 285с. 8. *Бых А.И., Васильев Р.Ф., Рожницкий Н.Н.* Электрохемилуминесценция растворов органических соединений // Итоги науки и техн. Сер. Радиационная химия. Фотохимия. Т. 2. М.: ВИНТИ, 1979. 135 с. 9. *Мак-Глинн С., Адзуми Т., Киносита М.* Молекулярная спектроскопия триплетного состояния: Перев. с англ. / Под ред. Х.С. Багдасарьяна. М.: Мир, 1972. 448 с. 10. *Atkins P.W., Evans G.T.* Magnetic field effects on chemiluminescent fluid solutions // *Molec. Phys.* 1975. Vol. 29, N 3. P.921-935. 11. *Григин А.П., Давыдов А.П.* К теории магнитоэлектролиза // *Электрохимия.* 1998. Т.34. № 1. С. 14-21. 12. *Бых А.И., Королев Б.В., Рожницкий Н.Н.* Установка для исследования ЭХЛ растворов в импульсных магнитных полях // ПТЭ-1985. № 6. С. 220.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 22.09.99

ЭЛЕКТРОХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ МЕТОД «СВЕТОВЫХ СПИНОВЫХ ЛОВУШЕК» — НОВЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ЛАБИЛЬНЫХ РАДИКАЛОВ В РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМАХ

Одна из наиболее перспективных сфер применения явления радикал-рекомбинационной люминесценции или электрохемилюминесценции (ЭХЛ), испускаемой растворами органических соединений при фарадеевском электролизе — биомедицинские исследования: моделирование процессов в биосистемах [1,2], ранняя диагностика заболеваний, включая злокачественные новообразования [3-5], определение лекарственных препаратов [6], а также иммуноэлектрохемилюминесцентный анализ (ИЭХЛА), позволяющий изучать взаимодействия типа антиген-антитело *in vitro* [5,7-10]. При этом необходимо решение комплекса экспериментальных, теоретических и методических вопросов, учитывая достаточную неординарность данного явления, заключающего в себе основные принципы органической электрохимии, химической физики, молекулярной люминесценции, физической электроники. Подробное анализ этих аспектов требует отдельного и углубленного подхода, выходящего за рамки работы, целью которой является рассмотрение нового аналитического метода «световых спиновых ловушек», позволяющего использовать эффект ЭХЛ для определения присутствия в изучаемых системах различного происхождения, включая и биообъекты, лабильных парамагнитных осколков органических молекул — свободных радикалов (СР), обладающих неспаренным электронным спином. Важность и актуальность данной проблемы можно проиллюстрировать двумя примерами.

Во-первых, известно, что эмиссия фотонов в ходе некоторых химических реакций в тканях животных и человека *in vivo* - хемилюминесценция (ХЛ) — представляет особый интерес для биологических и медицинских исследований. По этому оптическому каналу возможно получение уникальной информации о механизмах биофизических и биохимических процессов, протекающих на уровне молекул и СР, и имеющих первостепенное значение для жизнедеятельности клеток, тканей, органов организма. Развитие области обязано открытию в 60-х г.г. акад. Б.Н. Тарусовым феномена избыточного над температурным сверхслабого метаболического свечения биологических тканей и жидкостей — спонтанной и индуцированной ХЛ, обусловленной неферментативной окислительной деструкцией липидов ненасыщенных жирных кислот [11]. Ее следует отличать от присущей отдельным видам (микро)организмов биолюминесценции, испускаемой люциферин-люциферазной системой. Свободно-радикальное перекисное окисление липидов мембранных систем и липопротеидов растворенным в крови молекулярным кислородом — экзоэргический химический процесс с образованием пероксидных СР липидов, их рекомбинация приводит к рождению эмиттеров — возбужденных молекул циклических гидропероксидов, альдегидов, кетонов, биогенных аминов [11]. Отсюда понятно значение надежной и сравнительно простой идентификации лабильных СР в исследованиях биообъектов.

Во-вторых, во многих электродных реакциях органических соединений, включая и процессы, инициирующие испускание РРЛ, отмечено присутствие промежуточных лабильных продуктов — СР, идентификация которых позволяет получать достаточно труднодоступную информацию о механизмах и кинетике таких электроорганических трансформаций, осложненных химическими (С) стадиями — процессы ЕС, ЕСЕ. Известны различные методы изучения лабильных парамагнитных частиц с неспаренным спином, способствующие идентификации механизма процесса — магнитный резонанс, масс-спектрометрия, спектроскопия комбинационного рассеяния, химические спиновые ловушки и др., большинство из которых весьма сложны при рутинных исследованиях. Так, достаточно распространенные методы определения — ЭПР, «спиновые нитроновые ловушки»¹, требуют использования аппаратуры ЭПР с предварительным накоплением реагентов в резонаторе. Учитывая специфику ЭХЛ, нами предложено ее использовать как новый метод «световых спиновых ловушек» лабильных радикалов, в т.ч. радикальных

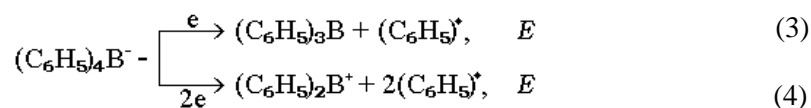
¹ нитроны - иминовые оксиды, включающие группировку $\text{>C}=\overset{\text{R}}{\text{N}}\rightarrow\text{O}$, продукты их реакций с лабильными свободными радикалами - стабильные нитроксидные радикалы, поддающиеся, в принципе, детектированию методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

интермедиатов электродных реакций органических соединений, осложненных последующими (электро) химическими стадиями [12-14]. Сущность метода заключается в доказанном эффективном (т.е. протекающем с высокой вероятностью) перехвате промежуточных лабильных радикальных продуктов — $CP R^{\bullet}$ — «световыми спиновыми ловушками» — электрогенерированными электрофильными катион-(КР) либо нуклеофильными анион-радикалами (АР) соответствующих органических электрохемиллюминофоров. Детектируемые кванты ЭХЛ γ_{ecl} , испускаемые в результате такого процесса, однозначно позволяют не только качественно, но, зная стехиометрию реакции «перехвата», и количественно определять с высокой точностью присутствие СР в исследуемой системе



где ${}^1A^{*}$ — синглет-возбужденная молекула электрохемиллюминофора — эмиттер. Возможности метода кратко иллюстрированы ниже на примерах изучения механизмов анодных реакций и ЭХЛ в системах с тетрафенилборатом натрия (ТФБН) $(C_6H_5)_4BNa$ и хлоридами [12-16].

Интерес к изучению ЭХЛ-систем с ТФБН обусловлен: а) широким применением натриевой соли Ph_4B^{-} ($Ph \equiv C_6H_5$) как аналитического реагента для количественного определения катионов ряда металлов (например, K^{+}) различными методами, исключая ЭХЛ-анализ, который, как показано нами [5], обладает рядом существенных преимуществ по сравнению с традиционными аналитическими методами, прежде всего, возможностью достижения более высокой точности определений; б) известных, но противоречивых данных об электроокислении Ph_4B^{-} как процессе EC с лабильными, но достоверно не идентифицированными, радикальными интермедиатами [17] и в) обнаруженной нами ранее ЭХЛ, возбуждаемой однополярным или постоянным напряжением [18]. Отсюда, используя новый ЭХЛ-метод «световых спиновых ловушек», можно ожидать получения новых данных об электрохимии этого аниона Ph_4B^{-} , что существенно для его аналитических приложений. Проведенные электрохимические и ЭХЛ-исследований (методами цикловольтамперометрии — ЦВАМ и вращающегося дискового электрода — ВДЭ в анодной области) систем, содержащих ряд электрохемиллюминофоров и ТФБН, методические вопросы изложены в [13], показали, что процесс окисления Ph_4B^{-} в N,N' -диметилформамиде (ДМФА) с фоновым электролитом $LiClO_4$ — электрохимически необратимо и сопровождается быстрой химической реакцией с электрохимически неактивными продуктами в изученном диапазоне анодных потенциалов с «кажущимися» числа электронов n_{app} , переносимых при реакциях окисления², n_{app} меняется от $\cong 2$ при малых скоростях поляризации электрода v до $\cong 1,4$ для $v = 0,6$ В/с, рис. 1. Наличие химической стадии подтверждается полным отсутствием на вольтамперограмме системы с Ph_4B^{-} обратного катодного пика тока, обусловленного восстановлением продукта Ox до первоначального реагента при реверсировании развёртки потенциала. Полученные данные, с учетом результатов [17] и других авторов, показывают, что анодные (E) реакции Ph_4B^{-} протекают согласно уравнениям (2):



(4)

с образованием лабильных радикалов $C_6H_5^{\bullet}$. Дальнейшая судьба этих частиц, т.е. механизм S -стадии процесса, являлась предметом дискуссии авторов [13,17], в частности, предполагалась их быстрая

² этот параметр характеризует электродный фарадеевский процесс EC -типа, т.е. наличие химических превращений продукта(ов) электролиза и позволяет оценить число электронов, переходящих через межфазную границу электрод-раствор как отношение регистрируемого предельного тока фарадеевского процесса в изучаемой системе к току, который бы протекал в отсутствие последующей S -стадии. Такой подход дает возможность применять метод «функции тока», получаемой из уравнения Рэндлса-Шевчика для тока пика i_p электрохимически обратимого электродного процесса, для идентификации электродных процессов EC -типа.

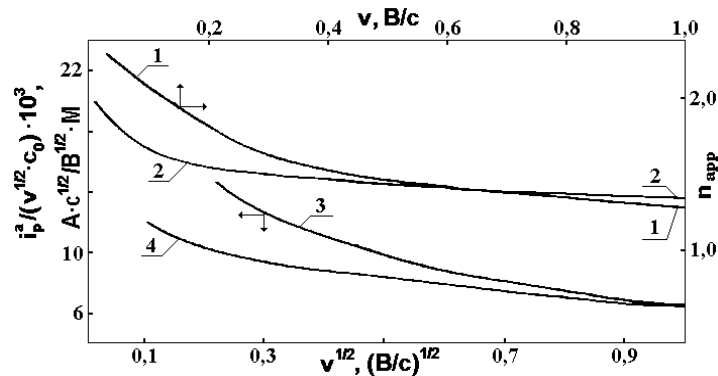


Рис. 1

рекомбинация $2C_6H_5^{\bullet} \rightarrow (C_6H_5)_2$ с выходом бифенила аналогично процессу Кольбе. Однако в [17], как и в иных работах, не смогли детектировать интермедиаты $C_6H_5^{\bullet}$, в том числе с помощью «спиновых нитроновых ловушек». Предложенный нами метод идентификации подобных лабильных интермедиатов

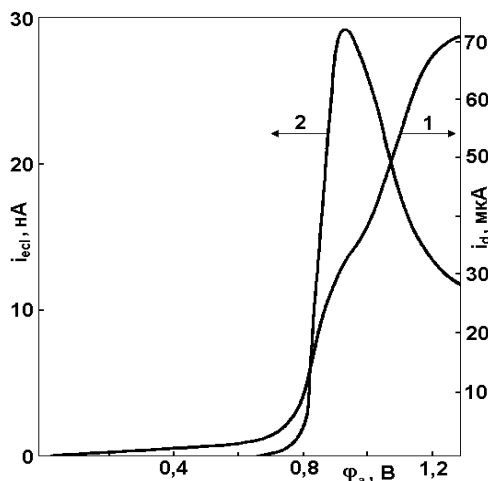


Рис. 2

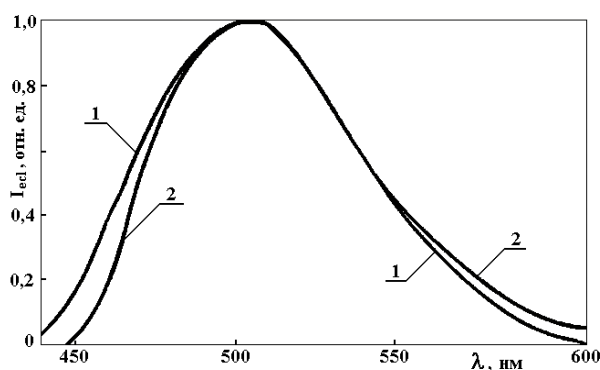


Рис. 3

путем их перехвата «световыми спиновыми ловушками» — электрогенерированными электрофильными КР электрохемилюминофоров (ДФСП и др.) позволил, по регистрации электролизной анодной ЭХЛ, однозначно, во-первых, доказать присутствие СР у анода на С-стадии и, во-вторых, участие нуклеофильных $C_6H_5^{\bullet}$ в «световых» рекомбинациях с эффективно перехватывающими их у анода КР.

Испускание РРЛ в отсутствие электрогенерированных АР подтверждает вышесказанное и показывает высокую скорость «световых» рекомбинаций, позволяющую их успешное конкурирование с синтезом бифенила, рис. 2, 3. Сопоставление спектров ФЛ и ЭХЛ изученной системы (рис. 3) совместно с данными иных экспериментов, например, магнитооптической диагностики, позволяет заключить, что ЭХЛ испускают синглет-возбужденные молекулы ДФСП. Это указывает на весьма высокую экзоэргичность «световых» процессов перехвата СР и позволяет отнести изученные системы с лабильными электронейтральными парамагнитными частицами к системам I-типа (по спектральной классификации) с реализацией S-механизма электролизной РРЛ (т.е. непосредственное рождение эмиттеров $^1A^*$ в указанных рекомбинациях с их излучательной дезактивацией) [12,13]:



где карбокатион Ph^+ затем может участвовать в быстрой химической реакции с образованием Ph_3B и бифенила $Ph^+ + Ph_4B^{\cdot-} \rightarrow Ph_3B + Ph_2$. Детектирование фотонов ЭХЛ γ_{ecl} ($^1A^* \rightarrow \gamma_{ecl} + A$) фоторегистрирующим устройством, входящим в состав комплекса «ЭЛАН-2», служит «аналитическим сигналом», показывающим наличие искомого СР (качественное определение), а при измерении абсолютной интенсивности ЭХЛ, например, в Э и ее эффективности, дающим уникальную возможность измерить их концентрацию (количественное определение).

Изученный данным методом механизм обнаруженной высокоинтенсивной ЭХЛ в системах с хлоридами и различными электрохемилюминофорами доказал наличие в них электрофильных интермедиатов — СР, не детектируемых электрохимически из-за особенности электронного строения. Они (ACl^{\cdot}) образуются в быстрых последующих реакции нуклеофильного присоединения Cl^- к мало-стабильным электрогенерированным КР электрохемилюминофора $A^{\cdot+}$. Также, как и Ph^{\cdot} , данные частицы эффективно перехватываются (и идентифицируются), только уже $A^{\cdot-}$, вступая с ними в экзоэргические «световые» рекомбинационные реакции с переносом электрона [15]:



где $A^* = ^1A^*$ или 3A . Эмиттером ЭХЛ во всех случаях являются синглет-возбужденные молекулы $^1A^*$. Полученные результаты, однако, не позволяют идентифицировать механизм рождения эмиттера. Последний в зависимости от соотношения между изменением свободной энергии Гиббса бирадикальных рекомбинаций и энергией синглет-возбужденного состояния молекулы может образоваться либо непосредственно (S-механизм), либо в результате суммирования энергии двух триплетных молекул (T-механизм). В то же время весьма интенсивная ЭХЛ, испускаемая композициями с Cl^- {до 10^{12} фотон/($cm^2 \cdot c$)}, указывает на реализацию S- или смешанного ST-механизмов рождения эмиттера с превалированием S-компоненты [12,15].

Изложенный метод обнаружения СР ACl^{\cdot} позволил также разработать титриметрический ЭХЛ-способ определения содержания анионов хлора Cl^- , на который получен патент [16]. Его применение возможно в химической промышленности при производстве жидких реактивов, в микроэлектронике и др. Преимущество в сравнении с известными методами определения Cl^- , например, потенциометрическое титрование Ag^+ — более низкий предел обнаружения, и градуировочный график определения Cl^- катодная ЭХЛ раствора 10^{-3} М рубрена + + 0,1 М $(C_4H_9)_4NClO_4$ (электролит фона) в ДМФА; скорость развертки $v = 0,1$ В/с; фототок i_{ecl} - нА, c_a - мМ; стандартное отклонение $s = 1,2$, рис. 4.

Радикальные интермедиаты, обнаруживаемые с помощью рассмотренного метода «световых спиновых ловушек», позволяют не только идентифицировать механизмы протекания парных экзоэргических

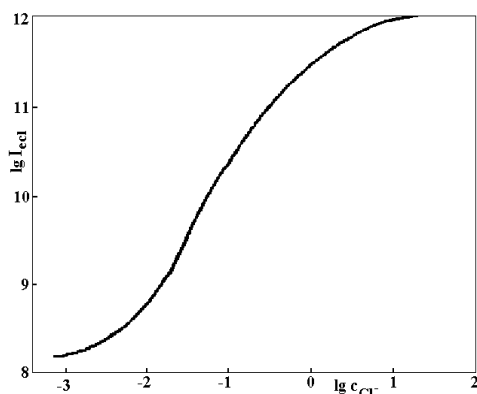
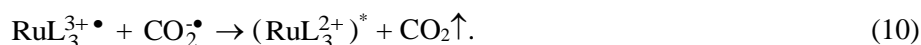
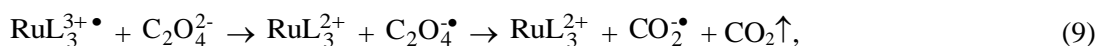


Рис. 4

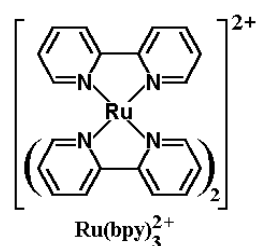
гических рекомбинаций, сопровождающихся испусканием света, но и использовать данный эффект для их количественного определения, что обсуждалось выше и может быть в заключении продемонстрировано на примере определения оксалата, существенного для биомедицинских задач. Известно, что повышенные в сравнении с нормой концентрации дианионов $C_2O_4^{2-}$, входящие в состав двухосновной щавелевой кислоты $H_2C_2O_4$, возникают в биожидкостях при заболеваниях кишечника, почек (образование камней вызвано осаждением CaC_2O_4), авитаминоза и др., поэтому актуальной является разработка надёжных и эффективных тестов на содержание оксалата в биожидкостях, позволяющих диагностировать ряд заболеваний. Используемые энзимные, радиоизотопные, жидкостно-хроматографические, вольтамперометрические и др. методы определения имеют недостаточно низкие пределы обнаружения, требуют предварительного выделения $C_2O_4^{2-}$ из биопробы, что усложняет анализ. Возможность ЭХЛ-определения $C_2O_4^{2-}$ с помощью реагента 2,2'-бипиридила рутения $Ru(bpy)_3^{2+} \equiv RuL_3^{3+}$ базируется на изученном механизме анодной ЭХЛ систем с $C_2O_4^{2-}$ [12,19,20]:



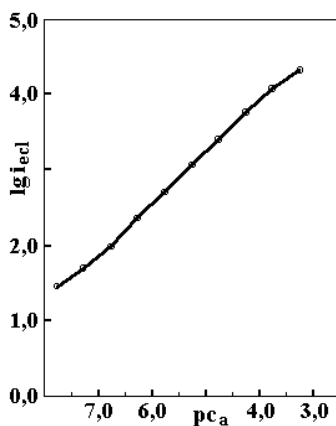
При этом аналитический сигнал - кванты ЭХЛ γ_{ecl} , испускаемые ${}^3d\pi$ -возбужденными состояниями дикатионов $\{(RuL_3^{2+})^* \rightarrow RuL_3^{2+} + \gamma_{ecl}\}$ и регистрируемые в виде фототока детектирующего устройства, пропорционален концентрации ионов оксалата c_a [139], что позволяет их количественное определение. На рис. 5. показаны структурная формула 2,2'-бипиридилрутения (II), где a - градуировочный график (концентрационная анодная люмограмма) ЭХЛ-определения $C_2O_4^{2-}$ в водном растворе с ацетатным буфером CH_3COOH/CH_3COO^- pH = 6 с ЭХЛ-реагентом $Ru(bpy)_3^{2+} Cl_2$; b - вольтамперометрический электролиз в анодной области, регистрация ЭХЛ при потенциале ВДЭ (Pt Ø2 мм) +1,0 В отн. насыщ. каломельного электрода $m = 2000$ об./мин. Фототок i_{ecl} в пКА, c_a - М. $s = 3,6$ [12,20].

Таким образом, убедительно показаны преимущества предложенного оптического ЭХЛ-метода «световых спиновых ловушек» для идентификации лабильных свободных радикалов молекул сложных органических соединений в различных системах с помощью явления электролизной молекулярной РРЛ Это расширяет возможности как изучения таких частиц, диагностики механизмов процессов с их участием, так и аналитические приложения — непосредственное определение лабильных радикалов либо других объектов, детектируемых с их помощью.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность канд. физ.-мат. наук А.В. Кукобе за участие в постановке ряда работ, проведении исследований и обсуждении их результатов.

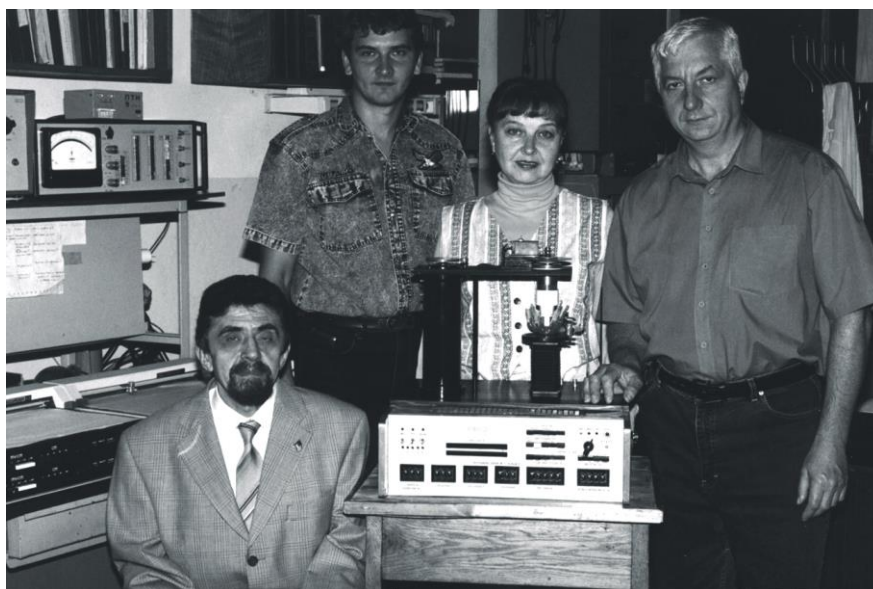


а



б

Рис. 5



В научно-исследовательской лаборатории кафедры биомедицинских
электронных устройств и систем.

