

Ф. 6.7  
651

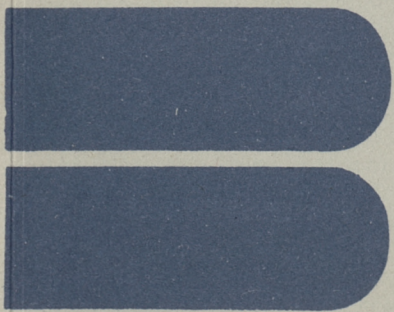
ISSN 0136-3549  
3134-3823

TALLINNA  
POLÜTEHNILISE INSTITUUDI  
TOIMETISED  
651

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО  
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО  
ИНСТИТУТА

**ТРИ**  
**'87**

ИЗМЕРЕНИЕ И  
МОДЕЛИРОВАНИЕ  
В ЭЛЕКТРОНИКЕ





Ep. 67

651

**ТРИ  
'87**

**TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED**

**ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА**

УДК 621.382:621.3.082

**ИЗМЕРЕНИЕ  
И  
МОДЕЛИРОВАНИЕ  
В  
ЭЛЕКТРОНИКЕ**

**Электротехника и автоматика XXXIУ**

**Таллин 1987**



ТАЛЛИНСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Труды ТПИ 651

ИЗМЕРЕНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОНИКЕ

Электротехника и автоматика XXXIУ

На русском языке

Отв. ред. В. Кукк

Техн. ред. А. Андриевская

Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 28.09.87

Подписано к печати 19.01.88 г.

МВ-01815

Формат 80x90/16

Печ. л. 9,75+0,5 приложение

Уч.-изд. л. 8,2

Тираж 400

Зак. № 57

Цена 1 руб. 50 коп.

Таллинский политехнический институт

200108, Таллин, Эхитаате tee, 5

Ротапринт ТПИ, 200006, Таллин, ул. Коскла, 2/8

ТРУДЫ СОТРУДНИКОВ КАФЕДРЫ ЭЛЕКТРОНИКИ  
ПО ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКЕ

## I. Введение

Кафедра электроники (первоначально называвшаяся кафедрой промышленной электроники) Таллинского политехнического института была основана в 1961 году. Первым заведующим кафедрой (1962-1968) стал доцент к.т.н. П.М. Плакк, один из немногих в те годы специалистов по электронике, имевших ученую степень и опыт преподавания электроники в высшей школе.

Научные интересы доц. П.М. Плакка были ориентированы на проблемы электронной измерительной техники. Они сформировались задолго до основания кафедры электроники уже в конце 30-х и в начале 40-х годов в процессе разработки и изготовления нестандартной электронной аппаратуры для физико-химических исследований.

С тех первых работ П.М. Плакка и начинается летопись трудов сотрудников кафедры электроники по измерительной технике. Труды П.М. Плакка, выполненные до основания кафедры электроники за 1938-1962 гг., составляют предмет второго раздела настоящей работы.

Третий раздел посвящен этапу становления кафедры в 1962-1969 гг. В те годы на кафедру пришли молодые инженеры А.Э. Ярвалт и У.П. Тамм, позже М.С. Лавров и А.А. Лаансоо, окончившие Таллинский политехнический институт по специальности "автоматика и телемеханика", в учебном плане которой измерительная техника играла существенную роль в учебном плане специальности "автоматика и телемеханика". Это обстоятельство, а также пример заведующего кафедрой П.М. Плакка,

определили ориентацию научных интересов многих молодых членов кафедры на электронную измерительную технику.

Четвертый раздел посвящен этапу с 1969 г. до начала 1980-х годов. Данный этап характеризуется проведением многих изысканий типа "исследование возможности построения (разработки, внедрения, применения и т.п.)..." по различным узлам электронной измерительной техники, интересовавшим тогда промышленные предприятия в перспективе.

В пятом, заключительном, разделе подытожены характерные черты каждого из перечисленных этапов, а также нового этапа работы по измерительной технике, начавшегося на кафедре электроники в конце 70-х годов, содержание которого составляет предмет двух других работ в настоящем сборнике.

## 2. Труды П.М. Плакка в 1938-1962 гг.

В конце 30-х начале 40-х годов П.М. Плакк работал при лаборатории физической химии Таллинского политехнического института (именовавшегося тогда Таллинским техническим университетом), где начал формироваться как специалист по электронике. По заказам ученых-химиков им к 1940 г. были разработаны и построены:

1) мост переменного тока для измерения емкости и сопротивления жидкостей в диапазоне частот от 62 Гц до 2 МГц;

2) измерительный комплект из генератора, резонансного контура и электронного вольтметра для измерения диэлектрической адсорбции жидкостей в диапазоне частот от 2 МГц до 130 МГц;

3) триодный электрометр со стеклянным электродом для измерения значения водородного показателя рН.

Перечисленные приборы находили широкое применение в научных исследованиях тогдашней лаборатории (позже кафедры) физической химии Таллинского политехнического института (ТПИ). С их помощью выполнялись и различные анализы для промышленных предприятий.

К перечисленным выше разработкам П.М. Плакка к концу 40-х годов прибавились несколько универсальных электрон-

ных измерительных приборов (электронный вольтметр действующих значений 20 Гц – 50 МГц; RC-генератор 20 Гц–200 кГц; электронно-лучевой осциллограф 1 Гц – 1 МГц) и электронное устройство для определения бромного числа органических веществ.

Первые разработки П.М. Плакка в публикациях не описаны. По этой причине они здесь перечислены с большими подробностями, чем результаты многих последующих более крупных исследований, сведения о которых можно найти в публикациях [1–72]. Существенное значение первых разработок заключается в том, что с них началось накопление опыта разработки и построения электронных измерительных устройств в ТПИ.

К началу 50-х годов П.М. Плакком были разработаны и построены портативный и автоматический стационарный приборы для измерения влажности фрезерного торфа, которые составили предмет его кандидатской диссертации [1, 2, 3, 8]. Влажность фрезерного торфа определялась через его электрическое сопротивление. Существенной проблемой являлось выявление таких правил подготовки проб и проведения измерений, какие обеспечивали бы достаточную точность ( $\pm 1\%$ ) на различных торфяных полях и при изменяющихся внешних условиях. Приборы были внедрены в брикетном производстве "Тоотси" ЭССР. За их разработку и внедрение П.М. Плакк был удостоен Государственной премии Эстонской ССР в 1950 году.

Практически в то же время П.М. Плакком были разработаны и построены также термисторные анемометр и гидрометр для измерения малых скоростей воздуха и воды [6, 9]. Примерно к середине 50-х годов были еще проведены исследования по электросепарации фракций сыпучих материалов [4], а к началу 60-х годов построен новый измеритель емкости конденсаторов с большими потерями, содержащий индуктивность в измерительной цепи [5, 7, 13].

Еще до основания кафедры электроники в 1962 г. П.М. Плакком был еще разработан и внедрен прибор для непрерывного измерения влажности бумажного полотна для бумажной промышленности республики [10, 11]. Влажность бумаги определялась через ее электрическое сопротивление поперек полотна.

Этим заканчивается "докафедральный" период исследований и разработок измерительных устройств. Все исследования и разработки были выполнены П.М. Плакком в одиночку или при помощи нескольких человек вспомогательного технического персонала или студентов. Основное внимание было сосредоточено на необходимых народному хозяйству и исследователям нестандартных приборах для определения электрических свойств различных веществ и измерения неэлектрических величин. Несколько универсальных электронных измерительных приборов было изготовлено во время и сразу после окончания Великой Отечественной войны, когда ощущался особо острый дефицит в них.

Практически все исследования завершались разработкой и изготовлением законченных приборов. Эти приборы отличались схемной простотой, что позволяло очень небольшой группе в 2-4 человека изготовить их от начала до конца и в необходимой мере испытать в достаточно сжатые сроки даже в условиях небольшой и плохо оборудованной вузовской лаборатории.

### 3. Труды в годы становления кафедры электроники 1962-1969

В конце 1962 г. заведующим кафедрой доц. П.М. Плакком были привлечены на работу в качестве преподавателей несколько молодых инженеров, имевших подготовку по электро-энергетическим специальностям. Попытка заинтересовать их электронной измерительной техникой по тематике заведующего кафедрой не увенчалась успехом.

С 1963 г. на кафедру стали поступать на работу в качестве преподавателей выпускники ТПИ по специальности "автоматика и телемеханика", уже имевшие расположение к электронной измерительной технике благодаря характеру тогдашней подготовки по названной специальности. Однако внимание молодых преподавателей сосредоточивалось на мелких госбюджетных научных исследованиях, призванных лишь углублять и расширять их знания в области преподаваемых ими дисциплин.

Хоздоговорные научные исследования на кафедре до 1966 года не проводились. Продолжалось, правда, изготовление на



хоздоговорных началах термисторных анемометров, ранее разработанных доц. П.М. Плакком. С 1950 по 1967 г., когда их изготовление прекратилось, было выпущено в общей сложности 33 прибора. (Заметим также, что приборов измерения влажности фрезерного торфа было изготовлено в общей сложности 15 шт.) Параллельно этому под руководством доц. П.М. Плакка был изготовлен для строительного факультета ТПИ стенд автоматической регистрации в течение 60 дней электрического сопротивления 36 отвердевающих пробных цементных кубиков.

В те годы доц. П.М. Плакк продолжал также свои исследования по определению электрических свойств различных веществ [12, 14, 15]. Позже эти исследования были развиты с целью выявления свойств и описания электрического двойного слоя [15, 11, 23].

Названный слой возникает на границе раздела проводящих электрода и жидкости как сочетание двух весьма близких друг к другу слоев электрических зарядов разного знака. — Вследствие этого могут существенно искажаться результаты измерения значений электрических параметров жидкости и значения выражаемых через них неэлектрических величин. Интерес П.М. Плакка к проблеме в 60-е годы, (а также продолжение им соответствующих исследований вплоть до настоящего времени [71, 72]) объясняется недостаточной изученностью и сложностью описания свойств электрического двойного слоя и его влияния на результаты электрических измерений, а также замеченными в этой связи ошибочными выводами исследователей.

В конце 1965 г. отправились в целевую аспирантуру при кафедре информационно-измерительной техники Московского энергетического института (МЭИ) молодые специалисты: старший преподаватель кафедры электроники ТПИ У.П. Тамм и старший преподаватель кафедры автоматики ТПИ А.А. Лаансоо, окончившие ТПИ в 1963 г. по специальности "автоматика и телемеханика". По окончании работы над диссертацией оба в 1969 г. стали преподавателями на кафедре электроники ТПИ.

В МЭИ А.А. Лаансоо проработал диссертационную тему по высокоточным малоинерционном измерительным усилителям по-

стоянного тока применительно к цифровым электронным вольтметрам с основной погрешностью 0,001–0,01 %. Построение таких цифровых вольтметров было в те годы очень важной задачей, поставленной перед отечественными приборостроителями. Эта задача решалась и на кафедре информационно-измерительной техники МЭИ. Участвуя в этой работе, А.А. Лаансоо выработал методику и вывел формулы для расчета значений отдельных составляющих погрешностей усилителей постоянного тока для цифровых вольтметров высокой точности, указал способы обеспечения максимального быстродействия и исследовал взаимосвязь между их метрологическими показателями [21, 24, 25, 26].

Диссертационной темой У.П. Тамма в МЭИ стало исследование и разработка измерительных детектирующих устройств для спектроанализаторов шума движущихся источников. Требовалась достаточно высокая точность преобразования действующего значения переменного напряжения в постоянный ток (несколько процентов) при большой возможной скорости изменения уровня шума в большом динамическом диапазоне (порядка 60 дБ). Тема была продиктована задачей создания аппаратуры для надежного автоматического опознавания различных источников акустических шумов.

Прорабатывая тему, У.П. Тамм создал несколько новых детектирующих устройств, удовлетворяющих поставленным требованиям в той или иной мере [16, 18, 32]. Им были также исследованы значения возможных частных погрешностей различных детектирующих устройств для быстрого измерения действующего значения напряжений произвольной формы кривой [17, 19, 20, 27, 28, 31].

На кафедре электроники ТПИ хозяйственные научные исследования стали разворачиваться с 1966 г. Первый небольшой договор на разработку новой электронной схемы расхода жидкостей был заключен в конце 1965 г. (исполнители: О.М. Пикков и М.С. Лавров). Следующей более крупной работой стала в 1967 г. разработка измерительной схемы расхода жидкостей на принципе ядерно-магнитного резонанса (ЯМР) свободной прецессии в магнитном поле Земли.

Молодой коллектив кафедры взялся за исследования с большим энтузиазмом. Ставилась задача создания нового про-

мышленного прибора, работающего на недавно изобретенном ЯМР-датчике. Для решения проблемы требовалось измерение небольших изменений частоты в затухающем электрическом сигнале. Однако практика показала, что для обеспечения требуемой точности измерений расхода необходима настолько высокая однородность магнитного поля Земли, которая в промышленной среде нереальна ввиду наличия массивов ферромагнитных материалов и полей электромагнитов. Все это привело к значительному сокращению объема работ по расходомерам на кафедре электроники. Позже интерес к расходомерам из преподавателей, больше других занимавшихся ими (А.Э. Ирвалт и В.К. Корсен), сохранял только В.К. Корсен.

Разработки электронных схем расходомеров в 1966-1969 годах на кафедре электроники отражены в нескольких публикациях [30, 33, 45].

Годы становления кафедры электроники 1962-1969 гг. характеризуются формированием основного контингента преподавательского состава кафедры на последующие годы. Быстро росла научная квалификация преподавателей, накапливался опыт проведения самостоятельных научных исследований. Кандидатские диссертации завершили О.М. Пикков, Э.Э. Велмре, А.А. Лаансоо и У.П. Тамм. В конце этапа хозяйственными научными исследованиями был охвачен уже весь коллектив кафедры. В 1968 г. кафедрой стал заведовать доц. О.М. Пикков.

#### 4. Труды с 1970 г. до начала 1980-х годов

К началу данного этапа развития кафедры в центре внимания коллектива кафедры стали проблемы разработки измерительных усилителей постоянного тока (операционных усилителей) на отечественных дискретных полупроводниковых приборах. Промышленность республики испытывала тогда острую потребность в операционных усилителях, которые серийно еще не выпускались. Поэтому на кафедре особое внимание было уделено не поискам путей построения отдельных уникальных операционных усилителей очень высокого качества, а изысканию способов построения таких достаточно качественных операционных усилителей, которые были бы пригодны для серийного производства.

Соответственно были широко поставлены эксперименты по массовому подбору транзисторов в дифференциальные усилительные пары и построению на них входных каскадов операционных усилителей. Исследовались дрейф транзисторных пар и серийно-пригодные способы уменьшения дрейфа.

Однако вскоре началось быстрое развитие интегральной схемотехники, появились транзисторные пары и дифференциальные усилители на одном кристалле. Соответственно и коллективу кафедры пришлось заняться интегральными операционными усилителями. Эти работы проводились до 1974 г. Поскольку кафедра не располагала оборудованием для изготовления интегральных схем, то приходилось ограничиваться разработкой рекомендаций для изготовления тех или иных узлов усилителей и исследованием возможностей их испытания и применения.

В 1974–1975 гг. было еще проведено массовое статистическое исследование параметров некоторых типов транзисторов в режиме микротоков, характерных для входных каскадов операционных усилителей.

Параллельно исследованиям по операционным усилителям доц. П.М. Плакк проводил исследования по транзисторным широкополосным измерительным усилителям переменного тока и отработывал их выходные каскады [68]. Целью работ было изыскание схемных способов все большего расширения частотного и динамического диапазонов усилителей по мере совершенствования выпускаемых промышленностью транзисторов. Эти работы прервались только в 1983 г. с уходом П.М. Плакка на пенсию.

В связи с постепенным сокращением объема исследований по операционным усилителям с 1971 г. проводились работы по исследованию возможностей усовершенствования некоторых других узлов универсальных электронных измерительных приборов: стробирующего преобразователя переменного напряжения в постоянное [29] и измерительных детекторов как действующих, так и средневыврямленных и амплитудных значений [34, 38, 39, 42, 43, 44, 57, 60, 65, 66]. Исследования по стробирующему преобразователю преследовали цель создания такого измерительного преобразователя для электронных вольтметров переменного напряжения, которое было бы точнее существовавших ранее преобразователей для осциллографов. Однако эти исследования не получили широкого развития.

Исследования же возможностей усовершенствования измерительных детекторов продолжались до конца 1978 г. Было разработано несколько новых схемных решений, выявлены многие погрешности детекторов, определена методика их расчета. Однако нерешенной осталась проблема построения точных и линейных в широком динамическом диапазоне детектирующих устройств, которые были бы проще ранее существовавших.

Преподаватель кафедры электроники В.К. Корсен продолжал исследования по расходомерам жидкости в составе хозяйственных научно-исследовательских групп кафедр радиотехники и санитарной техники ТПИ. Усилия В.К. Корсена были направлены главным образом на создание узла двойного интегрирования переменного напряжения на выходе синхронного детектора в цифровом расходомере повышенной точности. В.К. Корсен является автором или соавтором ряда работ по расходомерам [35, 37, 41, 47, 50, 52-56, 58, 64, 67]. Однако центром проведения этих работ кафедра электроники не стала, невзирая на то, что в 1972-1975 гг. по инициативе В.К. Корсена и на кафедре электроники наблюдалось некоторое оживление работ по расходомерам.

В 1972-1973 гг. было проведено исследование по методике и средствам измерения мгновенной мощности в переходных процессах силовых полупроводниковых приборов. Результаты исследования отражены в нескольких публикациях [36, 46, 48].

В 1973 г. доц. Э.Э. Велмре, занимавшийся ранее в числе других сотрудников кафедры проблемами операционных усилителей, организовал свою отдельную научно-исследовательскую группу. Темой группы стало численное моделирование полупроводниковых приборов. Труды этой группы описаны отдельно в [74] и в настоящей работе не затрагиваются, как не имеющие отношения к измерительной технике.

С 1974 г. на кафедре электроники работает с.н.с. к.т.н. Б.Г. Гурьянов. Свою диссертационную работу он написал и защитил в Ленинградском электротехническом институте связи им. проф. М.А. Бонч-Бруевича по нелинейным искажениям в высокочастотных транзисторных усилителях [40]. На кафедре электроники ТПИ он приложил свои знания по нелинейным явлениям к исследованию измерительных усилителей и детектирующих устройств [49, 51, 60, 61].

В 1976 г. доц. О.М. Пикков организовал научно-исследовательские работы по измерениям параметров мощных транзисторов и разработку соответствующей аппаратуры. Эти работы можно рассматривать началом нового этапа работ по измерительной технике на кафедре электроники; им посвящена работа [73] и здесь они не затрагиваются.

Однако прежний этап работ по измерительной технике еще продолжался в исследованиях возможности создания сверхбыстродействующего аналого-цифрового преобразователя (АЦП) [59, 62, 63], свойств сглаживающих фильтров для детектирующих устройств [69, 70], а также модели электрического двойного слоя [71, 72]. Результатами названных последних исследований явились построение некоторых узлов АЦП, изучение свойств фильтров с изменяющимися во времени параметрами и описание свойств электрического двойного слоя. Но законченных приборов, т.е. готовых измерительных устройств разработано и построено не было.

И это весьма характерно практически для всего рассмотренного этапа, с 1970 г. до начала 1980-х годов. Большинство работ по измерительной технике, выполненных в те годы, имело характер перспективных исследований по отдельным узлам измерительной аппаратуры. Поэтому очень многие хозяйственные научные исследования имели в названии слова "Исследование возможности построения (усовершенствования и т.п.) ...". Заказчики изысканий, предприятия и конструкторские бюро приборостроительной промышленности хорошо справлялись со своими текущими задачами; их особо не интересовали законченные целостные разработки. В большинстве случаев им нужны были перспективные новые идеи и усовершенствованные решения по отдельным узлам измерительной аппаратуры и они щедро финансировали соответствующие исследования, иногда даже без особой веры в прямой положительный результат.

Однако такое распыление своих сил по различным частным проблемам измерительной техники не могло долго удовлетворять преподавателей и научных сотрудников кафедры. Поэтому уже с 1976 г. начинается постепенный переход к новому этапу работ по измерительной технике — к разработке и построению целостных комплексных измерительных устройств (измерителя параметров мощных транзисторов). Переход к описанному новому отношению к исследованиям по измерительной тех-

нике завершился в начале 80-х годов, когда на кафедре стали разворачиваться работы по векторным вольтметрам [75].

## 5. Заключение

Хроника трудов сотрудников кафедры электроники ТПИ по измерительной технике ведется с конца 30-х годов до настоящей поры. Весь этот почти 50-летний интервал времени может быть разбит на 4 характерных этапа:

1) Труды П.М. Плакка, выполненные до основания кафедры электроники, за 1938-1962 гг. Разрабатывались и строились относительно простые нестандартные приборы для определения электрических свойств различных веществ и измерения неэлектрических величин. Изготовление готовых приборов являлось нормальным результатом исследований.

2) Годы становления кафедры 1962-1969 гг. Формировался основной контингент преподавательского состава. Быстро росла научная квалификация преподавателей. К концу этапа весь коллектив кафедры был охвачен хозяйственными научными исследованиями.

3) Этап с 1970 г. до начала 80-х годов. Большинство научных исследований имело характер поиска новых перспективных идей и возможностей усовершенствования отдельных узлов измерительной аппаратуры. Изготовление целостных приборов в большинстве случаев не требовалось. Силы небольшого коллектива кафедры были распылены на решение множества различных проблем.

4) Новейший этап с начала 80-х (отчасти со второй половины 70-х) годов до настоящего времени. Разрабатываются и строятся целостные, комплексные измерительные устройства. Работы ведутся в укрупненных научно-исследовательских группах. Изготовление готового прибора опять является нормальным результатом исследований.

Ниже приведен список научных трудов сотрудников кафедры электроники по измерительной технике. В этот список не включены публикации по проблемам измерительных приборов, рассмотренные в [73, 75], которые относятся к новейшему (четвертому) этапу хроники научных работ по измерительной технике.

## Л и т е р а т у р а

1. П л а к к П.М. Измерение влажности фрезерного торфа электрическим путем // Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. техн. наук. - Таллин: ТПИ, 1952. - 36 с.

2. А.с. 95376 (СССР) Устройство для автоматического отбора проб сыпучих материалов с последующим циклическим измерением и регистрацией их влажности и объемного веса / П.М. Плакк. - Оpubл. в Б.И. 1953, № 4.

3. А.с. 98512 (СССР) Прибор для определения влажности сыпучих материалов по электропроводности образца, находящегося под прессом / П.М. Плакк. - Оpubл. в Б.И. 1954, № 7.

4. П л а к к П.М. Техничко-физические характеристики электрически разделенных фракций сланцевой пыли // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1956. - № 70. - 24 с.

5. П л а к к П.М. Новый метод измерения емкости конденсаторов с большими потерями // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1958. - № 137. - 12 с.

6. П л а к к П.М. Приборы для измерения малых скоростей воздуха и воды с датчиком-термистором // Приборостроение. - 1959. - № 3. - С. 26-28.

7. П л а к к П.М. Двухполюсник - измеритель емкости // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1962. - № 193. - С. 3-24.

8. П л а к к П.М. Измерение влажности фрезерного торфа электрическим путем // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1962. - № 193. - С. 25-37.

9. П л а к к П.М. Электроанемометр с датчиком - термистором // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1962. - № 193. - С. 39-42.

10. P l a k k P. Pidevalt töötav niiskusemõõtja paberilau niiskuse määramiseks // Mets, Puit, Paber. - 1963. - N 1. - Lk. 32-38.

II. П л а к к П.М. Влагомер для непрерывного измерения и регистрации влажности бумажного полотна // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1963. - № 207. - С. 53-61.

12. П л а к к П.М. Об измерении диэлектрической проницаемости вещества с большой проводимостью // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1963. - № 207. - С. 63-76.



13. П л а к к П.М. Двухполюсник - измеритель емкости // Изв. вузов. Энергетика. - 1963. - № 12. - С. 123-124.

14. П л а к к П.М. Об измерении диэлектрической проницаемости сыпучих материалов // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1965. - № 220. - С. 163-187.

15. П л а к к П.М. Об измерении электрических свойств электролитов с большой проводимостью // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1968. - № 268. - С. 73-96.

16. А.с. 232333 (СССР). Детектирующее устройство /У.П. Тамм., Р.Р. Харченко - Оpubл. в Б.И. 1969, № 1.

17. Т а м м У.П. О целесообразности применения квазипикового детектора при 1/3-октавном и более узкополосном спектральном анализе шумов и вибраций // Вибрационная техника: Материалы семинара. Сб. I. - М.: МДНП. - 1969. - С. 86-91.

18. С у д и с т В.Ф., Т а м м У.П. 1/3-октавный спектроанализатор шумов и вибраций, имеющий цифровой выход // Вибрационная техника. Материалы семинара. Сб. I М.: МДНП. - 1969. - С. 92-95.

19. Т а м м У.П. О возможности измерения действующего значения напряжения посредством простых диодных детекторов // Доклады научно-технической конференции по итогам научно-исследовательских работ за 1968-1969 гг. Секция автоматики, вычислительной и измерительной техники; подсекция измерительной техники. - М.: МЭИ. - 1969. - С. 64-70.

20. Т а м м У.П., Х а р ч е н к о Р.Р. Оценка погрешности детектора действующих значений со скользящим смещением от формы кривой измеряемого напряжения // Автометрия. - 1969. - № 4. - С. 123-126.

21. Г р а ц и а н с к и й И.Н., Л а а н с о о А.А. Исследование вопросов оптимальной коррекции переходных характеристик измерительных усилителей постоянного тока // Изв. вузов. Электромеханика. - 1970. - № I - С. 83-91.

22. П л а к к П.М. Измерения при статическом двойном слое // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1970. - № 288. - С. 19-31.

23. П л а к к П.М. Модель электрического двойного слоя // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1970. - № 288. - С. 33-44.

24. Л а а н с о о А.А. Расчеты параметров измерительных цепей при наличии в их передаточных функциях диполей // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1970. - № 288. - С. 123-132.

25. Л а а н с о о А.А. Расчет времени установления в УПТ с обратной связью при нелинейном режиме их работы // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1970. - № 288. - С. 133-143.

26. Л а а н с о о А.А. Исследование вопросов расчета и проектирования измерительных усилителей постоянного тока высокой точности // Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. техн. наук. - М.: МЭИ. - 1970. - 31 с.

27. Т а м м У.П. Исследование детектирующих устройств для измерения действующего значения напряжения в спектроанализаторах акустических шумов и вибраций // Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. техн. наук. - М.: МЭИ. - 1970. - 23 с.

28. Т а м м У.П. Приближенная оценка погрешности детектора действующих значений со скользящим смещением от формы кривой измеряемого напряжения // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1970. - № 291. - С. 3-II.

29. П и к к о в О.М. Анализ необходимой длительности стробирующего импульса // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1972. - № 334. - С. 163-171.

30. Я р в а л ь т А.Э. Нелинейность характеристики фазоизмерительной цепи при наличии флюктуации фаз // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1972. - № 334. - С. 173-176.

31. Т а м м У.П. Погрешность измерения действующего значения переменного напряжения // Измерительная техника. - 1972. - № 7. - С. 52-54.

32. А.с. 341157 (СССР) Следящий логарифмический преобразователь переменного напряжения в цифровой код / У.П. Тамм. - Оубл. в Б.И. 1972. - № 18.

33. А.с. 359606 (СССР) Способ измерения малых разностей частот двух сигналов / В.К. Корсен, О.М. Цикков, А.Э. Ярвальт - Оубл. в Б.И. 1972. - № 35.

34. А.с. 359735 (СССР) Двухполупериодный детектор / Л.О. Кельберг, Т.А. Пунгас, У.П. Тамм. — Оpubл. в Б.И. 1972, № 35.

35. Корсен В.К., Тоомет М.Э. Входной усилитель для электромагнитного расходомера диэлектрических жидкостей // Сборник материалов к VI Таллинскому совещанию по электромагнитным расходомерам и электротехнике жидких проводников. Электромагнитные расходомеры. — Таллин. — 1973. — С. 224-233.

36. Ярвальт А.Э. Оценка динамической погрешности датчика мгновенной мощности // Тр. Таллинск. политех.-ин-та. — 1973. — № 350. — С. 127-133.