Слева направо: Н.Н. Рोजицкий, Е.А. Чугуй, Е.М. Белаш, А.В. Кукоба.

Список литературы: 1. *Рожицкий Н.Н., Худенский Ю.К., Бых А.И.* Мицеллярные ассоциаты в электрохемиизлучении органических соединений // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39, № 11. С. 2340-2345. 2. *Худенский Ю.К., Рोजицкий Н.Н., Бых А.И.* Электрохемиизлучение органических веществ и его роль в биологических процессах. 2. Возможность моделирования некоторых процессов в сложных биологических системах с помощью электрохемиизлучения // Проблемы бионики. Харьков: ХГУ, 1977. Вып. 18. С. 109-116. 3. *Хемилюминесценция* крови в экспериментальной и клинической онкологии / Серкиз Я.И., Чеботарев Е.Е., Барабой В.А. и др. / Под общ. ред. В.А. Барабой, Е.Е. Чеботарева. К.: Наукова думка, 1984. 183 с. 4. *Барабой В.А., Орел В.Э., Карнаух И.М.* Перекисное окисление и радиация. К.: Наукова думка, 1991. 256 с. 5. *Rozhitskii N.N.* Electrochemi-luminescent analysis of solutions // J. Anal. Chem. 1992. Vol. 47. N10. P. 1288-1310. 6. *Nonidez W.K., Leyden D.E.* Effect of reducing agents on pharmacological importance on the chemiluminescence of tris-(2,2'-bpy)ruthenium // Anal. Chim. Acta. 1978. Vol. 96. P. 401-404. 7. *Electrochemiluminescence* detection for development of immunoassays and DNA probe assays for clinical diagnostics / Blackburn G.F., Shah H.P., Kenten J.H. et al. // Clinical Chem. 1991. Vol. 37. N 9. P. 1534-1539. 8. *Electrochemiluminescence* detection of glucose-oxidase as a model for flow-injection immunoassays / R. Wilson, J. Kremeskotter, D.J. Schifffrin, J.S. Wilkinson // Biosens. Bioelectronics. 1996. Vol. 11. N 8. P. 805-810.

9. *Рожницький Н.Н., Бых А.И.* Электрохемилюминесцентный метод в биомедицинских исследованиях // Теория и техника передачи, приёма и обработки информации. Сб. науч. трудов. Туапсе, 1998. С. 380-383. 12. *Рожницький М.М.* Електролізна радикал-рекомбінаційна люмінесценція складних органічних сполук // Дис...докт. фіз.-мат. наук. 01.04.05: 01.04.17. Одеса: ОДУ, 1999. 468 с. 13. *Білаш Е.М., Рожницький Н.Н.* Электрохемилюминесцентный (ЭХЛ) метод исследования электродных реакций, осложненных химическими стадиями. Механизмы реакций окисления и анодной ЭХЛ в системах с тетрафенилборатом натрия // Электрохимия. 1996. Т. 32. № 11. С. 1369-1378. 14. *Rozhitskii N.N., Belash E.M.* Study of oxidation reactions complicated by chemical stages and anodic electrogenerated chemiluminescence in aprotic solutions of organic luminescers and sodium tetraphenylborate // International Soc. Electrochemistry 193rd Meeting.-Meeting Abstracts.-San Diego, USA, 1998. P. 966. 15. *Бых А.И., Кукоба А.В., Рожницький Н.Н.* Механизмы электрохемилюминесценции композиций, содержащих анионы хлора // Электрохимия. 1987. Т. 23. Вып. 7. С. 928-935. 16. *Пат. 16056. Україна, G01 N27/416.* Спосіб визначення аніонів хлору / Білаш О.М., Кукоба А.В., Рожницький М.М., Блюм Г.З., Єгоренко Г.О. (Україна). Опублік. 29.08.97. Бюл. № 4. 17. *DuPont T.J., Mills J.L.* Arylborane anions. An electrochemical study // J. Amer. Chem. Soc. 1975. Vol. 97. N 2. P. 6375-6382. 18. *Стационарная электрохемилюминесценция в системах с металлоорганическими электролитами / А.И.Бых, А.В. Кукоба, Н.Н. Рожницький, В.М. Шитов* // Журн. прикл. спектр. 1978. Т.28. Вып. 2. С. 278-284. 19. *Rubinstein I., Martin C.R., Bard A.J.* Electrogenerated chemiluminescent determination of oxalate // Anal.Chem.1983. Vol. 55. N9. P. 1580-1582. 20. *Білаш О.М., Рожницький М.М.* Визначення характерних агентів у біопробах за допомогою електролізної радикал-рекомбінаційної люмінесценції (РРЛ) // Всеукр. конф. з аналітичної хімії, присвяч. 90-річчю від дня народж.чл.-кор. НАН України В.А. Назаренка. Наукові доповіді. Ужгород, 1998. С. 31. ДК 535.37:535.31:535.14:541.124

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 22.09.99

ВОПРОСЫ ЭВОЛЮЦИОННОСТИ В МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ

Рассмотрим низкочастотные колебания, которые могут возбуждаться и распространяться в плазме. При этом ограничимся достаточно медленным протеканием макроскопических процессов. Это предположение необходимо для возможности применения их гидродинамического описания, которое в совокупности с электромагнитным описанием поля находит свое выражение в уравнениях магнитной гидродинамики [1], относительно скорости среды $u(r,t)$, напряженности магнитного поля $b(r,t)$ и плотности среды $\rho(r,t)$.

В линейной магнитной гидродинамике пакет волн состоит из семи типов характеристик: две ускоренные магнитозвуковые, две замедленные магнитозвуковые, две альфвеновские и энтропийная. В альфвеновских волнах равны нулю возмущения плотности среды, энтропии и тех компонент скорости среды и магнитного поля, которые лежат в плоскости, проходящей через невозмущенное магнитное поле B_0 и направление распространения волны. В магнитозвуковых волнах равны нулю возмущения энтропии, а также возмущения компонент скорости и магнитного поля перпендикулярные к направлению распространения волны и к B_0 , отсюда магнитозвуковые волны являются изэнтропическими и плоско поляризованными. Наконец, в энтропийной волне возмущены лишь плотность и энтропия. Вектор состояния Ψ , описывающий рассматриваемый пакет волн, в каждой точке пространства $M(x, y, z)$ в любой момент времени t определяется из областей начальных и граничных условий перечисленных волн.

При определенных физических ситуациях, например, при встрече солнечного ветра с магнитным полем Земли, или при внезапном включении электромагнитного поля, или при столкновении двух газовых масс и т.д. возникают сильные разрывы, при которых разрывные не только производные МГД-величин по пространственным и временным координатам, но и сами эти величины. Скачки МГД-величин на поверхности разрыва определяются из интегральных законов сохранения или интегральных уравнений баланса. Что же касается дифференциальных уравнений магнитной гидродинамики, которые теряют силу вследствие недифференцируемости разрывных величин на поверхности разрыва, то их можно представить в интегральной форме [2], полностью эквивалентной соответствующим дифференциальным уравнениям (индукции, Навье-Стокса), а также начальным и граничным условиям, о которых шла речь выше.

Здесь следует отметить два момента, связанных с возникновением проблемы эволюционности в магнитной гидродинамике. Первый — уже можно отнести к классическим, он достаточно хорошо разобран в литературе [3] и назовем его условно эволюционностью разрывов в пространстве. Как оказалось, задание граничных условий на разрыве недостаточно, чтобы единственным образом определить разрывное течение МГД-среды, необходим еще учет возрастания энтропии, а также устойчивость волны относительно расщепления на несколько разрывных или автомодельных волн. Такие волны в магнитной гидродинамике называют эволюционными. В них бесконечно малое возмущение МГД-величин эволюционирует с течением времени, оставаясь малым. Неэволюционная волна мгновенно (в модели идеальной среды) расщепляется.

В [3] подытожено исследование областей эволюционности МГД волн, в свое время проведенное Сыроватским С.И., Конторовичем В.М., Половиным Р.В. и т.д. При этом задача об эволюции начального возмущения имеет единственное решение, если число расходящихся волн (число неизвестных возмущений) равно числу независимых граничных условий. В этом случае исходный разрыв эволюционный. В противном случае задача либо имеет бесчисленное множество решений, либо не имеет решения вовсе, т.е. разрыв неэволюционен и расщепляется.

Условия эволюционности ударной волны легко найти, анализируя линеаризованные граничные условия, записанные в лабораторной системе координат, а именно, непрерывность потока энергии

$\{W_n\}$, массы $\{\rho u_n\}$, импульса $\{\pi_{in}\}$, тангенциальной составляющей электрического поля $\{E_\tau\}$ и нормальной составляющей магнитного поля $\{B_n\}$.

Коротко эти эволюционные условия можно сформулировать следующим образом: относительно альфвеновских возмущений существует две области эволюционности: $u_{z1} > V_1^a; u_{z2} > V_2^a$ (сверхальфвеновские) и $u_{z1} < V_1^a; u_{z2} < V_2^a$ (доальфвеновские). Здесь индекс 1 означает область впереди ударной волны, а 2 позади ее, $V_{1,2}^a$ — фазовые скорости альфвеновской волны соответственно в среде 1,2.

Аналогично записываются две области эволюционности ударных волн относительно магнитозвуковых и энтропийных возмущений: $V_1^+ < u_{z1}; V_2^- < u_{z2} < V_2^+$ (быстрая ударная волна) и $V_1^- < u_{z1} < V_1^+; u_{z2} < V_2^-$ (медленная ударная волна). Здесь $V_{1,2}^\pm$ — фазовые скорости ускоренной и замедленной магнитозвуковых волн. Так как $V^- \leq V^a \leq V^+$, то быстрые ударные волны — сверхальфвеновские, а медленные — доальфвеновские. Следует отметить, что альфвеновские, тангенциальные и контактные типы разрывов всегда эволюционны.

Второй момент, приводящий к вопросам эволюционности волн в магнитной гидродинамике, связан с учетом начальных условий. Следует отметить, что взаимодействие МГД волн с движущейся границей двух сред существенно зависит от способа образования движущейся границы (в другой терминологии — поверхности разрыва МГД-величин). Она может быть границей раздела неподвижной и движущейся сред. В этом случае движение создается внешними источниками. Скорость границы может быть в произвольном отношении к фазовым скоростям волн в неподвижной среде. Однако, в силу движения границы и среды по одну сторону от границы неоднородности в определении количества расходящихся волн проблем не возникает, здесь помогает разобранный выше принцип эволюционности МГД волн.

Поверхность разрыва может быть и границей, образующейся в результате распространения некоторой волны «накачки», изменяющей свойства среды, но не приводящей ее в движение. В этом случае образования движущейся границы движение среды по обе стороны отсутствует, фазовые скорости волн не зависят от скорости движения границы и характеристики прошедшей волны определяются только параметрами среды.

Рассмотренные два варианта формирования движения границы приводят к многообразным нестационарным краевым задачам, которые дают существенно различные по характеру картины рассеяния волн. Здесь встает очень важный для любой нестационарности вопрос учета ее эволюционности, которую можно по аналогии с изложенным выше назвать эволюционностью МГД волн во времени. В связи с этим важное значение приобретает начальный момент нестационарности, то есть постановка самих начальных условий. Обычно при исследовании взаимодействия пакета МГД волн с движущейся неоднородностью предполагают, что процесс «включения» движения происходит адиабатически на бесконечности. Это для некоторых процессов может явиться очень сильной идеализацией, которая приведет к потере качественно новых явлений, связанных непосредственно с возникновением самого движения. Так как всякое реальное явление начинается в конечный момент времени, то начальные условия имеет смысл рассматривать в нулевой момент времени.

В этом случае при использовании дифференциальной постановки решения краевой задачи могут возникать сложности, с одной стороны, связанные с неопределенностью несоответствия вторичных волн числу граничных условий, что по счастливому стечению обстоятельств совпало при рассмотрении эволюционности в пространстве. С другой стороны, из-за чисто математических трудностей решения смешанных краевых задач.

Поэтому имеет смысл применить интегральную постановку задачи, автоматически включающую в себя краевые (граничные и начальные) условия. Эту мысль подтверждает успешное применение нестационарных интегральных уравнений при рассмотрении аналогичных краевых задач в макроскопической электродинамике, где описание взаимодействия электромагнитных волн с нестационарной средой производится с помощью эволюционной цепочки интегральных уравнений Вольтерра [4].

Для анализа нестационарных краевых задач в линейной магнитной гидродинамике воспользуемся интегральными уравнениями нестационарной магнитной гидродинамики [5,6,7] относительно отклонения скорости $\mathbf{u}(\mathbf{r},t)$, магнитного поля $\mathbf{b}(\mathbf{r},t)$ и плотности $\rho(\mathbf{r},t)$ от их невозмущенных значений

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(\mathbf{r},t) = & \mathbf{u}_0(\mathbf{r},t) + \hat{\mathbf{K}}_{r,t}^u \mathbf{u}(\mathbf{r},t) + \hat{\mathbf{K}}_{r,t}^b \mathbf{b}(\mathbf{r},t) + \\ & + \hat{\mathbf{K}}_{r,t}^\rho \rho(\mathbf{r},t) + \hat{\mathbf{K}}_s(\mathbf{u},\mathbf{b}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{u}_0(\mathbf{r},t)$ – невозмущенное падающее поле, $\hat{\mathbf{K}}_{r,t}^u, \hat{\mathbf{K}}_{r,t}^b, \hat{\mathbf{K}}_{r,t}^\rho$ – операторы распространения скорости, магнитного поля и плотности. Каждый из этих операторов может быть представлен в виде суммы подоператоров, условно характеризующих различные свойства МГД среды, а именно $\hat{\mathbf{K}}_{r,t}^u = \hat{\Gamma}_S^u + \hat{\Gamma}_A^u + \hat{\Gamma}_V^u; \hat{\mathbf{K}}_{r,t}^b = \hat{\Gamma}_A^b + \hat{\Gamma}_U^b; \hat{\mathbf{K}}_{r,t}^\rho = \hat{\Gamma}_U^\rho$. Здесь $\hat{\Gamma}_S^u$ – ответственен за давление проводящей среды и действует следующим образом

$$\hat{\Gamma}_S^u \mathbf{u} = (V_{S1}^2 - V_{S2}^2) \hat{G} \text{graddiv} \Pi^u; \quad (2)$$

операторы $\hat{\Gamma}_A^u, \hat{\Gamma}_A^b$ – ответственны за магнитное натяжение МГД среды и имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}_A^u \mathbf{u} = & V_{A1}^2 \hat{G} \left[\mathbf{s}_1, \text{rotrot} \left[\mathbf{s}_1 - \frac{B_2}{B_1} \mathbf{s}_2, \Pi^u \right] \right], \\ \hat{\Gamma}_A^b \mathbf{b} = & -\hat{G} \left[\frac{V_{A1}^2}{B_1} \mathbf{s}_1 - \frac{V_{A2}^2}{B_2} \mathbf{s}_2, \text{rot} \frac{\partial}{\partial t} \Pi^b \right]; \end{aligned} \quad (3)$$

оператор

$$\hat{\Gamma}_V^u \mathbf{u} = \hat{G} v_m \frac{V_{A1}^2}{B_1} \left[\mathbf{s}_1, \text{rot} \Delta \Pi^u \right] - \quad (4)$$

отражает наличие магнитной вязкости среды; операторы $\hat{\Gamma}_U^b, \hat{\Gamma}_U^\rho$ – связаны с макроскопическим движением неоднородности

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}_U^b \mathbf{b} = & -\hat{G} \left[\frac{\mathbf{B}_1}{4\pi\rho_1}, \text{rotrot} [\mathbf{U}_0, \Pi^b] \right], \\ \hat{\Gamma}_U^\rho \rho = & -\hat{G} \frac{V_{S2}^2}{\rho_2} \text{grad}(\mathbf{U}_0, \text{grad} \Pi^\rho). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь введены МГД потенциалы скорости, магнитного поля и плотности по аналогии с потенциалами Герца в электродинамике

$$\begin{cases} \Pi^u(\mathbf{r},t) \\ \Pi^b(\mathbf{r},t) \\ \Pi^\rho(\mathbf{r},t) \end{cases} = \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int_{V(t')} I(\mathbf{r}-\mathbf{r}', t-t') \begin{cases} \mathbf{u}(\mathbf{r}',t') \\ \mathbf{b}(\mathbf{r}',t') \\ \rho(\mathbf{r}',t') \end{cases} d\mathbf{r}'. \quad (6)$$

И наконец, оператор $\hat{\mathbf{K}}_s(\mathbf{u},\mathbf{b})$ – обусловлен наличием поверхностных токов. Ядро интегрального уравнения (1) представляет собой функцию Грина $\hat{G}I(\mathbf{r}-\mathbf{r}', t-t')$ свободного пространства, заданного параметрами $\{\mathbf{B}_1, V_{A1}, V_{S1}, \rho_1\}$. Такое представление является характерным для интегральных уравнений задач рассеяния. Функция Грина МГД линейных сред записана в базисе, связанным с невозмущенным магнитным полем таким образом: $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3, \langle \mathbf{e}_2 = \mathbf{s}_1 = \mathbf{B}_1 / B_1$. Полное ее описание дано в [2].

С формальной точки зрения уравнения (1) можно рассматривать как линеаризованные уравнения магнитной гидродинамики с нелокальными граничными условиями, записанными в лабораторной системе координат. При решении краевой задачи в дифференциальной постановке локальные граничные условия могут удовлетворяться либо волнами одной и той же моды, либо для их удовлетворения требуется привлечение нескольких мод. При интегральной постановке этот непростой вопрос решается автоматически, что обусловлено физикой явлений.

Механизм появления в среде рассеянных волн сводится к возникновению в ней под действием основной волны индуцированных источников, приводящих к излучению вторичных волн, интерференция которых и дает требуемые моды колебания. Математически вторичные волны описываются интегральными слагаемыми справа в (1). Определенные преимущества такого подхода заключаются в том, что он связывает макроскопические явления с молекулярными при условии, что молекулы, составляющие МГД неоднородность объема $V(t)$, ведут себя в поле падающей волны подобно диполям.

Как отмечалось выше, в МГД среде обычно имеют место четыре моды волнового движения, вызванные различными восстановительными силами. Магнитное натяжение приводит к появлению альфвеновских волн. Магнитное давление и давление проводящей жидкости могут действовать отдельно друг от друга и вызывать соответственно альфвеновские волны сжатия и звуковые волны. Однако при совместном действии эти две силы образуют две магнитозвуковые волны (ускоренную и замедленную). Свойства МГД волн отличаются от обычных звуковых и электромагнитных. Иная природа волн, существующая возможность трансформации их друг в друга приводит к определенным сложностям при изучении их рассеяния на различных препятствиях особенно с учетом нестационарности процесса.

Интегральные уравнения (1) содержат всю информацию о рассеянных волнах при следующей постановке задачи. Предположим, что некоторая неоднородность (геометрически однородная область), характеризуемая параметрами: \mathbf{B}_2 – невозмущенное магнитное поле, V_{A2}, V_{S2} – альфвеновская и звуковая скорости, ρ_2, ν_m – плотность и магнитная вязкость, имеет объем $V(t)$ с границей в общем случае зависящей от времени. Предположим, что рассматриваемая неоднородность помещена и движется равномерно со скоростью \mathbf{U}_0 в неограниченной МГД среде, характеризуемой соответственно параметрами $\mathbf{B}_1, V_{A1}, V_{S1}, \rho_1 (\nu_m = 0)$ до возмущения ее падающим полем $\mathbf{u}_0(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_0(\mathbf{r}, t)$.

Проведем анализ соотношения (1) в рамках нестационарной задачи дифракции на неоднородности объема $V(t)$, придерживаясь обозначений и терминологии, введенной в [4]. Итак, общая идеология следующая.

Предположим, что объект дифракции до момента $t < 0$ описывается параметрами $\mathbf{B}_1, V_{A1}, V_{S1}, \rho_1$. В момент времени $t = 0$ состояние объекта меняется на $\mathbf{B}_2, V_{A2}, V_{S2}, \rho_2, \nu_m, \mathbf{U}_0$. Изменение состояния приводит к тому, что (1) распадается на цепочку эволюционно связанных выражений.

Для внутреннего поля выделяется три временных интервала. При $t < 0$ четырехмерная область интегрирования уравнения (1) по временной и пространственным координатам является неограниченной, так как интегрирование производится по пересечению области прошедшего светового конуса, имеющего вершину в точке (t, \mathbf{r}) и области, задаваемой характеристической функцией

$$\chi(t, \mathbf{r}) = \begin{cases} 1, \mathbf{r} \in V(t) \\ 0, \mathbf{r} \notin V(t) \end{cases}.$$

После нулевого момента времени возникает часть области интегрирования, ограниченная гиперплоскостью $t' = 0$. Здесь объект находится в новом состоянии. Возникает две области интегрирования. Одна из них целиком остается внутри четырехмерной области пространства событий, соответствующей объекту дифракции. В этой области нет влияния границ объекта дифракции, а учитывается только изменение свойств среды в чистом виде. Если продолжить уравнение (1) на все четырехмерное пространство, то оно будет описывать поле в безграничной среде с такими же свойствами, как и среда внутри объекта.

Начиная с момента $t = \frac{1}{u}d(\mathbf{r})$, где $d(\mathbf{r})$ – наименьшее расстояние от точки \mathbf{r} до границы объема $V(0)$, прошедший световой конус уже будет пересекать границу четырехмерной области $\chi(t, \mathbf{r}) = 1$ и на формирование внутреннего поля будет оказывать влияние границы области $V(t)$.

В результате получается следующая эволюция процесса взаимодействия поля с объектом дифракции.

Точка наблюдения лежит внутри области $V(t)$. 1) До нулевого момента времени падающее поле $\mathbf{u}_0(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_0(\mathbf{r}, t)$ порождает внутреннее поля $\mathbf{u}_1(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_1(\mathbf{r}, t)$. 2) После изменения состояния объекта в нулевой момент времени в области отсутствует влияние границы объекта и падающее поле явно не участвует в создании внутреннего поля, то есть поле $\mathbf{u}_2(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_2(\mathbf{r}, t)$ порождается непосредственно полем $\mathbf{u}_1(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_1(\mathbf{r}, t)$, образовавшимся внутри объекта до изменения состояния, и опосредовано полем $\mathbf{u}_0(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_0(\mathbf{r}, t)$, которое содержится в «памяти» среды. 3) В образовании поля $\mathbf{u}_3(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_3(\mathbf{r}, t)$ наряду с полем $\mathbf{u}_1(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_1(\mathbf{r}, t)$ участвует падающее поле $\mathbf{u}_0(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_0(\mathbf{r}, t)$, проходящее через границу, и поле $\mathbf{u}_2(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_2(\mathbf{r}, t)$.

Точка наблюдения лежит вне области $V(t)$. Тогда из соотношения (1) получаем квадратурную формулу. В этом случае выделяется два временных интервала. 1) При $t < \frac{1}{u}l(\mathbf{r})$, где $l(\mathbf{r})$ – расстояние от точки наблюдения \mathbf{r} в момент $t = 0$ до ближайшей точки области $V(t)$, внешнее поле определяется невозмущенным состоянием объекта дифракции по найденному полю $\mathbf{u}_1(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_1(\mathbf{r}, t)$. 2) При $t \geq \frac{1}{u}l(\mathbf{r})$ внешнее поле, на которое влияет уже и новое состояние будет определяться с учетом поля $\mathbf{u}_3(\mathbf{r}, t), \mathbf{b}_3(\mathbf{r}, t)$.

В связи с этим рассматривается следующий алгоритм решения задачи. На первом этапе ищется решение невозмущенной задачи, которую можно считать стационарной с соответствующим выбором параметров. На втором этапе ищется решение возмущенной задачи, но без влияния границ объекта дифракции, то есть присутствует только возмущение самой среды. На третьем этапе строится решение с учетом краевых эффектов.

Если задачу нестационарного рассеяния МГД волн на простейшей плоской границе раздела можно считать теоретически поэтапно разобранной, то в смысле математического воплощения возникает множество трудностей. Прежде всего характерная именно для магнитной гидродинамики трансформация волн друг в друга на границе раздела значительно усложняет задачу. Это проявляется уже при рассмотрении трехмерной стационарной задачи дифракции даже на простейшей неоднородности (полупространство). В этом случае соотношение (1) не разделяется на отдельные уравнения, описывающие только альфвеновские и только магнитозвуковые волны, то есть волны как бы «переплетаются». Для данной краевой задачи полная дифракционная картина, в том числе и условия трансформации изучены в [7]. Более простая двумерная дифракционная задача позволяет рассматривать отдельно краевые задачи для альфвеновской и в совокупности для ускоренной и замедленной магнитозвуковых волн, здесь можно проследить трансформацию магнитозвуковых волн. И чтобы, наконец, полностью исключить трансформацию волн, имеет смысл рассматривать пространственно одномерную задачу отдельно для каждого типа волн.

К этому же выводу приходим и при анализе для каждого типа волн прошедшего светового конуса, который задается фундаментальным решением уравнений линейной магнитной гидродинамики. Общий вид его достаточно сложный, зависит от ориентации относительно невозмущенного магнитного поля $\mathbf{s}_i = \mathbf{B}_i / B_i, i = 1, 2$, вершина как и в соответствующей электродинамической задаче находится в точке (t, \mathbf{r}) . Для его анализа удобно пользоваться следами конуса на соответствующих координатных плоскостях.

Для краткости рассмотрим постановку задачи рассеяния альфвеновских волн плазменным полупространством (МГД неоднородность) после начала его движения.

Пусть плоская альфвеновская волна

$$\mathbf{u}_0(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_0 \exp \left[ik_0^A z - i\omega_0^A t \right] \quad (7)$$

$$\mathbf{b}_0(\mathbf{r}, t) = \mathbf{b}_0 \exp \left[ik_0^A z - i\omega_0^A t \right]$$

нормально падает на плоскую границу ($z = 0$) двух недиссипативных сред, заданных параметрами $\mathbf{B}_i, V_{Ai}, V_{Si}, \rho_i, i = 1, 2$. Пусть внутренняя среда начинает равномерное движение со скоростью U_0 перпендикулярно своей границе в момент времени $t = 0$. До начала движения неоднородность занимала область ($z > 0$). Тогда закон движения границы будет задаваться формулой $z(t) = U_0 t \theta(t)$. Здесь $\theta(t)$ – функция Хевисайда.

При такой постановке согласно методу интегральных уравнений (1) задача дифракции в случае рассмотрения только альфвеновской волны имеет скалярный вид. И интегральное соотношение для нахождения альфвеновского поля, как прошедшего в МГД неоднородность, так и отраженного от нее, представимо следующим образом

$$u_x(\mathbf{r}, t) = u_{0x}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{B_1} (V_{A1}^2 - V_{A2}^2) \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int_{V(t')} b_x G^A d\mathbf{r}' -$$

$$- V_{A1}^2 \left(1 - \frac{B_2}{B_1} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int_{V(t')} u_x G^A d\mathbf{r}', \quad (8)$$

где альфвеновская функция Грина $G^A = G^A(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t')$ имеет вид

$$G^A = -\frac{1}{V_{A1}} \delta(x - x') \delta(y - y') \theta \left(t - t' - \frac{|z - z'|}{V_{A1}} \right). \quad (9)$$

Трехмерный интеграл по пространственным переменным в (8) легко свести к одномерному интегралу для внутренней задачи

$$\int_{V(t')} u_x(\mathbf{r}', t') G^A(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') d\mathbf{r}' = \int_{z(t')}^z u_x(z', t') \theta \left(t - \frac{z}{V_{A1}} - t' + \frac{z'}{V_{A1}} \right) dz' +$$

$$+ \int_z^{\infty} u_x(z', t') \theta \left(t + \frac{z}{V_{A1}} - t' - \frac{z'}{V_{A1}} \right) dz' \quad (10)$$

и соответственно к одномерному интегралу для внешней задачи

$$\int_{V(t')} u_x(\mathbf{r}', t') G^A(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') d\mathbf{r}' = \int_{z(t')}^{\infty} u_x(z', t') \theta \left(t + \frac{z}{V_{A1}} - t' - \frac{z'}{V_{A1}} \right) dz'. \quad (11)$$

По структуре уравнение (8) практически совпадает с соответствующим интегральным уравнением в задаче рассеяния электромагнитных волн плазменным полупространством [8] при условии, что $U_0 < V_{A1}$. Поэтому для краткости изложения, не повторяя аналогичные промежуточные математические выкладки, можно отметить существенно новые результаты в магнитной гидродинамике, возникающие при решении нестационарной краевой задачи для альфвеновских волн в случае учета начального момента времени возникновения движения границы полупространства.

При анализе внутреннего поля после начала движения ($t > 0$) следует, что поле в области $V_{A1}t < z$ не меняет ни частоты, ни волнового числа, а изменяется только амплитуда существовавшей до начала

движения альфвеновской волны и появляется постоянная составляющая, обусловленная скачком скорости среды. Это связано с тем, что на это поле не оказывают влияния краевые эффекты от движущейся границы. В области $U_0 t \leq z \leq V_{A1} t$ необходимо отдельно рассматривать случаи «убегающего» $U_0 > 0$ и «встречного» движения $U_0 < 0$, причем для каждого из этих случаев мы получаем двумерное уравнение Вольтерра второго рода с фредгольмовским ядром, для которого достаточно хорошо разработана методика построения решения в виде равномерно сходящегося ряда Неймана.

Отраженное поле легко восстанавливается с помощью квадратурных формул (8,11) по известному уже внутреннему полю. При этом следует отметить существенное отличие спектра рассеянного поля в случае конечного момента времени от спектра рассеянного поля при адиабатическом включении на бесконечности. Спектр этого поля состоит из волн с разными частотами, распространяющимися как от границы среды, так и в сторону границы, тогда как в случае включения на бесконечности в прошедшем поле присутствует только уходящая от границы волна.

Поверхностный анализ краевой нестационарной задачи для альфвеновской волны показал принципиальную возможность применения метода эволюционных интегральных уравнений нестационарной макроскопической электродинамики в случае магнитогиродинамического описания волн в плазме. При этом ценность строгих математических решений, полученных для простых модельных задач, таковой является дифракция одной отдельно взятой альфвеновской волны, состоит в том, что она может служить основой для построения приближенных решений более сложных краевых задач.

Список литературы: 1. Сыроватский С.И. Магнитная гидродинамика // Успехи физических наук. 1957. Т. LXII. Вып. 3. С. 247-303. 2. Александрова А.А., Хижняк Н.А. Краевые задачи магнитной гидродинамики. Харьков: НПО Тест-Радио, 1993. 230 с. 3. Половин Р.В., Демуцкий В.П. Основы магнитной гидродинамики. М.: Энергоатомиздат, 1987. 206 с. 4. Нерух А.Г., Хижняк Н.А. Современные проблемы нестационарной макроскопической электродинамики. Харьков. НПО Тест-Радио, 1991. 278 с. 5. Александрова А.А. Интегральные уравнения линейной магнитной гидродинамики в лабораторной системе координат. ЖТФ. 1995. Т.65. Вып.11. С.20-28. 6. Александрова А.А., Александров Ю.Н. Движущаяся неоднородность в МГД среде // ЖТФ. 1997. Т.67. Вып. 5. С. 6-11. 7. Александрова А.А. Учет диссипативных явлений в краевых задачах линейно магнитной гидродинамики // Магнитная гидродинамика. 1997. Т. 33. Вып. 2. Ч.1. С. 197-201; Ч.2. С.203-208. 8. Нерух А.Г. Рассеяние электромагнитных волн плазменным полупространством после начала его движения // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 216-226.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 11.03.99

ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС КАРДИОЛОГИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

Одним из направлений современной кардиологии является создание программно-аппаратных диагностических комплексов (ПАДК). Такие комплексы могут создаваться как на базе существующей медицинской диагностической аппаратуры, так и с использованием вновь разработанных датчиков и устройств. В состав ПАДК могут входить: диагностический медицинский прибор или устройство, осуществляющее первичную регистрацию кардиосигнала; ЭВМ; устройство сопряжения, обеспечивающее преобразование сигнала в цифровую форму и ввод его в ЭВМ; программный пакет. В общем случае разрабатываемый для использования в ПАДК блок регистрации кардиосигнала может схемотехнически повторять отдельные узлы существующих кардиографов. Создание и использование ПАДК дает ряд преимуществ: возможность использования уже имеющегося в учреждениях здравоохранения медицинского оборудования; экономия материальных ресурсов и времени благодаря использованию известных схемотехнических решений; улучшение эксплуатационных характеристик даже относительно устаревшей медицинской техники; использование новейших диагностических методик и алгоритмов обработки информации; повышение эффективности диагностики в целом.

Приборы для кардиодиагностики классифицируют по типу регистрации отведений: последовательная или параллельная; способу обработки информации: аналоговые или цифровые; типу отображения результатов: самописец, электронно-лучевая трубка, дисплей, принтер, внешнее цифровое процессорное устройство обработки и отображения и т.д. Количество и качество получаемой медико-биологической информации зависит от характеристик структурно-функциональных составляющих диагностического прибора. Например, несоответствующее устройство отображения может свести на нет все достоинства измерительных цепей, а неправильно осуществляемая фильтрация и обработка сигнала способны значительно исказить сигнал, вплоть до полного видоизменения существенных диагностических признаков.

Для обеспечения безопасности пациента и снижения уровня помех электрические цепи, связанные с ЭВМ, должны быть гальванически развязаны от цепей, связанных с пациентом. При наличии в кардиографе гальванической развязки (при построении системы на базе серийного прибора) отпадает необходимость реализации такого блока в устройстве сопряжения с ЭВМ. Гальваническая развязка (ГР) может осуществляться по аналоговым или цифровым цепям. В зависимости от этого будет ее местоположение в структуре аппаратной части комплекса. Если развязка выполняется по цифровым цепям, ее размещают в устройстве сопряжения с ЭВМ: либо непосредственно после аналого-цифрового преобразователя (АЦП), либо может являться частью интерфейсного блока. Для реализации такой развязки используют оптоэлектронные пары. Гальваническая развязка по аналоговым цепям может размещаться после входных усилителей, дифференциального усилителя или непосредственно перед АЦП. Для реализации гальванической развязки в аналоговых цепях могут использоваться трансформаторная развязка, ГР с использованием «плавающего конденсатора», развязка с использованием оптоэлектронных пар или дифференциальных оптронов [2]. Во всех случаях максимальный уровень напряжения развязки определяется параметрами применяемых элементов и для наиболее популярных и доступных, к сожалению, не превышает нескольких сотен вольт. Сопряжение аппаратной части комплекса с ЭВМ может осуществляться с использованием внешних портов ввода-вывода ЭВМ COM или LPT, а также с использованием адаптера устанавливаемого внутрь ЭВМ на слоты расширений шин ISA, PCI [4].

Авторами разработан программно-аппаратный комплекс кардиологической диагностики, который включает в себя модуль регистрации и преобразования информации (МРПИ), ЭВМ, программный пакет. Число регистрируемых кардиологических отведений — 12 (1, 2, 3, aVR, aVF, aVL, V1-V6). Отведения регистрируются последовательно, а их номенклатура определяется оператором. Тип используемой ЭВМ — IBM PC моделей от 386 до 586. Связь с ЭВМ осуществляется через порт LPT1 с использованием стандартного кабеля к принтеру с интерфейсом Centronics. Программный пакет работает под операционной системой MS DOS.

Структура МРПИ представлена на рис. 1. В состав МРПИ входят: усилитель биопотенциалов (УБП), формирователь кардиографических отведений, дифференциальный усилитель (ДУ), активный фильтр нижних частот, масштабирующий усилитель, аналого-цифровой преобразователь (АЦП), мультиплексор выходных данных, гальваническая развязка.

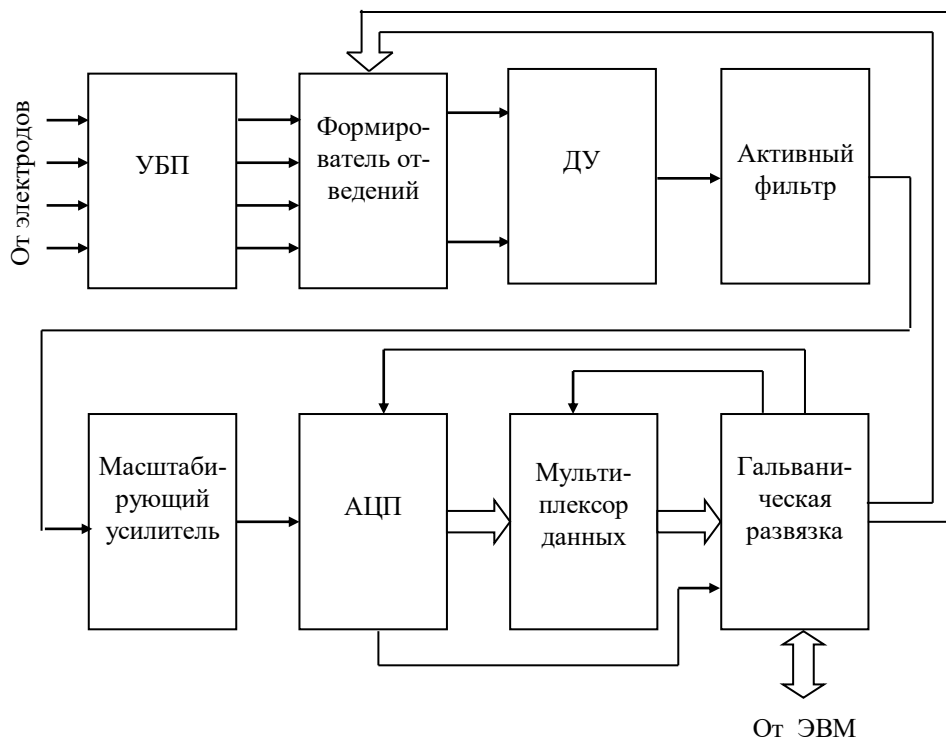


Рис. 1

Структура усилителя биопотенциалов представлена на рис. 2. На входе УБП реализована схема защиты от перенапряжения. Она выполнена на основе двусторонних диодных ограничителей с установленными порогами ограничения на уровнях $-4,7\text{В}$ и $+4,7\text{В}$. Наибольшую опасность представляет разряд высокого напряжения дефибриллятора, поэтому схема защиты обеспечивает работоспособность устройства при импульсном синфазном напряжении до 10кВ .

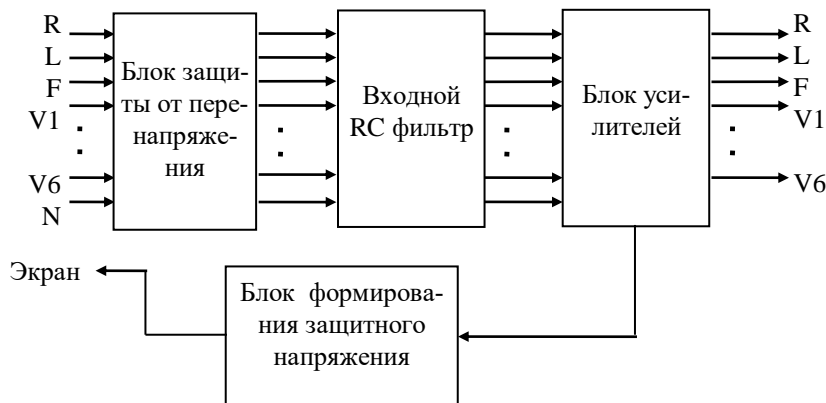


Рис. 2

Входной RC фильтр ограничивает нижнюю границу полосы пропускания УБП на уровне $0,15\text{Гц}$. Такое решение позволяет избежать попадания на вход усилителя разности потенциалов, вызванной поляризацией электродов, и уменьшить «плавание» изолинии. В качестве входных усилителей использованы прецизионные операционные усилители (ОУ) с малыми входными токами, включенные по схеме повторителей напряжения. Использование повторителей позволило снизить погрешности и искажение сигнала, вносимые входными цепями. Каждый повторитель имеет регулировку смещения, позволяющую привести уровень изолинии во всех отведениях к одному значению.

Блок формирования защитного напряжения служит для уменьшения погрешностей, обусловленных емкостными утечками в кабеле электродов, путем выравнивания потенциалов экрана и проводников относительно «земли» [1]. Для этого входной синфазный сигнал через повторитель напряжения подается на

экран кабеля электродов. Электрод от правой ноги пациента (общая точка на теле пациента для измерительных электродов) подключается к общей точке УБП, которая гальванически изолирована от заземления и общей точки компьютера.

Формирователь кардиографических отведений включает в себя резисторную матрицу и коммутатор аналоговых сигналов (рис. 3).

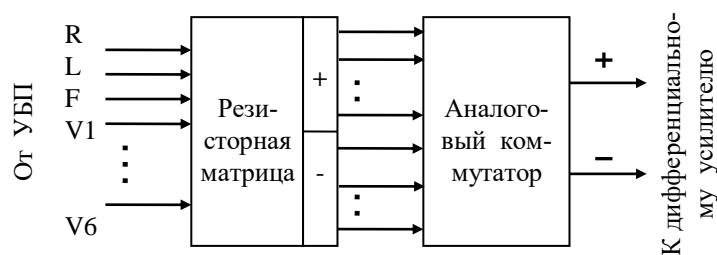


Рис. 3

Резисторная матрица выполнена по классической схеме, в которой резисторы соединены «звездой» и «треугольником» [3]. Общая точка звезды является искусственной нейтральной точкой для разностного сигнала и грудных отведений V1 – V6. Величина сопротивления каждого луча звезды взята в 1,5 раза больше половины величины сопротивления сторон треугольника, чтобы обеспечить общепринятое соотношение между напряжениями отведений Эйнтховена и Гольдбергера (усиленных). Коммутатор, управляемый с ЭВМ, подключает узлы резисторной матрицы к входам дифференциального усилителя и позволяет получить 3 стандартных (1,2,3), 3 усиленных (aVR, aVF, aVL) и 6 грудных (V1-V6) отведений.

Дифференциальный усилитель (ДУ) выполнен по стандартной схеме инструментального усилителя на трех ОУ [1]. В одном из плеч ДУ предусмотрена регулировка смещения изолинии. Коэффициент ослабления синфазного сигнала (КООС) ДУ составляет 87 дБ при подаче на вход синфазного двуполярного синусоидального сигнала частотой 50 Гц и амплитудой полуволны 12 вольт. КООС ДУ определяется в основном характеристиками используемых ОУ и согласованием резисторов цепей обратных связей. В нашем модуле регулировка КООС не предусмотрена, так как использовались прецизионные ОУ, а резисторы для цепей обратной связи подбирались с точностью до 0,1 %.

Фильтр нижних частот имеет верхнюю границу полосы пропускания на уровне 85 Гц. Значение граничной частоты фильтра было экспериментально определено, исходя из требований максимального подавления высокочастотных помех и миографических артефактов при минимальном искажении высокочастотных составляющих QRS-комплекса кардиосигнала. Схемотехнически фильтр реализован на базе ОУ как активный фильтр Бесселя 2-го порядка [2].

Масштабирующий усилитель обеспечивает согласование амплитуды сигнала с диапазоном допустимых входных напряжений АЦП. Исходя из усредненного значения амплитуды R-зубца реального кардиосигнала порядка 1-1,5 мВ. и учитывая предыдущие тракты усиления, масштабирующий усилитель обеспечивает, чтобы на входе АЦП сигнал занимал не менее 50 % диапазона допустимых входных напряжений, который в нашем случае составляет от -5В до +5В.

В качестве аналого-цифрового преобразователя была выбрана микросхема К1113 ПВ1А. Данная микросхема проста и удобна в управлении, надежна, малогабаритна, достаточно быстродействующая. Она представляет собой 10-ти разрядный интегрированный АЦП со временем преобразования 30 мкс. Из-за особенностей сопряжения с ЭВМ для ввода результатов преобразования задействованы лишь 8 старших разрядов из 10 имеющихся. Систематическая погрешность, вносимая таким решением, не превышает 0,3 %, что для решаемой задачи вполне приемлемо.

Интерфейсный блок МРПИ ориентирован на связь с ЭВМ через параллельный порт компьютера LPT1, работающий в стандартном режиме. Стандартный режим порта LPT1 подразумевает организацию ввода данных по 5 линиям и вывода по 12 линиям [4]. Соответственно был организован интерфейсный блок МРПИ. От ЭВМ сигналы управления поступают в модуль по 8 линиям. Две линии используются для управления АЦП и мультиплексором выходных данных, а 6 – для управления коммутатором отведений. Данные результатов преобразования поступают в ЭВМ по четырем линиям, а одна линия используется для приема сигнала готовности данных. В результате 8 бит преобразования поступают в ЭВМ по четыре бита за два цикла. Использование порта LPT1 является оптимальным решением с точки зрения максимальной

простоты и надежности интерфейса МРПИ. Фактически интерфейс аппаратно организуется использованием одной микросхемы мультиплексора данных. Интерфейсный блок не содержит регистров ни входных, ни выходных данных. Их функции выполняют регистры самого порта LPT1.