37. А.с. 365573 (СССР) Способ питания датчика индукционного расходомера двухполярным импульсным напряжением / В.К. Корсен, М.П. Росманн, А.А. Мейстер, У.П. Тамм. — Оpubл. в Б.И. 1973, № 6.

38. Тамм У.П. О погрешности детектора действующих значений со скользящим смещением, обусловленной пульсациями и флуктуациями выходного напряжения // Изв. вузов. Приборостроение. — 1973. Том XVI, № 5. — С. 24-27.

39. Нийне Ю.Э., Тамм У.П. О погрешности квадрантного детектора при измерении действующего значения малоискаженного синусоидального напряжения // Автометрия. — 1973. — № 4. — С. 89-93.

40. Гурьянов Б.Г. Вопросы теории и расчета нелинейных искажений в транзисторных высокочастотных усилителях // Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. техн. наук. — Л.: ЛЭИС, 1973. — 16 с.

41. А.с. 427233 (СССР) Электромагнитный расходомер с временным выходом / Ю.Ю. Ламп, М.П. Росманн, В.К. Корсен — Оpubл. в Б.И. 1974, № 17.

42. А.с. 430330 (СССР) Детектирующее устройство / Т.А. Пунгас, У.П. Тамм — Оpubл. в Б.И. 1974, № 20.

43. А.с. 437092 (СССР) Квадратор / У.П. Тамм — Оpubл. в Б.И. 1974, № 27.

44. Тамм У.П. О погрешности измерения среднеквадратичного уровня акустических сигналов, обусловленной ограни-

чением амплитуды сигналов в измерительном тракте // Акустический журнал. - 1974. - Том XX, № 4. - С. 648-650.

45. Корсен В.К., Пикков О.М., Ярвалт А.Э. Об измерении малых разностей частот на фоне шумов // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1974. - 371. - С. 79-86.

46. Ярвалт А.Э. Динамическая погрешность измерения средней мощности // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1974. - № 371. - С. 87-93.

47. Каск Э.Г., Коппель Т.А., Корсен В.К., Лийв У.Р., Росманн М.П. Электромагнитные расходомеры с кодированным выходным сигналом для измерения быстропеременных скоростей в трубопроводах // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1975. - № 380. - С. 45-50.

48. Ярвалт А.Э. Коррекция погрешностей преобразователя мгновенной мощности // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1975. - № 387. - С. 93-97.

49. Гурьянов Б.Г., Ярвалт А.Э. Разность напряжений база-эмиттер дифференциальных пар биполярных транзисторов // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1976. - № 409. - С. 45-48.

50. Корсен В.К. Сравнение способов усреднения // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1976. - № 409. - С. 49-54.

51. Гурьянов Б.Г. Об аппроксимации диффузионной емкости эмиттерного перехода // Электронная техника. Серия 6. Микроэлектроника. - 1976. - Вып. I. - С. II2-II5.

52. А.с. 507777 (СССР) Электромагнитный расходомер с компенсацией дрейфа нуля / М.Я. Гаммерман, В.К. Корсен, А.А. Мейстер, М.П. Росманн - Опубл. в Б.И. 1976, № II.

53. А.с. 528451 (СССР) Устройство для записи расхода и давления жидкости / Р.Х. Хаавель, Т.А. Коппель, В.К. Корсен, У.Р. Лийв - Опубл. в Б.И. 1976, № 34.

54. А.с. 540143 (СССР) Электромагнитный расходомер с временным выходом / А.А. Мейстер, М.Я. Гаммерман, В.К. Корсен - Опубл. в Б.И. 1976, № 47.

55. Корсен В.К. Подавление постоянной составляющей синхронным детектором // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1977. - № 432. - С. 103-108.

56. А.с. 606103 (СССР) Электромагнитный преобразователь расхода / В.К. Корсен, Ю.В. Мельников, В.И. Межбурд, М.П. Росманн - Оpubл. в Б.И. 1978, № 17.

57. А.с. 617728 (СССР) Устройство защиты термопреобразователя / У.П. Тамм., В.Г. Гурьянов, В.К. Корсен, М.С. Лавров - Оpubл. в Б.И. 1978, № 28.

58. А.с. 690298 (СССР) Цифровое измерительное устройство расходомера / А.А. Мейстер, М.Я. Гаммерман, В.К. Корсен - Оpubл. в Б.И. 1979, № 37.

59. Г у р ь я н о в В.Г. Быстродействующий аналого-цифровой преобразователь видеосигналов // XXXV Всесоюзная научная сессия, посвященная Дню радио: Тезисы докладов и сообщений. - М., 1980. - С. 89-90.

60. Г у р ь я н о в В.Г. О степени нелинейности сложного преобразователя средневыврямленных значений // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1980. - № 497. - С. 133-137.

61. Г у р ь я н о в В.Г. Аппроксимация коэффициента  $h_{21E}$  при низких напряжениях коллектор-база // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1980. - № 497. - С. 139-141.

62. Г у р ь я н о в В.Г., Л а в р о в М.С., Т а м м У.П. Устройство выборки и хранения для аналого-цифрового преобразователя видеосигналов // Всесоюзный симпозиум "Проблемы цифрового кодирования и преобразования изображений": Программа и тезисы докладов. - Тбилиси. - 1980. - С. 27-28.

63. G u r y a n o v B.G. Transient response of sample-and-hold circuits // Electronic Letters. - 1980. - Vol. 16, N 4. - P. 123-124.

64. А.с. 787898 (СССР) Цифровое измерительное устройство расходомера / В.К. Корсен, М.Я. Гаммерман, М.П. Росманн, Т.Л. Метс Оpubл. в Б.И. 1980, № 46.

65. А.с. 789801 (СССР) Амплитудный детектор / А.А. Лаансоо - Оpubл. в Б.И. 1980, № 47.

66. Т а м м У.П. Погрешность измерения средневыврямленного значения напряжения, обусловленная собственными шумами измерителя // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1981. - № 519. - С. 51-60.

67. А.с. 909573 (СССР) Цифровое измерительное устройство расходомера / В.К. Корсен, В.Ф. Кочегаров, М.Я. Гаммерман, Т.А. Пунгас - Оpubл. в Б.И. 1982, № 8.

68. П л а к к П.М., П л а к к П.П. Применение каскодного эмиттерного повторителя с динамической нагрузкой в качестве выходного каскада широкополосного усилителя высокого напряжения // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1982. - № 540. - С. 81-90.

69. Г у р ь я н о в Б.Г. Исследование переходного процесса в фильтре нижних частот при линейно-убывающем законе изменения сопротивления // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1983. - № 558. - С. 37-42.

70. Г у р ь я н о в Б.Г. Переходный процесс в RC-фильтре при линейно-нарастающем сопротивлении R // Электросвязь. - 1983. - № 7. - С. 55-57.

71. П л а к П.М., П л а к к П.П. Об измерениях электрического двойного слоя при твердых металлических электродах // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1986. - № 617. - С. 27-44.

72. П л а к к П.М., П л а к к П.П., П л а к к Т.П. Эквивалентная схема электрического двойного слоя и его электрически непротиворечивая модель // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1986. - № 617. - С. 45-56.

73. П и к к о в О.М. Измерение параметров силовых полупроводниковых приборов. См. наст. сб. с. 22-28.

74. В е л м р е Э.Э. Численное моделирование полупроводниковых приборов. См. наст. сб. с. 49-64.

75. М и н М.В. Векторные вольтметры и анализаторы. См. наст. сб. с. 29-48.

Research Activities on Measurement and Instru-  
mentation at the Electronics Department of  
Tallinn Technical University

Abstract

Research work on measurement and instrumentation carried out by the members of the Electronics Department of TTU is described. A historical review beginning from late 1930ies (when the senior member started on his researches into applied electronics) over the years of establishing the Electronics Department (after its foundation in 1962) up to late 1970ies/early 1980ies is given. The main features of the latter are shortly pointed out.

## ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СИЛОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

В 1976 году кафедре электроники ТПИ было предложено принять участие в разработке новых силовых полупроводниковых приборов. Более конкретно – разработать методы и устройства измерения параметров новых, создаваемых силовых приборов и структур. Согласно плану новой техники Министерства электротехнической промышленности СССР НИИ ПО ТЭЗ им. Калинина в Таллине начал выполнять широкую программу разработки мощных силовых транзисторов, а кафедра электроники ТПИ взяла на себя исследование возможности создания и разработку устройства измерения параметров этих транзисторов. Поскольку силовые транзисторы предназначены для работы только в ключевом режиме, то у них допустимая мощность рассеивания значительно меньше предельной мощности переключения и измерение их статических параметров в непрерывном режиме работы не представляется возможным. Чтобы средняя мощность рассеивания при измерениях оставалась в допустимых пределах, измерение статических параметров мощных ключевых транзисторов практически может быть выполнено только в импульсном режиме.

Мощные транзисторные ключи характеризуются также своими динамическими параметрами, т.е. длительностью процесса включения и выключения, остаточными напряжениями между электродами и напряжением возникновения лавинного пробоя коллекторного перехода.

Разрабатываемые транзисторы имели весьма большие токи и напряжения ( $I_K$  до 300 А,  $U_{кэ}$  до 300 В), длительности процессов включения и выключения от  $0,1$  до  $1$  мкс. Поэтому комплекс задач, который возник при создании измерителя статических и динамических параметров таких транзи-



стором, был достаточно широк. Отсутствовали также специальные стандарты для проведения таких измерений. Для создания измерительной аппаратуры потребовалось разработать ряд узлов измерителя с предельно высокими параметрами, например: источник импульсов базового тока с возможно малой длительностью фронтов, конструкцию шунтов для измерения токовых импульсов, расширителя импульсов с надлежащими качественными показателями, измерителя микросекундных длительностей фронтов импульсов, узла неразрушающего измерения напряжения пробоя коллекторного перехода и т.д. В результате работы небольшого коллектива (О. Пикков, А. Лаансоо, В. Мяннама, А. Ярвальт, П. Плакк, Ю. Ялакас) были созданы три варианта измерителя статических и динамических параметров мощных силовых транзисторов и изготовлены опытные образцы приборов, которые внедрялись у заказчика. Последний вариант, ИПСТ-3 экспонировался в 1986 г. на ВДНХ СССР, где был удостоен бронзовой медали. Результаты работы опубликованы [1, 2, 4, 10, 13].

Биполярным транзисторам присуще явление, которое носит название "вторичного пробоя". Вторичный пробой характеризуется резким, скачкообразным переходом рабочей точки транзистора через область с отрицательным сопротивлением в режим низкого напряжения и большого тока коллектора и это, как правило, приводит к выходу транзистора из строя. Вторичный пробой возникает из-за концентрации (шнурования) тока в пределах малых областей активной площади прибора. Неравномерность распределения тока вызывает тепловую нестабильность, появляются участки структуры с более высокой температурой (горячие пятна). Локальное повышение температуры в свою очередь вызывает в тех местах появление дополнительных носителей и более высоких плотностей тока, что способствует дальнейшему повышению температуры в тех местах и т.д. до локального проплавления структуры и появления короткого замыкания перехода. Вторичный пробой представляет собой самую серьезную проблему в обеспечении надежности эксплуатации мощных силовых транзисторов. Во избежание возникновения вторичного пробоя в эксплуатации биполярных транзисторов необходимо ограничить пребывание

рабочей точки на выходных характеристиках в пределах так называемой "области безопасной работы".

Последующие работы вышеуказанной рабочей группы были направлены на исследование различных аспектов появления вторичного пробоя [21], методов определения границ области безопасной работы в мощных силовых транзисторах [3, 6], измерению мгновенной максимальной температуры в полупроводниковых приборах [7, 9, 12, 14], а также возможностей создания прибора для определения границ области безопасной работы мощных силовых транзисторов [8] и его отдельных узлов [11, 15].

Появление вторичного пробоя в мощных силовых транзисторах тесно связано с условиями их эксплуатации. Поэтому исследовались также работы некоторых схем применения мощных силовых транзисторов [20, 23, 24] и других силовых преобразовательных схем [16, 17, 18, 19, 22].

Результаты исследований показали, что определение границ области безопасной работы мощных силовых транзисторов является весьма трудной задачей, но создание такого прибора принципиально возможно. Наиболее перспективным является определение границ области безопасной работы по заданной максимально допустимой температуре структуры транзистора. Оригинальный метод определения максимальной температуры был предложен [12, 14]. Но прибор для определения области безопасной работы мощных силовых транзисторов не был создан, поскольку планы заказчика изменились и соответственно было изменено и направление работы исследовательской группы.

Следующей задачей исследовательской группы (О. Пикков, А. Лаансоо, В. Мяннама, П. Плакк) являлась разработка измерителя времени восстановления обратного сопротивления быстродействующего силового диода. Измеряемые временные интервалы были весьма короткими (50...1000 нс) и измерения проводились при максимальной рабочей температуре 260 °С. Здесь переплетались многие технические проблемы, которые требовали решения на предельном уровне: быстродействующие ключи на большие токи, уменьшение индуктивности токоведущих цепей, проблема шунта, быстродействующие компараторы и аналоговые памяти, температуростойкость изоляционных ма-

териалов, обеспечение стабильности температуры измеряемых объектов и необходимой производительности проведения измерения.

В результате теоретических и экспериментальных исследований создан образец прибора соответствующего измерителя времени восстановления обратного сопротивления быстродействующих силовых диодов, который был передан заказчику и внедрен в опытное производство диодов. Результаты исследования опубликованы [5].

Исследования по созданию измерительной аппаратуры параметров силовых полупроводниковых приборов и структур являются перспективными, поскольку в нашей республике широким фронтом ведутся исследования и разработка новых силовых полупроводниковых приборов, а также организовано их производство.

#### Л и т е р а т у р а

1. П и к к о в О.М., П л а к к П.П., Я р в а л ь т А.Э. Измеритель параметров сверхмощных транзисторов // Тезисы докладов республиканской научно-технической конференции, посвященной Дню радио. - Таллин, 1979. - С. 3.

2. П и к к о в О.М., Я р в а л ь т А.Э. Измерение временных параметров переключения мощных транзисторов // Современные методы и устройства радиоэлектронного оборудования: Тезисы докладов республиканской научно-технической конференции, посвященной Дню радио. Секция полупроводниковых приборов. - Таллин, 1981. - С. 61-62.

3. Л а а н с о о А.А., М я н н а м а В.Р., П и к к о в О.М., Я р в а л ь т А.Э. Исследование некоторых вопросов определения области безотказной работы мощных транзисторов // Силовые полупроводниковые приборы: Сборник статей. - Таллин: Валгус, 1981. - С. 44-49.

4. Л а а н с о о А.А., М я н н а м а В.Р., П и к к о в О.М., Я р в а л ь т А.Э. Импульсное измерение параметров сверхмощных транзисторов // Силовые полупроводниковые приборы: Сборник статей. - Таллин: Валгус, 1981. - С. 59-62.

5. Лаансоо А.А., Мяннама В.Р., Пиков О.М. Измеритель динамических параметров силовых вентилях // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1986. - № 617. - С. 73-82.

6. Мяннама В.Р., Ярвалът А.Э. Некоторые вопросы определения области безотказной работы транзисторов // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1981. - № 519. - С. 27-32.

7. Мяннама В.Р., Ярвалът А.Э. О точности косвенных методов определения максимальной температуры в полупроводниковых приборах // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1982. - № 538. - С. 67-72.

8. Мяннама В.Р., Ярвалът А.Э. Устройство для определения области безотказной работы мощных транзисторов // Республиканская научно-техническая конференция, посвященная Дню радио: Тезисы докладов. - Таллин. - 1979. - С. 6.

9. Ярвалът А.Э. Анализ и измерение мощности рассеяния в полупроводниковых переключающих приборах // Республиканская научно-техническая конференция, посвященная Дню радио: Тезисы докладов. - Таллин. - 1974. - С. 74.

10. Мяннама В.Р., Ярвалът А.Э. Датчики тока для импульсного измерения параметров сверхмощных транзисторов // Республиканская научно-техническая конференция, посвященная Дню радио: Тезисы докладов. - Таллин, 1979. - С. 5.

11. Мяннама В.Р. Высоковольтный стабилизатор тока // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1986. - 617. - С. 63-72.

12. Мяннама В.Р., Ярвалът А.Э. Метод определения температуры в полупроводниковых приборах. См. наст. сб. с. 118-124.

13. Лаансоо А.А., Мяннама В.Р., Пиков О.М. Измеритель параметров силовых транзисторов. См. наст. сб. с. 114-117.

14. А.с. 1049755 (СССР) Способ измерения температурного пика рп-перехода / В.Р. Мяннама, А.Э. Ярвалът - Оубл. в Б.И. 1983. № 39.

15. А.с. II5I936 (СССР) Стабилизатор тока / В.Р. Мян-  
нама. - Оубл. в Б.И., 1985, № 15.
16. Ирс Р.Р., Пикков О.М., Томсон Я.Я.,  
Шильф К.Ю. Инвертор с общим коммутирующим узлом //   
Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1970. - № 286. - С. 17-21.
17. Ирс Р.Р., Пикков О.М., Томсон Я.Я.,  
Шадейко Т.Й., Шильф К.Ю. Система управления  
инвертором на диод-транзисторных логических элементах // Тр.  
Таллинск. политехн. ин-та. - 1970. - № 286. - С. 23-27.
18. Пикков О.М. Структура таймера в цифровых си-  
стемах управления // Республиканская научно-техническая  
конференция, посвященная Дню радио: Тезисы докладов - Тал-  
лин, 1979. - С. 48-51.
19. Велламяэ У.А., Пикков О.М., Том-  
сон Т.И. Применение трехфазного следящего фильтра в за-  
висимых преобразователях // Электротехническая промышлен-  
ность. Преобразовательная техника. - 1981. - Вып. 3(131).  
- С. 22-25.
20. Пикков О.М. Высокочастотное преобразование  
сетевого напряжения // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. -  
1982. - № 538. - С. 83-92.
21. Лаансоо А.А. Моделирование теплофизических  
процессов в транзисторных структурах // Тр. Таллинск. поли-  
техн. ин-та. - 1982. - № 538. - С. 59-66.
22. P i k k o v O. Türistormuunduri digitaalne juhti-  
missüsteem // Side, Raadio, Televisioon. - 1974. - N. 11.
23. P i k k o v O. Jõupooljuhtide arengusuundadest //  
Side, Raadio, Televisioon. - 1977. - N. 2. - Lk. 13-18.
24. P i k k o v O. Lülitirežiimis töötav kõrgsagedus-  
võimendi // Side, Raadio, Televisioon. - 1984. - N. 5.



## ВЕКТОРНЫЕ ВОЛЬТМЕТРЫ И АНАЛИЗАТОРЫ

## I. Исторический очерк

Работа средств векторных измерений базируется на синхронном (фазочувствительном) детектировании [1-5]. Интенсивная работа по исследованию методов синхронного детектирования началась в ТПИ на кафедре автоматики в 1970 г. Аналогичная работа проводилась в первой половине 70-х годов также на кафедре радиотехники. Кафедра электроники включилась в работу по развитию и использованию методов векторных измерений в 1983 г.

Проведение работ целесообразно разделить на следующие периоды.

1970-1975 гг. Изучение методов синхронного детектирования и создание новых отечественных приборов на основе лучших образцов мировой техники. Заказчик: Таллинское конструкторское бюро радиоэлектронной техники (КБРЭ). Результаты: прототипные решения селективного усилителя У2-8 и селективного микровольтметра В6-10, серийный выпуск которых продолжается и в настоящее время. Научный вклад: достижение международного уровня в данной области науки и техники.

1976-1980 гг. Исследование и разработка новых методов и средств синхронного детектирования и создание оригинальных измерительных приборов. Заказчики: Тартуский госуниверситет (ТГУ) и Институт астрофизики и физики атмосферы (ИАФА) АН ЭССР. Результаты: были созданы векторные **вольтметры** ТВ5-78 и ТВ5-79 (по инициативе ТПИ), измерители полных проводимостей ТЕ2-79 (заказчик и внедряющая организация ТГУ) и схемные решения синхронных детекторов для телеспектрометра ФАЗА (заказчик ИАФА АН ЭССР). Телеспектро-

метр внедрен на борту орбитального комплекса "Космос 1686-Салют-7", его электронные блоки были спроектированы и изготовлены в Тартуском филиале СКБ АН ЭССР питомцами кафедры электроники ТПИ. Научный вклад: создание теоретических основ для разработки оригинальных средств фазочувствительных и векторных измерений, защищенных 12 авторскими свидетельствами СССР, которые совместно с сотрудниками объединения РЭТ были оформлены в три международных заявки на патенты 10 стран мира.

1981-1985 гг. Создание промышленных образцов патенточистых разработок векторных вольтметров и их метрологическое обеспечение, коммерческая проработка, патентно-лицензионная и рекламная работа. Заказчик: Таллинское производственное объединение радиоэлектронной техники (ПО РЭТ). Результаты: на базе технологии ПО РЭТ были созданы образцы векторных вольтметров ТВ5-80А и ТВ5-83, векторного анализатора ТС5-85 и устройства для калибровки средств векторных измерений. Приборы были продемонстрированы на выставках в нескольких странах Европы, Азии, Америки и Африки. Авторы приборов были награждены двумя золотыми и другими медалями ВДНХ СССР. Получены патенты США, Франции, Великобритании и др. промышленно развитых стран. Зарегистрирован торговый знак QUADRA. За цикл работ 1970-1985 гг. группе сотрудников ТПИ и ПО РЭТ была присуждена премия Совета Министров ЭССР 1986 г. Научный вклад: Освоение микропроцессорной техники, развитие цифровых методов векторного анализа сигналов и цепей.

1986-1990 гг. Использование методов векторного анализа электрических сигналов и цепей в задачах автоматизированного тестирования и диагностики аналоговых узлов радиоэлектронной аппаратуры. Заказчик: Таллинское ПО РЭТ. Результаты: пока несущественные. Научный вклад: методы оценки уровня сверхмалых нелинейных искажений (порядка 0,005 %) электронных цепей при помощи векторного анализа.

## 2. Сущность векторных измерений

Векторными вольтметрами принято называть измерительные приборы, позволяющие количественно определить характеристики гармонического электрического напряжения



$$\begin{aligned}
 u_{\text{вх}}(t) &= U_M \cos(\omega t + \varphi) = \operatorname{Re} [U_M e^{j(\omega t + \varphi)}] = \\
 &= \operatorname{Re} [U_M e^{j\varphi} \cdot e^{j\omega t}] = \\
 &= (U_M \cos \varphi) \cos \omega t + (U_M \sin \varphi) \sin \omega t, \quad (1)
 \end{aligned}$$

как синфазная и квадратурная составляющие

$$U_C = U_M \cos \varphi, \quad (2)$$

$$U_{\text{кв}} = U_M \sin \varphi, \quad (3)$$

и модуль  $U_M$  и фаза  $\varphi$  комплексного вектора напряжения

$$\dot{U}_{\text{вх}} = U_M e^{j\varphi} \quad (4)$$

на векторной диаграмме рис. 1 для заданного значения угловой частоты  $\omega = \text{const}$ , причем

$$U_M = \sqrt{U_C^2 + U_{\text{кв}}^2}, \quad (5)$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{U_{\text{кв}}}{U_C}. \quad (6)$$

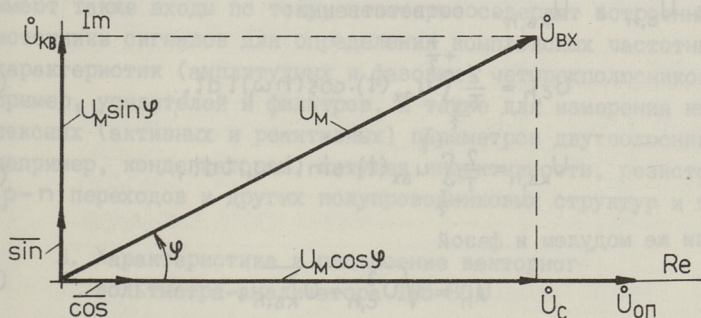


Рис. 1. Векторная диаграмма.

Расположение координатной системы (рис. 1) определено направлением вектора  $\dot{U}_{\text{оп}}$  опорного сигнала

$$U_{\text{оп}}(t) = U_{\text{оп}} \cos \omega t. \quad (7)$$

Масштаб и прямоугольность (ортогональность) координатной системы определены единичными квадратурными векторами  $\overline{\cos}$  и  $\overline{\sin}$  (т.е.  $\vec{i}$  и  $\vec{j}$ ) нормированных координатных сигналов

$$S_{\text{к1}}(t) = 1 \cos \omega t, \quad (8)$$

$$S_{\text{к2}}(t) = 1 \sin \omega t, \quad (9)$$

которые формируются в опорном канале прибора синхронно с внешним опорным сигналом (7).

Векторными анализаторами принято называть измерительные приборы, позволяющие определить количественные значения векторных параметров (2), (3), (5) и (6) многих гармонических составляющих полигармонического сигнала.

Хорошо известно, что любой переменный сигнал разлагается на тригонометрический ряд Фурье, который содержит первую гармонику с частотой  $\omega_1$  и высшие гармоники с частотой  $h\omega_1$ , где  $h = 1, 2, 3, \dots, z$  :

$$u_{\text{вх}}(t) = U_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + U_2 \cos(2\omega_1 t + \varphi_2) + U_3 \cos(3\omega_1 t + \varphi_3) + \dots + \sum_{h=1}^z U_h \cos(h\omega_1 t + \varphi_h), \quad (10)$$

причем каждый член ряда (10) может быть рассмотрен в отдельности как гармонический сигнал, который представлен вектором  $\dot{U}_h$ , заданным синфазной и квадратурной координатами  $U_{c,h}$  и  $U_{кв,h}$ , соответственно:

$$U_{c,h} = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} u_{\text{вх}}(t) \cdot \cos(h\omega_1 t) dt, \quad (11)$$

$$U_{кв,h} = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} u_{\text{вх}}(t) \cdot \sin(h\omega_1 t) dt, \quad (12)$$

или же модулем и фазой

$$U_h = \sqrt{U_{c,h}^2 + U_{кв,h}^2}, \quad (13)$$

$$\varphi_h = \frac{U_{кв,h}}{U_{c,h}}, \quad (14)$$

которые математически представляют собой коэффициенты Фурье. Поэтому векторные анализаторы являются по существу также последовательными анализаторами Фурье комплексных (амплитудных и фазовых) спектров периодических сигналов или же, другими словами, анализаторами гармоник.

На основе вышеизложенного можно сделать вывод, что для векторного анализа полигармонического сигнала (содержит наряду с основной составляющей также высшие гармоники) необ-

ходимо формировать множество гармонических и нормированных координатных сигналов (8) и (9) с частотами  $h\omega_1$ :

$$S_{k1,h}(t) = 1 \cos(h\omega_1 t), \quad (15)$$

$$S_{k2,h}(t) = 1 \sin(h\omega_1 t), \quad (16)$$

синхронизованных с внешним опорным сигналом, а затем перемножить этими сигналами входной сигнал (I), усредняя продукты перемножений, см. выражения (II) и (I2). Именно такая операция известна в измерительной технике как синхронное или фазочувствительное детектирование [1, 2, 3]. Поэтому векторные вольтметры и анализаторы известны также как синхронные и фазочувствительные вольтметры и анализаторы [3, 5, 6], а в литературе на английском языке соответственно, как *phase angle voltmeters, phase-sensitive voltmeters, lock-in amplifiers and analyzers* [7-10].

Следует дополнить, что средства векторных измерений являются далеко не только измерителями напряжения. Ряд из них имеют также входы по току, некоторые содержат встроенные источники сигналов для определения комплексных частотных характеристик (амплитудных и фазовых) четырехполюсников, например, усилителей и фильтров, а также для измерения комплексных (активных и реактивных) параметров двухполюсников, например, конденсаторов, катушек индуктивности, резисторов,  $p-n$  переходов и других полупроводниковых структур и т.д.

### 3. Характеристика и построение векторного вольтметра-анализатора ТВ5-80А

Прибор ТВ5-80А разработан для промышленного производства в ТПО РЭТ, в нем содержатся многие характерные черты других модификаций векторных вольтметров и анализаторов, поэтому именно этот прибор выбран объектом детального рассмотрения.