Гальваническая развязка реализована по цифровым цепям и является составной частью блока интерфейса. ГР выполнена на микросхемах оптоэлектронных пар, имеющих на выходе сигнал TTL – уровня и допускающих разность потенциалов изолированных цепей до 4кВ. Такой тип развязки требует, чтобы количество микросхем оптоэлектронных пар равнялось общему числу разрядов входных и выходных данных (в нашем устройстве 13 штук). Однако преимущество его в простоте, надежности и отсутствии искажений сигнала, возможных при реализации гальванической развязки в аналоговых цепях. Питание МРПИ осуществляется от внешнего источника. В нем реализованы два изолированных источника питания для гальванически разделенных цепей.

Управление работой модуля регистрации и преобразования информации осуществляется программными средствами. Сам модуль не содержит аппаратно реализованного таймера, управляющего работой АЦП и обеспечивающего требуемую частоту дискретизации преобразования сигнала. Используя программирование таймера ЭВМ, мы обеспечиваем запуск преобразования с определенной фиксированной частотой. В нашем устройстве это 1000 Гц. Требования теоремы Котельникова соблюдаются, так как полезный спектр кардиосигнала находится в диапазоне до 100 Гц. Необходимо отметить, что частоту дискретизации меньше 500 Гц брать нежелательно. Это связано с тем, что частоты основных помех при регистрации кардиосигнала (за исключением сетевых 50 Гц) лежат в диапазоне 80 – 250 Гц. Если использовать частоту дискретизации меньше 500 Гц, будет происходить преобразование спектров помех с переходом их в частотную область полезного сигнала. В результате этого цифровая фильтрация станет неэффективной. После коммутации отведения и запуска преобразования программа проверяет бит готовности данных АЦП. При его наличии считывает результат преобразования. Полученные дискретные данные заносятся в стек, где подвергаются цифровой фильтрации в реальном масштабе времени. Для цифровой фильтрации используются два типа фильтров: режекторный фильтр на 50 Гц и фильтр низких частот. Режекторный фильтр имеет практически прямоугольную амплитудно-частотную характеристику. Нижняя граница полосы заграждения — 49 Гц, верхняя — 51 Гц. Фильтр нижних частот имеет верхнюю границу полосы пропускания на уровне 100 Гц. Регистрируемый сигнал в графическом виде выводится на монитор. По окончании цикла измерений формируется экран, на котором представляются все зарегистрированные отведения с временной и амплитудной шкалой. Результаты измерений записываются в базу данных и могут быть выведены на печать. Период регистрации каждого отведения — 8 секунд. В базу данных пациентов заносится идентификационная информация о пациенте, анамнез, дата проведения исследования, заключение врача. На сегодняшний день данная программа предоставляет не слишком широкий сервис и возможности по автоматизированной обработке ЭКГ, так как эта версия разрабатывалась для отладки аппаратной части, выбора оптимальных способов фильтрации сигнала, методик программного управления под операционной системой MS DOS. На этой базе может быть разработан и внедрен программный интерфейс с необходимыми пользовательскими характеристиками и программный модуль автоматизированного анализа ЭКГ. В настоящее время практически завершена работа по созданию программы управления МРПИ, работающей под операционной системой Windows 95. Данная операционная система является многозадачной и методика программного управления, хорошо зарекомендовавшая себя при работе под MS DOS, для непосредственного применения не подходит. Программа может работать некорректно, так как обслуживание Windows 95 своих нужд (например, поддержка «мышь») приводит к задержке управляющих команд, следовательно, дискретизация сигнала не равномерна и отсчеты «плавают» во времени. Решением, на наш взгляд, является создание пользовательского драйвера, интегрируемого в среду Windows 95 наравне с другими системными драйверами, который должен реализовать функции независимого программного таймера.

Список литературы: 1. *Хоровиц П., Хилл У.* Искусство схемотехники: В 3-х томах: Т. 2. Пер. с англ. 4-е изд., перераб. и доп. М.: Мир, 1993. 371 с., ил. 2. *Гутников В.С.* Интегральная электроника в измерительных устройствах. 2-е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1988. 304 с.: ил. 3. *Остроухов В.Д.* Конспект лекций по курсу "Теория, расчет и проектирование биотехнических аппаратов и систем". Часть 1. "Аппаратура для функциональной диагностики" для студентов специальности 19. 05 "Биотехнические и медицинские аппараты и системы". Харьков: ХИРЭ, 1993. 132 с. 4. *Гук М.* Аппаратные средства IBM PC. Энциклопедия. СПб: Питер Ком, 1999. 816 с.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 17.05.99

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ АППРОКСИМИРУЮЩЕЙ СТУПЕНЧАТОЙ КРИВОЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫХОДНОГО КВАЗИСИНУСОИДАЛЬНОГО СИГНАЛА ЦИФРО-АНАЛОГОВОГО ГЕНЕРАТОРА

При разработке и конструировании цифро-аналоговых генераторов квазисинусоидальных сигналов возникает важная задача выбора параметров ступенчатых аппроксимирующих функций и параметров отдельных узлов генератора, обеспечивающих формирование выходного сигнала генератора с заданными значениями коэффициента гармоник и среднего квадратического отклонения выходного сигнала от синусоиды.

В настоящей статье рассматривается методика расчета коэффициента гармоник и среднего квадратического отклонения выходного сигнала от синусоиды по параметрам ступенчатой функции, аппроксимирующей синусоиду. Дается оценка погрешности расчета коэффициента гармоник, обусловленной квантованием по уровню. Результаты расчета указанных величин сравниваются для различных аппроксимирующих ступенчатых функций.

Ступенчатую функцию $F(t) = a_i$ для $t_i \leq t < t_{i+1}$ можно записать в виде $F(t) = \sum_{i=0}^{N-1} c_i \varphi_i(t)$, где $c_i = a_i / N$, а система функций $\{\varphi_i(t)\}$ определяется формулами

$$\varphi_i(t) = \begin{cases} \sqrt{N}, & t \in [t_i, t_{i+1}), \\ 0, & t \in [t_i, t_{i+1}), \end{cases}$$

$$i = 0, 1, \dots, N-1.$$

Здесь $t_i = 2\pi i / N$.

Легко проверить, что система $\{\varphi_i(t)\}$ ортонормальна на отрезке $(0, 2\pi)$, Синусоида $u(t) = \sin t$ обычно аппроксимируется одной из трех функций:

$$F_1(t) = \sin t_i \quad t_i \leq t < t_{i+1},$$

$$F_2(t) = \sin t_{i+1} \quad t_i \leq t < t_{i+1},$$

$$F_3(t) = \sin \frac{t_i + t_{i+1}}{2} \quad t_i \leq t < t_{i+1}.$$

Для этих функций среднеквадратические отклонения от синусоиды равны соответственно:

$$\delta_1 u = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [\sin t - F_1(t)]^2 dt = 1 - \frac{\sin(\Delta/2)}{(\Delta/2)} \cdot \cos(\Delta/2); \quad (1)$$

$$\delta_2 u = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [\sin t - F_2(t)]^2 dt = 1 - \frac{\sin(\Delta/2)}{(\Delta/2)} \cdot \cos(\Delta/2); \quad (2)$$

$$\delta_3 u = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [\sin t - F_3(t)]^2 dt = 1 - \frac{\sin(\Delta/2)}{(\Delta/2)}. \quad (3)$$

Известно (см., например, [1]), что минимальное среднеквадратическое отклонение от непрерывной функции $u(t)$ дает функция $F(t)$, у которой коэффициенты c_i совпадают с коэффициентами

Фурье функции $u(t)$ по системе $\{\varphi_i(t)\}$ ($c_i = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(t)\varphi_i(t)dt$). Для синусоиды эти коэффициенты определяются формулами

$$c_i = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \frac{\sin(\Delta/2)}{(\Delta/2)} \cdot \sin(t_i + \frac{\Delta}{2}),$$

где $\Delta = 2\pi/N$.
Таким образом,

$$\min \delta u = \delta_{4u} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [\sin t - F_4(t)]^2 dt = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\sin^2(\Delta/2)}{(\Delta/2)^2} \right]. \quad (4)$$

Здесь

$$F_4(t) = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \frac{\sin(\Delta/2)}{(\Delta/2)} \cdot \sum_{i=0}^{N-1} \sin(t_i + \frac{\Delta}{2}) \varphi_i(t).$$

Сравнивая среднеквадратические отклонения от синусоид ступенчатых функций $F_1(t)$, $F_2(t)$, $F_3(t)$, $F_4(t)$, видим, что $\delta_{4u} < \delta_{3u} < \delta_{2u} = \delta_{1u}$.

Перейдем к рассмотрению коэффициента гармоник ступенчатых функций, аппроксимирующих синусоиду.

В статье [2] доказано, что среди ступенчатых функций с нулевой постоянной составляющей минимальное значение коэффициента гармоник дает функция вида $F(t) = \alpha e(t) + \beta g(t)$, где

$$e(t) = \sum_{i=0}^{N-1} \sin(t_i + \frac{\Delta}{2}) \varphi_i(t),$$

$$g(t) = \sum_{i=0}^{N-1} \cos(t_i + \frac{\Delta}{2}) \varphi_i(t),$$

где α и β — действительные коэффициенты.

Для всех функций указанного вида коэффициент гармоник одинаков (не зависит от α и β). В самом деле

$$U_0(F) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(t) dt = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=0}^{N-1} \left[\alpha \sin(t_i + \frac{\Delta}{2}) + \beta \cos(t_i + \frac{\Delta}{2}) \right] = 0, \quad (5)$$

$$U^2(F) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F^2(t) dt = \sum_{i=0}^{N-1} \left[\alpha \sin(t_i + \frac{\Delta}{2}) + \beta \cos(t_i + \frac{\Delta}{2}) \right]^2 = \frac{N}{2} (\alpha^2 + \beta^2), \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} a_1(F) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(t) \cos t dt = \beta \sqrt{N} \frac{\sin(\Delta/2)}{(\Delta/2)} \\ b_1(F) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(t) \sin t dt = \alpha \sqrt{N} \frac{\sin(\Delta/2)}{(\Delta/2)} \end{aligned} \right\}, \quad (7)$$

$$U_1^2(F) = \frac{a_1^2 + b_1^2}{2} = \frac{N}{2} \cdot (\alpha^2 + \beta^2) \cdot \frac{\sin(\Delta/2)}{(\Delta/2)}, \quad (8)$$

$$U_{\text{вз}}^2(F) = \frac{N}{2} \cdot (\alpha^2 + \beta^2) \cdot \left[1 - \frac{\sin^2(\Delta/2)}{(\Delta/2)^2}\right], \quad (9)$$

$$k = \sqrt{\frac{(\Delta/2)^2}{\sin^2(\Delta/2)} - 1} \approx \frac{\pi}{N\sqrt{3}}, \quad (10)$$

В частности, функции $F_1(t)$, $F_2(t)$, $F_3(t)$, $F_4(t)$ представимы в виде $\alpha e(t) + \beta g(t)$, так что для них коэффициент гармоник определяются формулой (10).

Таблица

N	64	128	256	512	1024
k	2,8 %	1,4 %	0,7 %	0,35 %	0,18 %

Если ступеньки аппроксимирующей функции вычисляются с погрешностями h_i ($a_i = a_i + h_i$), то погрешности интегральных характеристик функций вида $\alpha e(t) + \beta g(t)$ определяются формулами:

$$\Delta U_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} h_i; \quad \Delta U_0^2 = \frac{1}{N^2} \left(\sum_{i=0}^{N-1} h_i\right)^2, \quad (11)$$

$$\Delta U^2 = \frac{2}{\sqrt{N}} \left\{ \alpha \sum_{i=0}^{N-1} h_i \sin\left(t_i + \frac{\Delta}{2}\right) + \beta \sum_{i=0}^{N-1} h_i \cos\left(t_i + \frac{\Delta}{2}\right) \right\} + \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} h_i, \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta a_1 &= \frac{2}{N} \cdot \frac{\sin(\Delta/2)}{(\Delta/2)} \sum_{i=0}^{N-1} \cos\left(t_i + \frac{\Delta}{2}\right), \\ \Delta b_1 &= \frac{2}{N} \cdot \frac{\sin(\Delta/2)}{(\Delta/2)} \sum_{i=0}^{N-1} \sin\left(t_i + \frac{\Delta}{2}\right), \end{aligned} \right\}, \quad (13)$$

$$\Delta U_1^2(F) = a_1 \Delta b_1 + b_1 \Delta a_1 + \frac{(\Delta a_1)^2 + (\Delta b_1)^2}{2}, \quad (14)$$

$$\Delta U_{\text{вз}}^2 = \Delta U^2 - \Delta U_0^2 - \Delta U_1^2. \quad (15)$$

Эти погрешности зависят как от коэффициентов α и β , так и от погрешностей квантования по уровню.

Рассмотрим два основных случая.

1. Погрешности h_i определяются округлением мгновенных значений u_i сигнала. Тогда $|h_i| \leq 2^{-m-1}$. Возникающую при этом погрешность коэффициента гармоник будем называть методической. Если в формулах (11) – (15) пренебречь величинами второго порядка малости, то

$$\delta k_{\text{мет}} = \frac{1}{2} \delta U_{\text{вг}}^2 = \frac{[\alpha \cos(\Delta/2) - \beta \sin(\Delta/2)] \sum_{i=0}^{N-1} h_i \sin t_i}{\frac{1}{2} N \sqrt{N} (\alpha^2 + \beta^2)} + \frac{[\alpha \sin(\Delta/2) + \beta \cos(\Delta/2)] \sum_{i=0}^{N-1} h_i \cos t_i}{\frac{1}{2} N \sqrt{N} (\alpha^2 + \beta^2)}, \quad (16)$$

Предположим, что

$$\begin{aligned} h_i &= 2^{-m-1} && \text{для} && 1 \leq i \leq \frac{N}{4} - 1; \quad \frac{N}{4} - 1 \leq i \leq \frac{N}{2} - 1; \\ h_i &= -2^{-m-1} && \text{для} && \frac{N}{2} + 1 \leq i \leq \frac{3N}{4} + 1; \quad \frac{3N}{4} + 1 \leq i \leq N - 1; \\ h_i &= 0 && \text{для} && i = \frac{N}{4}; \quad \frac{N}{2}; \quad \frac{3N}{4}. \end{aligned} \quad (17)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \sum_{i=0}^{N-1} h_i \sin t_i &= 4 \sum_{i=0}^{\frac{N}{4}-1} h_i \sin t_i = 2^{-m} (\text{ctg} \frac{\Delta}{2} - 1); \\ \sum_{i=0}^{N-1} h_i \cos t_i &= 0; \\ \delta k_{\text{мет}} &= \frac{2^{-m+1}}{N \sqrt{N}} \cdot \frac{\alpha \cos(\Delta/2) - \beta \sin(\Delta/2)}{\alpha^2 + \beta^2} (\text{ctg} \frac{\Delta}{2} - 1). \end{aligned} \quad (18)$$

В частности, для функций $F_1(t)$, $F_2(t)$, $F_3(t)$, $F_4(t)$

$$\begin{aligned} \delta_1 k_{\text{мет}} &= \frac{2^{-m+1}}{N} (\text{ctg} \frac{\Delta}{2} - 1); \\ \delta_2 k_{\text{мет}} &= \frac{2^{-m+1}}{N} (\text{ctg} \frac{\Delta}{2} - 1) \cos \Delta; \\ \delta_3 k_{\text{мет}} &= \frac{2^{-m+1}}{N} (\text{ctg} \frac{\Delta}{2} - 1) \cos \frac{\Delta}{2}; \\ \delta_4 k_{\text{мет}} &= \frac{2^{-m+1}}{N} (\text{ctg} \frac{\Delta}{2} - 1) \cos \frac{\Delta}{2} \cdot \frac{(\Delta/2)}{\sin(\Delta/2)}. \end{aligned}$$

Таким образом, функция $F_4(t)$, наилучшая с точки зрения среднеквадратического приближения к синусоиде, оказывается не наилучшей с точки зрения погрешности коэффициента гармоник, возни-

кающей при ее формировании ($\delta_2 k_{мет} < \delta_3 k_{мет} < \delta_4 k_{мет} < \delta_1 k_{мет}$). Однако, при больших N для любой из рассмотренных четырех функций имеет место приближенное равенство

$$\delta k_{мет} \approx \frac{2^{-m+1}}{N} (\operatorname{ctg} \frac{\Delta}{2} - 1). \quad (19)$$

Т. к. при малых Δ $(\operatorname{ctg} \frac{\Delta}{2} - 1)/N \approx 1/\pi$, то (19) практически не зависит от N $\delta k_{мет} \approx 2^{-m+1}/\pi$. Например, при $m = 8$ $\delta k_{мет} \approx 0,25\%$, т.е. при $N = 256$ $k_{изм} \approx 0,709\%$.

2. Погрешности h_i случайны, независимы между собой, имеет нулевое математическое ожидание и одинаковую дисперсию. Из формул (11) – (15) следует, что

$$M(\Delta U_{\omega}^2) = \delta^2 \left[1 - \frac{1}{N} - \frac{2}{N} \cdot \frac{\sin^2(\Delta/2)}{(\Delta/2)^2} \right],$$

т.е.

$$M(\delta k_{сл}) = \frac{\sigma^2 \left[1 - \frac{1}{N} - \frac{2}{N} \cdot \frac{\sin^2(\Delta/2)}{(\Delta/2)^2} \right]}{1 - \frac{\sin^2(\Delta/2)}{(\Delta/2)^2}}. \quad (20)$$

Для функций $F_1(t)$, $F_2(t)$, $F_3(t)$

$$\alpha^2 + \beta^2 = \frac{1}{N},$$

$$M(\delta k_{сл}) = \frac{\sigma^2 \left[1 - \frac{1}{N} - \frac{2}{N} \cdot \frac{\sin^2(\Delta/2)}{(\Delta/2)^2} \right]}{1 - \frac{\sin^2(\Delta/2)}{(\Delta/2)^2}}, \quad (21)$$

а для функции $F_4(t)$ $M(\delta k_{сл})$ увеличивается в $\frac{(\Delta/2)^2}{\sin^2(\Delta/2)}$ раз. Если h_i распределены равномерно на

отрезке $(-2^{-m-1}, 2^{-m-1})$, то $\sigma^2 = 2^{-2m}/12$ и $M(\delta k_{сл}) \approx 2^{-2m}/\Delta$. Таким образом, $M(\delta k_{сл})$ в отличие от $\delta k_{мет}$, существенно зависит от N . Например, при $N = 256$, $m = 8$ $M(\delta k_{сл}) = 2,5\%$, т.е. $M(k) = 0,726\%$. Заметим, что при $N^2 > 2^{m+3} \cdot \pi$ выполняется неравенство

$$M(\delta k_{сл}) > \delta k_{мет}.$$

Из изложенного можно сделать следующие выводы.

Проведенные исследования показали, что при ступенчатой аппроксимации синусоиды функция, наилучшая с точки зрения среднеквадратического приближения к синусоиде, не дает наименьших погрешностей коэффициента гармоник ни в случае методических погрешностей при формировании ступенек, ни в случае случайных погрешностей. Однако, при большом числе ступенек аппроксимации погрешности коэффициента гармоник, возникающие при формировании различных ступенчатых функций, почти не отличаются друг от друга.

При $N > 2^{m+3} \cdot \pi$ случайные погрешности формирования ступенек оказывают на погрешность коэффициента гармоник большее влияние, чем методическое.



Сотрудники кафедры биомедицинских электронных устройств и систем.

Сидят (слева направо): Е.В. Высоцкая, Г.Е. Лапта, И.Ф. Огороднейчук,
А.И. Бых, Е.М. Белаш, В.А. Каховская, О.Н. Величко, И.В. Добрин.

Стоят в первом ряду: С.Н. Линник, А.А. Чистюхин, А.В. Кукоба, В.Н. Кобзев,
В.Г. Малюк, Б.И. Борзенков, А.В. Рудинская, В.И. Бармин, О.И. Скляр, Е.Г. Кунник,
Н.П. Мустецов, Н.Н. Рожицкий, Г.Г. Фомин, А.И. Чурилов, А.В. Моисеенко.

Стоят во втором ряду: В.Д. Отроухов, В.П. Солоха, В.М. Головенко, Д.А. Федотов,
О.М. Дацок, В.П. Кравченко, Н.И. Жук, Ю.Н. Александров, И.В. Алексеенко.

Список литературы: 1. Качмаж С., Штейнгауз Г. Теория ортогональных рядов. М.: ГИМФЛ, 1958. 508 с.
2. Смеляков В.В., Бармин В.И., Галкин Ю.Т., Ольховский Ю.Г. К оценке нелинейных искажений цифро-аналогового генератора синусоидальных колебаний инфранизких частот // Теоретическая электротехника и электроника. Киев, 1976. С. 80 – 85.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 06.04.99

АППРОКСИМАЦИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИЗЕМНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСИ

Мгновенные значения концентрации примеси, распространяющиеся от точечного источника в турбулентной атмосфере, представляют собой поле случайных величин, обусловленное случайным распределением метеопараметров атмосферы. Средние значения концентрации можно получить в результате решения уравнений диффузии с осредненными характеристиками турбулентности. Что касается функции распределения мгновенных значений концентрации на оси струи, то, учитывая имеющиеся экспериментальные данные о повторяемости мгновенных концентраций, можно выбрать аналитическую формулу, с достаточной точностью описывающую реальный процесс [1, 2].

В основе наиболее простого способа моделирования распространения примеси от источников лежат математические выражения с диффузионными параметрами, полученные по экспериментальным данным. Поскольку общая трудоемкость алгоритма расчета приземной концентрации существенно зависит от сложности вычислений, связанных с таблицей экспериментальных результатов, всегда есть проблема выбора наиболее точного и быстрого способа аппроксимации табличных данных.

С этой целью были протестированы следующие функции, имеющие аналогичные формы графика:

- формула Сеттона [3] для одномерного случая

$$f_1(x) = \frac{2a_1}{\pi a_2 a_3 x^{2-a_4}} \exp\left(-\frac{a_5^2}{a_2^2 x^{2-a_4}}\right), \quad (1)$$

где a_1 — мощность выброса примеси; a_2 — коэффициент турбулентности; a_3 — скорость ветра; $0 < a_4 < 1$, a_5 — высота источника;

- формула Бозанке — Пирсона [4]

$$f_2(x) = \frac{a_1}{\sqrt{2\pi} a_2 a_3 x^2} \exp\left(-\frac{a_4}{a_2 x}\right), \quad (2)$$

где a_2 — коэффициент диффузии, a_4 — высота источника;

- формула Берлянда [4] для одномерного случая

$$f_3(x) = \frac{a_1}{2(1+a_6)a_4 \sqrt{a_2} \pi x^{3/2}} \exp\left(-\frac{a_3 a_5^{1+a_6}}{(1+a_6)^2 a_4 x}\right), \quad (3)$$

где a_2 , a_4 , a_6 — эмпирические коэффициенты;

- статистические формулы Пирсона

$$f_4(x) = a_1 \left(1 + \frac{x}{a_2}\right)^{a_3} \exp\left(\frac{a_3 x}{a_2}\right), \quad (4)$$

$$f_5(x) = a_1 x^{-a_2} \exp\left(\frac{a_3}{x}\right); \quad (5)$$

- формула Пуассона

$$f_6(x) = \frac{a_1 a_2^x}{x!} \exp(-a_2); \quad (6)$$

- формула Вейбулла

$$f_7(x) = \frac{a_2}{a_1} \left(\frac{x}{a_1} \right)^{a_2-1} \exp \left(- \left(\frac{x}{a_1} \right)^{a_2} \right); \quad (7)$$

- формула Рэлея

$$f_8(x) = \frac{x}{a_1^2} \exp \left(- \frac{x^2}{2a_1^2} \right); \quad (8)$$

- формула нормального логарифмического распределения

$$f_9(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}a_2x} \exp \left(- \frac{(\ln x - a_1)^2}{2a_2^2} \right); \quad (9)$$

- формула Берлянда, приведенная в [5]:

$$f_{10}(x) = \frac{a_2}{4\pi x \sqrt{a_6 a_7}} \left[\exp \left(- \frac{a_3 a_5^{1+a_6}}{(1+a_6)^2 a_4 x} \right) + \exp \left(- \frac{a_3 a_5^{1+a_6}}{(1+a_6)^2 a_4 x} \right) \right]; \quad (10)$$

- формула из [6]:

$$f_{11}(x) = \begin{cases} 3x^4 - 8x^3 + 6x^2, & \text{если } x \leq 1 \\ 1,13/(0,13x^2 + 1), & \text{если } 1 < x \leq 8 \\ x/(3,58x^2 - 35,2x + 120), & \text{если } x > 8 \end{cases}; \quad (11)$$

- формула ГГО из [7]

$$f_{12}(x) = \frac{a_6}{\sqrt{2\pi(x + 0,0225x^2)}} \exp \left(- \frac{a_1 a_2^{(1-a_5)} a_3^{(1+a_5)}}{(a_5 + 1)^2 a_4 x} \right); \quad (12)$$

- формула ИЭМ [7]

$$f_{13}(x) = \frac{a_6}{0,13x\sqrt{2\pi}} \exp \left(- \frac{a_1 a_2^{(1-a_5)} a_3^{(1+a_5)}}{(a_5 + 1)^2 a_4 x} \right); \quad (13)$$

- формула МАГАТЭ [7]

$$f_{14}(x) = \frac{a_1 a_2}{2\pi a_4 \sigma_y \sigma_z} \left[\exp \left(- \frac{(z - a_3)^2}{2\sigma_z^2} \right) + \exp \left(- \frac{(z + a_3)^2}{2\sigma_z^2} \right) \right]; \quad (14)$$

- предлагаемая авторами формула

$$f_{15}(x) = a_1 \left[a_3 - \exp(-x^{a_2}) \right] \exp(-a_4 x). \quad (15)$$

Качество аппроксимации с помощью формул (1-15) оценивалось по результатам шести экспериментов из [8,9,10]. Тестовый набор данных таблицы 1 взят из [8], остальные — из [9,10]. Параметры

функций a_i , $i=1,2,\dots$ вычислялись методом случайного поиска с самообучением, в качестве целевой функции использовался критерий формы.

Принимая абсолютную погрешность предлагаемой формулы (15) за единицу, были вычислены относительные погрешности аппроксимации с помощью формул (1-14). Полученные оценки приведены в таблице.

Таблица

Функция	Номер тестового набора данных					
	1	2	3	4	5	6
f_1	3,7	2,1	3,8	20,9	5,5	18,4
f_2	7,3	1,8	6,1	49,4	5,8	20,6
f_3	11,3	1,7	4,8	26,7	5,4	16,8
f_4	18,8	13,3	10,7	26,5	7,7	27,5
f_5	4,1	2,5	4,7	20,2	5,3	16,8
f_6	10,1	4,5	6,2	66,8	6,8	7,3
f_7	7,3	22,5	23,1	173	15	63,5
f_8	13,7	24,6	23,3	175	16,1	70,7
f_9	6,6	24,6	34	189	17,5	71,1
f_{10}	17,8	4,2	3,9	21,9	5,8	21,6
f_{11}	25,9	3,5	20,5	46,1	9,1	34,2
f_{12}	26,4	10,5	5,3	53,3	9,1	41,1
f_{13}	27,1	11,0	5,5	56,5	9,3	42,7
f_{14}	3,7	7,5	14,2	78,5	7,4	27,4
f_{15}	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что предлагаемый вариант формулы обладает наиболее высокой точностью.

Список литературы: 1. Крамер Н.И. Распределение мгновенных значений концентрации примеси в атмосфере. Тр. ГГО. 1965. № 167. С. 195-200. 2. Атмосфера. Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 509 с. 3. Сеттон О.Г. Микрометеорология. Л.: Гидрометеиздат, 1958. 335 с. 4. Берлянд М.Е. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 448 с. 5. Аргунчинцев В.К., Дружинин И.П., Коен А.А. и др. Моделирование процессов гидросферы, атмосферы и ближнего космоса. Новосибирск: Наука, 1985. 181 с. 6. Методика расчета концентраций в атмосферном воздухе вредных веществ, содержащихся в выбросах предприятий (ОНД-86). Л.: Гидрометеиздат, 1987. 93 с. 7. Гаргер Е.К., Найденов А.В. К сравнению различных методик расчета поля концентраций примеси от высотного источника // Труды. ин-та эксп. Метеорологии, 1986. Вып. 37 (120). С. 66-86. 8. Бызова Н.Л. Рассеяние примеси в пограничном слое атмосферы. М.: Гидрометеиздат, 1974. 191 с. 9. Горошко Б.Б., Засухин Э.Н. Экспериментальные работы по изучению загрязнения атмосферного воздуха в промышленных районах / В кн.: Метеорологические аспекты загрязнения атмосферы Л.: Гидрометеиздат, 1981. С. 227 - 236. 10. Горошко Б.Б. Регулирование вредных выбросов в атмосферу с учетом прогноза неблагоприятных метеорологических условий / В кн.: Метеорологические аспекты загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1984. С. 135 - 139.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 19.05.99

В.В. ДАНИЛОВ, канд. техн. наук

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ СИСТЕМ ОПТОЭЛЕКТРОННОЙ ОБРАБОТКИ РАДИОСИГНАЛОВ

Современные потребности в производительности систем обработки радиосигналов и достоинства оптических методов в их реализации известны [1-3]. Структурная схема обобщенной оптоэлектронной системы обработки информации [3] представлена на рис.1, где под оптическим операционным блоком понимается оптический процессор или запоминающее устройство, либо их совместная комбинация, в зависимости от целевой принадлежности системы. По оценкам проведенным в [4,5] основными структурными элементами схемы, сдерживающими повышение производительности оптических систем обработки информации являются устройство управления лазерным пучком (устройство ввода информации) и фоторегистрирующее устройство, предназначенное для вывода результатов обработки. Попытки практических реализаций аналогичных систем для обработки радиосигналов предпринимались неоднократно [4-7], однако как показал опыт их внедрения, процесс сдерживается отсутствием соответствующих нормативных документов, регламентирующих порядок разработки и постановки на производство как компонентов оптоэлектронной системы так и ее в целом [8]. Это вызвано рядом причин, основные из которых, по мнению автора: отсутствие доступных пониманию радиоинженера терминов и определений, существующих в фундаментальной оптике; достаточно апробированных методик инженерного проектирования, в том числе и с помощью ЭВМ, довольно обоснованного минимума групп технических характеристик оценки эффективности компонентов и системы в целом; методик метрологического контроля, технологических приемов изготовления и т.д.

Попытки дать определение оптоэлектронике как раздела науки и техники, формулировка ее прикладных проблем предпринимались [9,10], однако приведенные трактовки только с позиций твердотельной электроники по мнению автора не совсем приемлемы. Кажется целесообразным оптоэлектроникой называть область радиоэлектроники, которая использует для решения задач передачи, обработки и хранения информации методы оптики, электроники и радиотехники. При таком определении основными элементами оптоэлектроники являются: источники оптического излучения, оптические среды (активные и пассивные), элементы оптической и радиоэлектронной схмотехники, фотоприемники. Следует различать когерентную оптоэлектронику и оптронику.

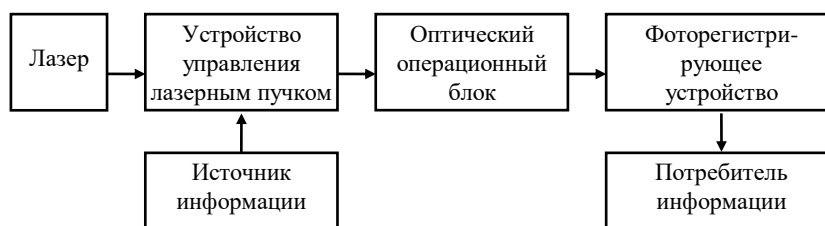


Рис. 1

Основной структурный элемент оптроники — оптрон, в котором электрические связи заменены на оптические, а оптрон как прибор предназначен для усиления и преобразования электрических и оптических сигналов, переключения, модуляции и т.д. Когерентная оптоэлектроника призвана реализовать новые принципы и методы построения производительных систем вычислительной техники, оптической связи, запоминания и обработки информации, не имеющих аналогов в традиционной радиоэлектронике.

Процесс изменения одного или нескольких параметров несущей в соответствии с изменениями параметров передаваемого сигнала (сигналов), воздействующих на нее, согласно ГОСТ 24375-80, в радиосвязи, определен термином “модуляция”. Там же, параметры несущей, которые изменяются в процессе модуляции, обозначены как информационные. По аналогии, информационными парамет-

рами когерентного оптического излучения по видимому следует считать независимые параметры плоской монохроматической волны: амплитуда напряженности поля, частота изменения поля во времени, начальная фаза колебания, вид поляризации, направление вращения поляризации, направление распространения волны (от наблюдателя или к наблюдателю), азимутальный угол направления распространения, угол распространения в вертикальной плоскости. При этом, в полностью когерентном оптическом излучении эти параметры изменяются как во времени так и в пространстве. Учитывая, что в настоящий момент в качестве источников когерентного оптического излучения используются лазеры, имеющие технические характеристики, превосходящие аналогичные, у других источников излучения предлагается считать термин “лазерное излучение” синонимом термину “когерентное оптическое излучение”.

По типу изменяемого информационного параметра модуляторы лазерного излучения по всей видимости можно классифицировать соответственно как амплитудные, частотные, фазовые, поляризационные, и не имеющие аналогов в радиотехнике, модуляторы направления (дефлекторы лазерного пучка).

Устройство управления лазерным излучением, предназначенное для изменения по заданному

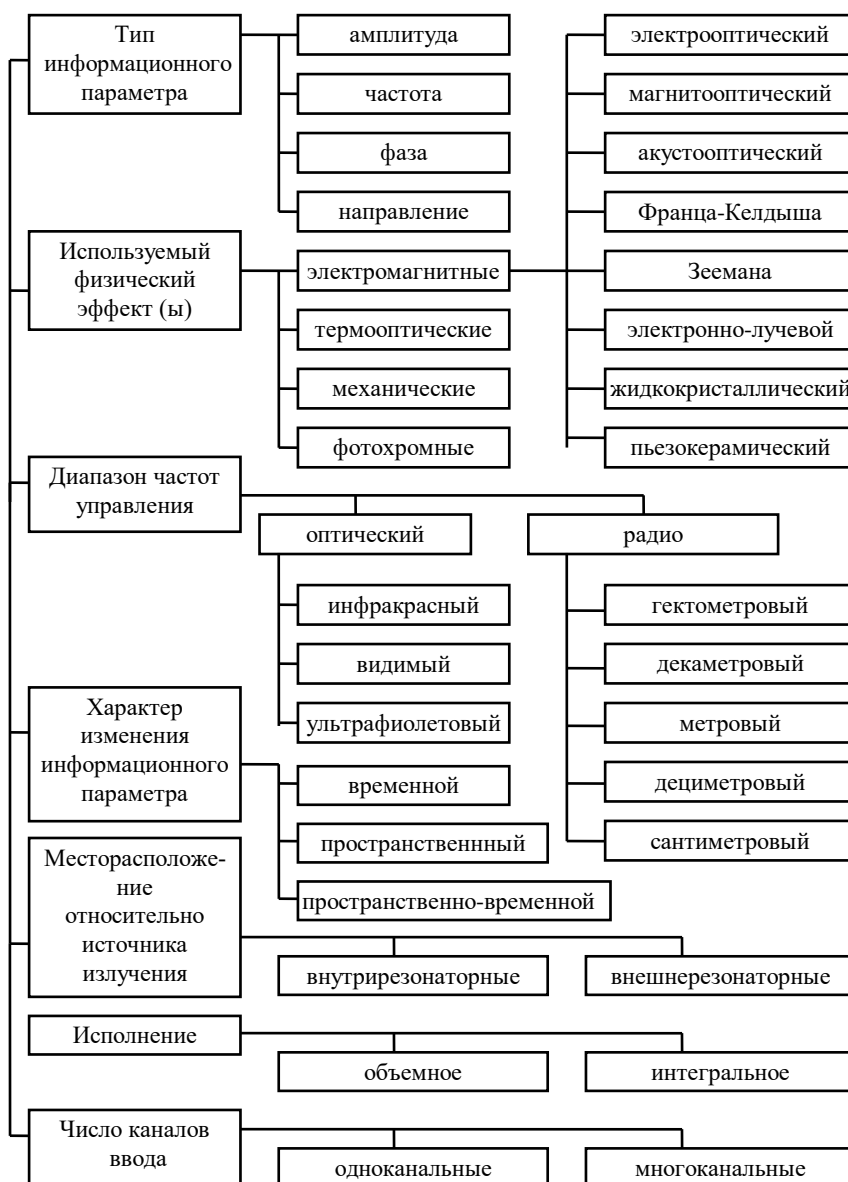


Рис. 2

закону во времени и (или) в пространстве одного или нескольких параметров лазерного излучения или положения лазерного излучения, ГОСТ 15093-75 определяет термином “лазерное модуляционное устройство”. Полный набор классификационных признаков устройства управления лазерным пучком систем оптической обработки информации очевидно не сформулирован, в связи с чем кажется целесообразным предложить следующий ряд: используемое физическое явление (эффект), тип информационного параметра (параметр лазерного излучения, куда вводится информация), диапазон частот управления устройством ввода, характер изменения информационного параметра во времени и пространстве, местоположение устройства ввода относительно источника излучения (лазера), исполнение, число каналов ввода. Результат анализа устройств управления лазерным пучком (ЛП) по предлагаемым классификационным признакам представлен на рис. 2.

В системах оптоэлектронной обработки радиосигналов получили распространение только акустооптические устройства (АОУ) управления ЛП.

Началом физической акустооптики [9,11], очевидно, следует считать исследования Л.И. Мандельштама и Л. Брилюэна (1921-22 гг) по рассеянию света на тепловых (некогерентных) акустических волнах. К 1935 году Раманом и Натом предложена теория дифракции света на ультразвуке. В 1937 году появилась работа С.М. Рытова, где сделана попытка полного обобщенного описания взаимодействия света и ультразвука. Далее, по развитию физических представлений акустооптики много сделали Л. Бергман, В. Мэзон, Р. Диксон, С.Е. Харис, из ученых стран СНГ, А.М Прохоров, Ю.В. Гуляев, В.В. Леманов, В.Н. Парыгин, В.М. Шандаров, А.А. Сташкевич. В Украине физикой явления занимаются Ю.Л. Обозненко и Е.Н. Смирнов (Киевский государственный университет). Прикладная акустооптика [8] насчитывает не более 30 лет развития и “началась” она в СНГ с работ С.В. Кулакова, В.В. Клуззина, Л.Н. Магдича, В.Я. Молчанова, А.Я. Пуговкина по созданию акустооптических устройств и систем обработки радиосигналов на их основе. С 1980 года, в Украине, создаются акустооптические устройства управления лазерным пучком для систем оптической памяти, под руководством В.В. Петрова (Киевский институт проблем регистрации информации АН НАНУ). Им же стимулируются работы по созданию новых акустооптических материалов в Ужгородском госуниверситете А.В. Богдановой. Параллельно ведутся аналогичные работы в Днепропетровском госуниверситете (кафедра электрофизики, С.А. Акимов, В.М. Горбенко). Примерно в это же время начались работы Донецкого НИИ комплексной автоматизации (И.Ф. Ватулин, В.Н. Хмара, В.И. Литвиненко, В.Л. Горлов) по созданию специальных информационно-измерительных систем обработки радиосигналов (акустооптических) и соответственно, технологии создания элементной базы и систем в целом.

Физические основы акустооптики рассмотрены в [11-14], построения приборов в [11]. В соответствии с ГОСТ 24453-80, акустооптический эффект определен как изменение показателя преломления вещества под действием акустических колебаний. По мнению автора, это определение было бы полнее если следовать работам [11,14], где акустооптический эффект определен как изменение показателя преломления сред под действием упругих волн, обусловленное фотоупругим эффектом (более общее определение). По типу информационного параметра эти устройства реализуют управление амплитудой, фазой, частотой, направлением распространения ЛП в пространстве и поляризацией. Частоты управления АОУ лежат в радиодиапазоне. Характер изменения информационного параметра может быть временной, пространственной, пространственно-временной, а месторасположение устройства — как внутри резонатора лазера так и за его пределами. Исполнение АОУ, в настоящий момент, реализуется как интегральное так и объемное, а по числу каналов ввода радиосигналов эти устройства различают как одноканальные так и многоканальные.

Единым базовым элементом любого АОУ является акустооптическая ячейка (АОЯ), основными элементами которой являются электроакустический преобразователь (ЭАП), среда акустооптического взаимодействия (АОВ) — светозвукопровод (СЗП) и поглотитель упругих колебаний — акустическая нагрузка. В качестве ЭАП, в зависимости от частот радиосигналов управления АОУ, применяют пьезоэлектрические пластины кристаллов или пьезоэлектрические пленки. В качестве СЗП преимущественно используются твердотельные среды — стекла и кристаллы. Результатом акустооптического взаимодействия акустических и оптических колебаний, распространяющихся в СЗП является дифракция лазерного пучка. Различают изотропную дифракцию, и ее режимы: Рамана — Ната, Брегга и промежуточный, а также анизотропную, коллинеарной и неколлинеарной геометрии. Структура АОУ показана на рис. 3, где приняты следующие обозначения: ВнешЭ — внешний электрод, ПЭ — пластина — пьезоэлектрическая пластина, Элемент АС — элемент акустической связи, ПП — просветляющее

покрытие, ПАЭ — поглощение акустической энергии, АП — акустический поглотитель. Модуль обеспечения эксплуатационной стабильности и АОЯ, конструктивно, практически всегда едины, так как его функции возлагаются на корпус изделия. В акустооптической ячейке выделяются узлы ЭАП, АОВ и ПАЭ. Модуль возбуждения ЭАП может быть как объединенным с АОЯ так и пространственно разнесенным, в зависимости от конструктивных особенностей прибора (системы).

Конструктивные элементы акустооптической ячейки приведены на рис. 4.