ТВ5-80А позволяет провести векторный анализ гармоник периодических напряжений до 10-го порядкового номера ( $h = 1 \dots 10$ ) в частотном диапазоне от 10 Гц до 160 кГц в условиях помех, превышающих полезный сигнал в  $(3 \dots 10) \cdot 10^4$  раз. Диапазон измеряемых напряжений находится в пределах от 100 нВ до 100 мВ. Основная погрешность измерения напряжений

(приведенная относительно предела измерения модуля напряжения) составляет 1,5 %, основная погрешность фазировки координатных сигналов (аддитивная погрешность фазы) не превышает  $0,2^\circ$ . Опорное напряжение  $U_{оп}$  должно быть в пределах от 10 мВ до 10 В, причем допускается наличие помех, не превышающих полезный опорный сигнал.

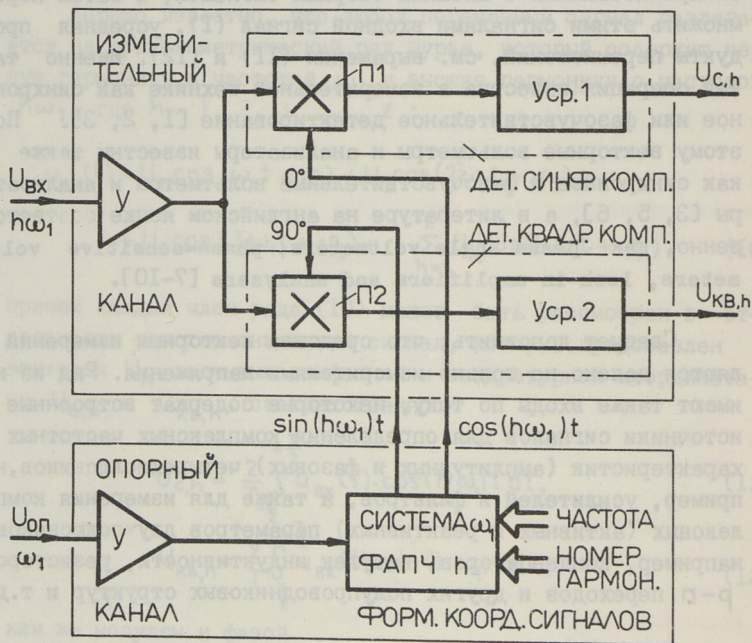


Рис. 2. Структурная схема векторного измерителя ТВ5-80А.

Структурная схема прибора ТВ5-80А приведена на рис. 2. Измерительный канал [41] содержит усилитель  $U$  входного сигнала  $u_{вх}$  с основной гармоникой на частоте  $\omega_1$ , два перемножителя П1 и П2 входного сигнала (I) с координатными сигналами (I5) и (I6) с частотой  $h\omega_1$  и два усреднителя  $U_{ср1}$  и  $U_{ср2}$  для выделения сигналов  $U_{с,н}$  и  $U_{кв,н}$ , соответствующих синфазной и квадратурной компонентам (II) и (I2) вектора  $\dot{U}_h$ .

Опорный канал содержит усилитель  $U$  опорного сигнала  $u_{оп}$  и систему фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) для формирования координатных сигналов (I5) и (I6) с частотой

$h\omega_1$  из опорного сигнала (7) с частотой  $\omega_1$ . Выбором значения для  $h$  можно отдельно измерять  $h$ -х высших гармоник входного сигнала (10).

Для получения вышеперечисленных метрологических характеристик приборов необходимы, в первую очередь, высококачественные синхронные детекторы, которые в наших приборах построены по оригинальным схемам дискретного действия [6, 17-22]. Прототипными решениями [11-16] были при этом аналогичные приборы таких всемирно известных фирм, как, например, EG&G (США/Англия).

Решение квадратурных синхронных детекторов [17, 19-22], использованных нами в измерительном канале, приведено на рис. 3. В качестве перемножителей П1 и П2 (см. также рис.2)

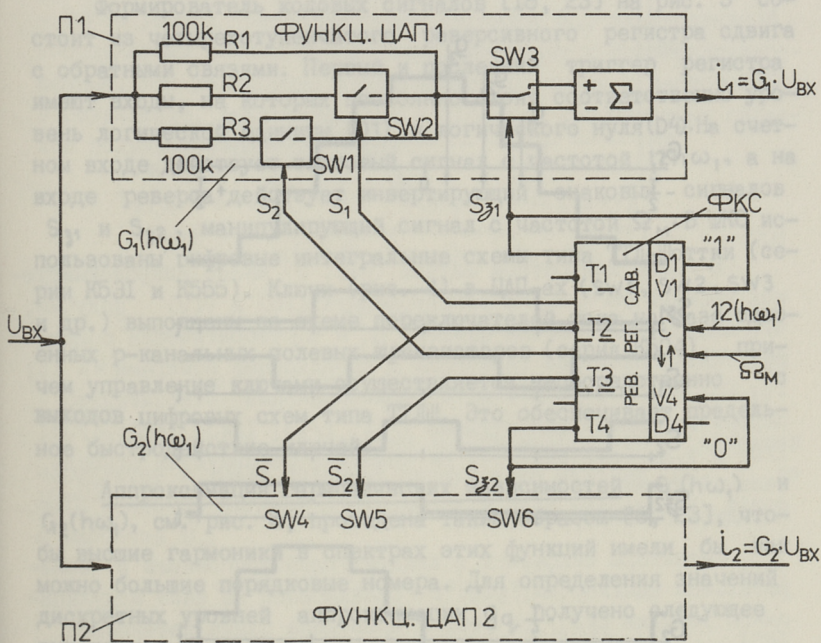


Рис. 3. Упрощенная схема функциональных ЦАП и формирователя кодовых сигналов (ФКС).

работают функциональные цифро-аналоговые преобразователи ЦАП1 и ЦАП2, управляемые специальными (не двоичными) кодами в виде логических сигналов  $S_1; S_2; S_{31}$  и  $\bar{S}_1; \bar{S}_2; S_{32}$

(рис. 5), которые являются эквивалентами координатных сигналов  $S_{k1,h}$  и  $S_{k2,h}$  соответственно, см. выражения (I5) и (I6).

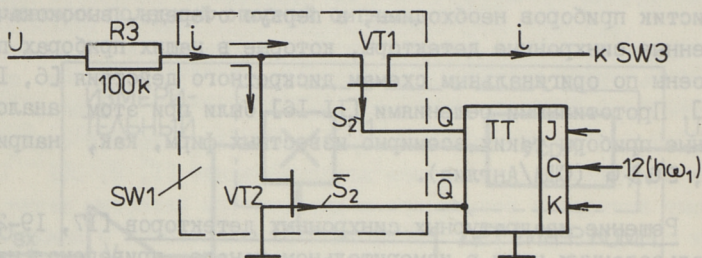


Рис. 4. Схема ключа SW1.

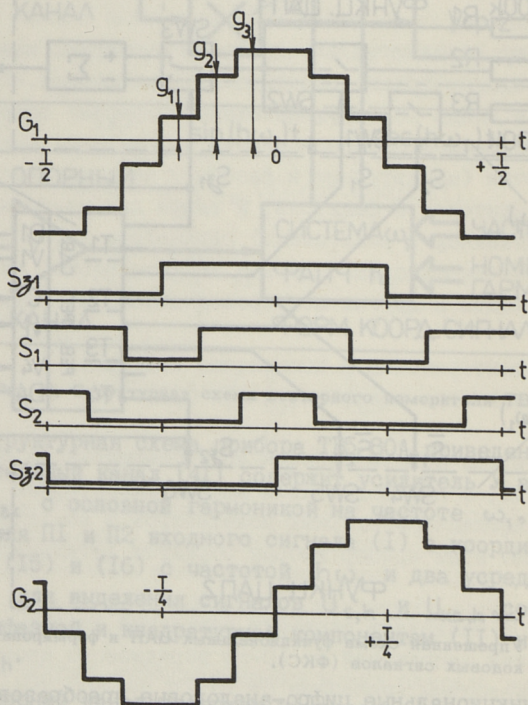


Рис. 5. Эпюры кодовых сигналов и функций  $G_1$  и  $G_2$ .

Функциональные ЦАП (рис. 3) представляют собой преобразователи напряжения в ток [17, 22] с тремя весовыми резисторами  $R_1, R_2, R_3$ , переключение которых при помощи ключей  $SW_1, SW_2$  в ЦАП1 и  $SW_4, SW_5$  в ЦАП2 под действием кодовых сигналов  $S_2; S_1$  и  $\bar{S}_1; \bar{S}_2$  соответственно изменяет проходную проводимость по дискретно аппроксимированным, см. рис. 5, косинусоидальному закону (ЦАП1) —  $G_1(h\omega_1)$  и синусоидальному закону (ЦАП2) —  $G_2(h\omega_2)$ . Порядок чередования квадрантов аппроксимированных гармонических зависимостей  $G_1$  и  $G_2$ , а также и фазовый сдвиг  $90^\circ$  между ними (квадратурность), определяется знаковыми сигналами  $S_{31}$  и  $S_{32}$ , которые посредством переключателей  $SW_3$  и  $SW_6$  и при помощи сумматоров тока  $\Sigma$  (рис. 3) приписывают положительные и отрицательные знаки функциям  $G_1$  и  $G_2$ .

Формирователь кодовых сигналов [18, 23] на рис. 3 состоит из четырехступенчатого реверсивного регистра сдвига с обратными связями. Первый и последний триггер регистра имеют входы, на которых постоянно стоят соответственно уровень логической единицы (D1) и логического нуля (D4). На счетном входе действует тактовый сигнал с частотой  $12h\omega_1$ , а на входе реверса действует инвертирующий знаковых сигналов  $S_{31}$  и  $S_{32}$ , манипулирующий сигнал с частотой  $\Omega_M$ . В ФКС использованы цифровые интегральные схемы типа ТТЛ-Шоттки (серии К531 и К555). Ключи (рис. 4) в ЦАП-ах ( $SW_1, SW_2, SW_3$  и др.) выполнены по схеме переключателей тока на базе сдвоенных р-канальных полевых транзисторов (серия К504), причем управление ключами осуществляется непосредственно с выходов цифровых схем типа ТТЛШ. Это обеспечивает предельное быстродействие ключей.

Аппроксимация гармонических зависимостей  $G_1(h\omega_1)$  и  $G_2(h\omega_2)$ , см. рис. 5, проведена таким образом [6, 23], чтобы высшие гармоники в спектрах этих функций имели бы как можно большие порядковые номера. Для определения значений дискретных уровней аппроксимации  $G_q$  получено следующее выражение:

$$G_q = G_0 \sin \left[ \frac{\pi}{4m} (2q-1) \right], \quad (17)$$

где  $q$  — порядковый номер аппроксимирующего уровня ( $q = 1, 2, \dots, m$ ),

$m$  — число аппроксимирующих уровней.

Спектральный состав аппроксимированных таким образом гармонических функций может быть найден при помощи следующей простой формулы:

$$k = 4mn \pm 1, \quad (18)$$

где  $k$  - порядковый номер высшей гармоники,

$n$  - целое число ( $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$ ),

причем амплитуды  $A_k$  высших гармоник следующие:

$$A_k = \frac{A_1}{k}, \quad (19)$$

где  $A_1$  - амплитуда первой (основной) гармоники.

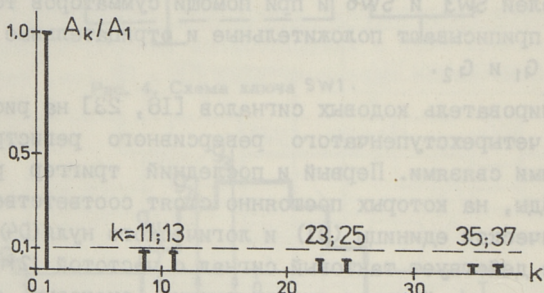


Рис. 6. Спектральный состав функций  $G_1$  и  $G_2$ .

В нашем конкретном случае (рис. 5) число аппроксимирующих уровней  $m = 3$ . На основе формул (18) и (19) получим, что аппроксимированные функции  $G_1$  и  $G_2$  теоретически содержат только нечетные гармоники с порядковыми номерами  $k = 11; 13; 23; 25; 35; 37$  и т.д. с нормированными относительно первой гармоники амплитудами  $1/11; 1/13; 1/23; 1/25; 1/35; 1/37$  и т.д. (см. рис. 6). На практике реализуется относительный уровень ниже  $1/1000$  для высших гармоник до 10-го порядкового номера [6, 23].

Детекторы синфазной и квадратурной компоненты в измерительном канале (см. рис. 2) реализованы на базе модуляционной техники [23]. На рис. 7 приведена схема детектора синфазной компоненты, содержащей функциональный ЦАП с функцией передачи  $G_1(h\omega_1)$ , см. рис. 5, в роли перемножителя П, синхронный интегратор СИ с "вращающим" конденсатором С, устройство выборки и хранения В/Х, усреднитель  $U_{ср1}$ , фазовый манипулятор ФМ на  $180^\circ$  и манипулирующий генератор МГ. Ввиду того, что знаковый сигнал  $S_{31}$  пропускается через



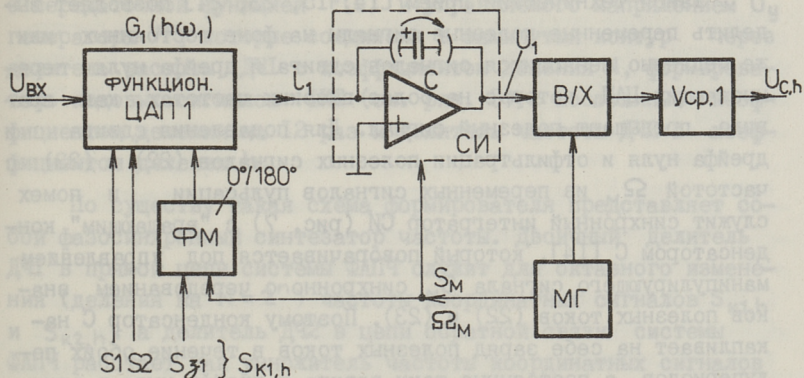


Рис. 7. Схема детектора синфазной компоненты.

фазовый манипулятор ФМ, управляемый низкочастотным ( $\Omega_M = 2\pi \cdot 4$  рад/с) манипулирующим сигналом  $S_M$ , эквивалентный координатный сигнал  $S_{K1,h}$  также оказывается фазоманипулированным, что равноценно чередованию его знака с частотой  $\Omega_M$ . В результате, выражения (I5) и (I6) для координатных сигналов получают следующие формы:

$$S_{K1,h}(t) = 1 \cos \left[ (h\omega_1)t + \frac{\pi}{2} (\text{sign}(\sin \Omega_M t) + 1) \right] = \text{sign}(\sin \Omega_M t) \cos(h\omega_1)t, \quad (20)$$

$$S_{K2,h}(t) = 1 \sin \left[ (h\omega_1)t + \frac{\pi}{2} (\text{sign}(\sin \Omega_M t) + 1) \right] = \text{sign}(\sin \Omega_M t) \sin(h\omega_1)t. \quad (21)$$

В результате чередования знаков координатных сигналов чередуются и знаки полезных сигналов на выходах ЦАП, то есть полезные сигналы проявляются в виде меандровых токов с частотой  $\Omega_M$

$$i_{1,h} = (U_M \cdot G_{0,1} \cos \varphi_h) \cdot \text{sign}(\sin \Omega_M t), \quad (22)$$

$$i_{2,h} = (U_M \cdot G_{0,2} \sin \varphi_h) \cdot \text{sign}(\sin \Omega_M t), \quad (23)$$

где  $\text{sign}(\cdot)$  — знаковая функция, которая равна  $\pm 1$ ,  $G_{0,1}$  и  $G_{0,2}$  — эффективные переходные проводимости ЦАП1 и ЦАП2.

Такой технический прием [14, 15, 23, 24] позволяет выделить переменные полезные сигналы на фоне постоянных или же медленно меняющихся сигналов сдвига и дрейфа нуля переменных ЦАП, которые на более высоких частотах, как правило, превышают полезный сигнал. Для подавления сдвига и дрейфа нуля и отфильтрации полезных сигналов (22) и (23) с частотой  $\Omega_M$  из переменных сигналов пульсации и помех служит синхронный интегратор СИ (рис. 7) с "вращающимся" конденсатором С [14], который поворачивается под управлением манипулирующего сигнала  $S_M$  синхронно с чередованием знаков полезных токов (22) и (23). Поэтому конденсатор С накапливает на себе заряд полезных токов в течение обоих полупериодов, а постоянные токи сдвига и дрейфа нуля в одни полупериоды заряжают и в другие полупериоды разряжают конденсатор С. На практике реализуется более 100-кратное подавление постоянных компонент. Вопросы построения детекторов квадратурных компонент рассмотрены также в работах [32, 33, 41].

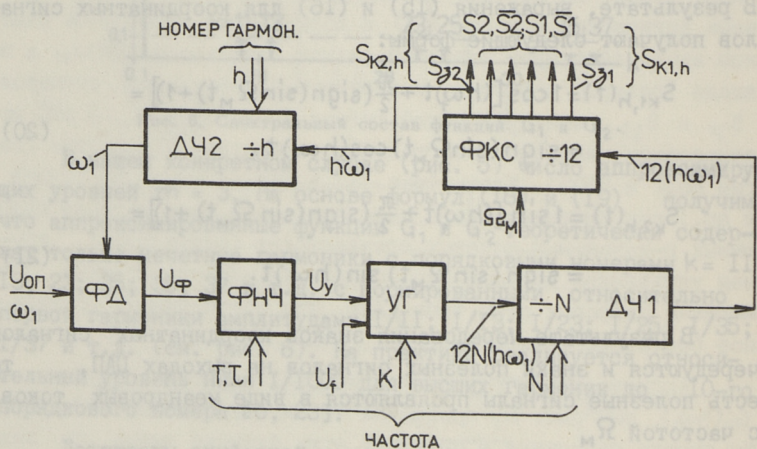


Рис. 8. Формирователь координатных сигналов.

Построение формирователя координатных сигналов в опорном канале (рис. 2) приведено на рис. 8. Основой формирователя является система фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) [25, 26] оптимизированной как относительно подавления помех, так и относительно быстродействия [28, 29]. Система ФАПЧ состоит из фазового детектора ФД, фильтра нижних частот ФНЧ

с передаточной функцией  $F(s)$  и управляемого напряжением  $U_y$  генератора УГ, которые соединены в замкнутый контур через делитель частоты ДЧ1 с коэффициентом деления  $N$ , формирователь кодовых сигналов ФКС (см. рис. 3) с постоянным коэффициентом деления на 12 раз и делитель частоты ДЧ2 с коэффициентом деления  $h$ .

По существу такая схема формирователя представляет собой фазосинхронный синтезатор частоты. Двоичный делитель ДЧ1 в прямой цепи системы ФАПЧ служит для октавного изменения (деления на  $N = 2^n$ ) частоты координатных сигналов  $S_{k1,h}$  и  $S_{k2,h}$ , а делитель ДЧ2 в цепи обратной связи системы ФАПЧ работает как умножитель частоты координатных сигналов на  $h = (1 \dots 10)$ , где  $h$  – порядковый номер измеряемой гармоники. В соответствии с изменением коэффициента деления частоты происходит также октавное изменение постоянных времени  $T, \tau$  звеньев ФНЧ и коэффициента передачи  $K_{УГ}$  управляемого генератора УГ (рис. 8). Внутри пределов дискретных изменений частоты осуществляется непрерывное управление при помощи напряжения  $U_f$ . Вопросы управления частотой и фазой в векторных анализаторах рассмотрены более подробно в работах [25, 40].

Синтез системы ФАПЧ сводится к определению структуры и параметров ФНЧ (рис. 8). Задача имеет сходство с синтезом цепей частотной коррекции у усилителей с глубокой отрицательной обратной связью, но носит более сложный характер, поскольку система ФАПЧ предъявляет жесткие и противоречивые требования: она должна одновременно обеспечить как превосходное подавление помех, так и предельно высокое быстродействие, не говоря об обеспечении устойчивости системы. Исследования показывают [30], что обычная система ФАП второго порядка, содержащая ФНЧ с передаточной функцией

$$F_1(s) = \frac{\tau_2 s + 1}{T_f s}, \quad (24)$$

не позволяет получить удовлетворительные результаты.

В разработанных нами приборах нашли применение астатические системы ФАП третьего порядка [39] с ФНЧ второго порядка со следующей передаточной функцией:

$$F_2(s) = \frac{\tau_2 s + 1}{T_f s (\tau_3 s + 1)}, \quad (25)$$

обеспечивающие по сравнению с системами второго порядка не только лучшее подавление помех, но и более высокое быстродействие [30, 31, 34-37]. Специфические вопросы, связанные с исследованием динамики системы ФАП третьего порядка, приведены в статье [38].

Работа системы ФАПЧ в формирователе координатных сигналов (рис. 8) связана со следующими особенностями.

Во-первых, в связи с использованием делителя частоты ДЧ с коэффициентом деления  $h$  в цепи обратной связи системы, погрешность фазировки  $\phi_k$  координатных сигналов (фазовая погрешность между опорным и координатным сигналами) увеличивается в  $h$  раз. Следовательно, при измерении  $h$ -й гармоники фазовая погрешность координатных сигналов

$$\phi_{k,h} = h \phi_k, \quad (26)$$

где  $\phi_k$  — погрешность фазировки при отсутствии делителя частоты в цепи обратной связи.

Во-вторых, в связи с неполным подавлением в ФНЧ переменных компонент сигнала  $U_\phi$  с выхода фазового детектора ФД, часть из них попадает в состав управляющего сигнала  $U_y$  на вход управляемого генератора УГ и вызовет таким образом фазовую модуляцию координатных сигналов  $S_{k1,h}$  и  $S_{k2,h}$ , причем эта компонента модуляции, которая вызвана пульсацией сигнала  $U_\phi$  с частотой  $2\omega_1$ , является причиной проявления чувствительности прибора к субгармоникам измеряемого сигнала. При анализе высших гармоник роль интенсивной субгармонической помехи играет основная гармоника. Эксперименты и предварительные исследования показывают, например, что при измерении третьей гармоники с частотой  $3\omega_1$ , фазовая модуляция с частотой  $2\omega_1$  и глубиной  $0,1^0$  способна вызвать недопустимо большое значение (порядка  $1 \cdot 10^{-2}$ ) коэффициента передачи для основной гармоники с частотой  $\omega_1$ . Улучшение точности фазировки координатных сигналов является поэтому одной из основных задач развития векторных анализаторов.

#### 4. Векторный калибратор

Для метрологического обеспечения новых векторных измерителей разработан также прецизионный генератор векторных составляющих гармонических колебаний — векторный калибратор

[42]. Калибратор имеет частотный диапазон от 10 Гц до 100 кГц. Диапазон генерируемых колебаний составляет 100 нВ ... 10 В, основная погрешность не превышает 0,2 %. Для установки необходимого уровня выходных колебаний использованы индуктивные делители напряжения [43].

Принципом работы векторного калибратора является формирование дискретно-аппроксимированных квадратурных гармонических колебаний [44-49] из постоянного напряжения с высокостабильного управляемого источника [50, 51]. Схематика и принципы формирования колебаний являются такими же, как в рассмотренном нами векторном вольтметре ТВ5-80А (см. рис. 3 - 6).

## 5. Заключение

В результате более чем 15-летнего периода проведения научно-исследовательских работ и экспериментов в ТПИ создано свое направление развития методов и средств векторных измерений на основе оригинальных схем дискретного преобразования аналоговых сигналов и эффективных методов синтеза систем ФАПЧ. Разработан ряд новых измерительных приборов, типичное построение среди которых имеет уже рассмотренный нами низкочастотный векторный вольтметр-анализатор ТВ5-80А. Лучшие метрологические и эксплуатационные характеристики имеет экспериментальный образец цифрового векторного анализатора ТС5-85 со встроенным микропроцессором, частотный диапазон которого расширен до 1,6 МГц.

Принципы векторного анализа нашли использование также в некоторых других приборах, например, в измерителе полных проводимостей для электрохимического анализа и в реографическом анализаторе для медицинской диагностики, оба внедрены в Тартуском госуниверситете, а также и в телеспектрометре ФАЗА, который внедрен в орбитальном комплексе космических исследований. Разработана также оригинальная аппаратура для метрологического обеспечения векторной измерительной техники.

Наряду с постепенным совершенствованием средств векторных измерений, одной из основных задач дальнейших работ является исследование путей использования принципов векторных измерений в технической и медицинской диагностике.

## Л и т е р а т у р а

1. Д е х т я р е н к о П.И. Синхронное детектирование в измерительной технике и автоматике. - Киев: Техника, 1965. - 314 с.

2. Н и к о л а й ч у к О.Л., Р е в о Ю.В. Измерительные фазочувствительные выпрямители // Измерения, контроль, автоматизация: Науч.-техн. сб. обзоров ЦНИИТЭИ приборостроения. - М., 1979. - Вып. 5 (21). - С. 36-42.

3. Р ы б и н Ю.К., Б у д е й к и н В.П. Синхронные детекторы в селективных измерительных приборах // Измерения, контроль, автоматизация: Науч.-техн. сб. обзоров ЦНИИТЭИ приборостроения. - М., 1984. - Вып. 3 (51). - С. 53-61.

4. B l a i r D.P., S y d e n h a m P.H. Phase sensitive detection as a means to recover signals buried in noise // J. Phys. E; Sci. Instrum. - 1975. - Vol. 8. - P. 621-627.

5. М и н М.В. Способ синхронного преобразования в измерительной технике // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1984. - 583. - С. 3-15.

6. Исследование и разработка конкурентоспособных вольтметров низкочастотного диапазона и средств их метрологического обеспечения: Отчет НИР в 6-и книгах / Таллинский политехнический институт. Науч. рук. к.т.н. доц. Силламаа Х.В., гос. рег. № 81003134. - Таллин, 1985. - 338 с.

7. F i s h e r E.H. Lock-in amplifiers obtain measurements if there's more than signal // Laser Focus. - Nov. 1977. - P. 82-88.

8. M e a d e M.L. Advances in lock-in amplifiers // J. Phys. E; Sci. Instrum. - 1982. - Vol. 15. - P. 395-403. Пер. на рус.: Приборы и элементы автоматики и вычислительной техники /Экспресс-информация. - 1983. - № II, реф. 33. - С. I-15

10. M e a d e M.L. Lock-in amplifiers: Principles and applications. - Peregrinus; London, 1983. - 232 p.

11. Pat. 314284 (USA). Precision phase detector / R.E. Graves et al., 1964.

12. Pat. 3517298 (USA). Harmonic insensitive gated AC-to-DC converter // P.L. Richman, 1970.

13. Pat. 3525941 (USA). Stepwise converter / S.E.Smith, 1970.

14. Pat. 3793599 (USA). Rotating capacitor square wave filter and applications thereof / T.Coor, 1974.

15. Pat. 3867620 (USA). Signal correlator with improved dynamic range / T. Coor, 1975.

16. Pat. 4142241 (USA). Harmonic insensitive phase sensitive detector // A. Freilich, 1979.

17. А.с. 943757 (СССР). Устройство для функционального преобразования аналоговых сигналов / М.В. Мин, Т.Э. Парве, Т.А. Пунгас. - Оpubл. в Б.И., 1982, № 26.

18. А.с. 949773 (СССР). Синхронный детектор / М.В. Мин, Т.Э. Парве, Х.Э. Хярм. - Оpubл. в Б.И., 1982, № 29.

19. А.с. 964966 (СССР). Синхронный детектор / М.В. Мин, Т.Э. Парве. - Оpubл. в Б.И., 1982, № 37.

20. Международная заявка 81/01762 (PCT). Преобразователь частоты со сдвигом фазы на  $90^{\circ}$  / М.В. Мин, Т.Э. Парве, Т.А. Пунгас, Х.Э. Хярм. - Оpubл. в бюлл. "Изобретения в СССР и за рубежом". - 1982. - Вып. III. - № 2.

21. Pat. 4409555 (USA). Quadrature stepwave frequency converter // M. Min, T. Parve, H. Härm, T. Pungas, 1983.

22. Pat. 2075780 (Great Britain). Quadrature stepwave frequency converter // M. Min, T.Parve, H. Härm, T. Pungas, 1984.

23. M i n M., P a r v e T. Phase-locked signal processing in vector analyzer // IMEKO 6th TC7 Symposium "Signal Processing in Measurement". - Budapest, Hungary, June 10-12, 1987. - P. 143-147.