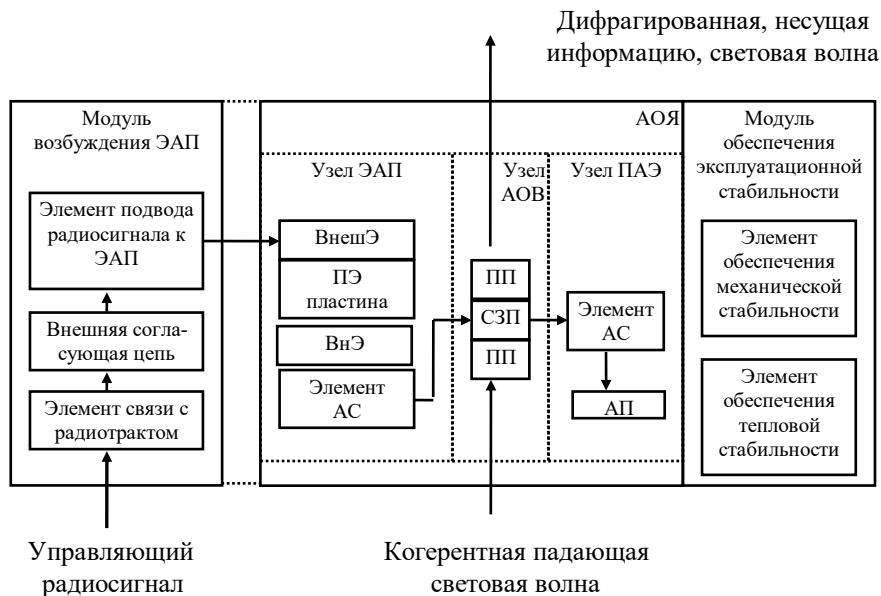


Рис. 3

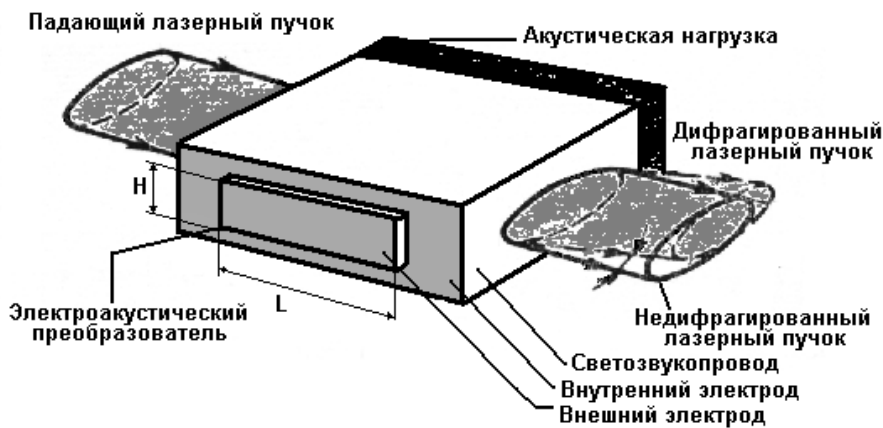


Рис. 4

Критерием режимов изотропной дифракции ЛП в АОЯ, является параметр Кляйна-Кука:

$$Q = f_0^2 L \lambda / (V^2 n), \quad (1)$$

где L — ширина столба упругой волны, V — скорость акустической (упругой) волны, n — показатель преломления фотоупругой среды (СЗП), f_0 — частота акустических колебаний упругой волны, λ — длина волны лазерного излучения. Принято считать, что если $Q \leq 0,3\pi$, справедливы соотношения теории Рамана-Ната (режим Рамана-Ната), если $0,3 < Q < 4\pi$ то имеет место так называемый промежуточный режим и при $Q > 4\pi$ имеет место режим Брегга. Режиму Рамана — Ната характерно падение однородного оптического пучка параллельно фронту акустической волны, причем в результате АОВ дифракционный

спектр взаимодействия представляет симметрично равноотстоящие по обе стороны от прошедшего (недифрагированного) пучка дифракционные порядки, причем m -му порядку дифракции соответствует поле описываемое распределением вида:

$$E_m = E_0 J_m(K_d U_{eff} \exp i [2\pi(\nu_0 + m f_0)t - m\Phi_a]), \quad (2)$$

где J_m — функция Бесселя m -го порядка; U_{eff} — эффективное напряжение радиосигнала на ЭАП; K_d — модуляционная характеристика АОЯ; E_0, E_m — напряженность поля, падающего на область акустооптического взаимодействия лазерного пучка и в m - порядке дифракции, соответственно; ν, f_0 — частота колебаний излучения лазера и управляющего радиосигнала, соответственно; Φ_a — фаза дифрагированного пучка. Угловое направление дифракционных порядков относительно нулевого (недифрагированного пучка лазера) определяется выражением:

$$\sin \Theta_m = m(\lambda / Vn) f_0, \quad (3)$$

где Θ_m — угол между направлением распространения недифрагированного лазерного пучка и пучка m -го порядка дифракции. В режиме Брегга соотношение между шириной пучка акустической волны L и длиной акустической волны Λ , при падении лазерного пучка на СЗП под небольшим углом к фронту акустической волны такое, что ЛПП пересекает более двух слоев с одинаковым показателем преломления. В этом случае необходимо выполнение условия падения ЛПП на СЗП под определенным углом (углом Брегга):

$$\sin \Theta_B = \lambda f_0 / (2V), \quad (4)$$

при этом фазы оптических волн, отраженных от обеих слоев упругой волны, совпадают и возникает селективное отражение лазерного излучения. В режиме Брегга дифракционный спектр состоит из двух порядков, соответствующих значениям $m = 0, +1$ или -1 . Распределение поля в дифракционном порядке описывается выражением:

$$E_1 = E_0 \sin(K_d U_{eff}) \exp i[2\pi(\nu_0 + f_0)t - \Phi]. \quad (5)$$

При использовании АОЯ в режиме Брегга теоретически возможно отклонение в дифрагировавший ЛПП более 98 % энергии падающего. Реально, с учетом свойств просветляющих покрытий, доля энергии дифрагированного излучения составляет 90-95 % [6].

Приведенные функции преобразования АОЯ, работающих в режимах Рамана — Ната и Брегга (2,5), позволяют сделать заключение, что с ее помощью можно осуществить одновременно и независимо управление амплитудой, фазой и частотой (или направлением распространения) дифрагированного ЛПП, регулированием амплитуды и частоты управляющего радиосигнала. Основываясь на результатах работ [11,14] необходимо отметить, что при использовании анизотропной брегговской дифракции, возможно управление еще и пространственным положением плоскости поляризации ЛПП.

Таким образом акустооптические устройства управления лазерным пучком на основе изотропной дифракции по типу информационного параметра можно реализовать как амплитудные, частотные, и фазовые направления, при этом они будут отличаться видом модуляционной характеристики а также схемотехникой входной и выходной оптики прибора.

Входящая в выражения (2,5) модуляционная характеристика АОЯ — K_d , является функцией фотоупругих свойств среды АОВ, геометрии АОВ и коэффициента преобразования энергии радиосигнала в акустическую.

В физической и прикладной акустооптике [2; 4-8; 11-14] эта характеристика получила название частотнозависимой акустооптической эффективности дифракции, и в режиме Брегга, для АОЯ определяется:

$$K_d = (I_1 / I^0) = (\pi^2 P_0 L M_2 / 2H\lambda^2 \cos^2 \Theta) e^{-\alpha h}, \quad (6)$$

где I_1 — интенсивность дифрагированного АОЯ (выходного) лазерного пучка; I^0 — интенсивность падающего (входного) лазерного пучка; $P_0 = PK_p$ — мощность управляющего акустического сигнала; P — мощность управляющего радиосигнала; K_p — коэффициент потерь преобразования электроакустического преобразователя мощности радиосигнала в акустическую; $e^{-\alpha h}$ — коэффициент, учитывающий частотную зависимость затухания акустической волны — α и расстояние от ЭАП до области акустооптического взаимодействия h ; H — высота ЭАП, Θ — угол отклонения дифрагированного лазерного пучка; $M_2 = n^6 p^2 / (\rho V^3)$ — акустооптическая добротность среды АОЯ; p — фотоупругая постоянная среды АОЯ (СЗП); ρ — плотность СЗП. Кроме этого, при проектировании АОУ необходим учет коэффициента передачи света АОЯ в виде:

$$K_t = (1 - R^2) e^{-K_\lambda l}, \quad (7)$$

где R и K_λ — коэффициенты отражения и светопоглощения СЗП; l — толщина СЗП для проходящего лазерного пучка.

Применение формирующей (входной и выходной) линзовой оптики при реализации на АОЯ конкретного АОУ требует учета световых потерь в ней. В этом случае общий K_t будет определяться:

$$K_t = K_{t_1} K_{t_2} \dots K_{t_n}, \quad (8)$$

где $K_{t_i} = (1 - R_i^2) e^{-K_{\lambda_i} l_i}$ — коэффициент передачи света отдельных элементов оптического тракта.

Акустооптическая ячейка, по существу имеет два входа, по свету и управляющему радиосигналу. Величину численно равную произведению частотнозависимой акустооптической эффективности дифракции на коэффициент пропускания АОЯ по свету, предлагается назвать электроакустооптическим коэффициентом передачи АОЯ:

$$K_T = K_d K_t.$$

Определив акустооптическую ячейку как базовый элемент акустооптических устройств, необходимо отметить следующее.

В оптоэлектронике сложившиеся традиции исповедуют терминологию как радиоэлектроники так оптического приборостроения, в связи с чем при однозначном определении функционального назначения устройства, существует необходимость обозначить и целевое назначение системы, где оно применяется. В связи с чем предлагается:

- устройство управления лазерным пучком, принцип действия которого основан на акустооптическом эффекте, предназначенное для использования в качестве элемента ввода информации в оптоэлектронные системы спектрального и корреляционного анализа радиосигналов, реализующее линейные преобразования энергии управляющего радиосигнала в энергию лазерного пучка, а частоты радиосигнала, в угол отклонения пучка, определить как акустооптический модулятор (АОМ);

- устройство управления лазерным пучком, принцип действия которого основан на акустооптическом эффекте, предназначенное для использования в качестве элемента ввода информации в оптоэлектронные системы спектрального и корреляционного анализа радио и оптических сигналов, реализующее задержку энергии импульса лазерного пучка во времени по отношению к управляющему дискретному радиосигналу (радиоимпульсу), определить как акустооптическая линия задержки (АОЛЗ);

- устройство управления лазерным пучком, принцип действия которого основан на акустооптическом эффекте, предназначенное для использования в качестве элемента ввода информации в оптоэлектронные системы записи, хранения и считывания информации, реализующее преобразование энергии управляющего дискретного радиосигнала в энергию лазерного пучка дискретного во времени и близкого по форме к прямоугольной, определить как акустооптический затвор (АОЗ);

- устройство управления лазерным пучком, принцип действия которого основан на акустооптическом эффекте, предназначенное для использования в качестве элемента ввода информации в оптоэлектронные системы записи, хранения и считывания информации, реализующее непрерывное отклонение лазерного

пучка, при заданном уровне изменения его энергии, на угол пропорциональный непрерывно изменяющейся частоте управляющего радиосигнала, определить как акустооптический дефлектор (АОД); устройство основанное на том же принципе действия, реализующее дискретное отклонение лазерного пучка при заданом уровне отклонения его энергии, в результате преобразования дискретно изменяющейся частоты радиосигнала, определить как акустооптический сканер (АОС).

В завершение необходимо отметить что на основе АОЯ, используя анизотропную дифракцию света на акустических волнах, возможна реализация так называемого акустооптического фильтра (АОФ), предназначенного для селекции оптических сигналов, при поступлении на ее вход управления, соответствующих радиосигналов.

Список литературы: 1. *Воскресенский Д.И., Гринев А.Ю., Воронин Е.Н.* Радиооптические антенные решетки. Радио и связь. 1985. 2. Оптическая обработка информации. Радиоэлектроника (состояние и тенденции развития). Обзор по материалам иностранной печати. № 3, 1992. С. 56-88. 3. *К. Престон* Когерентные оптические вычислительные машины. М.: Мир. 1974. 4. *Данилов В.В.* Процессор радиосигналов на основе волоконно-оптической матрицы. Материалы VI международной научно-технической конференции "ВОЛСПИ-95". Запорожье. 1996. С. 38-39. 5. *Петров В.В., Крючин А.А., Токарь А.П., Шанойло С.М., Сандул В.Я.* Оптико-механические запоминающие устройства. Киев: Наук. думка. 1992. 152 с. 6. *Белик Т.В., Данилов В.В., Деркаченко Е.В.* и др. Лазерное модуляционное устройство. Приборы и техника эксперимента. № 4, 1992. С. 236-237. 7. *Андреев А.А., Гусев О.Б., Данилов В.В.* и др. Акустооптический анализатор спектра. Приборы и техника эксперимента. № 6, 1992. С. 205. 8. *Данилов В.В.* Материалы и технология реализации акустооптических устройств. Материалы VI международной конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". Севастополь. 1996. С. 452-455. 9. *Елинсон М.И.* Оптоэлектроника (Попытка объективной оценки перспектив). М., Знание, 1977. 10. *Основы оптоэлектроники.* Пер. с яп. М.: Мир. 1988. 11. *Клудзин В.В.* Физические основы построения акустооптических устройств. Издательство Ленинградского электротехнического института. 1980. 12. *Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 13. *Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.* Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука. 1970. 14. *Ярив А.* Введение в оптическую электронику. Пер. с англ. Г.Л. Киселева. Под ред. О.В. Богданова. М., Высшая школа, 1983.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 16.06.99

ВПЛИВ ОСНОВНИХ КОНСТРУКЦІЙНИХ ПАРАМЕТРІВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАТОРНОЇ СИСТЕМИ ПРИБЛАДІВ НВЧ

Активне використання енергії мікрохвильового діапазону в побуті, промисловості та медицині обумовлює розвиток досліджень щодо поліпшення енергетичних характеристик активних приладів цього діапазону. Однією з актуальних задач цього напрямку є поліпшення вихідних характеристик генераторних приладів зі схрещеними полями.

Вихідні характеристики таких приладів значною мірою визначаються резонансними характеристиками коливальних систем, що використовуються. Найважливішою з таких характеристик є дисперсійна характеристика коливальної системи приладу. За допомогою власне дисперсійної характеристики не можливо оцінювати роботу систем зі схрещеними полями. Докладному описові дисперсійних характеристик НВЧ-приладів присвячено велику кількість робіт [1-13], але в цих працях майже нічого не згадується про значення інших параметрів анодної системи таких приладів.

При аналізі й синтезі резонаторної системи магнетронів дуже важливо визначити вплив її конструкційних параметрів не тільки на саму дисперсійну характеристику, але й на такі важливі з точки зору використання резонаторної системи параметри, як розділення мод, зміщення частоти коливань тощо.

Конструкційні параметри анодного блоку магнетронів умовно можна поділити на дві групи.

Перша група (умовно назвемо її основною) параметрів містить такі параметри, без яких принципово неможливе існування самої анодної системи, бо ці параметри пов'язані з анодним блоком: кількість резонаторів, діаметри катоду, аноду та ламелей, товщина ламелі, товщина анодного блоку.

Друга група (умовно назвемо її додатковою) містить параметри, які пов'язано з в'язками: середній діаметр, відстань між в'язками, їх товщина та висота.

Таким чином метою цієї статті є теоретичні дослідження впливу першої групи конструкційних параметрів на характеристики анодної системи приладів НВЧ.

За базовий прилад для досліджень вибрано широко відомий магнетрон М 105, котрий використовується у мікрохвильових пічках та у багатьох промислових та медичних установках.

З теоретичних досліджень випливає, що співвідношення між діаметрами катоду та аноду майже не впливає на характеристики анодної системи приладів зі схрещеними полями.

На рис. 1 - 3 наведено результати обчислень впливу першої групи конструкційних параметрів на частоту базового коливання, сусідньої моди, коливань у вищій смузі та розділення мод. На наведених рисунках літерою *a* позначено залежність частот: 1 — π — мода; 2 — $N/2 - 1$ — мода; 3 — другої смуги, літерою *б* позначено розділення між π — модою та сусідньою.

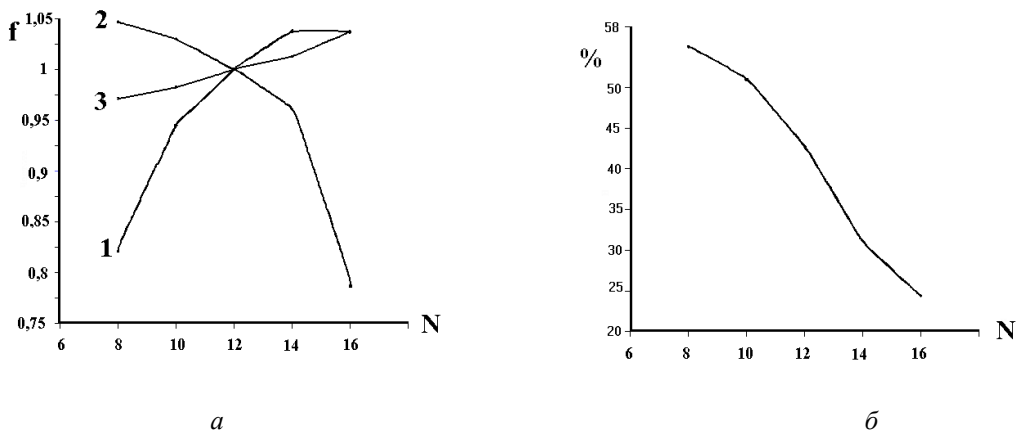


Рис. 1

З результатів теоретичних досліджень випливає, що збільшення кількості резонаторів у два рази призводить до збільшення частоти π — моди на 20 %. Водночас частота сусідньої моди $N/2 - 1$ зменшується на 45 %, що в свою чергу призводить до зменшення розділення між π — та $N/2 - 1$ — модами, як це наведено на рис. 1, б.

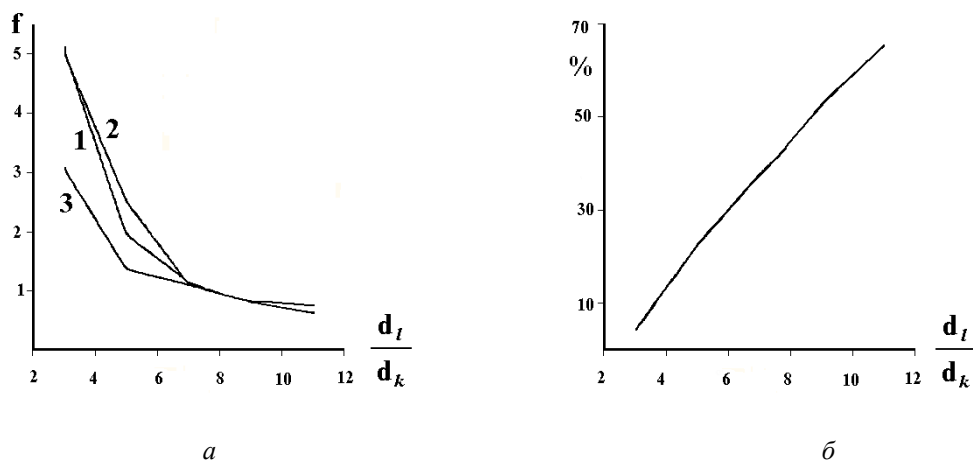


Рис. 2

Дослідження впливу співвідношення між діаметрами ламела та катоду, результати яких наведено на рис. 2., показує, що збільшення співвідношення d_l/d_k призводить до зменшення частот всіх мод й в усіх смугах. Така поведінка частоти мод коливальної системи призводить до збільшення розділення між π — та сусідньою модою.

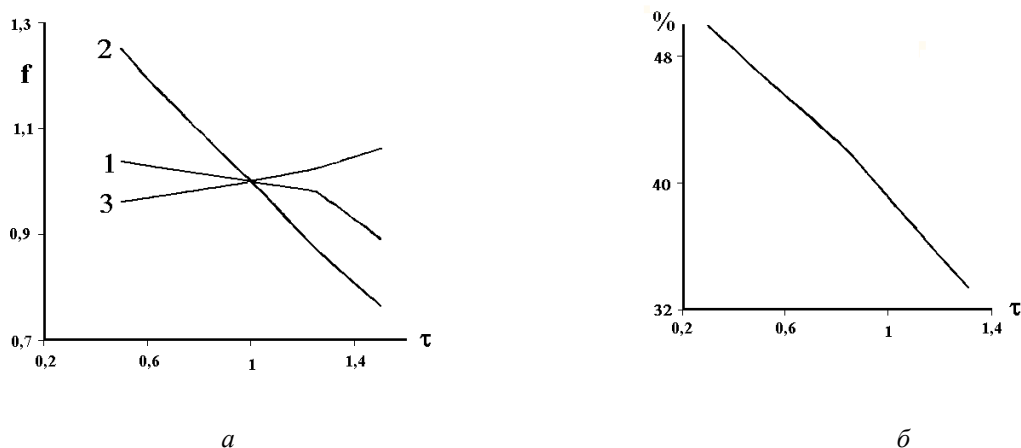


Рис. 3

З теоретичних результатів досліджень впливу товщини ламелі τ на характеристики приладів зі схрещеними полями випливає, що збільшення товщини ламелей призводить до зменшення частот коливань у першій смузі й незначного збільшення частот коливань у другій. При цьому розділення між π — та сусідньою модою, як наведено на рис. 3, б, зменшується.

З результатів досліджень впливу першої групи параметрів на характеристики резонаторної системи приладів зі схрещеними полями випливає, що для визначення якісної поведінки характеристики достатньо провадити дослідження, використовуючи анодний блок без в'язок, що надає змогу користуватися більш простими рівняннями. Але для отримання кількісних результатів необхідно користуватися повною системою.

Таким чином варіюючи основними конструкційними параметрами анодної системи приладів НВЧ, можна деякою мірою поліпшувати роботу приладу за частотою генерації основного коливання, частотою пропускання вищих смуг та розділенням коливань сусідніх мод.

Список літератури: 1. *Гвоздовер С.Д.* Теория электронных приборов сверхвысоких частот. Гостехиздат, 1956 2. *Коваленко В.Ф.* Введение в электронику сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1955 3. *Магнетроны сантиметрового диапазона* / Пер. под ред. А.С. Зусмановского, Сов. радио. Т. 1, 1950. Т. 2, 1951. 4. *Нисимаки.* Спектр видов колебаний магнетронов со связками. Электронные сверхвысоко-сокочастотные приборы со скрещенными полями. Т.1. Пер. под ред. М.М. Федорова, Изд-во иностранной литературы, 1961. С. 98 - 103. 5. *Okress E.S.* A magnetron resonator system J. Appl. Phys., 1947. Vol. 18. N 12. P. 1098 6. *Силин Р.А., Сазонов В.П.* Замедляющие системы. М.: сов. радио, 1966. 632 с. 7. *Андрушко Л.М., Марков С.Е.* К вопросу о расчете замедляющих систем по заданным частотным характеристикам методом теории цепей. Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1970. Вып. 2. С. 53 - 61. 8. *Замедляющие системы.* Ч.2. Замедляющие системы спирального типа / Л.Ф. Тесленко, Е.Г. Губарева, О.Н. Вещикова и др. Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ, 1977. Вып. 16. 140 с. 9. *Замедляющие системы.* Ч.3. Замедляющие системы штыревого типа / Л.Ф. Тесленко, А.В. Иванова, И.А. Светилцина и др. Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ, 1977. Вып. 16. 113 с. 10. *Замедляющие системы.* Ч. 4. Резонаторные замедляющие системы / Л.Ф. Тесленко, А.В. Иванова, А.Д. Лебединская и др. Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ, 1977. Вып 19. 120 с. 11. *Замедляющие системы.* Ч.5 Резонаторные замедляющие системы / Л.Ф. Тесленко, А.В. Иванова, И.А. Светилцина и др. Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ, 1977. Вып 18. 104 с. 12. *Тараненко З.И., Трохименко Я.К.* Замедляющие системы. Киев: Техніка, 1965. 307 с. 13. *Григорьев А.Д., Янкевич В.Б.* Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ: Численные методы расчета и проектирования. М.: Радио и связь, 1984. 248 с.

*Харківський державний технічний
університет радіоелектроніки*

Надійшла до редколегії 23.06.99

ЭФФЕКТИВНОСТЬ НЕРАВНОМЕРНОГО КОДИРОВАНИЯ В РЕАЛЬНЫХ КАНАЛАХ НИЗОВЫХ ЗВЕНЬЕВ АСУ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МНОГОПОЗИЦИОННЫХ ВРЕМЕННЫХ СИГНАЛОВ

В настоящее время большая часть телефонных станций СНГ использует механическое коммутационное оборудование, что и отражается на качестве коммутируемого телефонного канала. Одним из наихудших по качеству соединений внутри города является соединение абонента УПАТС1 через ДШАТС1 (декадно-шаговой АТС), через УВС (узел входящих сообщений, обычно одна ступень ГИ), через ДШАТС2 с абонентам другой УПАТС2 (рис. 1). При использовании аппаратуры передачи данных на данном (низовом) канале (например, модема) качество соединения отражается как на достоверности принятой информации, так и на скорости ее передачи. Авторами были проведены измерения параметров потока искажений сигналов и ошибок на канале показанном на рис. 1.

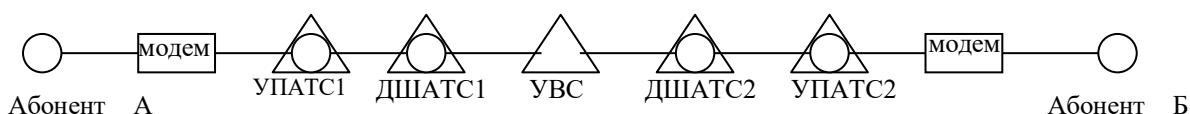


Рис. 1

При этом в качестве аппаратуры передачи данных использовался модем с ЧМ по протоколу V.21 на приеме и на передаче. После модема преобразованный сигнал поступал по RS-232 на ЭВМ, где, согласно разработанным алгоритмам и программ, производилась обработка результатов измерений.

Программы позволяли производить измерения на приеме и рассчитывать статистические параметры:

1. длительности пропадания сигнала на выходе модема при передаче сигнала (1) и сигнала (0);
2. вероятности ошибочного приема сигнальных конструкций разрядно-цифрового кода (РЦК) длительностью n при регистрации в средней точке;
3. параметров искажений сигнальных конструкций многопозиционных временных кодов.

Длительность пропадания сигнала дает нижнюю оценку вероятности возникновения ошибки в канале для любых последовательностей. В таблице 1 представлены результаты измерения прерываний сигналов "1" и "0": общее время измерения (T_0), средняя длительность перерывов (\bar{t}_0), расстояние между перерывами сигнала (L), дисперсия (D), среднее квадратическое отклонение (σ) и число прерываний сигнала за час (γ) [в таблице E+X обозначает 10^x].

Таблица 1

Сигнал	Характеристики	F=700 Гц	F=1200 Гц
Нажатие "1"	$T_0, \text{мс}$	25E+7	12,5E+7
	$t_0, \text{мс}$	0,65	0,27
	$L, \text{мс}$	5001	2478
	$D, \text{мс}$	1,057	0,45
	$\sigma, \text{мс}$	1,028	0,67
	$\gamma, \text{1/час}$	368	751
Нажатие "0"	$T_0, \text{мс}$	25E+7	12,5E+7
	$t_0, \text{мс}$	0,647	0,29
	$L, \text{мс}$	4984	2510
	$D, \text{мс}$	1,051	0,47
	$\sigma, \text{мс}$	1,025	0,686
	$\gamma, \text{1/час}$	361	737

При этом средняя длительность дроблений и среднее квадратическое отклонение определялись по формулам [3]:

$$\bar{t}_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_i, \quad (1)$$

где t_i — i -длительность прерывания, n — общее число прерываний.

$$\sigma = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \sqrt{(t_i^2 - \bar{t}_0^2)}. \quad (2)$$

Из данных таблицы следует, что время искажений сигнала составляет $t_0 \gamma / \text{час} = 0,2\%$ от общего времени передачи, т.е. "хорошее" состояние канала составляет 99,8 %.

С целью определения влияния коммутационных приборов на искажение канала были произведены измерения на выделенной линии [Leased Line] (две абонентские линии скросированных). Статистические характеристики данного канала показаны в таблице 2.

Таблица 2

Сигнал	Характеристики	F=700Гц	F=1200 Гц
Нажатие	T_0 , мс	25E+7	12,5E+7
"1"	t_0 , мс	0,48	0,11
	L, мс	4376700	2178456
	σ , мс	0,87	0,09
	γ , 1/час	0,178	0,28
Нажатие	T_0 , мс	25E+7	12,5E+7
"0"	t_0 , мс	0,5	0,13
	L, мс	4376700	2231019
	σ , мс	0,95	0,1
"0"	γ , 1/час	0,159	0,26

Сравнивая данные таблиц 1 и 2, видно, что на выделенной линии прерываний сигнала за час (γ) на три порядка меньше при одинаковой средней длительности прерываний сигнала.

С целью оценки параметров искажений блоков при РЦК были проведены измерения количества искаженных блоков (N-элементов в блоке) за определенное время измерений при передаче испытательного текста на различных скоростях модуляции $B = 100, 200, 600$ бод в полосе частот $\Delta F = 700$ Гц с регистрацией в средней точке (таблица 3).

Таблица 3

Скорость, бод	100							200							600								
	Р _{ош} (n)	кратность ошибки						Р _{ош} (n)	кратность ошибки						Р _{ош} (n)	кратность ошибки							
n=1	3,4E-4	80	19	1	0	0	0	3,57E-4	95	5	0	0	0	0	0	4E-4	98	2	0	0	0	0	0
n=8	7,1E-4	70	15	14	11	0	0	9,78E-4	81	14	5	0	0	0	0	1,67E-3	83	14	3	0	0	0	0
n=16	1,1E-3	60	15	8	6	6	3	1,78E-3	72	16	8	4	0	0	0	2,5E-3	73	18	6	3	0	0	0
n=32	2E-3	43	19	12	12	7	5	2,9E-3	61	17	11	6	6	0	0	3,74E-3	61	21	9	6	3	0	0
n=45	2,6E-3	36	21	14	12	8	5	3,4E-3	50	19	15	8	7	1	0	4,5E-3	55	21	10	7	5	2	0
n=64	3,9E-3	29	23	16	13	10	6	4,17E-3	40	20	16	12	8	4	5	5,89E-3	50	22	11	8	6	3	0
n=93	4,5E-3	28	22	16	13	10	6	4,8E-3	35	20	16	12	9	5	5	8,3E-3	43	22	12	9	7	4	3
n=128	5E-3	28	21	17	14	10	7	6,82E-3	30	20	17	13	10	7	5	9,48E-3	38	23	13	10	8	5	4

Как видно из таблицы 3, при увеличении длины блока вероятность поражения блока растет, при этом уменьшается вероятность появления блоков с однократными ошибками, а растет вероятность появления ошибочных блоков с 2-мя и более количеством ошибок в блоке. Были проведены измерения смещения значащего момента воспроизведения (ЗМВ) за величину ϵ . В таблице 4 представлена вероятность смещения ЗМВ за величину ϵ , выраженную в процентах от t_0 , а также среднее квадратическое отклонение для скоростей 600 бод в полосе частот $\Delta F = 700$ Гц.

Таблица 4

B, бод	600
ϵ , %	10
$P_{см}$	6,7E-3
σ , %	2

Среднее квадратическое отклонение определялось по формуле:

$$\delta = 2\epsilon * \Psi^{-1}(0,5 - P_{ош}), \quad (3)$$

где Ψ^{-1} — обратная функция Крампа.

Как видно из таблицы 4, значение среднее квадратическое отклонение смещение ЗМВ не превышает 2 % при $\epsilon = 10$ % t_0 , т.е. можно попробовать повысить скорость передачи информации РЦК выше скорости оптимальной для данного канала (предела Найквиста).

Так как использовался модем с частотной модуляцией, то взаимосвязь среднее квадратическое отклонения и отношения сигнал/шум определяется [3]:

$$\sigma = \frac{1}{4h}, \quad (4)$$

т.е. при $\sigma = 2$ % отношение сигнал/шум $h = 12,5$.

Так как почти все время канал находится в “хорошем” состоянии, то увеличение скорости передачи сигнальных конструкций РЦК выше предела Найквиста должно дать ту же вероятность ошибки при увеличенной скорости передачи информации.

На рис 2 показаны зависимости между вероятностью ошибки элемента и скорости передачи выше предела Найквиста в μ раз [5].

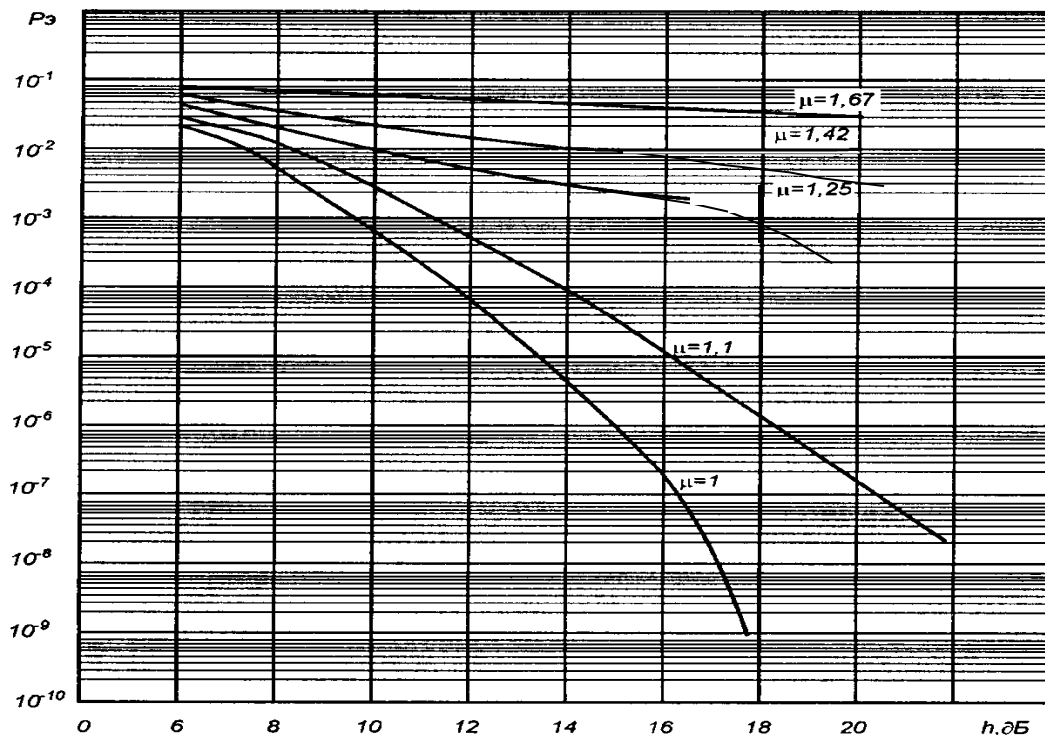


Рис. 2

Как видно из рис. 2, увеличение скорости передачи приводит к резкому возрастанию вероятности ошибки элемента, следовательно, применение РЦК со скоростью передачи выше предела Найквиста нецелесообразно.

Реализовать в бинарном канале передачу информации со скоростью модуляции выше предела Найквиста можно, используя многопозиционные временные сигналы при базовом информационном элементе $t_c < t_0$.

В многопозиционных временных сигналах (МВС) информация о передаваемом символе заложена не в значениях отдельных отсчетов, а в местах нахождения значащих моментов модуляции (ЗММ) и на интервале формирования сигнальных конструкций. В качестве базового элемента при МВС выбирается некоторый временной интервал Δ , длительность которого меньше найквистового для разрядно цифровых сигналов в S раз $\Delta = t_0 / S$. Но для уменьшения межсимвольных искажений расстояния между ЗММ выбирается $t_c > S \Delta$.

При рассмотрении МВС кодовые слова представляют собой комбинации с количеством базовых элементов $i = mS$ (m -длительность кодовой комбинации в единичных элементах $m = T_c / t_0$). Скорость передачи в таких сигналах увеличивается за счет возможности получения большого числа реализаций $N_p > 2^m$ на интервале $T_c = mt_0$. Общее число реализаций при заданном i количестве переходов и заданной длительности сигнала [2]:

$$N_p = C_{ms-i(S-1)}^i \quad (5)$$

Указанный метод предусматривает реализацию сигнальных конструкций на заданной постоянной длительности. В данном методе признаками кодового слова являются:

- а) число переходов;
- б) заданная длительность сигнальной конструкции;
- в) начало отсчета.

Рассмотрим формирование сигнальной конструкции с одним переходом на интервале $T_c=2t_0$ при $S=7$, представленной на рис. 3.

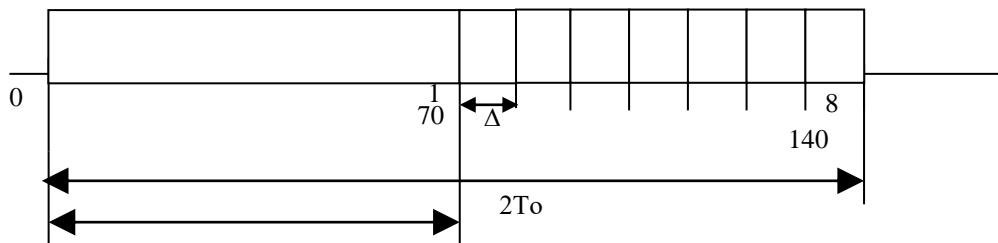


Рис. 3

Принцип кодирования информации состоит в следующем: после очередного перехода (0) новый переход может быть расположен в точках $1 \div 8$, смещенных на величину $\Delta = t_0 / 7$ ($S=7$). Следовательно, каждое из положений соответствует одному из 8-и трех элементарных кодовых слов разрядно-цифрового кода (РЦК). Если считать, что все переходы равновероятны $P_i = P_1 = P_2 = \dots = P_8 = 1/8$, то средняя длительность сигнала $\bar{\tau}_c$

$$\bar{\tau}_c = \sum_{i=0}^{n-1} P_i(t_0 + i\Delta), \quad (6)$$

где n -число возможных переходов.

$$\bar{\tau}_c = (84/56) t_0 = 1,5 t_0.$$

Так как один переход несет 3 бита информации, а средняя длительность равна $1,5 t_0$, то в среднем на интервале t_0 передается 2 бита информации.

Были проведены оценки эффективности использования сигнальных конструкций МВК с числом информационных переходов в блоке $i=15$ и $i=31$. Для этих блоков средняя длина составляет 22,5 и 46,5 t_0 соответственно. Дополнительно для определения конца блока вводились избыточные сигналы: для блока $i=15$ – это 16 сигнал с постоянной длительностью $2 t_0 + \Delta$, а для блока $i=31$ – это 32 и 33 сигналы с постоянной длительностью $2 t_0 + \Delta$. При регистрации на приеме под искаженными понимались блоки, у которых произошло:

1. смещения одного из ЗММ на величину $\sigma \geq \sigma_{зад}$;
2. появление дополнительного перехода;
3. искажены синхросигналы.

В таблице 5 представлены примеры блоков МВК с указанием расстояния между ЗММ на передаче и на приеме. Ошибочно принятые элементы блока в таблице 5 подчеркнуты. Прием производится анализом длительности сигнала между ЗММ методом многократной пробы. В данном эксперименте на интервал t_0 производилось 70 отсчетов, а величина Δ соответственно 10 отсчетов.

Таблица 5

Параметры МВК	$S=7$ $i=15$ и один сигнал синхронизации длительностью $T_0+\Delta$
Блок переданный	70,80,90,140,130,100,120,110,140,100,70,120,80,90,130,150
Ошибочно принятый блок	<u>62,87,91,138,131,101,119,108,141,102,73,117,79,91,130,151</u>
Ошибочно принятый блок	<u>71,79,92,51,19,69,131,101,137,92,141,99,71,121,78,90,131,73,79</u>
Параметры МВК	$S=7$ $i=31$ и два сигнала синхронизации длительностью $2T_0+\Delta$
Блок переданный	70,80,90,140,130,100,120,110,140,100,70,120,80,90,130,110,70,80,90,140,130,100,120,110,140,100,70,120,80,90,130,150,150

Продолжение таблицы 5

Ошибочно принятый блок	71,78,92,141,129, <u>71,18,31,99</u> ,111,138,100, <u>41,11,21,25,6,15</u> ,81,92,128,111,71,82,88,137,131,101,117,111,140,103,71,120,80,91,129,150,151
Ошибочно принятый блок	71,79,92,141, <u>141,88</u> ,120,111,142,99,71,122, <u>31,19,29</u> ,90,131,118,69,81,90,142,127,103,119,110,141,102,68,121,78,89, <u>142,138</u> ,150

На приемном конце применялся алгоритм сглаживания дроблений $t_c < t_0/2$. В таблице 5 сигналы, которые исправляются алгоритмом, показаны курсивом. Сигналы, показанные жирным и курсивом, исправляются неверно, т.е. восстанавливается истинное количество переходов в блоке, но эти элементы приняты неверно.

В таблице 6 приведено распределение различных видов искажений блоков $i=16$ и $i=33$, одного элемента блока и синхросигналов.

Таблица 6

$i=16$	Р бл	Р эл	Р син. 1 эл.
Рдр< $t_0/2$	2,00E-03	1,70E-04	1,1E-4
Рсм	3,50E-03	3,40E-04	3,1E-4
Рсм-др+	1,23E-3	0,93E-4	2E-5
Рдр> $t_0/2$	2,02E-4	1,8E-7	
Рсм-др-	6,8E-5	6,82E-6	
Σ	5,50E-03	5,10E-04	4,30E-04
$i=33$	Р бл	Р эл	Р син. 2 эл.
Рдр< $t_0/2$	2,81E-03	1,63E-04	1E-5
Рсм	4,90E-03	3,30E-04	2,8E-5
Рсм-др+	1,60E-03	1,1E-4	2E-6
Рдр> $t_0/2$	3,03E-4	9E-8	
Рсм-др-	8,7E-5	6,91E-6	
Σ	9,31E-03	4,93E-04	4,00E-05

где Рдр < $t_0/2$ — вероятность появления дробления длительностью < $t_0/2$; Рсм — вероятность смещения ЗММ на величину $> \Delta/2$; Рсм-др+ — вероятность появления дополнительного перехода из-за дробления без возможности восстановления истинного ЗММ; Рдр > $t_0/2$ — вероятность появления дробления длительностью > $t_0/2$; Рсм-др — вероятность уменьшения числа ЗММ без возможности восстановления истинного ЗММ; Рбл — вероятность ошибочного приема блока; Рэл — вероятность ошибочного приема ЗММ; Рсин. эл. — вероятность ошибки синхросигналов для блока $i = 15$ одного, а для $i = 3$ двух.

Данные таблицы 6 показывают, что искаженные блоки с длительностью прерывания $t_c < t_0/2$ составляют 25 % - 30 % от всех искаженных блоков. Это говорит о целесообразности введения алгоритма для сглаживания “мелких” дроблений.

После применения на приеме алгоритма для сглаживания “мелких” дроблений вероятность ошибочного приема блока $i = 16$ $P_{ош\ бл} = 3,6E-3$ и $i = 33$ $P_{ош\ бл} = 6,3E-3$.

Сравнивая вероятности ошибки блока таблицы 3 для блоков разрядно-цифрового кода длиной $n = 45$ ($P_{ош} = 4,51E-3$) и $n = 93$ ($P_{ош} = 8,12E-3$) на скорости 600 бод и полосе 700 Гц с вероятностями появления ошибочных блоков МВК для $i = 16$ ($P_{ош} = 3,6E-3$) и $i = 33$ ($P_{ош} = 6,3E-3$), видно, что вероятность появления ошибочных блоков МВК в 1,2 меньше, чем у блоков разрядно-цифрового кода несущих такое же количество информации. Подчеркнем, что скорость передачи информации при использовании блоков МВК почти в два раза выше, чем при РЦК.

Вывод

Формирование сигнальных конструкций неравномерных МВК, у которых расстояние между смежными ЗММ несет информацию о трех битах информации, позволяет увеличить скорость передачи до двух раз при меньшей вероятности ошибки на знак даже в плохом канале (коммутируемом канале ГТС) по сравнению с сигнальными конструкциями РЦК.

Список литературы: 1. Захарченко Н.В. Применение микропроцессоров и ПЭВМ в сетях и устройствах связи. К.: Техніка, 1993. 138 с. 2. Расчет эффективности совместного использования РЦК и МВК // Учеб. пособие / Под ред. Н.В. Захарченко, УГАС, Одесса, 1996. 68 с. 3. Элементы теории передачи дискретной информации // Под ред. Л.П. Пуртова. М., Связь, 1972. 232 с. 4. Захарченко Н.В. Выбор средств связи АСУ // Учеб. пособие, УГАС, Одесса, 1975. 110 с. 5. Система электросвязи // Под ред. Захарченко Н.В., К.: Техніка. Т. 2. 1998 г.

Техникум связи, г. Одесса, академия связи им. Попова

Поступила в редколлегию 25.05.99

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ПОТЕРЬ ПРИ РРВ В ДИАПАЗОНАХ ОВЧ И УВЧ В ИНТЕРЕСАХ ЭМС

Диапазоны ОВЧ и УВЧ интенсивно наполняются все новыми радиоэлектронными средствами и системами связи, в первую очередь подвижными, что усугубляет электромагнитную обстановку и обостряет проблему ЭМС. Возникает необходимость поиска резервов для решения указанных проблем. Эти резервы следует искать во множестве частотно-территориальных разносов, других физических параметров с учетом реальных физико-географических условий. В основе этих решений лежат методики анализа ЭМС и модели РРВ, на базе которых эти методики созданы.

В качестве базового, как и в других диапазонах, берется уравнение передачи:

$$P_{np} = P_{nep} + G_{nep} + G_{np} + \Delta_{\Sigma} - L_{\phi np} - L_{\phi nep} - L, \quad (1)$$

где P_{nep} — мощность передатчика, влияющего на вход анализируемого приемника; G_{nep} (G_{np}) — коэффициенты усиления передающей (приемной) антенн; $L_{\phi nep}$ ($L_{\phi np}$) — потери в передающем (приемном) фидерах; Δ_{Σ} — поправочный коэффициент, учитывающий взаимную ориентацию антенн и их поляризацию (рассчитывается по методике, приведенной в [6]); $L = W_{ce} + W_{don}$ — коэффициент, учитывающий потери на трассе РРВ, $W_{ce} = 20 \cdot \lg \frac{\lambda}{4\pi R}$ — ослабление в свободном пространстве, где R — расстояние интервала РРВ; λ — длина волны; W_{don} — дополнительные затухания за счет других механизмов РРВ: дифракция, отражение от подстилающей поверхности волны, закрытие трассы и др.

Особую сложность составляют расчеты L для закрытых трасс, где основным механизмом РРВ на коротких интервалах (до 30...50 км) является дифракционный механизм. На более протяженных интервалах преобладает тропосферный эффект, который проявляется при мощностях передатчиков в десятки и сотни Ватт. Несмотря на то, в научной литературе вопрос оценки потерь при РРВ рассмотрен довольно широко, точные методы расчета сложны, при этом требуется подробный анализ профиля трассы. Специалисту в области ЭМС необходимы упрощенные методы расчета, позволяющие во многих практических случаях выполнить инженерный анализ величины затухания сигналов на трассах распространения (L) достаточно оперативно, особенно при большом числе анализируемых РЭС.

Часто при оценке потерь при РРВ вместо множителя L используют величину напряженности поля в точке приема E . Связь между названными величинами следующая: $E = 139 + 20 \lg f - L$, где f — частота в МГц.

В основе предлагаемого алгоритма положены рекомендации ИТУ, выбранные для диапазонов ОВЧ и УВЧ [1,3,4,5] для мобильных и стационарных систем связи. Упрощенный алгоритм расчета приведен на рис. 1.