24. В ы р н о Т.Э., П а р в е Т.Э. Свойства модуляционных синхронных преобразователей // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1984. - № 583. - С. 29-37.

25. M i n M., R o n k A., S i l l a m a a H. Adaptive control of frequency and phase in vector analyzer //

IMEKO 5th TC7 Symposium "Intelligent Measurement". - Jena, GDR, June 10-14, 1986. - N 1, Vol. 2. - P. 200-202.

26. Шахгильдян В.В., Ляховкин А.А. Системы фазовой автоподстройки частоты. - М.: Связь, 1982. - 447 с.

27. Линдсей В. Системы синхронизации в связи и управлении: Пер с англ. / Под ред. Ю.Н. Бакаева и М.В. Капранова. - М.: Сов. радио, 1978. - 600 с.

28. Мин М.В. Исследование динамики и помехоустойчивости системы фазовой автоподстройки при помощи моделирования на АВМ // Развитие и использование аналоговой и аналого-цифровой вычислительной техники: Тех. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. - М., 1981. - С. 141-142.

29. Кийве Р.Х., Павле Т.Э., Мин М.В. Динамический синтез системы ФАП третьего порядка // Информационно-измерительная техника: Тез. докл. респ. науч.-техн. конф. "Современные методы и устройства радиоэлектронного оборудования". - Таллин, 1981. - С. 9-10.

30. Мин М.В. Помехоустойчивость и динамика фазовых процессов в синхронных измерительных преобразователях // Дисс. на соискание уч. ст. канд. техн. наук. - Таллин: ТПИ, 1983. - 264 с.

31. Мин М.В. Динамический синтез высокочастотных следящих систем // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1983. - № 550. - С. 35-40.

32. Парве Т.Э., Мин М.В. Сглаживающие фильтры с равноволновой переходной характеристикой // Избирательные системы с обратной связью: Межвуз. сб. науч. тр. - Таганрог, 1983. - С. 52-55.

33. Мин М.В., Парве Т.Э. Квадратурный множитель для двухканального фильтра // Избирательные системы с обратной связью: Межвузов. сб. науч. тр. - Таганрог, 1983. - С. 127-129.

34. Мин М.В. Помехоустойчивость и динамика фазовых процессов в синхронных измерительных преобразователях // Автореф. дисс. на соискание уч. ст. канд. техн. наук. - Киев: КПИ, 1984. - 16 с.



35. М и н М.В. Фазовая автоподстройка координатных сигналов в векторных измерительных преобразователях // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1985. - № 592. - С. 103-110.

36. M i n M. A method for design of the time optimal third order phase locked loop // Proc. 7th European Conf. on Circuit Theory and Design (ECCTO'85). - Prague, Sept. 2-6, 1985. - Part 1. - P. 325-328.

37. M i n M. Minimization of transient time in the third order phase-locked loop // Proc. 8th European Conf. on Circuit Theory and Design (ECCTD'87). - Paris, Sept. 1-4, 1987. - P.

38. Л а н д Р.В., М и н М.В. Переходные процессы в неавтономной системе ФАП третьего порядка // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1986. - № 629. - С. 71-79.

39. Л а н д Р., М и н М. Астатическая система ФАП с цифровым интегратором // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1987. № 643.

40. М и н М.В., Р о н к А.Х., Х а л ь д р е Э.А. Обеспечение адаптивности векторного анализатора к свойствам входных процессов при помощи встроенного микропроцессора // Проблемы развития аппаратных и программных средств вычислительной техники для машинного проектирования: Тез. докл. всесоюзн. науч.-техн. конф.-М., 1987. - С. 102

41. П а р в е Т.Э., Л а н д Р.Э., Л и п п и н г К.К. Вопросы разработки измерительного канала векторвольтметров дискретного действия // Тр. Таллинск. политехн. ин-та.-1984. - № 583. - С. 17-27.

42. П е т е р с о н Я.В., Т р у м м Т.А. Средства технического контроля векторвольтметров // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1984. - № 583. - С. 49-62.

43. П е т е р с о н Я.В. Влияние импеданса ключей на погрешности коммутируемых индуктивных делителей напряжения // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1983. - № 558. - С. 11-17.

44. А.с. 752369 (СССР). Устройство для формирования квадратурных гармонических колебаний / М.В. Мин, Т.Э. Парве. - Оpubл. в Б.И., 1980, № 28.

45. А.с. 892424 (СССР). Источник опорного напряжения / Т.А. Пунгас, Т.Э. Парве, М.В. Мин. - Оpubл. в Б.И., 1981, № 47.

46. А.с. 943757 (СССР). Устройство для функционального преобразования аналоговых сигналов / М.В. Мин, Т.Э. Парве, Т.А. Пунгас. - Оpubл. в Б.И., 1982, № 26.

47. Международная заявка 82/00536 (PCT). Ступенчатый преобразователь электрических сигналов / М.В. Мин., Т.Э. Парве, Т.А. Пунгас. - Оpubл. в бюлл. "Изобретения в СССР и за рубежом". - 1982. - Вып. III. - № 9. - Ч. II.

48. Pat. 4281281 (USA). Reference voltage source // Т.А. Pungas, Т.Е. Parve, М.У. Min, 1981.

49. Pat. 4473802 (USA). Electrical signal converter with step variable gain // М.У. Min, Т.Е. Parve, Т.А. Pungas, 1984.

50. А.с. 773603 (СССР). Источник постоянного напряжения / Т.А. Пунгас, М.В. Мин, Т.Э. Парве. - Оpubл. в Б.И., 1980, № 39.

51. А.с. 794624 (СССР). Источник опорного напряжения с симметричным относительно общей шины выходом / Т.А. Пунгас, М.В. Мин, Т.Э. Парве. - Оpubл. в Б.И., 1981, № I.

М. Мин

### Vector Voltmeter and Analyzers

#### Abstract

A review about research activities in the field of vector measurements of electric signals carried out in Tallinn Technical University in 1970-1987 is presented in this paper. Patented technical solutions and circuit diagrams of the vector measuring devices are described, and the principles for the design of the third order phase-lock loop (PLL) operating as the synthesizer of phase-stable coordinate signals for vector measurements, are also concerned. The main data and specific features of metrological apparatus, designed specially for calibrating vector voltmeters and analyzers, are given in brief.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИЛОВЫХ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

С начала 1970-х годов на кафедре электроники Таллинского политехнического института (ТПИ) заметно возрос объем хозяйственных научных исследований. В основном это были работы, связанные с различными схемотехническими разработками. Первой работой, дающей возможность сотрудникам кафедры сосредоточиться на исследовании свойств и параметров самих полупроводниковых приборов, была работа, посвященная исследованию интегральных операционных усилителей по заказу завода им. Х. Пегельмана. В 1971 г. были изучены зависимости электрических параметров полевых транзисторов с рп-переходами от геометрических и электрофизических параметров их структуры.

Систематическое исследование электрофизических процессов в полупроводниковых структурах и разработка соответствующих физико-математических моделей (ФММ) начались в 1973 г. В это время на НИИ ПО ТЭЗ им. М.И. Калинина разрабатывалась АСУП силовых приборов. Был заключен хозяйственный договор с кафедрой автоматики, которая приняла на себя разработку моделей технологических процессов, формирующих тиристорную структуру при производстве силовых полупроводниковых приборов (СП). Кафедра электроники ТПИ участвовала в этой работе в части разработки детерминистических ФММ характеристик и параметров силового тиристора. Большинство моделей, разработанных на кафедре электроники в период 1973-78 гг., базировались на решении итерационным способом систем из аналитических уравнений, полученных в региональном приближении при значительных упрощающих допущениях. Конечной целью исследований было составление наиболее простых и экономных, в смысле потребления машинного времени,

моделей для расчета основных характеристик силового тиристора исходя из наиболее важных электрофизических и геометрических параметров его полупроводниковой структуры. Некоторые результаты этих исследований опубликованы, например, в работах [1-3].

Параллельно с упомянутыми моделями разрабатывалась двумерная численная модель для исследования распределения напряженности электрического поля и явлений пробоя в высоковольтной структуре с двойной фаской. Дискретизация уравнения Пуассона была осуществлена с помощью пятиточечных шаблонов. Пакет программ был разработан в 1977 г., а впоследствии несколько раз модифицировался. Модель была использована при выводе простых аналитических соотношений для расчета максимального напряжения переключения и максимального обратного напряжения силового тиристора, а также для исследования некоторых частных вопросов, например, связанных с влиянием поверхностного заряда на напряжение пробоя. Модель и некоторые результаты ее использования описываются в [4, 5].

В 1974 г. на базе работ по моделированию СПП было открыто направление АХ-09 "Полупроводниковые структуры". Однако вскоре стало очевидным, что аналитико-итеративные модели далеко не соответствуют возможностям современной вычислительной техники.

Как известно, в СПП при достаточно больших плотностях тока заметно усиливаются такие нелинейные эффекты, как электронно-дырочное рассеяние (ЭДР) и междузонная Оже-рекомбинация (ОР). Адекватный учет этих эффектов требует привлечения численных методов анализа. Одной из первых попыток в этом направлении была работа [6]. Уравнение непрерывности для неравновесных носителей заряда в  $p$ -базе  $p^+-pr^+$ -структуры решалось методом Рунге-Кутты. В граничных условиях, соответствующих краям квазинейтрального слоя  $p$ -базы, было учтено влияние ЭДР. Были вычислены распределения дырок и напряженности электрического поля в  $p$ -базе, а также изотермические вольт-амперные характеристики (ВАХ) до плотности прямого тока  $1500 \text{ А/см}^2$ .

В это время постоянно возрастало количество публикаций, посвященных численному моделированию полупроводнико-

вых структур, основанному на численном решении системы феноменологических уравнений полупроводника с граничными условиями, заданными на контактах структуры. Первой в этой области была известная работа Гуммеля [7], но к 1975 г. во всем мире публиковалось уже около 20 работ в год, в основном по моделированию структур биполярных транзисторов. По численному моделированию СПП было известно только несколько работ.

В конце 1976 г. была поставлена задача разработки физико-математической модели, алгоритма и программы ЭВМ для численного моделирования стационарных изотермических характеристик СПП в одномерном приближении. Первые результаты этой работы были доложены в 1978 г. на Республиканской научно-технической конференции, посвященной Дню радио [8]. За основу разработки была взята итеративная схема Сейдмана-Чу [9]. В работе [10] была предложена модификация этой схемы, позволяющая учитывать междузонную ОР. Эффект ЭДР был учтен традиционным способом, предложенным Флетчером в 1957 г.

В 1978 г. была поставлена задача разработки ФММ, алгоритма и программы для численного анализа процессов в структурах на основе прямозонных полупроводников, в которых при достаточно высоких уровнях возбуждения заметную роль играет фотогенерация носителей заряда за счет перепоглощения рекомбинационного излучения. Результаты исследований были опубликованы в работе [11], в которой описывается полная численная модель с граничными условиями на контактах, впервые дающая возможность исследования характеристик структур на основе прямозонных полупроводников (например, арсенида галлия) без ограничений, присущих аналитическим методам.

К 1978 г. установилась тематика научных исследований по моделированию СПП, которая с тех пор была связана с исследованием и разработкой ФММ, алгоритмов и программ для численного моделирования характеристик и процессов в СПП на основе кремния и новых полупроводниковых материалов. В ряде работ [12-15] были рассмотрены процессы в арсенидгаллиевых  $p^+ - n - p^+$ -структурах, связанные с самопоглощением излучения  $n$ -базы и  $p^+$ -эмиттера, а также с поглощением в  $n$ -базе излучения из  $p^+$ -эмиттера. Были установлены зависимости

статических ВАХ от толщин слоев  $p^+ - p - p^+$ -структуры с резкими переходами, степени легирования слоев и спектральной плотности междузонного рекомбинационного излучения. В работе [15] рассматривалась структура с плавно изменяющейся концентрацией примесей в  $p$ -базе, полученной жидкостной эпитаксией.

Результаты численного моделирования переходных процессов выключения и включения арсенидгаллиевых диодных структур с учетом перепоглощения рекомбинационного излучения были опубликованы в работах [16–18]. Было показано, что в результате компенсации междузонной излучательной рекомбинации генерацией, обусловленной перепоглощением, время выключения определяется, главным образом, безызлучательным временем жизни в базе структуры.

Разработанный в 1978–79 гг. пакет прикладных программ (ППП) для численного моделирования стационарных физических процессов в кремниевых структурах в одномерном приближении [19] использовался для решения вопросов, связанных с исследованием и разработкой новых СШ [20, 21]. Однако оказалось, что при более высоких плотностях тока модифицированный алгоритм Сейдмана–Чу [10] оказался малоэффективным ввиду ухудшения сходимости итерационного процесса поочередного решения уравнения Пуассона и непрерывности электронов и дырок. В 1979–80 гг. на кафедре электроники были разработаны и применены при численном моделировании СШ алгоритмы, основанные на совместном (одновременном) решении уравнения Пуассона и уравнений непрерывности [22–25]. Многочисленные расчеты прямых ветвей ВАХ ряда силовых структур [22–25, 28], особенно в режиме высокого уровня инжекции, показали высокую эффективность алгоритмов. В работе [26], являющейся развитием [22–25], предлагается алгоритм, позволяющий сократить время счета при моделировании переходных процессов в одномерных тиристорных структурах с учетом цепей анода и управляющего электрода (включая шунт катодного эмиттерного перехода). В работе [27] была сформулирована задача выяснения наиболее эффективного алгоритма для решения многомерной конечно-разностной краевой задачи итерационным методом.

В это же время алгоритмы одновременного решения системы уравнений были расширены на моделирование изотерми-

ческих нестационарных процессов в СПП. Система решаемых уравнений была дополнена уравнениями внешних цепей, учитывалось лавинное размножение носителей заряда в сильных электрических полях.

Таким образом, к концу 1980 г. во всех ППП для численного анализа СПП (в том числе арсенидгаллиевых) был осуществлен переход на алгоритмы одновременного решения уравнений. Были опубликованы работы по численному моделированию переходных процессов в кремниевых тиристорных [29] и диодных [30, 31] структурах, в арсенидгаллиевых диодных структурах [16-18]. Влияние Оже-рекомбинации и внешней фотогенерации на статические ВАХ кремниевых диодных структур было исследовано в [32].

С начала 1981 г. с НИИ ПО ТЭЗ им. М.И. Калинина был заключен новый пятилетний хоздоговор, основным результатом которого была разработка комплекса программ ДИНАМИТ (ДИНАМИка Тиристора), предназначенного для одномерного численного моделирования основных статических и динамических изотермических и неизотермических характеристик и процессов кремниевых силовых диодов и тиристоров в рамках САПР СПП АСКЭТ-II. Наряду с комплексом ДИНАМИТ был разработан ряд ППП, предназначенных для численного моделирования характеристик и процессов в СПП на основе прямозонных полупроводников.

Комплекс ДИНАМИТ состоит из ППП ДИНАМИТ-1 (для изотермического анализа) и ППП ДИНАМИТ-2 (для неизотермического квазинестационарного анализа). Обе программы снабжены удобным для пользователя входным языком для описания задания моделирования. Отличительной чертой ППП ДИНАМИТ-1 [33] является феноменологически адекватный учет влияния ЭДР на транспорт носителей заряда в полупроводнике. Этот учет основывается на модификации уравнений токов для электронов и дырок, содержащих члены, учитывающие эффект увеличения неосновных носителей заряда в результате ЭДР. Такие уравнения тока являются следствием, например феноменологических уравнений движения носителей заряда Авакьянца и др. [34], и они многократно использовались отечественными авторами для аналитического исследования процессов в силовых полупроводниковых структурах. Впервые о реализации такой ФММ в программе для численного моде-

лирования СПП было доложено на отраслевом семинаре "Технология и конструирование быстродействующих силовых полупроводниковых приборов" (Ляллемяз, февраль 1983) [35]. Детали ФММ, построения разностной схемы, метода решения, а также результаты моделирования процесса выключения силовой кремниевой диодной структуры были опубликованы в работе [36].

Возможности ППП ДИНАМИТ-I в области численного моделирования электрофизических экспериментов продемонстрированы в работе [37], где описываются результаты вычислительного эксперимента по методу Шокли-Хейнса. Была установлена работоспособность алгоритма [36] даже в режиме полного увлечения неосновных носителей заряда (ННЗ) (дрейф неосновных дырок против направления электрического поля).

В связи с разработкой диодов с "мягким" обратным восстановлением с помощью ДИНАМИТ-I были проведены вычислительные эксперименты для выявления влияния распределения (градиента) времени жизни неосновных носителей заряда в базе диода на процесс его обратного восстановления во внешней цепи с активно-индуктивным характером. Результаты численного анализа диодной структуры с 15 различными распределениями времени жизни ННЗ были приведены в [38]. В работе [39] была представлена приближенная теория процесса обратного восстановления высоковольтного диффузионного диода с постоянным временем жизни ННЗ в эффективной базе. Допущения, принятые в этой теории, были проверены с помощью численной модели.

Явления, связанные с саморазогревом полупроводниковой структуры, оказывают заметное влияние на характеристики силовых диодов и тиристоров, работающих в режиме ударного тока. Параллельно с программами для численного моделирования изотермических процессов в 1980 г. была разработана программа для исследования статических неизотермических характеристик СПП в открытом состоянии. В систему решаемых уравнений добавлялось стационарное уравнение теплопроводности, которое итерировалось отдельно. Результаты работы были доложены на Всесоюзном научно-техническом семинаре "Повышение параметров силовых полупроводниковых приборов на основе новых конструктивных решений и методов изготовления" (Запорожье, 1981).



Квазинестационарная модель, которая впоследствии стала основой ППП ДИНАМИТ-2, была описана в [40, 41]. Представленная модель позволяет путем самосогласованного решения системы феноменологических уравнений полупроводника и уравнения теплопроводности исследовать одномерные электро-тепловые процессы в полупроводниковых приборах, состоящих из многослойной полупроводниковой структуры и произвольного числа металлических контактных слоев, при воздействии импульса прямого тока произвольной формы и длительности, превышающей характеристические постоянные времени электрических процессов в полупроводниковой структуре. В результате моделирования можно получить, кроме динамической неизотермической ВАХ выпрямительного элемента, пространственно-временные зависимости всех основных электрофизических величин в полупроводниковой структуре, а также температуры во всех слоях выпрямительного элемента. При наличии критерия, задаваемого из физических соображений, модель может быть использована для определения величины ударного тока.

В связи с разработкой арсенид-галлиевых силовых диодов возник вопрос о их стойкости к воздействию токов ударных перегрузок. Описанная в [40] ФММ была модифицирована с целью учета фотогенерации носителей заряда в результате поглощения междузонного рекомбинационного излучения способом, описанным в [11, 12]. Результаты численного моделирования неизотермических динамических ВАХ арсенидгаллиевых диодов с различными конструкциями выпрямительных элементов были опубликованы в [42-44].

Пакеты прикладных программ ДИНАМИТ-2 и АРСТИР-2 зарекомендовали себя удобным инструментом для исследования теплового режима полупроводниковой структуры в зависимости от количества, материала и толщины металлических контактных слоев выпрямительного элемента, а также от электрического и теплового контактных сопротивлений между слоями. Физически обоснованный и удобный при вычислительном эксперименте критерий режима ударной перегрузки, связанный с характерными изменениями формы петли неизотермической ВАХ был опубликован в [45, 46]. Способ учета ЭДР и соответствующая ФММ [36] были использованы при численном моделировании режима ударной перегрузки кремниевого силового диода [46].

Во всех вышеописанных ФММ предполагалась рекомбинация через одноуровневый центр в соответствии с теорией Шокли-Рида-Холла. Однако в реальных полупроводниковых структурах встречаются рекомбинационные центры разных видов, имеющие различное количество, как правило, взаимосвязанных энергетических уровней, расположенных в запрещенной зоне полупроводника. В обобщенной модели рекомбинации следует учитывать рекомбинационно-генерационные процессы через все взаимодействующие локальные уровни. Кроме того, в уравнении Пуассона следует учитывать суммарный заряд рекомбинационных центров, зависящий, в свою очередь, от распределения центров по зарядовым состояниям. Такая модель, алгоритм и программа (модификация ДИНАМИТ-1) для численного моделирования нестационарных процессов в полупроводниковых структурах с учетом рекомбинации через многоуровневые (многозарядные) рекомбинационные центры была разработана в 1986 г. в рамках хоздоговора со Всесоюзным электротехническим институтом (ВЭИ). Конкретная программная реализация позволяет учитывать до 5 различных видов многоуровневых центров (с максимальным количеством связанных уровней каждого, равным 7) при условии, что общее количество уровней не превышает 20. В работе [47] приводится краткое описание ФММ, затраты машинного времени ЕС-1055М на одну итерацию в зависимости от количества уровней центра, а также анализ зависимости времени жизни ННЗ в  $p$ -базе высоковольтной  $p^+-p-p-p^+$ -структуры, содержащей двухуровневые (амфотерные) примеси золота и платины. В ходе вычислительного эксперимента моделировались переходные процессы измерения времени жизни дырок в  $p$ -базе по методам Лекса и разностному в диапазоне плотностей прямого тока от 0,1 до 100 А/см<sup>2</sup>. Дано сравнение с действительным (расчетным) временем жизни в  $p$ -базе исследуемой структуры.

Многие процессы в СПП, в частности в транзисторах, запираемых тиристорах и т.п., имеют существенно неоднородный характер. Разработка двумерных численных моделей СПП с целью проверки некоторых результатов одномерного моделирования была начата в 1982 г. После некоторого перерыва, связанного с окончанием разработки комплекса программ ДИНАМИТ, двумерная модель и программа были завершены в 1986 г. и использованы для исследования переходных процессов си-

ловом запираемом тиристоре [48], а также в силовом транзисторе [49]. Также была начата разработка неизотермической двумерной модели, о чем сообщается в [50].

Отдельную тематику в числе работ, проводимых на кафедре электроники ТПИ по численному моделированию, составляют исследования полупроводниковых структур с поверхностным (Шоттки-структуры) или объемным барьером. В работе [51] описывается одномерная стационарная модель структуры с барьером Шоттки, разработанная на основе ФММ и алгоритма из [24]. Краевые условия, заданные на контакте Шоттки, позволяют учитывать диффузию и термоэлектронную эмиссию двух типов носителей. В работах [52-55] исследуются методом численного моделирования статические ВАХ и переходные процессы выключения мощных диодов Шоттки на основе кремния. Используется метод одновременного решения уравнений полупроводника и уравнения активно-индуктивной внешней цепи, приводящий к 9Д-алгоритму [24]. Результаты моделирования показали, что теоретически возможно реализовать мощные диоды Шоттки с максимальной рабочей частотой 10 ... 100 МГц, при амплитуде плотности прямого тока 100 А/см<sup>2</sup> и максимально допустимом обратном напряжении 50 ... 150 В. Максимальная рабочая частота дополнительных (M-nSi, M-pSi) диодов Шоттки отличается мало.

В последнее время появился новый, постоянно расширяющийся класс полупроводниковых приборов - приборы с внутренним униполярным барьером. Одной из первых публикаций по численному моделированию переходного процесса выключения является статья [56]. В настоящее время исследование таких структур продолжается, но основным направлением работ по численному моделированию в ближайшие годы на кафедре электроники ТПИ по-прежнему остается разработка ФММ, алгоритмов и программ для исследования процессов в СИП, в частности в запираемом тиристоре.

#### Л и т е р а т у р а

И. Н у р с т е И., В е л м р е Э. К расчету отпирającego тока управления р-п-р-п-структуры // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1977. - № 432. - С. 127-133.

2. Евсеев А.Ю., Велмре Э.Э., Ранг Т.Х., Селенинов К.Л. Расчет тиристорov, коммутирующих максимальные мощности // Электротехн. пром. Сер. Преобр. техн. - 1979. - Вып. 6(113). - С. 5-8.

3. Велмре Э.Э., Ранг Т.Х. Аналитико-численная модель для исследования стационарного непроводящего состояния силовых тиристорov // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1983. - № 558. - С. 57-67.

4. Велмре Э.Э., Куузик Э.И., Тергем И.Р. Численное моделирование напряженности электрического поля и напряжения пробоя в полупроводниковой структуре с двойной фаской // Силовые полупроводниковые приборы: Сб. статей. - Таллин: Валгус, 1981. - С. 50-58.

5. Ранг Т., Нурсте И. Численное моделирование рп-структур с двойной фаской с помощью программы "FAAS" (См. наст. сб. с )

6. Велмре Э.Э., Дороднев В.Н. О влиянии Оже-рекомбинации на прямую ветвь вольт-амперной характеристики силового полупроводникового диода // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1975. - № 387. - С. 85-91.

7. Гуммел Н.К. A self-consistent iterative scheme for one-dimensional steady-state transistor calculation // IEEE Trans. Electron Devices. - 1964. - Vol. ED-11, N 10. - P. 455-465.

8. Велмре Э.Э., Фрейдлин Б.П. Численный анализ одномерных полупроводниковых структур в стационарном режиме // Тезисы докладов респ. научн.-техн. конф., посвященной Дню радио и деятельности Эстонской организации НТОРЭС им. А.С. Попова за годы 1958-1978. - Таллин. - 1978. - С. 32.

9. Seidman T.I., Choo S.C. Iterative scheme for computer simulation of semiconductor devices // Solid St. Electron. - 1972. - Vol. 15. - P. 1229-1235.

10. Freidlin B., Velmre E. Numerical simulation of a forward-biased p-i-n structure with band-to-band Auger recombination // Electron. Lett. - 1978. - Vol. 14, N 22. - P. 701-703.

11. Velmre E., Freidin B. Numerical analysis of forward-biased diode structures based on direct-gap semiconductors // Electron. Lett. - 1979. - Vol. 15, N 13. - P. 383-385.

12. Velmre E., Freidin B., Udal A. Numerical analysis of the on-state of diode structures based on direct-gap semiconductors // Physica Scripta. - 1981. - Vol. 24. - P. 468-471.

13. Велмре Э.Э., Нурсте И.О., Фрейд-дин Б.П. Сравнение статических параметров силовых диодных структур из GaAs и InP // Тезисы докладов респ. научно-техн. конф. "Современные методы и устройства радиоэлектронного оборудования, посвященной Дню радио. Секц. "Полупроводниковые приборы" - Таллин. - 1981. - С. 30-31.

14. Велмре Э.Э., Фрейддин Б.П. Численное моделирование физических процессов в прямосмещенных структурах на основе прямозонных полупроводников // Полупроводниковые приборы: Сб. статей. - Таллин: Валгус, 1982. - С. 25-31.

15. Велмре Э.Э., Фрейддин Б.П. Влияние распределения примеси на прямую ВАХ арсенидгаллиевых силовых диодных структур // Там же. - С. 32-37.

16. Велмре Э.Э., Фрейддин Б.П. Численный анализ переходных процессов в диодных структурах на основе прямозонных полупроводников // Тезисы докладов II Респ. конф. "Полупроводниковые гетеропереходы". - Таллин. - 1982. - С. 25.

17. Велмре Э.Э., Фрейддин Б.П. Численное моделирование переходных процессов в арсенидгаллиевых диодных структурах // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. - 1983. - Т. 26, № 6. - С. 93-95.

18. Велмре Э.Э., Фрейддин Б.П. Численное моделирование процессов включения и выключения диодной структуры на основе прямозонного полупроводника // Силовые быстродействующие полупроводниковые приборы. - Таллин: Валгус, 1984. - С. 90-94.

19. Велмре Э.Э., Фрейддин Б.П., Удал А.Э. Численное моделирование физических процессов в одно-

мерных кремниевых диодных структурах в стационарном режиме // Алгоритмы и программы. - 1980. - № 3(35). - С. 88.

20. Вахер Г.Т., Велмре Э.Э., Мяз Т.Э., Фрейдин Б.П. Исследование прямой ветви вольт-амперной характеристики эпитаксиальных и диффузионных электросварочных диодов // Силовые полупроводниковые приборы: Сб. статей. - Таллин: Валгус, 1981. - С. 7-15.

21. Вахер Г.Т., Велмре Э.Э., Тарма М.Я. Исследование прямой ВАХ мощных диодов с узкой базовой областью // Полупроводниковые приборы: Сб. статей. - Таллин: Валгус, 1982. - С. 9-12.