Исходными данными являются: расстояние, на котором определяется напряженность поля R , км; параметр неровности местности Δh , м; эффективная высота передающей антенны $H_{1эф}$, м; угол препятствия на местности θ , град; высота приемной антенны h_2 , м; P_{nep} , кВт; G_{nep} и G_{np} , дБ; $L_{\phi nep}$ и $L_{\phi np}$, дБ; частота передачи f , МГц; поляризация передающей и приемной антенн, параметр $\Delta N = (n_s - n_1) \cdot 10^6$, где n_s и n_1 — коэффициенты преломления, измеренные у поверхности Земли и на высоте 1 км.

При определении напряженности поля в точке приема для стационарной станции, работающей в диапазоне частот 30 МГц...1000 МГц, используются кривые медианного значения напряженности поля, приведенные в рекомендации ИТУ-R P.370-7. Они справедливы при следующих исходных данных: высота передающей антенны $H_{1эф}$ от 37,5 до 1200 м, высота приемной антенны $h_2 = 10$ м, параметр пересеченности местности $\Delta h =$ м, для 50 %, 10 %, 5 % и 1 % времени и

50 % мест. Кривые являются аналитической аппроксимацией соотношений, приведенных в [2].

Если параметр пересеченности местности $\Delta h \neq 50$ м, рассчитывается поправочный коэффициент $E(\Delta h)$ [2]:

$$E(\Delta h) = \begin{cases} -\nu \cdot X1 \cdot \lg(\Delta h/50), & \text{при } \Delta h \geq 50 \text{ м} \\ \nu \cdot X2 \cdot (50 - \Delta h), & \text{при } \Delta h < 50 \text{ м} \end{cases}$$

Коэффициенты ν , $X1$ и $X2$ находятся из табл. 1 и 2 соответственно.

Таблица 1. Коэффициент ν в зависимости от расстояния

R, км	20-100	100-200	200
ν	1	$0,5[1+(200-R)/100]$	1/2

Таблица 2. $X1$ и $X2$ в зависимости от диапазона частот

Диапазон частот, МГц	48,8-74	76-108	174-230	470-582	582-790
$X1$	18,6	20,6	25,7	38,5	45
$X2$	0,15			0,25	

При высоте приемной антенны, $h_2 \neq 10$ м определяется поправочный коэффициент $F(h_2)$. Для h_2 от 1,5 до 40 м $F(h_2)$ равен [1]

$$E(h_2) \text{ дБ} = \frac{C}{6} 20 \lg(h_2/10), \text{ где } C \text{ находится из таблицы 3:}$$

Таблица 3

зона	ОВЧ(дБ)	УВЧ(дБ)
сельская местность	4	4
пригород	5	6
город	6	8

В конкретной точке местности или небольшой зоне приема точность прогнозирования РРВ может быть повышена за счет учета поправки на угол препятствия на местности $E(\Theta)$. Угол препятствия на местности (θ) измеряется между горизонтом приемной антенны и линией, которая «сглаживает» все препятствия на расстоянии 16 км в направлении на передатчик.

В диапазоне ОВЧ [1]:

$$E(\theta) = 8,1 - \left[6,9 + 20 \lg \left(\sqrt{(V - 0,1)^2} + V - 0,1 \right) \right], V = -\Theta \sqrt{(4000 \cdot 95) / 300},$$

для диапазона УВЧ:

$$E(\theta) = 14,9 - \left[6,9 + 20 \lg \left(\sqrt{(V - 0,1)^2} + V - 0,1 \right) \right], V = -\Theta \sqrt{(4000 \cdot 650) / 300}.$$

Здесь величина угла Θ — в радианах. При больших высотах передающей и приемной антенн, когда в 1-ой зоне Френеля отсутствуют препятствия, напряженность поля определяют, используя уравнение для расчета напряженности поля в свободном пространстве: $E = 107 - 20 \lg R + P_{\text{пер}}$.

Кроме того, для учета климатических условий введен поправочный коэффициент $E(\Delta N)$. Зависимости медианного значения напряженности поля от расстояния, приведенные в рекомендациях ITU-R.370-7, относятся к зонам с умеренным климатом ($\Delta N = 40$). Если среднее значение ΔN для

данного района отличается от 40, то поправочный коэффициент для всех расстояний за пределами прямой видимости $E(\Delta N) = 0,5(\Delta N - 40)$ дБ.

Напряженность поля для L % мест зависит от типа системы связи (аналоговая или цифровая) и определяется путем аппроксимации графиков, приведенных в [1].

Напряженность поля для T % времени:

$$\begin{aligned} E(T) &= E(50) + M(T) \sigma_L && \text{для } 1 < T < 50; \\ E(T) &= E(50) + M(T) \sigma_H && \text{для } 50 < T < 99; \\ \sigma_L &= \frac{E(1) - E(50)}{2,33} \text{ дБ}; && \sigma_H = \frac{E(50) - E(99)}{2,33} \text{ дБ}; \end{aligned} \quad (2)$$

где σ_L — стандартное отклонение временного распределения (от 1 до 50 % времени); σ_H — стандартное отклонение временного распределения (от 50 до 99 % времени); $E(1)$, $E(50)$, $E(99)$ — напряженности поля соответственно для 1 %, 50 % и 99 % времени. Величину $M(T)$ вычисляется с помощью табулированного интеграла Гаусса, %:

$$T(M > M') = \left[1 - \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{M'} \exp\left(-\frac{M^2}{2}\right) dM \right) \right] \cdot 100.$$

Для учета затухания в растительности вычисляется поправочный коэффициент $E(V)$, который, согласно рекомендации ITU-R.PN 833-1 [3] для частот от 30 МГц до 1 ГГц находится в пределах от $6 \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-1}$ дБ/м для систем, использующих горизонтальную поляризацию, и от $2 \cdot 10^{-2}$ до $2 \cdot 10^{-1}$ дБ/м для систем, использующих вертикальную поляризацию. На частотах от 1 до 3 ГГц затухание в растительности не зависит от поляризации и находится в пределах от $2 \cdot 10^{-1}$ до $4 \cdot 10^{-1}$ дБ/м.

Таким образом, напряженность поля, дБ, на расстоянии R от передающей станции, превышаемая в L % мест и в T % времени:

$$E(RLT) \geq P_{nep} + E(50,50) + E(\Delta h) + E(h_2) + E(L) + E(T) + E(\Theta) + E(v) + E(\Delta N),$$

где P_{nep} — эффективная излучаемая мощность, дБкВт; $E(50,50)$, дБ (мкВ/м) — медианное значение напряженности поля для 50 % времени и 50 % мест, $E(\bullet)$ — поправочные коэффициенты (дБ): по степени неровности местности Δh ; по высоте приемной антенны h_2 ; по углу препятствия на местности Θ , на затухание в растительности V; на градиент индекса рефракции ΔN .

Для мобильных систем, работающих в ОВЧ диапазоне, напряженность поля в точке приема определяется по методике, описанной выше. Для мобильных систем, работающих в УВЧ диапазоне напряженность поля в точке приема определяется по формуле Окамура-Хата [4]:

$$\begin{aligned} E &= 65,55 - 6,16 \cdot \lg f + 13,82 \cdot \lg H_{1\phi} + a(h_2) - (44,9 - 6,55 \cdot \lg H_{1\phi}) \cdot \lg R^b, \\ a(h_2) &= (1,1 \cdot \lg f - 0,7) \cdot h_2 - (1,56 \cdot \lg f - 0,8), \\ b &= 1 \quad \text{для } R \leq 20 \text{ км}, \\ b &= 1 + (0,14 + 1,87 \cdot 10^{-4} \cdot f + 1,07 \cdot 10^{-3} \cdot H_{1\phi}) \cdot \left(\lg \frac{R}{20}\right)^{0,8} \quad 20 < R < 100 \text{ км}, \end{aligned}$$

где f — частота, МГц; $H_{1\phi}$ — эффективная высота антенны базовой станции (30-200 м); h_2 — высота антенны мобильной станции (1-10 м).

Формула может быть также использована на частотах до 2 ГГц при расстоянии до 20 км.

Для мобильных и стационарных станций в диапазоне частот от 1 до 3 ГГц напряженность поля в точке приема определяется по кривым, приведенным в рекомендации ITU-R P.1146 [5].

Кривые напряженности поля приведены для следующих типов местности: категория 2 — два или более препятствий между приемником и передатчиком, которые могут привести к воз-

никновению дифракции, категория 1 — одно препятствие, которое может привести к дифракции, категория 0 — нет препятствий, приводящих к возникновению дифракции. Оценка принадлежности местности к той или иной категории приводится для профиля местности, построенного с учетом 4/3 эффективного радиуса Земли. Число препятствий эквивалентно числу изменений наклона линии, «сглаживающей» рельеф местности в направлении от передающей к приемной антенне.

Медианное значение напряженности поля определяется как:

$$E = E_R + E(\Theta) + E(H_{1\text{э}тм}) + E(h_2), \text{ дБ (мкВ / м)};$$

где E — напряженность поля (дБ(мкВ/м)) для источника мощностью 1кВт; E_R — напряженность поля на расстоянии R км от передатчика; $E(\Theta)$ — поправка на угол препятствия на местности; $E(h_2)$ — поправка на высоту приемной антенны; $E(H_{1\text{э}тм})$ — поправка на высоту передающей антенны.

На рис. 2 (частота 1 ГГц) и рис. 3 (частота 3 ГГц) представлены зависимости медианного значения напряженности поля E_R (дБ) от расстояния R (км) для 50 % времени для различных категорий: график 1 — категория 0, график 2 — категория 1, график 3 — категория 2.

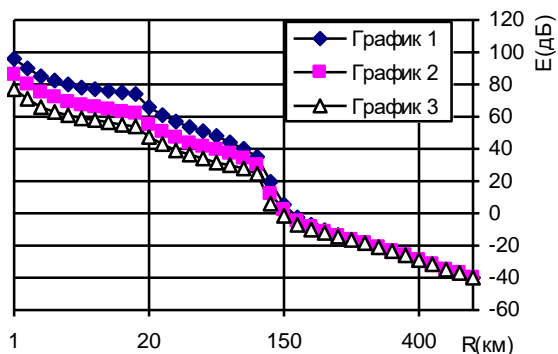


Рис. 2

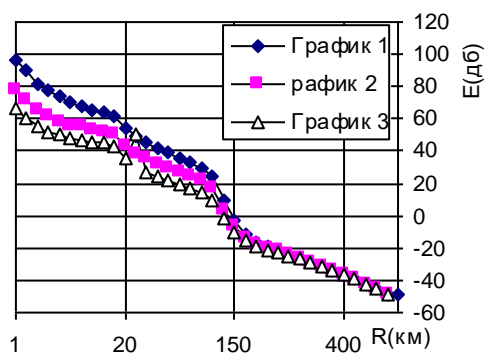


Рис. 3

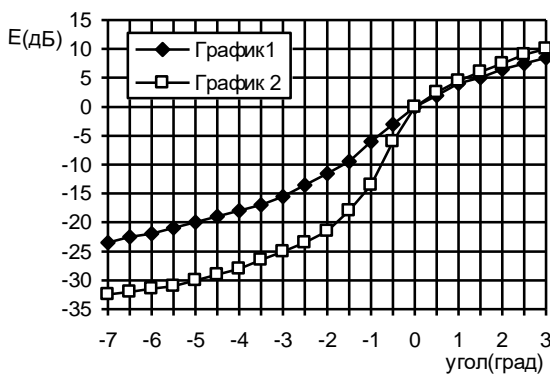


Рис. 4

Зависимость поправки $E(\Theta)$ (дБ) от угла закрытия (отсчитывается на расстоянии 5 км от приемной антенны в направлении на передатчик) для 1 ГГц (график 1) и 3 ГГц (график 2) для 50 % времени приведена на рис. 4.

На затухание радиосигнала на трассе распространения большое влияние оказывают не только рельеф местности, но и различные предметы и препятствия, имеющие искусственное происхождение. Поэтому при расчете поправок на высоту приемной и передающей антенн учитывают классификацию типа местности с учетом

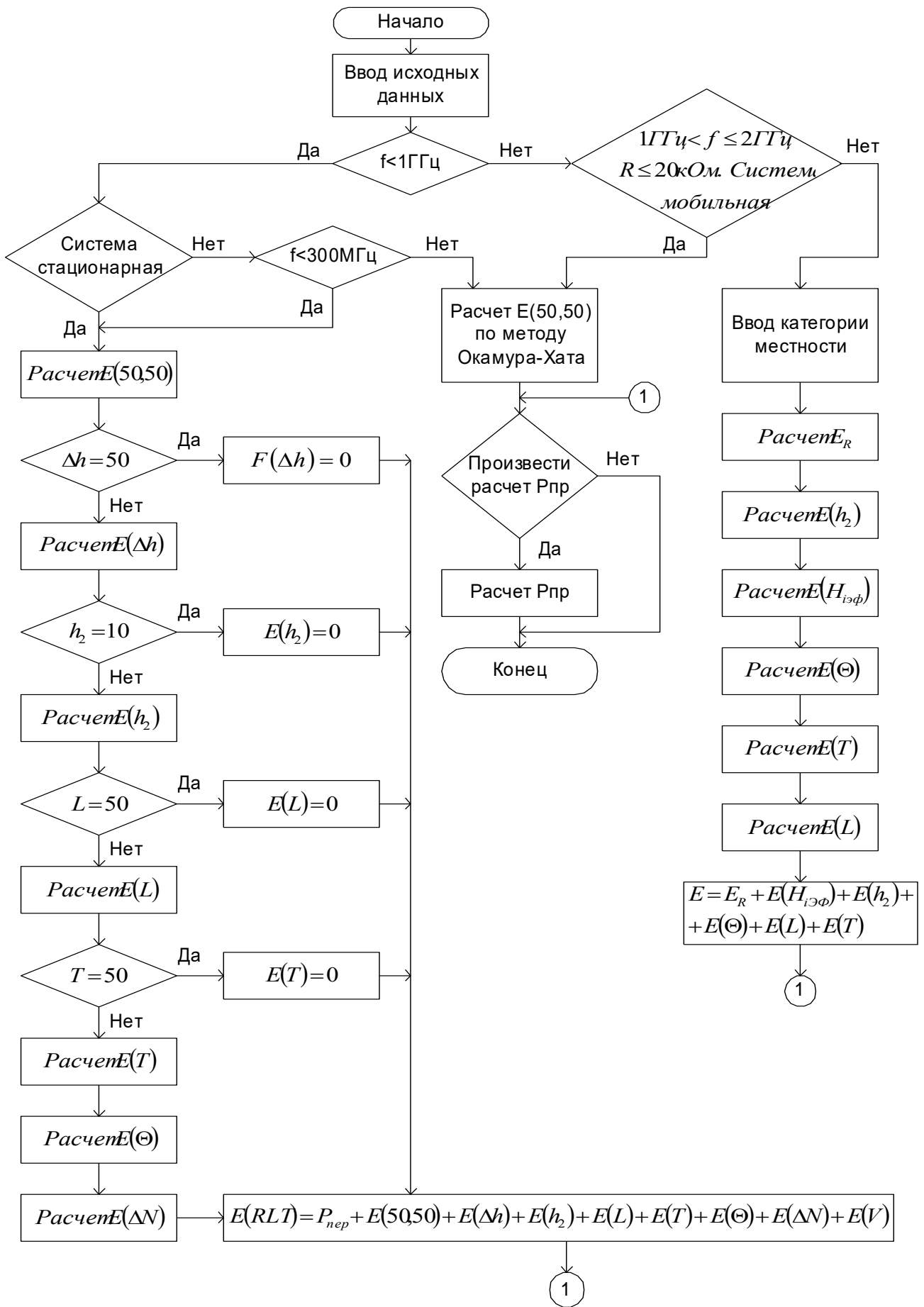
ее застройки: сельская — график 1, пригород — график 2, город/лес — график 3, город с плотной застройкой — график 4. На рис. 5 и рис. 6 приведены зависимости поправок на высоту приемной $E(h_2)$ для различных типов местности и частот 1 ГГц и 3 ГГц соответственно.

Поправку на высоту антенны рассчитывают только для 50-99 % времени предсказаний. Она учитывает изменение в высоте приемной антенны и приводится для 4 типов местности. Зависимости поправки $E(H_{1\text{эф}})$ от высоты передающей антенны для $H_{1\text{эф}}$ от 1 до 30 м для различных типов местности и для частот 1 ГГц и 3 ГГц приведены на рис. 7 и рис. 8 соответственно.

Напряженность поля для T % времени рассчитывается по формуле (2).

Напряженность поля для L % мест рассчитывается по формуле

$$E(L) = E(T) + M\sigma$$



Величина σ зависит от типа используемой поляризации и типа местности (сельская или пригородная местность) и находится в пределах от 6 — 9,2 дБ для $f = 1$ ГГц и от 7 — 9,4 дБ для $f = 3$ ГГц. Зависимость от расстояния исключается, M — безразмерная величина, определяемая с помощью интеграла Гаусса.

При программной реализации алгоритма кривые, представленные на графиках 2-6, были введены в виде соответствующих числовых массивов.

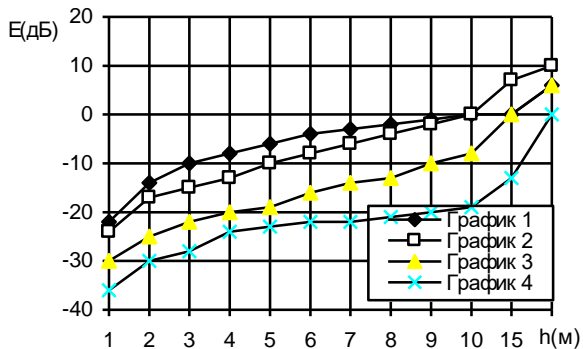


Рис. 5

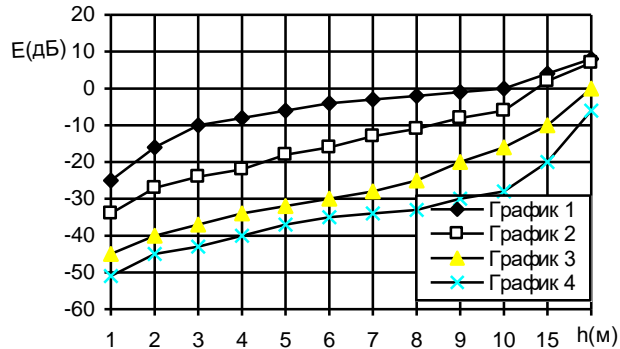


Рис. 6

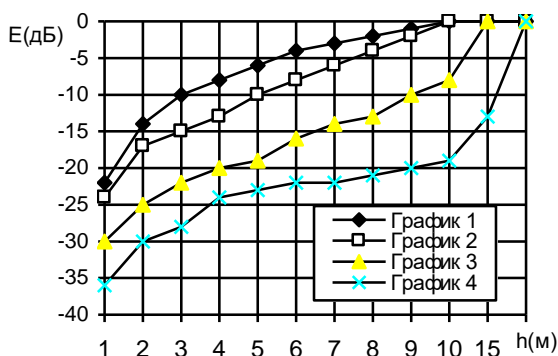


Рис. 7

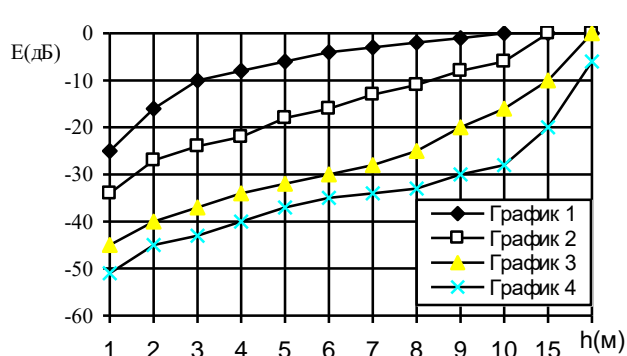


Рис. 8

Приведенный алгоритм реализован на языке программирования Delphi.

Список литературы: 1. *ITU-R P.370-7* Кривые распространения ОВЧ и УВЧ для частот 30 МГц-1000 МГц. Радиовещательные службы. 2. *Сети* телевизионного и звукового ОВЧ ЧМ вещания: Справочник / М.Г. Локшин. М.: Радио и связь, 1988. 3 *ITU-R PN.833-1*. Затухание в растительности. 4. *ITU-R P.529-2* Данные о РРВ в диапазоне ОВЧ и УВЧ и методы прогнозирования, необходимые для наземных сухопутных подвижных служб. 5. *ITU-R P.1146* Прогнозирование напряженности поля для подвижных систем и радиовещательных земных служб в диапазоне частот 1-3 ГГц. 6. *Виноградов Е.М. и др.* Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств. Л.: Судостроение, 1986.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 30.09.99

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР СБОРНИКА «РАДИОТЕХНИКА»

Терещенко Алексей Иванович, профессор, доктор технических наук, заведующий кафедрой с 1963 г. по 1988 г.

Родился в 1923 г. в г. Харькове. Участвовал в Великой Отечественной войне. Был дважды тяжело ранен. В 1949 г. окончил ХГУ по специальности “Физика”.

Был аспирантом, ассистентом, старшим преподавателем, доцентом, зав. кафедрой физики СВЧ, деканом радиофизического факультета (9 лет, с момента основания), проректором по научной работе ХГУ.

В 1963 г. назначен ректором ХИГМАВТа. Работал в этой должности 2 года, 1953 г. – защита кандидатской диссертации, присуждение степени кандидата физико-математических наук. 1967 г. – защита докторской диссертации, 1969 г. – присуждение степени доктора технических наук и звания профессора.

Научные интересы – техника сверхвысоких частот, воздействие электромагнитного излучения на вещество.

Читает курсы “Электронные приборы СВЧ”, “Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы”, “Концепции современного естествознания”, “Электродинамика и техника СВЧ”.

В 1977-1982 гг. был членом Оргкомитета Европейских Микроволновых конференций, представлял СССР в этой организации.

В служебных командировках и туристических поездках посетил одиннадцать стран Европы.

Имеет свыше 280 научных трудов, в том числе 27 авторских свидетельств и патентов, 2 монографии, 20 методических указаний, 2 учебных пособия. В 1956 г. присвоено звание – ”Почетный радист СССР”, знак Министерства связи СССР, в 1982 г. – почетное звание “Заслуженный деятель науки Украины”.

В 1994 г. избран почетным академиком Академии прикладной радиоэлектроники. Награжден орденами Отечественной войны I и II степени, орденом “Знак Почета”, 15 медалями.

С 1971 г. по настоящее время главный редактор Всеукраинского межведомственного научно-технического сборника «Радиотехника».