22. Фрейдин Б.П. Исследование эффективности численных алгоритмов моделирования проводящего состояния силовых полупроводниковых структур // Современные методы и устройства радиоэлектронного оборудования. Тезисы докладов респ. науч.-техн. конф., посвященной Дню радио. Секц. Полупроводниковые приборы. - Таллин. - 1981. - С. 34-35.

23. Фрейдин Б.П., Рубинштейн М.И. Повышение эффективности численных алгоритмов моделирования проводящего состояния силовых полупроводниковых структур // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1981. - № 519. - С. 21-26.

24. Велмре Э.Э., Удал А.Э., Фрейдин Б.П. Исследование эффективности численных алгоритмов моделирования силовых полупроводниковых структур в проводящем состоянии // Электрон. моделирование. - 1981. - № 4. - С. 85-88.

25. Фрейдин Б.П. Эффективный численный алгоритм моделирования одномерных полупроводниковых структур // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1982. - № 538. - С. 39-47.

26. Удал А.Э. Эффективный алгоритм для одномерного численного моделирования полупроводниковых структур // Численные методы и средства проектирования и испытания элементов РЭА: Сб. тезисов докладов. Т. I. - Таллин, 1987. С. 146-149.

27. Пироженко А.А. Некоторые вопросы построения численных моделей силовых полупроводниковых приборов // Там же. - С. 128-130.

28. Велмре Э.Э., Удал А.Э., Фрейдин Б.П. Применение численных моделей для усовершенствования технологии производства силовых полупроводниковых приборов // Современная технология производства приборов средств автоматизации и систем управления: Тр. пост. действ. семинара. - М.: Изд-во МАИ. - 1981. - С. 51-56.

29. Велмре Э.Э., Удал А.Э. Численное моделирование процесса выключения одномерных кремниевых тиристорных структур // Полупроводниковые приборы: Сб. статей. - Таллин: Валгус, - 1982. - С. 74-79.

30. Вахер Г.Т., Велмре Э.Э., Луми Ю.В., Гарма М.Я., Удал А.Э. Исследование процесса переключения диодных структур низковольтных диодов с эпитаксиальной базовой областью // Полупроводниковые приборы: Сб. статей. - Таллин: Валгус, 1982. - С. 13-17.

31. Вахер Г.Т., Велмре Э.Э. Исследование возможностей определения времени жизни в эпитаксиальной базе диода Д143-2000 // Силовые быстродействующие полупроводниковые приборы: Сб. статей - Таллин: Валгус, 1984. - С. 39-43.

32. Удал А.Э. Численное моделирование диодных структур с учетом Оже-рекомбинации и фотогенерации // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1982. - № 538. - С. 3-20.

33. Велмре Э.Э., Удал А.Э. Программа "ДИНАМИТ-1" для одномерного численного моделирования тиристорных структур // Силовые полупроводниковые приборы: Сб. статей. - Таллин: Валгус. - 1986. - С. 59-63.

34. Авакьянц Г.М., Мурыгин В.И., Сандлер Л.С., Тешабаев А., Юровский А.В. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики тонких диодов // Радиотехника и электрон. - 1963. - Т. 8. - № 11. - С. 1919-1926.

35. Велмре Э.Э., Удал А.Э. Численный расчет диода с точным учетом электронно-дырочного рассеяния // Силовые быстродействующие полупроводниковые приборы: Сб. статей. - Таллин: Валгус. - 1984. - С. 39-43.

36. Велмре Э.Э., Пироженко А.А., Удал А.Э. Численное моделирование электрофизических

процессов в полупроводниках с учетом электронно-дырочного рассеяния // Электрон. моделирование. - 1985. - Т. 7. - № 4. - С. 66-71.

37. Велмре Э.Э., Удал А.Э. Численное моделирование эксперимента Шокли-Хейнса // Силовые полупроводниковые приборы: Сб. статей. - Таллин: Валгус, 1986. - С. 49-53.

38. Велмре Э.Э., Дерменжи П.Г., Удал А.Э. Влияние распределения времени жизни электронов и дырок на процесс обратного восстановления  $p^+n-p^+$ -диодов // Электротехника. - 1984. - № 3. - С. 47-51.

39. Удал А.Э. Приближенная теория для расчета характеристик обратного восстановления высоковольтных диффузионных диодов в индуктивных цепях // Силовые полупроводниковые приборы: Сб. статей - Таллин: Валгус, 1986. - С. 54-58.

40. Велмре Э.Э., Фрейдлин Б.П. Численное моделирование неизотермических переходных процессов в силовых полупроводниковых приборах при воздействии мощного импульса прямого тока // Электрон. моделирование. - 1983. - Т. 5, № 1. - С. 73-76.

41. Велмре Э.Э., Нурсте И.О., Фрейдлин Б.П. Численное моделирование температурных распределений в кремниевых силовых полупроводниковых приборах при воздействии мощного импульса прямого тока // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1982. - № 538. - С. 49-58.

42. Velmre E.E., Freidlin B.P. Numerical modeling of the electrothermal transient process in diode structures based on direct-gap semiconductors. // Phys. Stat. Sol. (a). - 1983. - V. 79. - K131-K134.

43. Велмре Э.Э., Фрейдлин Б.П. Численное моделирование неизотермических переходных процессов в арсенидгаллиевых диодных структурах // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. - 1984. - Т. 27, № 6. - С. 85-88.

44. Ашкинази Г., Велмре Э., Логусов А., Тимофеев В., Фрейдлин Б., Шумилин В. Неизотермическая динамическая прямая ветвь вольт-амперной характеристики силовых арсенид-галлиевых диодов //



Изв. АН ЭССР. Физ. Матем. - 1984. - Т. 33, № 1. - С. 48-56.

45. Велмре Э.Э., Нурсте И.О., Фрейдин Б.П. Численное моделирование ударного режима кремниевых тиристорov. См. наст. сб. с. 78-88.

46. Велмре Э.Э., Нурсте И.О., Фрейдин Б.П. Численное моделирование ударного режима силовых полупроводниковых приборов с учетом электронно-дырочного рассеяния // Численные методы и средства проектирования и испытания элементов РЭА: Сб. тезисов докл. Т. I - Таллин, 1987. - С. 143-145.

47. Велмре Э.Э., Опцкий А.П., Удал А.Э. Численное моделирование процессов в полупроводниковых структурах с учетом рекомбинации через многозарядные центры // Численные методы и средства проектирования и испытания элементов РЭА: Сб. тезисов докл. Т. I. - Таллин. - 1987. - С. 131-134.

48. Удал А.Э. Двумерное численное моделирование процесса выключения запираемого тиристора // См. наст. сб. с. 65-77.

49. Кыверик К.Х., Удал А.Э. Двумерное численное моделирование физических процессов в силовой транзисторной структуре // Численные методы и средства проектирования и испытания элементов РЭА: Сб. тезисов докл. Т. I. - Таллин, 1987. - С. 135-138.

50. Удал А.Э. Двумерное неизотермическое численное моделирование процесса выключения запираемого тиристора // Численные методы и средства проектирования и испытания элементов РЭА: Сб. тезисов докл. - Там же. - С. 139-142.

51. Ранг Т.Х., Удал А.Э. Численное моделирование диода Шоттки на ЭВМ // Тр. Таллинского политехн. ин-та. - 1982. - № 538. - С. 21-31.

52. Rang T., Udahl A. Computer-aided modeling of high frequency power M - S structures // Proc. 7th Colloquium on Microwave Communication. - Budapest, 1982. - P. 238-241.

53. Ранг Т., Удал А. Численное моделирование мощных диодов Шоттки на ЭВМ // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. - 1983. - Т. 26, № 6. - С. 92-93.

54. R a n g T., n o e l A., U d a l A. Computer-aided simulation of power Schottky diodes // Modeling, Simulation, and Control. - 1985. - Vol. A2, N 4. - P. 1-13.

55. R a n g T. One-dimensional numerical simulation of complementary power Schottky structures // IEE Proc. - - 1985. - Vol. 132, Pt. 1, N 6. - P. 253-256.

56. U d a l A. Numerical transient analysis of a bulk-barrier diode // Solid-St. Electron. - 1983. - Vol. 26, N 11. - P. 1130-1131.

E. Velmre

Numerical Modelling of Power Semiconductor  
Devices

Abstract

A review of the scientific research in the field of numerical modelling of semiconductor power devices carried out at the Electronics Department of Tallinn Technical University during the period 1973-87 is given. A full bibliography of publications is added.

ДВУМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА  
ВЫКЛЮЧЕНИЯ ЗАПИРАЕМОГО ТИРИСТОРА

Разработка новых силовых полупроводниковых приборов (ПП) с улучшенными сочетаниями параметров приводит к необходимости более точного понимания физических процессов в структуре. Для этой цели могут стать весьма полезными численные модели (ЧМ), основывающиеся на прямом решении известной системы уравнений Шокли-Русбрека, состоящей из уравнения Пуассона и уравнений непрерывности для электронов и дырок. Из обширной литературы по ЧМ ПП (см., например [1, 2]) силовым ПП посвящена лишь небольшая часть. Это связано, с одной стороны, с более острой необходимостью применения ЧМ в микроэлектронике и, с другой стороны, с трудностями расчета силовых структур (сходимость широко используемых алгоритмов типа метода Гуммеля резко ухудшается, высокие напряжения не позволяют перейти на более удобные переменные и др. [1-3]).

Первыми работами по одномерному моделированию тиристорных структур являются [4, 5] (см. также ссылки из [6]). Из немногих двумерных расчетов можно назвать [7], а также [6, 8, 9]. Последние три работы являются единственными известными публикациями, где с помощью двумерных ЧМ рассматривается процесс выключения запираемого тиристора (ЗТ). Заметим, что расчет этого процесса традиционными аналитическими методами затруднен из-за ярко выраженного двумерного характера стадии сжатия токопроводящей области структуры (т.н. стадии образования "шнура тока") [10].

В настоящей работе сообщается о разработке ЧМ, аналогичной [6, 8, 9]. Основной проблемой при составлении многомерных ЧМ являются большие затраты времени ЭВМ, что силь-

но затрудняет проведение расчетов на достаточно густых сетках [1, 2]. Однако результаты работ [6, 8] показывают, что для рассматриваемого здесь процесса приемлемую вычислительную точность можно обеспечить уже при небольшом количестве узлов сетки вдоль  $y$ -оси, параллельной поверхности структуры (см. ниже рис. 1; в [6, 8] использовались сетки  $7 \times 55$  и  $9 \times 55$ ). Это позволяет применять алгоритмы совместного решения всех уравнений, которые обладают высокой скоростью сходимости, но зато требуют больших затрат времени и оперативной памяти ЭВМ для каждой итерации [1-3, 6, 8]. Одной из целей настоящей работы, кроме исследования физики конкретного процесса, было выяснить, насколько реально проведение двумерных расчетов переходных процессов в силовых полупроводниковых приборах на базе доступной отечественной вычислительной техники, в частности ЭВМ ЕС-105М и ЕС-1046 с быстродействием 0,5 и 1,0 млн. оп./с соответственно (в [6] использовалась ЭВМ CYBER-175 с быстродействием порядка 10 млн. оп./с).

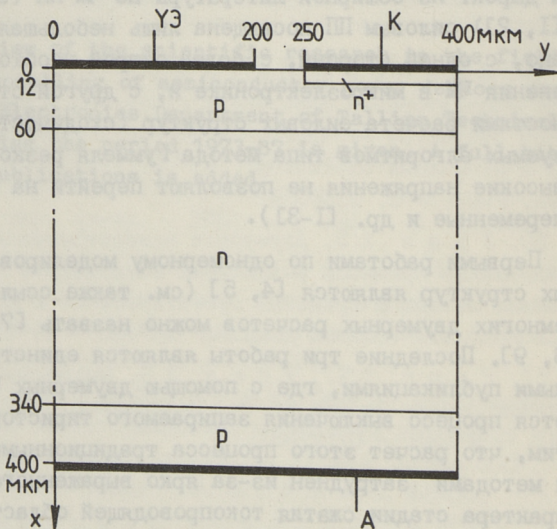


Рис. 1. Геометрия рассчитываемой структуры.

Решаемая здесь система уравнений является обобщением системы из [11] на двумерный случай с добавлением уравне-

ния теплопроводности. На рис. 1 изображена геометрия рассчитываемой двумерной структуры, которая представляет одну выделенную на основе симметрии часть из реальной многоэмиттерной планарной структуры ЗТ. Задание граничных условий на омических контактах катода, управляющего электрода и анода произведено традиционным способом (см. [II]). На свободных от контактов границах были заданы нулевые нормальные составляющие векторов электрического поля, а также электронного и дырочного плотностей тока. По сравнению с [6, 8] можно отметить следующие изменения. Во-первых, здесь не учитываются эффекты сильного легирования и вырождения носителей. Практически это ошибки не вызывает из-за большой неопределенности времен жизни неосновных носителей заряда в высоколегированных слоях, и, кроме того, здесь рассматриваются примерно в 10 раз меньшие плотности тока по сравнению с [6, 8]. Во-вторых, не учитывается влияние нагрева структуры на электрическую часть уравнений. Анализ уравнений транспорта из [6] показывает, что дополнительные члены за счет градиента температуры малы. Кроме того, в рассматриваемом здесь режиме выключения наблюдался незначительный рост температуры порядка 10 К в шнуре тока у центрального рп-перехода. В-третьих, здесь рассматривается более реальная геометрия управляющего электрода. В [6, 8] рассчитывалась только часть структуры под металлизацией катода (см. рис. 1), а управляющий ток учитывался весьма искусственно. В-четвертых, здесь правильно учитывается эффект электронно-дырочного рассеяния (ЭДР) с помощью модифицированных соотношений Эйнштейна [II] для тех областей структуры, где концентрации дырок  $p$  и электронов  $n$  являются одновременно высокими. Оценки показывают, что при  $pn \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$  некорректный учет ЭДР в [6, 8] приводил к необоснованному уменьшению коэффициентов диффузии в 2-3 раза.

Используемый здесь алгоритм численного решения аналогичен работе [6] и основывается на дискретизации задачи по методу конечных разностей (применялась регулярная прямоугольная сетка), на линеаризации задачи по методу Ньютона и на прямом решении исключением Гаусса линеаризованной системы конечно-разностных уравнений (ЛСКРУ), как и в [3].

Расчеты были проведены для структуры ЗТ с координатами переходов (включая  $p^+p$ -переходы) вдоль  $x$ -оси 12; 30; 60; 340; 370; 400 мкм и поверхностными концентрациями компонентов примеси  $8 \cdot 10^{20}$ ;  $2,5 \cdot 10^{18}$ ;  $2 \cdot 10^{16}$ ;  $9 \cdot 10^{13}$ ;  $2 \cdot 10^{16}$ ;  $2,5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Предполагались распределения по функции Гаусса и при  $y < 250$  мкм  $n^+$ -компонент отсутствовал. Времена захвата для рекомбинации Шокли-Рида-Холла задавались с помощью эмпирической формулы

$$\tau_{po} = \tau_{no} = 3 \text{ мкс} / (1 + (N_D + N_A) / 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}),$$

так что в слаболегированных слоях эффективные времена жизни НЗ для рекомбинации Ш-Р-Х изменялись от 3 до 6 мкс при повышении уровня инжекции. Площадь структуры равнялась 1 мм<sup>2</sup>. Внешняя цепь анод-катод состояла из источника 300 В и сопротивления 100 Ом, а цепь управления состояла из такого же сопротивления и источника - 150 В, который был подключен в момент времени  $t = 0$ . При этом напряжение управляющий электрод-катод ограничивалось значением -10 В. Необходимые численные значения коэффициентов для уравнения теплопроводности были взяты из [12]. Использовались сетки из 4x32, 7x32, 10x32, 7x45 и 7x67 узлов.

Рассчитанные кривые токов, напряжений, максимальной температуры и мощности потерь в структуре в случае сетки 10x32 представлены на рис. 2. При этом токи считаются положительными, если они входят в структуру, а напряжения задаются относительно катода, который считается заземленным электродом. На основе кривой анодного тока можно весь процесс разделить на известные три этапа [10]: этап задержки (0-2,0), этап спада (2,0-2,4 мкс) и заключительный этап рассасывания остаточного заряда.

Динамика концентрации электронов в двух наиболее характерных сечениях вдоль  $y$ - и  $x$ -осей показана на рис. 3 и 4.

Из рис. 3 следует, что до момента времени 1,4 мкс концентрация электронов под центром катода ( $y = 400$  мкм) практически не меняется и происходит шнурование тока, хотя установления какой-то окончательной ширины шнура не наблюдается. После этого начинается уменьшение максимума концентрации электронов при практически неизменном анодном

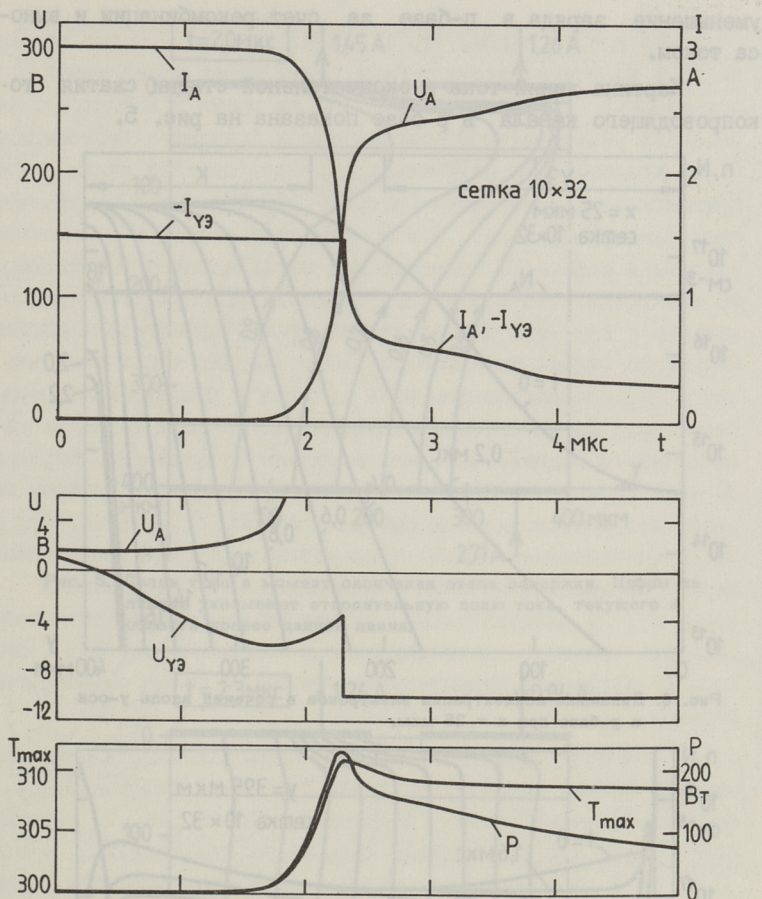


Рис. 2. Временные зависимости токов, напряжений, максимальной температуры и мощности потерь в структуре.

токе (см. рис. 1). Катодный рп-переход восстанавливается в момент времени 2,29 мкс, после чего следует резкий скачок напряжения на управляющем электроде и наступает режим, в котором ток управления практически равняется анодному току (рис. 2). Заметим, что наблюдаемый на рис. 2 рост  $U_{Y3}$  в интервале времени от 1,7 до 2,29 мкс связан с началом роста  $U_A$ , что повышает потенциал области р-базы под центром катода. К моменту времени 2,3 мкс большинство из электронов удалено из р-базы (рис. 4). Только после этого начинается

уменьшение заряда в п-базе за счет рекомбинации и выноса током.

Картина линий тока в окончательной стадии сжатия токонеуправляющего канала в р-базе показана на рис. 5.

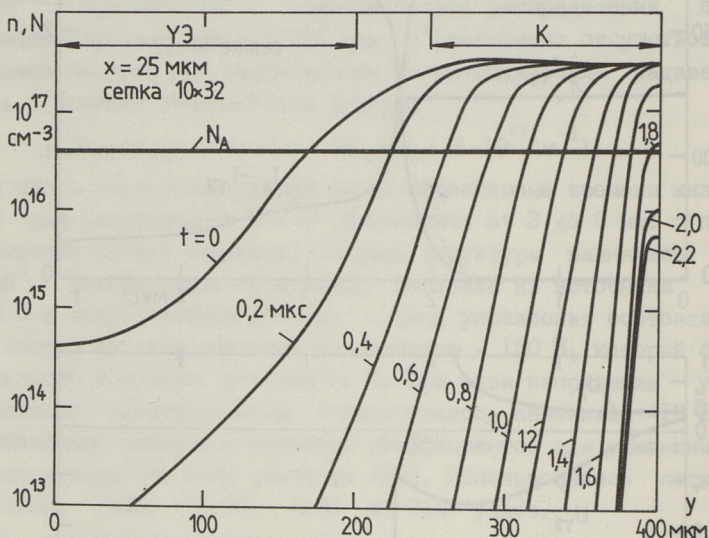


Рис. 3. Динамика концентрации электронов в сечении вдоль  $y$ -оси в р-базе при  $x = 25$  мкм.

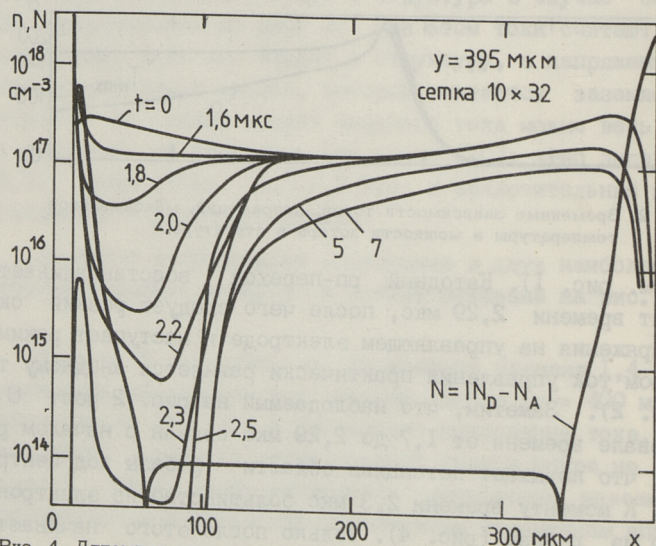


Рис. 4. Динамика концентрации электронов в сечении вдоль  $x$ -оси при  $y = 395$  мкм.



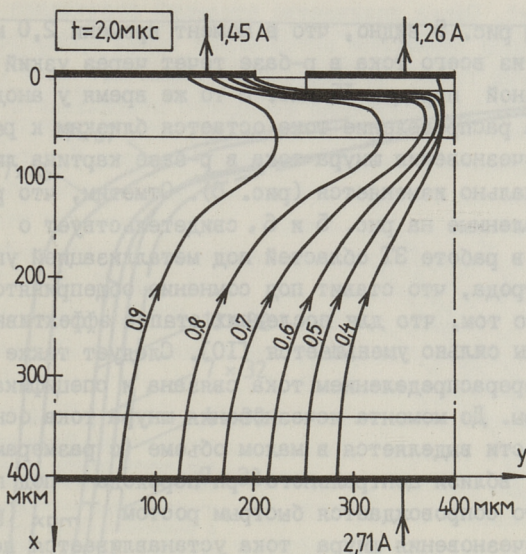


Рис. 5. Линии тока в момент окончания этапа задержки. Цифры на линиях указывают относительную долю тока, текущего в области правее данной линии.

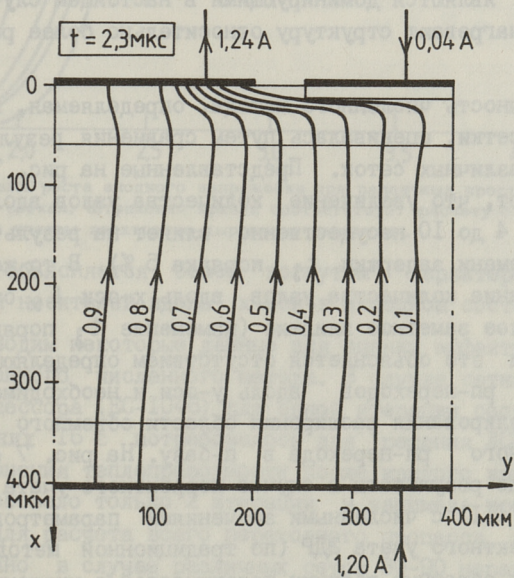


Рис. 6. Линии тока непосредственно после исчезновения узкого токопроводящего канала в р-базе.

Из рис. 5 видно, что в момент времени 2,0 мкс примерно 60 % из всего тока в р-базе течет через узкий канал с полушириной порядка 15 мкс. В то же время у анодного рп-перехода распределение тока остается близким к равномерному. После исчезновения шнура тока в р-базе картина линии тока принципиально изменяется (рис. 6). Отметим, что результаты, представленные на рис. 5 и 6, свидетельствуют о заметном участии в работе ЗТ областей под металлизацией управляющего электрода, что ставит под сомнение общепринятое предположение о том, что для последних этапов эффективная площадь структуры сильно уменьшается [10]. Следует также отметить, что с перераспределением тока связана и специфика нагрева структуры. До момента исчезновения шнура тока основная доля мощности выделяется в малом объеме (с размерами порядка 20 мкс) вблизи центрального рп-перехода под центром катода, что сопровождается быстрым ростом  $T_{max}$  (рис. 2). После исчезновения шнура тока устанавливается почти равномерное распределение тока у центрального рп-перехода (рис. 6), и следовательно, потери мощности третьего этапа (которые являются доминирующими в настоящем случае, см. рис. 2) нагревают структуру относительно более равномерным образом.

Точность численного метода, определяемая, в основном, выбором сетки, оценивалась путем сравнения результатов в случае различных сеток. Представленные на рис. 7 кривые показывают, что увеличение количества узлов вдоль  $y$ -оси  $L_y$  от 4 до 10 несущественно влияет на результаты (изменение времени задержки  $t_3$  порядка 5 %). В то же время варьирование количества узлов вдоль  $x$ -оси  $L_x$  от 32 до 67 имеет более заметное влияние (изменение  $t_3$  порядка 15 %). Физически это объясняется отсутствием определяющих работу прибора рп-переходов вдоль  $y$ -оси и необходимостью точного моделирования расширения области объемного заряда центрального рп-перехода в п-базу. На рис. 7 сравниваются также результаты в случае корректного учета ЭДР (по методике [11] с численными значениями параметров из [13]) и некорректного учета ЭДР (по традиционной методике суммирования обратных величин подвижностей с численными данными из [14]). Наблюдаемое во второй случае увеличение  $t_3$  и незначительное уменьшение тока на заключительном этапе

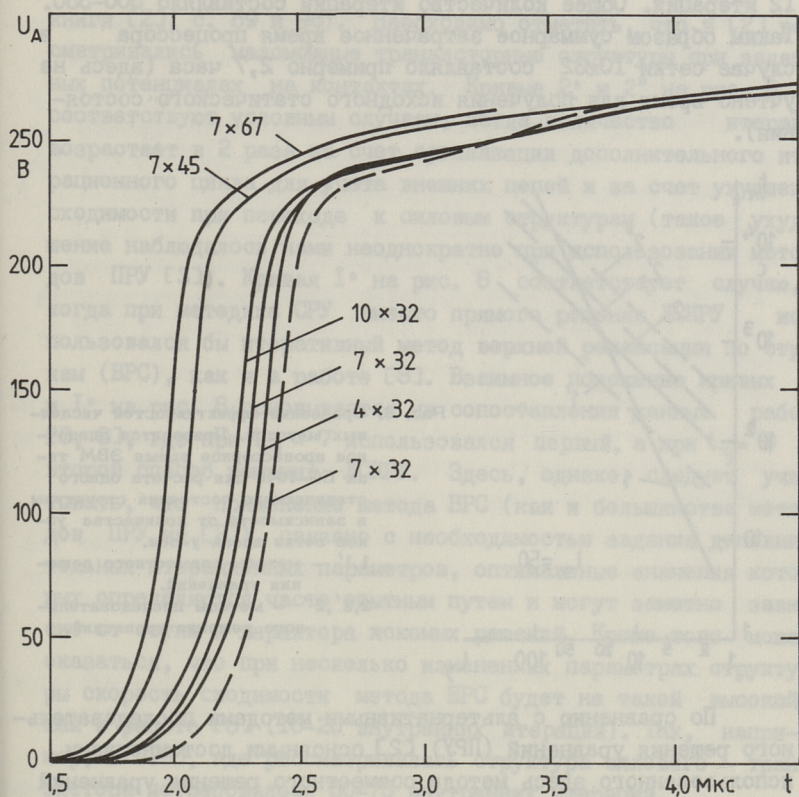


Рис. 7. Кривые роста анодного напряжения при различных пространственных сетках. Штриховая кривая соответствует расчету с некорректным учетом электронно-дырочного рассеяния.

процесса объясняется более "вогнутым" характером распределений носителей вдоль  $x$ -оси в исходном состоянии [15].

Приводим некоторые данные для оценки эффективности использованного численного метода. В случае сетки  $10 \times 32$  время процессора (ЕС-1046) для одной итерации составляло 18 с, из них 16 с потребовалось для решения ЛСКРУ. Решение уравнения теплопроводности после каждого временного шага потребовало только 2 итерации и занимало время меньше 2 с. Для расчета всего переходного процесса до 10 мкс было сделано в случае различных сеток 80-90 неравномерных шагов по времени, причем на один шаг потребовалось от 4 до

12 итераций. Общее количество итераций составляло 500–550. Таким образом суммарное затраченное время процессора в случае сетки  $10 \times 32$  составляло примерно 2,7 часа (здесь не учтено время для получения исходного статического состояния).

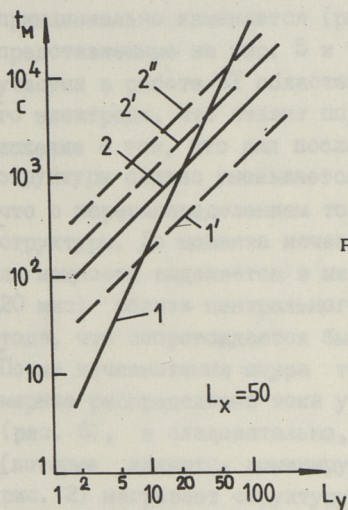


Рис. 8. Сравнение эффективностей численных методов. Приводится оценочное процессорное время ЭВМ типа ЕС-1046 для расчета одного статического состояния структуры в зависимости от количества узлов сетки вдоль  $y$ -оси. 1, 1' – методы совместного решения уравнений. 2, 2', 2'' – методы последовательного решения уравнений.

По сравнению с альтернативными методами последовательного решения уравнений (ПРУ) [2] основными достоинствами использованного здесь метода совместного решения уравнений (СРУ) являются малое требуемое количество итераций для каждого шага, простота учета внешних цепей и слабая зависимость количества итераций от физических условий в структуре (в случае методов ПРУ сходимость резко ухудшается в режиме высокого уровня инжекции [1–3]). Недостатком является сильная зависимость времени счета от  $L_y$ . Численные эксперименты показали, что в настоящем случае время счета одной итерации было пропорционально  $t_{ur} \sim L_x L_y^{2,2}$ . На рис. 8 сравниваются оценочные времена счета статического состояния (или же одного временного шага) на ЭВМ ЕС-1046 в случае настоящего метода (кривая 1, принимается характерное для метода количество итераций 7) и в случае наиболее эффективного известного метода ПРУ (кривая 2, предполагается, что требуется 70 итераций и  $t_{ur} \sim L_x L_y$ ; данные получены для ЭВМ ЕС-1060 с быстродействием 1,3 млн. оп./с из

книги [2], с. 89 и 96). Необходимо отметить, что в [2] рассматривались маломощные транзисторные структуры при заданных потенциалах на контактах. Кривые 2' и 2'' на рис. 8 соответствуют условным случаям, когда количество итераций возрастает в 2 раза за счет организации дополнительного итерационного цикла для учета внешних цепей и за счет ухудшения сходимости при переходе к силовым структурам (такое ухудшение наблюдалось нами неоднократно при использовании методов ПРУ [3]). Кривая 1' на рис. 8 соответствует случаю, когда при методике СРУ вместо прямого решения ЛСКРУ использовался бы итеративный метод верхней релаксации по строкам (ВРС), как и в работе [8]. Взаимное положение кривых 1 и 1' на рис. 8 основывается на сопоставлении данных работ [6, 8], где при  $L_y = 7$  использовался первый, а при  $L_y = 9$  второй способ решения ЛСКРУ. Здесь, однако, следует учитывать, что применение метода ВРС (как и большинства методов ПРУ из [2]) связано с необходимостью задания дополнительных итерационных параметров, оптимальные значения которых определяются часто опытным путем и могут заметно зависеть от сетки и характера искомых решений. Кроме того может оказаться, что при несколько измененных параметрах структуры скорость сходимости метода ВРС будет не такой высокой, как в работе [8] (10-20 внутренних итераций). Так, например, в [16], где рассматривалась структура силового транзистора потребовалось 50-75 внутренних итераций.

Таким образом можно заключить, что приведенные на рис. 8 оценки свидетельствуют о более высокой эффективности использованного здесь метода по сравнению с традиционными методами последовательного решения уравнений, по крайней мере до значений  $L_y \lesssim 20$ . При этом в случае  $L_y \gtrsim 10$  может оказаться желательным переход от прямого метода исключения Гаусса к итеративным методам решения линеаризованной системы конечно-разностных уравнений.

#### Л и т е р а т у р а

И. Э н г л ь В.Л., Д и р к с Х.К., М а й н е р ц х а г е н Б. Моделирование полупроводниковых приборов // ТИИЭР. - 1983. - Т. 71, № 1. - С. 14-42.

2. Польский Б.С. Численное моделирование полупроводниковых приборов. - Рига: Зинатне, 1986. - 168 с.

3. Велмре Э.Э., Удал А.Э., Фрейдлин Б.П. Исследование эффективности численных алгоритмов моделирования силовых полупроводниковых структур в проводящем состоянии // Электронное моделирование. - 1981. - Т. 3, № 4. - С. 85-88.

4. Cornu J., Lietz M. Numerical investigation of the thyristor forward characteristics // IEEE Trans. Electron Devices. - 1972. - Vol. ED-19, N 8. - P. 975-981.

5. Enea G., Estève D. Analyse numérique du compartement des diodes P-N et des thyristors P-N-P-N en polarisation directe // Compt. Rend. Acad. Sc. Paris. - 1974. - Т. 278, Ser. B, N 9. - P. 323-326.

6. Nakagawa A., Navon D.H. A time- and temperature-dependent 2-D simulation of the GTO thyristor turn-off process // IEEE Trans. Electron Devices. - 1984. - Vol. ED-31, N 9. - P. 1156-1163.

7. Adler M.S., Temple V.A.K. The dynamics of the thyristor turn-on process // IEEE Trans. Electron Devices. - 1980. - Vol. ED-27, N 2. - P. 483-494.

8. Nakagawa A. A time- and temperature-dependent two-dimensional simulation of GTO turn-off process II.-Inductive load case // Solid-State Electron. - 1985. - Vol. 28, N 7. - P. 677-687.

9. Fukui H., Yaginuma T. Two-dimensional numerical analysis of turn-off process in a GTO under inductive load // IEEE Trans. Electron Devices. - 1985. - Vol. ED-32, N 9. - P. 1830-1834.

10. Грехов И.В., Линичук И.А. Тиристоры, выключаемые током управления. - Л.: Энергоиздат. - 1982. - 96 с.

11. Велмре Э.Э., Удал А.Э. Программа "Динамит-1" для одномерного численного моделирования тиристорных структур // Силовые полупроводниковые приборы. - Таллин: Валгус. - 1986. - С. 49-53.

12. В е л м р е Э.Э., Ф р е й д и н Б.П. Численное моделирование неизотермических переходных процессов в силовых полупроводниковых приборах при воздействии мощного импульса прямого тока // Электронное моделирование. - 1983. - Т. 5, № I. - С. 73-76.

13. К у з ь м и н В.А., М н а ц а к а н о в Т.Т., Ш у м а н В.Б. О влиянии электронно-дырочного рассеивания на вольт-амперную характеристику кремниевых многослойных структур при большой плотности прямого тока // Письма в ЖТФ. - 1980. - Т. 6, № II. - С. 689-693.

14. C h o o S.C. Theory of a forward-biased dif-fused-junction P-L-N rectifier. Part I: Exact numerical so-lutions // IEEE Trans. Electron Devices. - 1972. - Vol. ED-19, N 8. - P. 954-966.

15. В е л м р е Э.Э., У д а л А.Э. Численный рас-чет диода с точным учетом электронно-дырочного рассеива-ния // Силовые полупроводниковые приборы. - Таллин: Вал-гус. - 1984. - С. 39-44.

16. A l w i n V.C., N a v o n D.H., T u r g e o n L.J. Time-dependent carrier flow in a transistor structure under nonisothermal conditions // IEEE Trans. Electron Devices. - 1977. - Vol. ED-24, N 11. - P. 1297-1304.

A. Udal

A Two-Dimensional Numerical Modelling of  
the GTO Thyristor Turn-Off Process

Abstract

A time-dependent two-dimensional numerical model has been developed to analyse transient processes in power semi-conductor devices. In this model a corrected method of accounting electron-hole scattering has been used. As an additional output the temperature distribution is also ob-tained. The results of GTO thyristor turn-off process are discussed. The questions of mesh error and computer time have been investigated and the high effectiveness of the used coupled solution technique based on the methods of final differences, Newton linearization and Gaussian elimi-nation has been shown.

Э.Э. Велмре, И.О. Нурсте,  
Б.П. Фрейдин

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНОГО РЕЖИМА КРЕМНИЕВЫХ ТИРИСТОРОВ

Одним из важнейших параметров, характеризующих перегрузочные способности силовых диодов и тиристоров, является их стойкость к ударному току. Известно, что существенным фактором, ограничивающим работу этих приборов в импульсном режиме, является повышение температуры за счет саморазогрева структуры при большой плотности прямого тока, приводящее к отказу. Повышение температуры в базе силовых полупроводниковых приборов (СПП) оказывает существенное влияние на прямую ветвь ВАХ из-за сильной зависимости электрофизических параметров от температуры, поэтому для корректного описания процессов в структуре необходимо, в первую очередь, адекватно моделировать ВАХ.

Теоретическое исследование электротепловых переходных процессов в СПП может быть выполнено с помощью эффективных численных моделей [1-4]. Прогнозирование стойкости приборов к ударному току сводится в этом случае к анализу температурных полей и ВАХ, рассчитанных с помощью этих моделей.

В настоящей работе выполнено моделирование ударного режима кремниевого тиристора при воздействии однократного импульса прямого тока, и основное внимание уделяется рассмотрению характерных особенностей ВАХ и анализу процессов в полупроводниковой структуре. Исследование влияния параметров контактов структуры выпрямительного элемента на характеристики прибора представляет собой самостоятельную задачу и рассматривается отдельно.



## Результаты расчета

В работе выполнено моделирование температурных полей и ВАХ в открытом состоянии быстродействующего тиристора при воздействии мощного синусоидального импульса прямого тока длительностью 10 мс. До воздействия импульса тока структура находилась при температуре 300 К и через нее протекал негреющий прямой ток плотностью 10 А/см<sup>2</sup>. Модель, метод и алгоритм решения детально изложены в [2, 3].

При расчетах использовалась следующая структура выпрямительного элемента: 1 - медь (толщина 10 мм); 2 - серебро (100 мкм); 3 - вольфрам (2,2 мм); 4 - силумин (100 мкм); 5 - кремниевая p-n-p-n-структура с диффузионным распределением примеси (510 мкм); 6 - алюминий (15 мкм); 7 - молибден (500 мкм); 8 - серебро (100 мкм); 9 - медь (10 мм). Параметры контактов выпрямительного элемента приведены в табл. I.

Т а б л и ц а  
Параметры контактов выпрямительного элемента

Контактны между слоями	Контактное тепловое сопротивление, Ксм <sup>2</sup> /Вт	Электрическое сопротив- ление контактов, Ом см <sup>2</sup>
1-2	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-5}$
2-3	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-5}$
3-4	$1 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
4-5	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-5}$
5-6	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-5}$
6-7	$1 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
7-8	$1 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
8-9	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-5}$

При расчетах использовалось экспериментально снятое распределение концентрации примеси вдоль полупроводниковой структуры, типичное для данного класса приборов. Параметры рекомбинационной модели Шокли-Рида-Холла были приняты равными 0,2 мкс в эмиттерах и 5 мкс в базе структуры. Из-за отсутствия достоверных данных температурная зависимость

этих параметров не учитывалась. Площадь структуры была принята равной  $16 \text{ см}^2$ .

Все расчеты проводились на ЭВМ ЕС 1055 с помощью программы ДИНАМИТ-2, реализованной на основе моделей [2, 3]. Количество узлов неравномерной пространственной сетки было принято равным 143 (из них 60 в полупроводнике). Типичное время счета электротепловых переходных процессов до 10 мс с равномерным временным шагом 0,5 мс составляет в среднем 6 минут при одном значении амплитуды импульса тока.

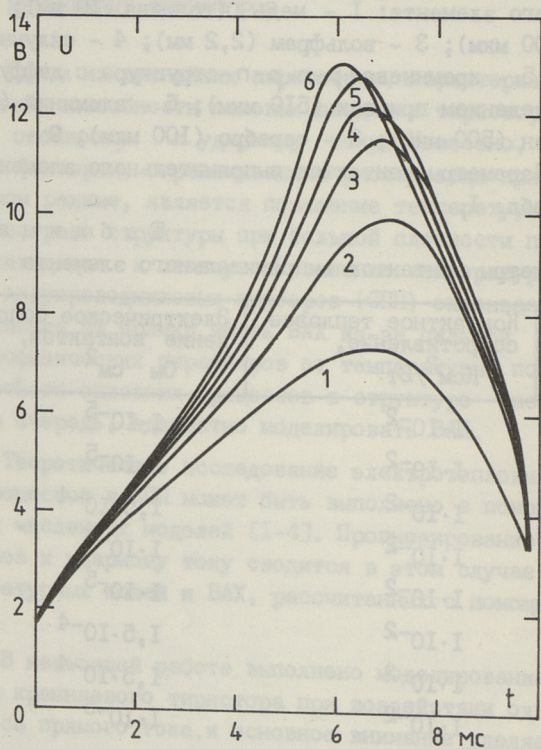


Рис. 1. Временные зависимости напряжения структуры  $U$  при различных значениях амплитуды импульса  $j_A$  :  
1 -  $j_A = 1,3 \text{ KA/cm}^2$ ; 2 -  $1,5 \text{ KA/cm}^2$ ; 3 -  $1,60 \text{ KA/cm}^2$ ;  
4 -  $1,65 \text{ KA/cm}^2$ ; 5 -  $1,70 \text{ KA/cm}^2$ ; 6 -  $1,75 \text{ KA/cm}^2$ .

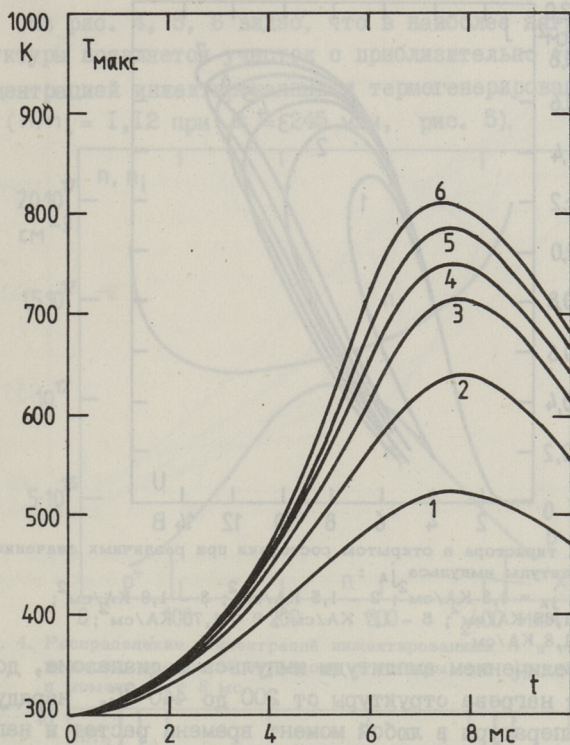


Рис. 2. Временные зависимости максимальной температуры структуры  $T_{\text{макс}}$  при различных значениях амплитуды импульса  $j_{A2}$ :  
 1 -  $j_A = 1,3 \text{ KA/cm}^2$ ; 2 -  $1,5 \text{ KA/cm}^2$ ; 3 -  $1,6 \text{ KA/cm}^2$ ;  
 4 -  $1,65 \text{ KA/cm}^2$ ; 5 -  $1,70 \text{ KA/cm}^2$ ; 6 -  $1,75 \text{ KA/cm}^2$ .

На рис. 1, 2 приведены временные зависимости напряжения и максимальной температуры структуры, а на рис. 3 - неизотермические динамические ВАХ в открытом состоянии.

Из рис. 1 видно, что характерными особенностями кривых на их восходящем участке является, во-первых, увеличение крутизны временной зависимости напряжения, обусловленное заметным увеличением сопротивления структуры, начиная со значений температуры приблизительно  $200^\circ\text{C}$  в момент, когда ток уже почти достиг своего максимума (характерный излом кривых 4-6 в момент 4 мс); во-вторых, задержка максимума напряжения относительно максимума тока, которая с увеличением амплитуды импульса сначала увеличивается, а затем снижается.

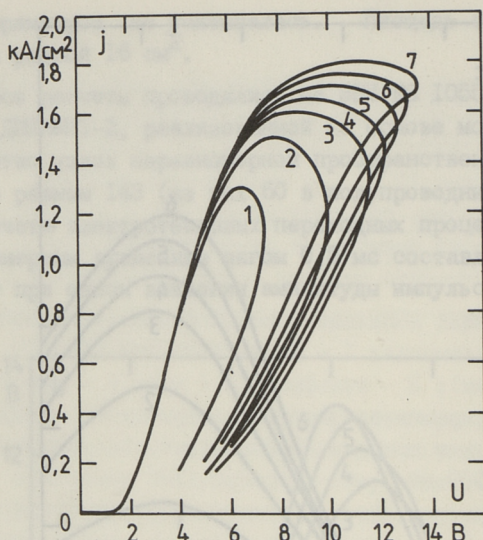


Рис. 3. ВАХ тиристора в открытом состоянии при различных значениях амплитуды импульса  $j_A$  :

- 1 -  $j_A = 1,3 \text{ кА/см}^2$ ; 2 -  $1,5 \text{ кА/см}^2$ ; 3 -  $1,6 \text{ кА/см}^2$ ;  
 4 -  $1,65 \text{ кА/см}^2$ ; 5 -  $1,7 \text{ кА/см}^2$ ; 6 -  $1,75 \text{ кА/см}^2$ ;  
 7 -  $1,8 \text{ кА/см}^2$ .

С увеличением амплитуды импульса в диапазоне, достаточном для нагрева структуры от  $200$  до  $440^\circ\text{C}$ , наряду с ростом температуры в любой момент времени растет и напряжение, поэтому кривые на их нисходящем участке не пересекаются (кривые 1-3, рис. 1). Несмотря на появление с ростом амплитуды импульса "вытянутого" участка ВАХ, они по-прежнему характеризуются в нисходящей части вогнутой формой (кривые 1-3, рис. 3). Отсутствие пересечения кривых свидетельствует о том, что сопротивление структуры растет с увеличением температуры и, следовательно, структура находится в устойчивом режиме.

При дальнейшем увеличении амплитуды импульса, начиная с определенного момента времени, кривые на рис. 1 и 3 пересекаются, что обусловлено уменьшением сопротивления структуры с ростом температуры. Особенностью формы петлеобразных ВАХ является появление в нисходящей части характерного выпуклого изгиба (кривые 6, 7 рис. 3). Пересечение кривых свидетельствует о том, что структура находится в неустойчивом режиме и, следовательно, плотность тока близка к ударной.

Из рис. 4, 5, 6 видно, что в наиболее нагретой части структуры появляется участок с приблизительно одинаковой концентрацией инжектированных и термогенерированных носителей ( $n/n_i = 1,12$  при  $x = 245$  мкм, рис. 5).

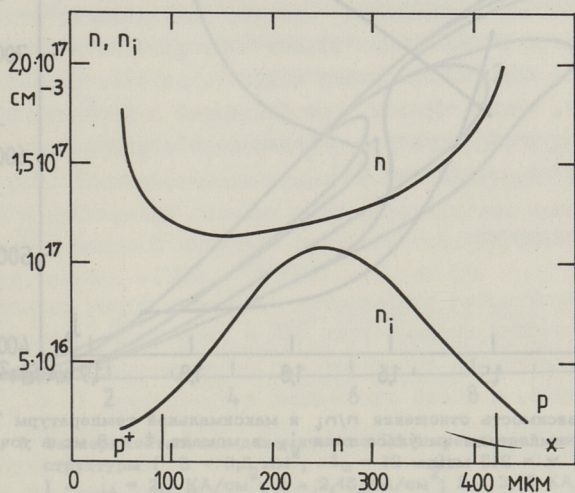


Рис. 4. Распределение концентраций инжектированных  $n$  и термогенерированных носителей  $n_i$  вдоль структуры при  $j_A = 1,7$  КА/см<sup>2</sup> в момент  $t = 8$  мс.

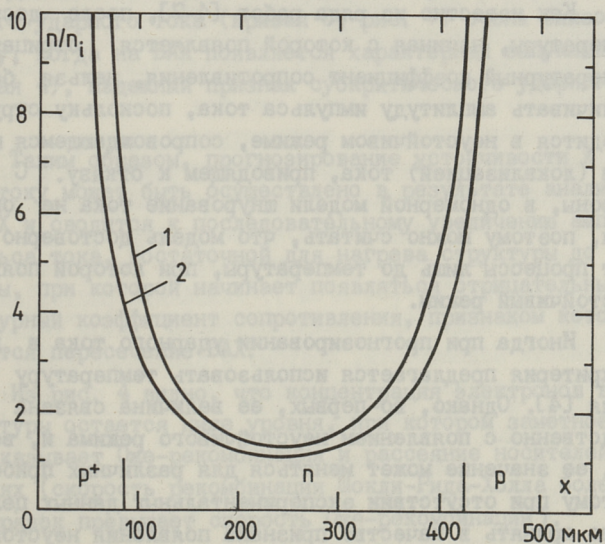


Рис. 5. Распределение отношения  $n/n_i$  вдоль структуры при  $j_A = 1,7$  КА/см<sup>2</sup> в моменты 7 и 8 мс:

1 -  $t = 7$  мс; 2 -  $t = 8$  мс.

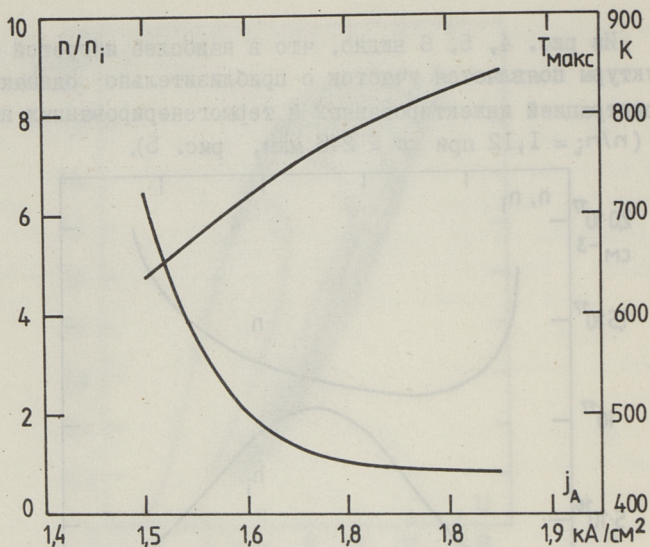


Рис. 6. Зависимость отношения  $n/n_i$  и максимальной температуры  $T_{\max}$  от амплитуды импульса тока  $j_A$  в момент  $t = 8$  мс в точке  $x = 245$  мкм.

и что при отношении  $n/n_i = 2$  и  $T_{\max} = 440$  °С структура еще находится в устойчивом режиме ( $j_A = 1,6$  кА/см<sup>2</sup>, рис. 6).

Как известно из ряда работ [4-7], после достижения температуры, начиная с которой появляется отрицательный температурный коэффициент сопротивления, нельзя больше увеличивать амплитуду импульса тока, поскольку структура находится в неустойчивом режиме, сопровождающемся шнурованием (локализацией) тока, приводящем к отказу. С другой стороны, в одномерной модели шнурование тока не описывается, поэтому можно считать, что модель достоверно описывает процессы лишь до температуры, при которой появляется неустойчивый режим.

Иногда при прогнозировании ударного тока в качестве критерия предлагается использовать температуру шнурования [4]. Однако, во-первых, ее величина связана непосредственно с появлением неустойчивого режима и, во-вторых, ее значение может меняться для различных приборов. Поэтому при отсутствии экспериментальных данных целесообразно принять в качестве признака появления неустойчивого режима пересечение ВАХ.

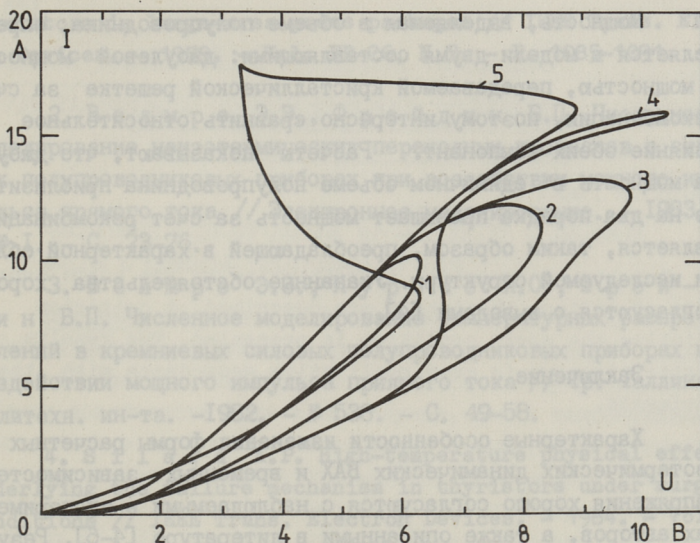


Рис. 7. Экспериментальные динамические ВАХ кремниевой диодной структуры ( $S = 0,52 \text{ мм}^2$ ,  $t_u = 10 \text{ мс}$ ):  
 1 -  $j_A = 2,1 \text{ КА/см}^2$ ; 2 -  $2,45_2 \text{ КА/см}^2$ ; 3 -  $2,65 \text{ КА/см}^2$ ;  
 4 -  $3,2 \text{ КА/см}^2$ ; 5 -  $3,5 \text{ КА/см}^2$ .

Действительно, как показал эксперимент, режим разрушающего ударного тока (кривая 5, рис. 7) очень близок к режиму, когда на ВАХ появляется характерный выпуклый изгиб (кривая 4), надежный признак субкритического ударного режима.

Таким образом, прогнозирование устойчивости к ударному току может быть осуществлено в результате анализа формы ВАХ и сводится к последовательному увеличению амплитуды импульса тока, достаточной для нагрева структуры до температуры, при которой начинает появляться отрицательный температурный коэффициент сопротивления, признаком которого является пересечение ВАХ.

Из рис. 4 видно, что концентрация электронов в базе структуры остается ниже уровня, при котором заметное влияние оказывает Оже-рекомбинация и рассеяние носителей на носителях (скорость рекомбинации Шокли-Рида-Холла более чем на порядок превышает скорость Оже-рекомбинации).

Мощность, выделяемая в объеме полупроводника, определяется в модели двумя составляющими: джоулевой мощностью и мощностью, передаваемой кристаллической решетке за счет рекомбинации, поэтому интересно сравнить относительное влияние обеих компонент. Расчеты показывают, что джоулева мощность в единичном объеме полупроводника приблизительно на два порядка превышает мощность за счет рекомбинации и является, таким образом, преобладающей в характерной области исследуемой структуры. Указанные обстоятельства хорошо согласуются с выводами [4].

### Заключение

Характерные особенности изменения формы расчетных неизотермических динамических ВАХ и временных зависимостей напряжения хорошо согласуются с наблюдаемыми в экспериментах авторов, а также описанными в литературе [4-6]. Результаты моделирования показали, что также описывается эффект, использованный в работе [9]. Все это позволяет предположить, что модель правильно описывает электротепловые процессы и поведение ВАХ в режимах, близких к ударным.

Вместе с тем необходимо отметить, что еще одной характерной особенностью СИП является пересечение статических изотермических ВАХ при различных температурах (наличие кроссовера). Известно также, что при недостаточно точном учете при моделировании температурной зависимости подвижности носителей, кроссовер может отсутствовать [8]. При моделировании статических изотермических ВАХ исследуемой структуры кроссовер имел место при плотности тока  $I \text{ A/cm}^2$  (что существенно ниже экспериментальной величины для исследуемых структур  $100-150 \text{ A/cm}^2$ ). Указанное расхождение объясняется, по-видимому, именно неточным учетом температурной зависимости подвижности, поэтому в ближайшее время предполагается исследовать адекватность модели и провести сопоставление с экспериментом.

### Л и т е р а т у р а

1. A d l e r M.S., G l a s c o c k H.H. Investigation of the surge characteristics of power rectifiers and



thyristors in large-area press packages // IEEE Trans. Electron Devices. - 1979. - Vol. ED-26, N 7. - P. 1085-1091.

2. Велмре Э.Э., Фрейдлин Б.П. Численное моделирование неизотермических переходных процессов в силовых полупроводниковых приборах при воздействии мощного импульса прямого тока // Электронное моделирование. - 1983. - № 1. - С. 73-76.

3. Велмре Э.Э., Нурсте И.О., Фрейдлин Б.П. Численное моделирование температурных распределений в кремниевых силовых полупроводниковых приборах при воздействии мощного импульса прямого тока // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1982. - № 538. - С. 49-58.

4. Silard A.P. High-temperature physical effects underlying the failure mechanism in thyristors under surge conditions // IEEE Trans. Electron Devices. - 1984. - Vol. ED-31, N 9. - P. 1334-1340.

5. Silber D., Robertson M.I. Thermal effects on the forward characteristics of silicon p-i-n diodes at high pulse currents // Solid State Electron. - 1973. - Vol. 16, N 12. - P. 1337-1346.

6. Као Y.C., Hower P.L. The surge capability of high voltage rectifiers // IEDM Tech. Digest. - 1978. - P. 568-574.

7. Бурцев Э.Ф., Грехов И.В., Крюкова Н.Н. Локализация тока в кремниевых диодах при большой плотности прямого тока // Физика и техника полупроводников. - 1970. - Т. 4, вып. 10. - С. 1955-1962.

8. Adler M.S., Rossin G.E. Achieving accuracy in transistor and thyristor modeling // IEEE Trans. Electron Devices. - 1981. - Vol. ED-28, N 9. - P. 1053-1059.

9. Анисимов Г.Н., Гамаюнов А.В. Метод неразрушающего измерения ударного тока силовых тиристоров // Электронная техника, сер. 4. Электровacuумные и газоразрядные приборы. - 1985, вып. 2(107). - С. 34/36.

E. Velmre, I. Nurste,  
B. Freidin

Numerical Investigation of the Surge  
Capability of Silicon Thyristors

Abstract

Results of numerical investigation of the surge capability of silicon thyristors are described. A criterion predicting the surge condition is presented. The results of investigation are in good qualitative accordance with the experiments.

Т. Ранг, И. Нурсте

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  $p\bar{n}$ -СТРУКТУР С ДВОЙНОЙ  
ФАСКИ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ "FAAS"

**Введение.** В работе [1] показано, что в случае отрицательной фаски диффузионных  $p\bar{n}$ -переходов максимум напряженности электрического поля находится в полупроводнике вблизи поверхности даже в том случае, когда тангенциальное составляющее поля поверхности фаски меньше, чем максимальная напряженность поля в объеме структуры на  $p\bar{n}$ -переходе. Следовательно, и пробой определен этим максимумом поля. В работах [2, 3] показано, что напряжение пробоя  $p\bar{n}$ -переходов с отрицательной фаской зависит, кроме угла фаски и градиента концентрации примеси вблизи  $p\bar{n}$ -перехода, от плотности поверхностного заряда на границе полупроводник-диэлектрик. В работе [3] найдена простая полуэмпирическая зависимость напряжения нормализованного пробивного напряжения  $p\bar{n}$ -перехода с отрицательной фаской от эффективного угла фаски в случае нулевого поверхностного заряда. Определение эффективного угла фаски приведено в работе [4].

Целью данной работы является короткое описание программы "FAAS". Приводятся результаты расчетов на  $p\bar{n}$ -структурах с двойной фаской из Si и GaAs. Определены пробивные напряжения и распределения напряженности электрического поля в структурах.

**Описание программы "FAAS".** В литературе можно встретить программы расчета напряженности электрического поля в случае положительной фаски [5, 6].

Программа "FAAS", базирующаяся на результатах работы [4], позволяет варьировать углы обеих фасок в широких пределах, учитывать влияние диэлектрической проницаемости диэлектрика и эффекты обогащения, обеднения или инверсии вблизи поверхности полупроводника вследствие поверхностного заряда. Алгоритм можно разделить на следующие три этапа:

1. Определение распределения потенциала и напряжения электрического поля внутри области полупроводника и диэлектрика при заданном обратном напряжении.

2. Определение линии с наибольшим умножением и распределения напряженности электрического поля на ней.

3. Расчет интеграла размножения вдоль этой линии.

Двумерные уравнения Пуассона в полупроводнике и уравнение Лапласа в диэлектрике решаются методом конечных разностей при следующих граничных условиях. Распределение потенциала на участке АВ (рис. 1) соответствует одномерному рр-переходу, на участке ВС потенциал равен приложенному напряжению  $V_B$ , на участке АС считается линейно изменяющимся от 0 до  $V_B$  и на границе полупроводник-диэлектрик учитывается наличие поверхностного свободного заряда плотностью

$$\epsilon_0 \epsilon_d E_{nd} - \epsilon_0 \epsilon_s E_{ns} = \sigma,$$

где  $E_{nd}$  и  $E_{ns}$  — нормальные составляющие вектора напряженности электрического поля со стороны диэлектрика и полупроводника соответственно.

Задача нахождения потенциалов решается на равномерной сетке с помощью известного из литературы [7] пятиточечного шаблона методом верхней релаксации.

Линия пробоя отыскивается в области высокой напряженности электрического поля при предположении, что пробой происходит вдоль силовой линии, на которой находится точка максимальной напряженности электрического поля. При нахождении линии пробоя применяется метод прогноза и коррекции [8].

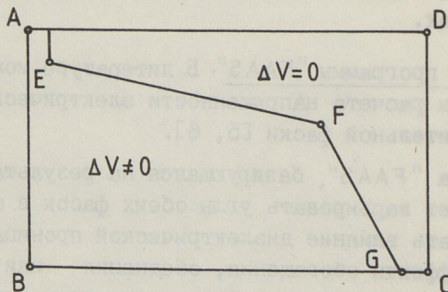


Рис. 1. Структура рр структуры с двойной фаской.

Условием пробоя по линии  $ab$  является равенство единице интеграла размножения.

$$\int_a^b \alpha_p \exp \left[ \int_a^b (\alpha_n - \alpha_p) dt \right] dl, \quad (I)$$

где  $\alpha_p$  и  $\alpha_n$  — коэффициенты ударной ионизации дырок и электронов соответственно,

$dt$  и  $dl$  — элементарные отрезки вдоль пробивной линии, причем для GaAs [9]:

$$\alpha_p = 1,503 \cdot 10^6 \exp \left[ -(1,323 \cdot 10^6 / |E|)^{1,417} \right], \quad (2)$$

$$\alpha_n = 3,536 \cdot 10^6 \exp \left[ -(1,315 \cdot 10^6 / |E|)^{1,464} \right], \quad (3)$$

и для Si [10]:

$$\alpha_n = 1,286 \cdot 10^6 \exp \left( -1,400 \cdot 10^6 / |E| \right), \quad (4)$$

$$\alpha_p = 1,438 \cdot 10^6 \exp \left( -2,020 \cdot 10^6 / |E| \right). \quad (5)$$

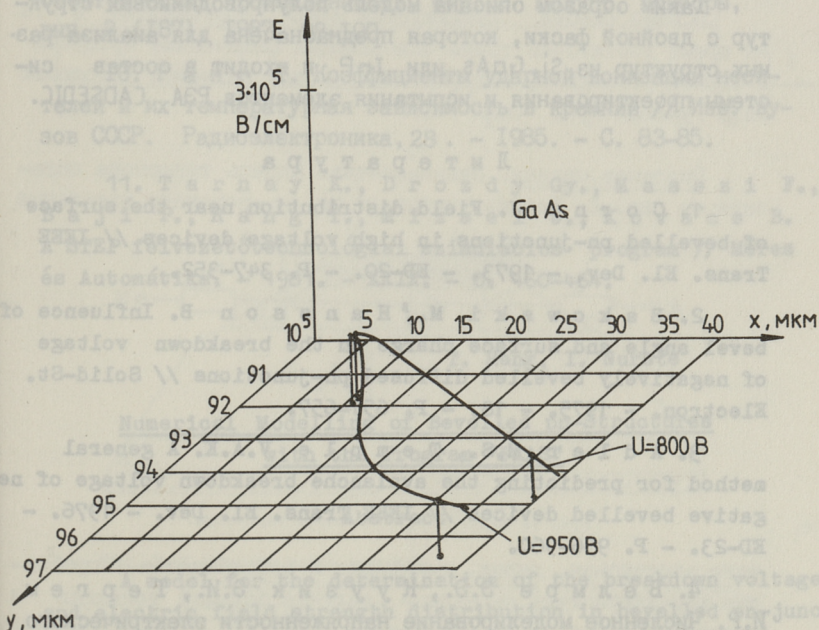


Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля в арсенид-галлиевой структуре.

Если значение интеграла разномножения отличается от единицы, то задается новое значение  $V_B$  и весь процесс расчета повторяется с начала, пока выполняется условие, что уравнение (I) попадает в интервал от 0,995 до 1.

Результаты расчетов. Распределение примеси было рассчитано с помощью программы STEP [II] сперва для Si. Такое же распределение примеси было использовано и для GaAs.

Начальными данными были  $\alpha_1 = 3^\circ$ ,  $\alpha_2 = 45^\circ$ , поверхностный заряд равняется нулю.

На рис. 2 показано распределение электрического поля на разных потенциалах в арсенид-галлиевой структуре.

Расчеты показали, что  $V_B = 950$  В. Для структур из кремния распределение электрического поля по существу мало отличается от того, которое показано на рис. 2. Напряжения пробоя  $V_B = 650$  В.

Таким образом описана модель полупроводниковых структур с двойной фаски, которая предназначена для анализа разных структур из Si, GaAs или InP и входит в состав системы проектирования и испытания элементов РЭА CADSEDC.

#### Л и т е р а т у р а

1. C o r n u J. Field distribution near the surface of bevelled pn-junctions in high voltage devices // IEEE Trans. El. Dev. - 1973. - ED-20. - P. 347-352.

2. В а к о в с к и М., Н а н с с о н В. Influence of bevel angle and surface charge on the breakdown voltage of negatively bevelled diffused pn-junctions // Solid-St. Electron. - 1975. - 18. - P. 651-657.

3. A d l e r M.S., Т е м п л е V.A.K. A general method for predicting the avalanche breakdown voltage of negative bevelled devices // IEEE Trans. El. Dev. - 1976. - ED-23. - P. 956-960.

4. В е л м р е Э.Э., К у у з и к Э.И., Т е р г е м И.Р. Численное моделирование напряженности электрического поля и напряжения пробоя в полупроводниковой структуре с двойной фаской // Силовые полупр. приборы: Сб. ст. - Таллин: Валгус, 1981. - С. 50-58.

5. Кузик Э.И., Тарма М.Я. Расчет напряженности электрического поля на поверхности фаски высоковольтных вентилях с резким несимметричным pn-переходом // Электрическая промышленность, сер. Преобр. техн. - Вып. I. - 1978.

6. Кузик Э.И. Расчет распределения напряженности электрического поля на поверхности фаски при резком рп-переходе // Применение эпитаксиальной технологии в производстве силовых полупроводниковых приборов. Ч. I. - Таллин, 1978. - С. 97-108.

7. Самарский А.А., Андреев В.Б. Разностные методы для эллиптических уравнений. М.: Наука, 1976.

8. Хемминг Р.В. Численные методы. - М.: Наука, 1972.

9. Ранг Т., Пуусепп М. Коэффициенты ударной ионизации носителей заряда в 100 арсениде галлия // Электрическая промышленность, сер. 2 Полупр. приборы, вып. 2 (187), 1987, 98-100.

10. Ранг Т. Коэффициенты ударной ионизации носителей и их температурная зависимость в кремнии // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 28. - 1985. - С. 83-85.

11. Тарнау К., Дрозды Gy., Массзи F., Бажи P., Ранг Т., Мизsei J., Ковács B. A STEP félvezetőtechnológiai szimulációs program // Mérés és Automatika. - 1981. - XXIX. - O. 460-464.

T. Rang, I. Nurste

Numerical Modelling of Bevelled pn-Structures  
with the Program "FAAS"

Abstract

A model for the determination of the breakdown voltage and electric field strength distribution in bevelled pn-junction structures is described. The program "FAAS" belongs to the device developing system CADSEDiC. The calculations results for Si and GaAs structures are given.

## НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАРЯДОВАЯ МОДЕЛЬ ТИРИСТОРА

Введение. При численном моделировании цепей одним из важных моментов является адекватность эквивалентных моделей полупроводниковых приборов. Для диодов, биполярных и полевых транзисторов в литературе приводится много разных моделей, которые в общем случае представляют собой тип Эберса-Молла или зарядовые модели. Для тиристоров разновидность таких моделей намного меньше. В литературе представлены несколько разных моделей тиристоров [1-3].

В этой работе публикуется новая, простая, но в то же время достаточно точно описывающая физические процессы в тиристоре модель, которая по существу является моделью типа Гуммеля-Пуна (см. [4]).

Описание модели. Эквивалентная модель тиристора показана на рис. 1. Модель учитывает на рп-переходе идеальные

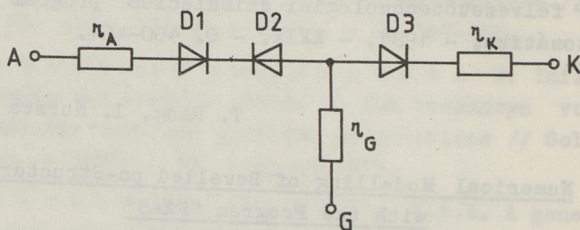


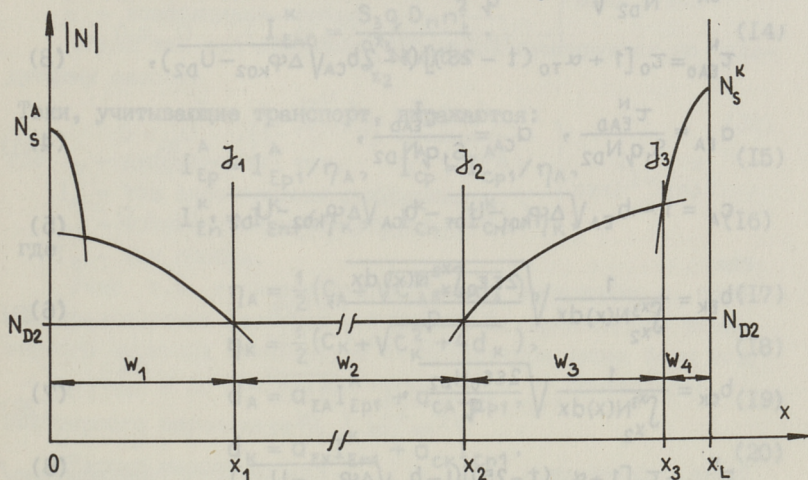
Рис. 1. Эквивалентная модель тиристора.

токи электронов, дырок, генерации и рекомбинации, пробивные характеристики переходов, явления большой инжекции и учитывает заряды в обоих базовых областях, а также изменение сопротивления базовой области (узкая база). Кроме этого учитываются диффузионные и переходные емкости и все важнейшие температурные зависимости.

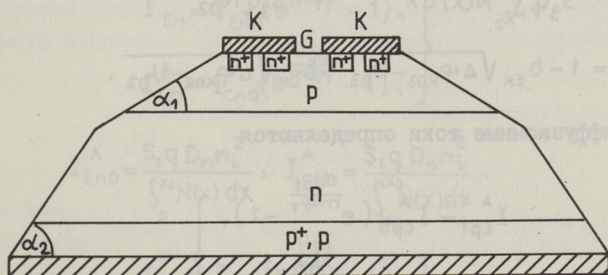


В модель встроены зависимости собственной концентрации носителей  $n_i$ , температурного потенциала  $\varphi_T$  и свободного пробега носителей  $\tau_N$  от температуры.

Данная модель предназначена для моделирования преобразовательных схем. Для моделирования схемных решений в ИС данная модель является нецелесообразной.



а)



б)

Рис. 2. К расчету токов модели:  
а - типичное распределение примеси силового тиристора;  
б - структура прибора с двойной фаски.

На рис. 2 показано типичное распределение примеси в силовом тиристоре и структура тиристора. Теперь остановимся на определениях токовых соотношений модели.

Определение вспомогательных величин

$$b_{EA} = \frac{1}{N_{D2}} \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \int_0^{x_1} N(x) dx}{q}}, \quad (1)$$

$$b_{CA} = \frac{1}{N_{D2}} \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \int_{x_2}^{x_3} N(x) dx}{q}}, \quad (2)$$

$$\tau_{EA0}^N = \tau_0 [1 + \alpha_{T0} (t - 25)] (1 - 2b_{CA} \sqrt{\Delta\varphi_{K02} - U_{D2}}), \quad (3)$$

$$a_{EA} = \frac{\tau_{EAD}^N}{S_1 q N_{D2}}, \quad a_{CA} = \frac{\tau_{EAD}^I}{S_1 q N_{D2}}, \quad (4)$$

$$c_A = 1 - b_{EA} \sqrt{\Delta\varphi_{K01} - U_{D1}} - b_{CA} \sqrt{\Delta\varphi_{K02} - U_{D2}}, \quad (5)$$

$$b_{EK} = \frac{1}{\int_{x_2}^{x_3} N(x) dx} \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \int_{x_2}^{x_3} N(x) dx}{q}}, \quad (6)$$

$$b_{CK} = \frac{1}{\int_{x_2}^{x_3} N(x) dx} \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 N_{D2}}{q}}, \quad (7)$$

$$\tau_{EK0}^N = \tau_0 [1 + \alpha_{T0} (t - 25)] (1 - b_{CK} \sqrt{\Delta\varphi_{K02} - U_{D2}}), \quad (8)$$

$$a_{EK} = \frac{\tau_{EKO}^N}{S_3 q \int_{x_2}^{x_3} N(x) dx}, \quad a_{CK} = \frac{\tau_{EKO}^I}{S_3 q N_{D2}}, \quad (9)$$

$$c_K = 1 - b_{EK} \sqrt{\Delta\varphi_{K03} - U_{D3}} - b_{CK} \sqrt{\Delta\varphi_{K02} - U_{D2}}. \quad (10)$$

Диффузионные токи определяются

$$\left. \begin{aligned} I_{Ep1}^A &= I_{Ep0}^A \left( e^{\frac{U_{D1}}{m\varphi_T}} - 1 \right), \\ I_{Cp1}^A &= I_{Ep0}^A \left( e^{\frac{U_{D2}}{m\varphi_T}} - 1 \right), \end{aligned} \right\} \quad (II)$$

где

$$I_{Ep0}^A = \frac{S_1 q D_p n_i^2}{N_{D2}}. \quad (I2)$$

Также

$$\left. \begin{aligned} I_{En1}^K &= I_{En0}^K (e^{\frac{U_{D3}}{m\phi_T}} - 1), \\ I_{Cn1}^K &= I_{Cn0}^K (e^{\frac{U_{D2}}{m\phi_T}} - 1), \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где

$$I_{En0}^K = \frac{S_3 q D_n n_i^2}{\int_{x_2}^{x_3} N(x) dx} \quad (14)$$

Токи, учитывающие транспорт, выражаются:

$$I_{Ep}^A = I_{Ep1}^A / \eta_A, \quad I_{Cp}^A = I_{Cp1}^A / \eta_A, \quad (15)$$

$$I_{En}^K = I_{En1}^K / \eta_K, \quad I_{Cn}^K = I_{Cn1}^K / \eta_K, \quad (16)$$

где

$$\eta_A = \frac{1}{2} (C_A + \sqrt{C_A^2 + 4d_A}), \quad (17)$$

$$\eta_K = \frac{1}{2} (C_K + \sqrt{C_K^2 + 4d_K}), \quad (18)$$

$$d_A = a_{EA} I_{Ep1}^A + a_{CA} I_{Cp1}^A, \quad (19)$$

$$d_K = a_{EK} I_{En1}^K + a_{CK} I_{Cn1}^K. \quad (20)$$

Дальше определим токи, вызванные инжекцией основных носителей:

$$\left. \begin{aligned} I_{En}^A &= I_{En0}^A (e^{\frac{U_{D1}}{m\phi_T}} - 1), \\ I_{Cn}^A &= I_{Cn0}^A (e^{\frac{U_{D2}}{m\phi_T}} - 1), \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

где

$$I_{En0}^A = \frac{S_1 q D_n n_i^2}{\int_0^{x_1} N(x) dx}, \quad I_{Cn0}^A = \frac{S_1 q D_n n_i^2}{\int_{x_2}^{x_3} N(x) dx} \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} I_{Ep}^K &= I_{Ep0}^K (e^{\frac{U_{D3}}{m\phi_T}} - 1), \\ I_{Cp}^K &= I_{Cp0}^K (e^{\frac{U_{D2}}{m\phi_T}} - 1), \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

где

$$I_{Ep0}^K = \frac{S_3 q D_p n_i^2}{\int_{x_2}^{x_3} N(x) dx}, \quad I_{Cp0}^K = \frac{S_3 q D_p n_i^2}{N_{D2}} \quad (24)$$

Теперь остановимся на токах генерации/рекомбинации, используя обозначения TRANZ-TRAN-а [5]:

$$I_{GRE}^A = I_{GREO}^A \begin{cases} \frac{m\varphi_T}{\sqrt{\Delta\varphi_{k01} - U_{D1}}} (e^{\frac{U_{D1}}{2m\varphi_T}} - 1), & U_{D1} > 0 \\ -(\sqrt{\Delta\varphi_{k01} - U_{D1}} - \sqrt{\Delta\varphi_{k01}}), & U_{D1} \leq 0 \end{cases} \quad (25)$$

$$I_{GRE}^K = I_{GREO}^K \begin{cases} \frac{m\varphi_T}{\sqrt{\Delta\varphi_{k03} - U_{D3}}} (e^{\frac{U_{D3}}{2m\varphi_T}} - 1), & U_{D3} > 0 \\ -(\sqrt{\Delta\varphi_{k03} - U_{D3}} - \sqrt{\Delta\varphi_{k03}}), & U_{D3} \leq 0 \end{cases} \quad (26)$$

где

$$I_{GREO}^A = \frac{S_1 n_i}{\sqrt{\tau_{no} \tau_{po}}} \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 q}{2N_{D2}}}, \quad (27)$$

и

$$I_{GREO}^K = \frac{S_3 n_i}{\sqrt{\tau_{no} \tau_{po}}} \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 q}{2N_{D2}}}. \quad (28)$$

Также определяются  $I_{GRC}^A$  и  $I_{GRC}^K$ . При расчете генерационно/рекомбинационных токов не учитывается поверхностная рекомбинация на эмиттерных переходах.

Ток через технологический шунт, который влияет на токораспределение перехода  $\int_3$  получаем с помощью формулы

$$I_{SH} = U_{D3} / R_{SH}, \quad (29)$$

где  $R_{SH}$  определяется по данным [6]:

$$R_{SH} = \frac{\rho_P}{S_3 2w_3 n S_{SH}} r_2^2 \ln \left( \frac{r_2}{r_1} - \frac{1}{2} \frac{r_2^2 - r_1^2}{r_2^2} \right), \quad (30)$$

где  $\rho_P$  - удельное сопротивление узкой базы,

$S_{SH}$  - площадь шунта,

$n$  - количество шунтов на  $cm^2$  поверхности эмиттера,

$r_2$  - параметр, связанный с расстоянием между шунтами, (треугольный  $r_2 = l_{SH} / \sqrt{3}$  квадрат  $r_2 = l_{SH} / \sqrt{2}$ ),

$2r_1$  - диаметр шунтов,

$l_{SH}$  - расстояние между центрами соседних шунтов.

Ток пробоя перехода определяется по следующим законам:

$$I_{B\nu} = -S_{\nu} j_{B\nu} \begin{cases} 0, & U_{D\nu} > -|U_{B\nu}|. \\ (-U_{D\nu} - |U_{B\nu}|)^p, & -|U_{B\nu}| \geq U_{D\nu} > -2|U_{B\nu}|. \\ (|U_{B\nu}|^p - p|U_{B\nu}|^{p-1}(U_{D\nu} + 2|U_{B\nu}|), & -2|U_{B\nu}| > U_{D\nu}. \end{cases} \quad (31)$$

где  $\nu = 1, 2$  или  $3$  в соответствии переходов тиристора,

$j_B$  - плотность тока пробоя,

$p$  - коэффициент пробоя.

Общий ток для отдельных переходов суммируется по следующему закону:

$$I = (I_D \cdot I_A) + I_{GR} + I_B (+I_{SH}), \quad (32)$$

где  $I_D$  - диффузионный ток,

$I_A$  - ток амбиполярной диффузии,

$I_{GR}$  - ток генерации/рекомбинации

$I_B$  - ток пробоя.

Учет т.н. транзисторного эффекта происходит с помощью транспортных факторов, например, до прианодного эмиттерного перехода инжектирует от коллектора через базы ток

$-\eta_{trI} I_{CP}^A$  и до коллекторного перехода от прианодного эмиттерного перехода  $-\eta_{trN} I_{EP}^A$ .

Расчет емкостей.

$$C_{D1}^A = -\frac{dQ_B^A}{dU_{D1}}, \quad C_{D2}^A = -\frac{dQ_B^A}{dU_{D2}}, \quad (33)$$

где

$$Q_B^A = S_1 q N_{D2} \eta_A. \quad (34)$$

$$C_{D3}^K = -\frac{dQ_B^K}{dU_{DB}}, \quad C_{D2}^K = -\frac{dQ_B^K}{dU_{D2}}, \quad (35)$$

где

$$Q_B^K = S_3 q \eta_K \int_{x_2}^{x_3} N(x) dx. \quad (36)$$

Сопротивления  $r_A$  и  $r_K$  определяют, используя удельные сопротивления анодных и катодных областей. Сопротивление  $r_G$

$$r_G = r_g / \eta_K, \quad (37)$$

где  $r_g$  - сопротивление материала базовой области (узкая база).

Выводы. Описана новая нелинейная зарядовая модель тиристора. Модель учитывает эффекты большой инжекции, а также влияние физико-технологических параметров на ВАХ и

динамические характеристики прибора. Таблица данных в программе TRANZ-TRAN для модели тиристора состоит из 60 данных. (12 строк входной таблицы.)

### Л и т е р а т у р а

1. G l e s n e r M., B l u m A. Macromodeling techniques for thyristor with application to the simulation of power electric circuits // Journées d'Electronique. Modeling Semiconductor Devices. Lausanne: École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 18-20 Oct., 1977. - P. 207-220.
2. C h u a L.O., S i n g Y.W. Nonlinear lumped circuit model for SCR // IEE J. Electron Circ. and Syst. - 1979. - 3. - P. 5-14.
3. Р а н г Т. Нелинейная модель тиристора для программы анализа цепей // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1986. - № 617. - С. 13-19.
4. G u m m e l H.K., P o o n H.C. An integral charge-control model of bipolar transistors // Bell Syst. Techn. J. - May-June, 1970. - P. 827-852.
5. S z é k e l y V., К е р е с с н é - R e n c s z M., F a r k a s G. A TRANZ-TRAN 2 analisiprogram bipoláris modelljinek fejlesztése. Kézirat, BME-EET, Br., 1983. - O. 41.
6. Б о р о н и н К.Д., Д е р м е н ж и П.Г., М а р т ы н е н к о В.А., Я к и в ч и к М.И. Влияние некоторых технологических факторов на выходные параметры тиристорov // Электротехническая промышленность. Сер. Преобразовательная техника. - 1974. - Вып. 8(55), 8-10

T. Rang

#### Nonlinear Charge Model for Thyristors

#### Abstract

A new nonlinear thyristor charge model for computer aided circuit analysis programs is described. The model has been developed from Gummel-Poon theory and takes into account all the most important physical effects in thyristors. The model could be effectively used in the modelling of the power circuits.

## К ВОПРОСУ ОБ ОЖЕ-РЕКОМБИНАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

## Введение

При моделировании полупроводниковых приборов существенно знание рекомбинационных характеристик материала, из которого изготавливается прибор. Одним из каналов рекомбинации свободных носителей в полупроводнике является, как известно, так называемая Оже-рекомбинация. Единичный акт Оже-рекомбинации представляет собой взаимодействие двух носителей в начальном состоянии с переходом их в конечное состояние, отличающееся от начального тем, что один из носителей переходит в другую энергетическую зону. При наличии в запрещенной зоне энергетических уровней значительный интерес представляет получение возможно более точных кинетических уравнений рекомбинации с участием локализованных носителей заряда. В данной работе получены поправочные члены к коэффициентам Оже-рекомбинации, обусловленные взаимодействием электронной и решеточной подсистем кристалла.

## I. Исходные приближения

Стандартные приближения теории твердого тела (Борна-Оппенгеймера и адиабатическое) приводят, как известно, к следующим уравнениям для собственных функций и собственных значений многочастичного гамильтониана кристалла:

$$\Psi_{nv}(r, R) = \Phi_n(r, R) \chi_{nv}(R), \quad (1)$$

$$H' \Phi_n(r, R) = E_n(R) \Phi_n(r, R), \quad (2)$$

$$[T_R + E_n(R)] \chi_{nv}(R) = E_{nv} \chi_{nv}(R), \quad (3)$$

где  $H'$  — многочастичный гамильтониан кристалла без учета кинетической энергии  $T_R$  ионных остатков,

$E_n(R)$  — многоэлектронные термы кристалла,

$\Phi_n$  - волновая функция многоэлектронной системы в состоянии  $n$ ,

$\chi_{nv}$  - волновая функция решетки,

$r=(r_1, r_2, \dots)$  - совокупность координат всех электронов, а также их спинов  $r_i=(\vec{r}_i, \sigma_i)$ ,

$R=(\vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots)$  - то же для ионов.

Разложение произвольного (невыврожденного) терма  $E_n(R)$  в окрестности равновесной конфигурации идеального кристалла  $R_0$  с точностью до второго порядка по смещениям ионов  $(R-R_0)$  и выражение  $(R-R_0)$  через действительные нормальные координаты  $Q_x$ , введенные в гармоническом приближении для адиабатического потенциала  $E_n(R)$  основного ( $n=0$ ) состояния электронной подсистемы идеального (без дефектов) кристалла [1], приводит к следующим выражениям для адиабатического потенциала:

$$E_n(Q) = E_n^0 + \sum_x A_x^n Q_x + \frac{1}{2} \sum_x [\omega_x^{(n)}]^2 Q_x^2 + \dots \quad (4)$$

где  $E_n^0 \equiv E_n(R_0)$ ,  $\sum_x A_x^n Q_x \equiv \sum_{i,\alpha} \frac{\partial E_n(R_0)}{\partial R_{i\alpha}} (R_{i\alpha} - R_{i\alpha,0})$ ,  $x=(S, \vec{q})$  -

- номер ветви и волновой вектор фононного спектра,  
 $\alpha$  - нумерует декартовы компоненты векторов  $\vec{R}_i$ .

Разложение (4) соответствует пренебрежению а) возможной недиагональностью квадратичной формы

$$\sum_{ij\alpha\beta} \frac{\partial^2 E_n(R_0)}{\partial R_{i\alpha} \partial R_{j\beta}} (R_{i\alpha} - R_{i\alpha,0}) (R_{j\beta} - R_{j\beta,0}),$$

выраженной через введенные указанным способом нормальные координаты и б) возможной ангармоничностью  $E_n(R)$  в  $R_0$ . Кроме того, в уравнении (5) опущена добавка к кинетической энергии решетки, связанная с заменой некоторых атомов решетки дефектами.

Из уравнения (3) с учетом (4) получаем хорошо известное [2] уравнение для колебательной волновой функции решетки

$$\frac{1}{2} \sum_x [-\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial Q_x^2} + [\omega_x^{(n)}]^2 (Q_x - \bar{Q}_x^n)^2] \chi_{nv}(Q - \bar{Q}^n) = E'_{nv} \chi_{nv}(Q - \bar{Q}^n), \quad (5)$$



где  $\bar{Q}_{\alpha}^n \equiv -\frac{A_{\alpha}^n}{[\omega_{\alpha}^{(n)}]^2}$ ,  $E'_{nv} = E_{nv} - (E_n^0 - \frac{1}{2} \sum_{\alpha} (\frac{A_{\alpha}^n}{\omega_{\alpha}^{(n)}})^2)$  есть чис-

то колебательная энергия решетки,

$\nu = (\dots \nu_{\alpha} \dots)$  - совокупность колебательных квантовых чисел осцилляторов  $\alpha$ ,

$\hbar$  - приведенная постоянная Планка,

$\bar{Q}_{\alpha}^n$  - положения минимумов потенциальных энергий осцилляторов.

Ограничиваясь хартри-фоковским приближением для многоэлектронной волновой функции

$$\Phi_n^{HF}(r, R) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \det[\varphi_i(\vec{r}_j, R)], \quad (6)$$

где  $N$  - число валентных электронов в системе,

можно перейти от уравнения Шредингера для многоэлектронной волновой функции  $\Phi_n(r, R)$  (2) к системе самосогласованных одноэлектронных уравнений Шредингера

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_1(\vec{r}, R_0) + U_1(\vec{r}, R) \right] \varphi_j(\vec{r}, R) = \varepsilon_j(R) \varphi_j(\vec{r}, R). \quad (7)$$

В уравнении (7)  $V_1(\vec{r}, R_0)$  есть самосогласованный одноэлектронный потенциал для электрона в кристалле с идеальной конфигурацией,  $U_1(\vec{r}, R)$  есть самосогласованный одноэлектронный потенциал электрон-решеточного взаимодействия. Разложение  $U_1(\vec{r}, R)$  с точностью до второго порядка по  $Q$  имеет вид

$$U_1(\vec{r}, R) \approx \sum_{\alpha} A_{\alpha}(\vec{r}) Q_{\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha_1, \alpha_2} b_{\alpha_1, \alpha_2}(\vec{r}) Q_{\alpha_1} Q_{\alpha_2}. \quad (8)$$

Тогда, решая (7) по теории возмущений с оператором возмущения (8), в первом приближении для волновых функций и во втором приближении для уровней энергии получим

$$\varphi_j(\vec{r}_i, Q) = \varphi_j^0(\vec{r}_i) + \sum_{\alpha} \sum_{\beta} \frac{A_{\alpha}^{j\beta} Q_{\alpha}}{\varepsilon_j^0 - \varepsilon_{\beta}^0} \varphi_{\beta}^0(\vec{r}_i), \quad (9)$$

$$\varepsilon_i(Q) = \varepsilon_i^0 + \sum_{\alpha} A_{\alpha}^{ii} Q_{\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha_1, \alpha_2} (b_{\alpha_1, \alpha_2}^{ii} + 2 \sum_{j} \frac{A_{\alpha_1, \alpha_2}^{ji} A_{\alpha_1, \alpha_2}^{ij}}{\varepsilon_i^0 - \varepsilon_j^0}) Q_{\alpha_1} Q_{\alpha_2}, \quad (10)$$

где  $\varphi_j^0(\vec{r}_i)$ ,  $\varepsilon_i^0$  - решения невозмущенного уравнения (7) (т.е. в конфигурации  $R_0$  кристалла), штрих у

знака суммы по  $\ell$  означает отсутствие суммирования по  $j$ , а матричные элементы  $A_{\alpha}(\vec{r})$ ,  $b_{\alpha_1 \alpha_2}(\vec{r})$  даются равенствами

$$A_{\alpha}^{ij} = \int \varphi_i^{\circ*}(\vec{r}) A_{\alpha}(\vec{r}) \varphi_j^{\circ}(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (II)$$

Многоэлектронные термы  $E_n(Q)$  даются суммами:

$$E_n(Q) = \sum_i^n \varepsilon_i(Q), \quad (I2)$$

где индекс  $n$  у знака суммы означает, что должна браться сумма энергий таких состояний  $\varphi_i(\vec{r}, Q)$ , которые как раз дают нужную многоэлектронную хартри-фоковскую функцию  $\Phi_n^{HF}(r, Q)$ .

Подставляя (I2) в (3) и оставляя только диагональную по индексам  $\alpha_1, \alpha_2$  часть, приходим к уравнению (5), в котором частоты кристалла  $\omega_{\alpha}^{(n)}$ , равновесные положения  $\bar{Q}_{\alpha}^n$  и электронные энергии  $E_n^{\circ}$  оказываются выраженными через одноэлектронные энергии  $\varepsilon_i^{\circ}$  и величины (II). Если решения  $\varphi_j^{\circ}(\vec{r})$  и  $\varepsilon_j^{\circ}$  уравнения (7) с  $U_1 = 0$  известны, то известны, таким образом, и все вышеперечисленные величины, в также решения уравнений (2) и (3).

## 2. Вывод кинетических уравнений рекомбинации

Для получения кинетических уравнений рекомбинации используем метод, предложенный в [3, 4]. Электронную систему разбиваем на подсистемы электронов, соответствующие различным зонам. Считая, что времена энергетической релаксации электронов в зонах много меньше характерного времени рекомбинации (что обычно имеет место), производные по времени от средней плотности электронов в зоне  $\nu$  ( $\nu$  может быть одной из  $c$ - или  $\nu$ -зон или "зоной" состояний, соответствующих системе одинаковых дефектов) приближенно могут быть заданы выражением

$$\dot{n}_{\nu} = \frac{d}{dt} \frac{1}{V} \langle N_{\nu} \rangle (t) = - \frac{1}{V \hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \text{Sp} \{ R_t N_I(\tau) [N_I, N_{\nu}] \}. \quad (I3)$$

Здесь  $R_t$  - неравновесный статистический оператор, которым приближенно может быть описана неравновесная (в данном случае по числу электронов в подсистемах) система

$$R_t = \frac{1}{Z(t)} \exp \left\{ -\beta \left[ H_0 - \sum_{\nu} \mu_{\nu}(t) N_{\nu} \right] \right\}, \quad (I4)$$

где  $\beta = \frac{1}{kT}$ ,  $\mu_\nu(t)$  - зависящие от времени квазиуровни Ферми для электронов различных подсистем, причем в состоянии полного термодинамического равновесия  $\mu_\nu(t) = \mu$  для всех  $\nu$ ,

$H_0$  - гамильтониан системы без учета взаимодействия между подсистемами электронов;

$H_I$  - оператор взаимодействия между подсистемами,

$H_I(\tau) = e^{-iH_0\tau} H_I e^{iH_0\tau}$ ,  $N_\nu$  - оператор числа частиц  $\nu$ -й подсистемы;

$V$  - объем системы.

$$Z(t) = \text{Sp exp} \left\{ -\beta \left[ H_0 - \sum_\nu \mu_\nu(t) N_\nu \right] \right\}. \quad (I5)$$

Приближение Хартри-Фока позволяет, как известно, получить волновые функции  $\varphi_i^0(\vec{r}_i)$  и спектр  $\varepsilon_i^0$  квазичастиц (П.1), после чего межквазичастичное взаимодействие может быть выделено из электронного гамильтониана кристалла  $H_{el}^{(0)} \equiv H_{el}(r, R_0)$ , т.е.

$$H_{el}^{(0)} = H_{qp}^{(0)} + H'_{ee}, \quad (I6)$$

где  $H_{qp}^{(0)}$  - гамильтониан невзаимодействующих квазичастиц со спектром  $\varepsilon_i^0$ ,

$H'_{ee}$  - оператор их взаимодействия, не содержащий диагональных матричных элементов, причем диагональная по зонам  $\nu$  часть оператора  $H'_{ee}$  отвечает за термализацию электронов в каждой зоне, а недиагональная по  $\nu$  часть  $H'_{ee}$  отвечает за межзонные переходы.

Таким образом, гамильтониан системы невзаимодействующих между собой (но взаимодействующих с решеткой) (квази) электронов + решетка можно записать в виде

$$H_0 = T_R + H_{qp}^{(0)} + U(r, R), \quad (I7)$$

где  $U(r, R) = \sum_i U_1(\vec{r}_i, R)$ .

Кроме  $H'_{ee}$ , естественным оператором возмущения для переходов между квазистационарными состояниями  $\Psi_{m\nu}(r, R)$  является оператор неадиабатичности  $H_{NA}$ , матричный элемент которого в волновых функциях  $\Phi_n$  и  $\Phi_n'$  дается равенством

$$\langle n' | H_{NA} | n \rangle = \sum_{\mathcal{X}} \int \left[ \frac{1}{2} \Phi_n^* P_{\mathcal{X}}^2 \Phi_n + \Phi_n^* P_{\mathcal{X}} \Phi_n P_{\mathcal{X}} \right] dr, \quad (I8)$$

где  $P_{\alpha} = -i\hbar \partial/\partial Q_{\alpha}$ ,  $dr = d\vec{r}_1 \cdot d\vec{r}_2 \cdot \dots \cdot d\vec{r}_N$ .

Оператор (по отношению к волновым функциям решетки  $\chi_{nv}$ ) (18) не является в общем случае эрмитовым. Мы образуем эрмитов оператор, взяв поусумму

$$H'_{NA} = \frac{H_{NA} + H_{NA}^{\dagger}}{2}. \quad (19)$$

В сделанных приближениях (как легко убедиться, подставляя выражения (6) и (9) в качестве  $\Phi_n$ ) оператор (18) будет иметь слагаемые, не зависящие от  $P_{\alpha}$ ,  $Q_{\alpha}$ , пропорциональные  $P_{\alpha}$  и пропорциональные  $Q_{\alpha} \cdot P_{\alpha}$ . Нас здесь будет интересовать та часть  $H_{NA}$ , которая не зависит от  $P_{\alpha}$  и  $Q_{\alpha}$  и имеет вид некоторого эффективного межэлектронного взаимодействия. В качестве оператора возмущения, возьмем, таким образом, сумму

$$H_I = H'_{ee} + H'_{NA}. \quad (20)$$

Вычисления величин (13) удобно произвести в формализме вторичного квантования, соответственно чему необходимо все операторы, входящие в (13), выразить через операторы рождения и уничтожения электронов  $a_i^{\dagger}$ ,  $a_i$  и фононов  $c_{\alpha}^{\dagger}$ ,  $c_{\alpha}$ , подчиняющихся обычным правилам коммутации для ферми- и бозе-операторов.

Получим

$$H'_{NA} = \frac{1}{2} \sum_{ijkl} B_{ijkl} a_i^{\dagger} a_j^{\dagger} a_k a_l, \quad (21)$$

$$H'_{ee} = \frac{1}{2} \sum_{ijkl} V_{ijkl} a_i^{\dagger} a_j^{\dagger} a_k a_l, \quad (22)$$

где введены обозначения

$$B_{ijkl} \equiv \sum_{\alpha} S_{\alpha}^{ik} S_{\alpha}^{jl}, \quad (23)$$

$$S_{\alpha}^{ik} \equiv \frac{i\hbar A_{\alpha}^{ik}}{\varepsilon_i^{\alpha} - \varepsilon_k^{\alpha}}, \quad (S_{\alpha}^{ik})^* = S_{\alpha}^{ki}, \quad S_{\alpha}^{ii} \equiv 0, \quad (24)$$

$$V_{ijkl} \equiv \int \varphi_i^*(\vec{r}_1, Q) \varphi_j^*(\vec{r}_2, Q) H'_{ee}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \varphi_k(\vec{r}_2, Q) \varphi_l(\vec{r}_1, Q) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (25)$$

В (25), кроме основной части  $V_{ijkl}^{(0)}$  (которая получается из (25), если в функциях  $\varphi_i(\vec{r}, Q)$  положить  $Q = 0$ ), не зависящей от решеточных координат  $Q$ , оставим также поправку первого порядка по  $Q$ .

$$V_{ijkl;\alpha}^{(1)} \equiv \sum_{\alpha} V_{ijkl;\alpha}^{(1)} q_{\alpha}, \quad (26)$$

$$V_{ijkl;\alpha}^{(1)} = -\frac{i}{\sqrt{2\hbar\omega_{\alpha}}} \left[ \sum_i V_{ijkl}^{(0)} S_{\alpha}^{ii'} + \sum_j V_{ijkl}^{(0)} S_{\alpha}^{jj'} - \sum_k V_{ijkl}^{(0)} S_{\alpha}^{k'k} - \sum_{l'} V_{ijkl}^{(0)} S_{\alpha}^{l'l'} \right], \quad (27)$$

$$q_{\alpha} = c_{\alpha}^{+} + c_{\alpha}, \quad (28)$$

$$H_0 = \sum_i \varepsilon_i^0 a_i^{+} a_i + \sum_{\alpha} \hbar \omega_{\alpha} (c_{\alpha}^{+} c_{\alpha} + \frac{1}{2}) + \sum_{i,\alpha} \tilde{A}_{\alpha}^i a_i^{+} a_i q_{\alpha}, \quad (29)$$

$$N_{\nu} = \sum_{i\nu} a_{i\nu}^{+} a_{i\nu}, \quad (30)$$

$$\tilde{A}_{\alpha}^i \equiv \left( \frac{\hbar}{2\omega_{\alpha}} \right)^{1/2} A_{\alpha}^{ii}. \quad (31)$$

Для вычисления величин  $\dot{n}_{\nu}$  необходимо еще произвести разделение электронных и фоновых операторов в  $H_0$ . Это можно сделать, используя унитарный оператор  $e^F$ , где [4]

$$F = \sum_{i,\alpha} q_{\alpha}^i a_i^{+} a_i p_{\alpha}, \quad (32)$$

$$q_{\alpha}^i \equiv \frac{\tilde{A}_{\alpha}^i}{\hbar\omega_{\alpha}}, \quad (33)$$

$$p_{\alpha} = c_{\alpha}^{+} - c_{\alpha}. \quad (34)$$

После этого  $H_0$  принимает вид

$$\tilde{H}_0 = \sum_i \varepsilon_i^0 \tilde{a}_i^{+} \tilde{a}_i - \sum_{ij\alpha} \frac{\tilde{A}_{\alpha}^i \tilde{A}_{\alpha}^j}{\hbar\omega_{\alpha}} \tilde{a}_i^{+} \tilde{a}_j \tilde{a}_i^{+} \tilde{a}_j + \sum_{\alpha} \hbar\omega_{\alpha} (\tilde{c}_{\alpha}^{+} \tilde{c}_{\alpha} + \frac{1}{2}), \quad (35)$$

где  $\tilde{a}_i = e^{-F} a_i e^F$  и то же для  $\tilde{a}_i^{+}, \tilde{c}_{\alpha}^{+}, \tilde{c}_{\alpha}$ .

(35) можно записать также в виде

$$\tilde{H}_0 = \sum_i \hat{\varepsilon}_i \tilde{a}_i^{+} \tilde{a}_i + \sum_{\alpha} \hbar\omega_{\alpha} (\tilde{c}_{\alpha}^{+} \tilde{c}_{\alpha} + \frac{1}{2}), \quad (36)$$

где

$$\hat{\varepsilon}_i = \varepsilon_i^0 - \sum_{\alpha} \frac{(\tilde{A}_{\alpha}^i)^2}{\hbar\omega_{\alpha}} - \sum_{\alpha} \sum_j \frac{\tilde{A}_{\alpha}^i \tilde{A}_{\alpha}^j}{\hbar\omega_{\alpha}} \hat{n}_j \quad (37)$$

есть оператор одно-(квази)частичной энергии, собственные значения которого суть энергии невзаимодействующих (в каждом данном состоянии  $|\hat{n}\rangle$ ) квазичастиц в минимуме адиабатического потенциала,  $\hat{n}_j \equiv \tilde{a}_j^{+} \tilde{a}_j$  - оператор плотности частиц в состоянии  $j$ .

Подставляя (21), (22), (25), (26), (30) и (36) в (13) и пренебрегая частотным эффектом (зависимостью частот кри-

сталла от состояния электронной системы) и функциональной зависимостью одноэлектронного спектра (37) от  $|n\rangle$  (т.е. считая  $\hat{\varepsilon}_i$  в (36) с-числами), получим

$$\dot{n}_\nu = \frac{1}{4V\hbar^2} \sum_{ijk\ell i\nu} D_{ijk\ell} f_k f_\ell (1-f_i)(1-f_j) (\delta_{i\nu} + \delta_{j\nu} - \delta_{k\nu} - \delta_{\ell\nu}) + \frac{1}{2V\hbar^2} \sum_{jiv} D_{ji} f_i (1-f_j) (\delta_{jiv} - \delta_{iiv}), \quad (38)$$

где

$$D_{ijk\ell} = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i/\hbar(\varepsilon_i + \varepsilon_j - \varepsilon_k - \varepsilon_\ell)\tau} D_{ijk\ell}(\tau), \quad (39)$$

$$D_{ji} = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i/\hbar(\varepsilon_j - \varepsilon_i)\tau} D_{ji}(\tau),$$

$$D_{ijk\ell}(\tau) = \{ |B_{ijk\ell} - B_{i\ell jk}|^2 + 2\text{Re} [(B_{ijk\ell} - B_{i\ell jk})^* (V_{ijk\ell}^{(0)} - V_{i\ell jk}^{(0)})] + |V_{ijk\ell}^{(0)} - V_{i\ell jk}^{(0)}|^2 - 2 \sum_{\alpha} 2\text{Re} [(V_{ijk\ell}^{(0)} - V_{i\ell jk}^{(0)})^* (V_{ijk\ell; \alpha}^{(1)} - V_{i\ell jk; \alpha}^{(1)})] (\sum_m q_m^m f_m + \Delta_{\alpha}^{ij}) + 2 \sum_{\alpha} (V_{ijk\ell; \alpha}^{(1)} - V_{i\ell jk; \alpha}^{(1)})^* (V_{ijk\ell}^{(0)} - V_{i\ell jk}^{(0)}) \Delta_{\alpha}^{ij} \} \langle \varphi_{\ell kji}(\tau) \rangle + \sum_{\alpha} [(V_{ijk\ell; \alpha}^{(1)} - V_{i\ell jk; \alpha}^{(1)})^* (V_{ijk\ell}^{(0)} - V_{i\ell jk}^{(0)}) \langle \varphi_{\ell kji}(\tau) \tilde{q}_{\alpha}(\tau) \rangle + (V_{ijk\ell; \alpha}^{(1)} - V_{i\ell jk; \alpha}^{(1)}) (V_{ijk\ell}^{(0)} - V_{i\ell jk}^{(0)})^* \langle \varphi_{\ell kji}(\tau) \tilde{q}_{\alpha} \rangle], \quad (40)$$

$$D_{ji}(\tau) = \{ |\sum_k B_{jkk i} f_k|^2 + 2\text{Re} (\sum_k B_{jkk i}^* f_k \cdot \sum (V_{j\ell i i}^{(0)} - V_{j\ell i e}^{(0)}) f_e) + |\sum_k (V_{jkk i}^{(0)} - V_{jkk i}^{(0)}) f_k|^2 - 2 \sum_{\alpha} \sum_{k\ell} 2\text{Re} [(V_{jkk i}^{(0)} - V_{jkk i}^{(0)})^* (V_{j\ell i i; \alpha}^{(1)} - V_{j\ell i i; \alpha}^{(1)}) \times f_k f_\ell] (\sum_m q_m^m f_m - q_{\alpha}^j) + 2 \sum_{\alpha} [\sum_k (V_{jkk i; \alpha}^{(1)} - V_{jkk i; \alpha}^{(1)}) f_k] \cdot [\sum_{\ell} (V_{j\ell i i}^{(0)} - V_{j\ell i e}^{(0)}) f_e] \times \Delta_{\alpha}^{j\ell} \} \langle \varphi_{ij}(\tau) \rangle + \sum_{\alpha} \sum_{k\ell} [(V_{jkk i; \alpha}^{(1)} - V_{jkk i; \alpha}^{(1)})^* (V_{j\ell i i}^{(0)} - V_{j\ell i e}^{(0)}) \langle \varphi_{ij}(\tau) \tilde{q}_{\alpha}(\tau) \rangle + (V_{jkk i; \alpha}^{(1)} - V_{jkk i; \alpha}^{(1)}) (V_{j\ell i i}^{(0)} - V_{j\ell i e}^{(0)})^* \langle \varphi_{ij}(\tau) \tilde{q}_{\alpha} \rangle] f_k f_\ell. \quad (41)$$

В формулах (38), (40) и (41)  $f_i$  есть термодинамические средние числа заполнения состояний  $\varphi_i$ , так что для состояний в зоне проводимости, валентной и на уровне в запрещенной зоне будем иметь

$$f_{i_c} = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{i_c} - \mu_c)} + 1}, \quad f_{i_v} = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_{i_v} - \mu_v)} + 1}, \quad (42)$$

$$f_t = \frac{1}{g_t^{-1} e^{\beta(\varepsilon_t - \mu_t)} + 1},$$

где  $g_t$  — кратность вырождения уровня  $\varepsilon_t$ .

Здесь мы рассматриваем только простые уровни. Обобщение подхода на более сложные центры и, в частности, на центры, обладающие возбужденными состояниями, будет дано позднее.

Остальные величины в (40)–(41) суть следующие:

$$\Delta_{\alpha}^{ij} \equiv q_{\alpha}^i - q_{\alpha}^j, \quad (43)$$

$$\Delta_{\alpha}^{ijkl} \equiv q_{\alpha}^i + q_{\alpha}^j - q_{\alpha}^k - q_{\alpha}^l,$$

$$\varphi_{ij}(\tau) = \exp \left\{ i \left[ \sum_{\alpha} (\Delta_{\alpha}^{ij})^2 \omega_{\alpha} \tau - \sum_{\alpha} \Delta_{\alpha}^{ij} \omega_{\alpha} \int_0^{\tau} \tilde{q}_{\alpha}(t) dt \right] \right\}, \quad (44)$$

$$\tilde{q}_{\alpha} = \tilde{c}_{\alpha}^+ + \tilde{c}_{\alpha}, \quad \tilde{q}_{\alpha}(\tau) = \tilde{c}_{\alpha}^+ e^{-i\omega_{\alpha}\tau} + \tilde{c}_{\alpha} e^{i\omega_{\alpha}\tau}. \quad (45)$$

Величина  $\varphi_{ijkl}(\tau)$  отличается от  $\varphi_{ij}(\tau)$  заменой  $\Delta_{\alpha}^{ij} \rightarrow \Delta_{\alpha}^{ijkl}$ .

Символ  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по фоновому статистическому оператору

$$\langle A \rangle \equiv \sum_{\nu} w_{\nu} \langle \psi | A | \nu \rangle, \quad w_{\nu} = \frac{1}{Z_{ph}} e^{-\beta \sum_{\alpha} \hbar \omega_{\alpha} (n_{\nu \alpha} + \frac{1}{2})} \quad (46)$$

Вычисление величин  $\langle \varphi_{ij}(\tau) \rangle$  и т.д. дает:

$$\langle \varphi_{\ell kji}(\tau) \rangle = \langle \varphi_{ij\ell k}(\tau) \rangle = \exp \left\{ \sum_{\alpha} (\Delta_{\alpha}^{\ell kji})^2 G_{\alpha} \right\}, \quad (47)$$

$$\langle \varphi_{\ell kji}(\tau) \tilde{q}_{\alpha}(\tau) \rangle = \Theta_{\alpha}^* \Delta_{\alpha}^{\ell kji} \langle \varphi_{\ell kji}(\tau) \rangle \quad (48)$$

$$\langle \varphi_{\ell kji}(\tau) \tilde{q}_{\alpha} \rangle = - \langle \varphi_{\ell kji}(\tau) \tilde{q}_{\alpha}(\tau) \rangle^*, \quad (49)$$

где

$$G_{\alpha} = (N_{\alpha} + 1)(e^{i\omega_{\alpha}\tau} - 1) + N_{\alpha} e^{-i\omega_{\alpha}\tau} - 1 = -\operatorname{cth} \frac{\beta \hbar \omega_{\alpha}}{2} + \frac{\operatorname{ch}(\frac{\beta \hbar \omega_{\alpha}}{2} + i\omega_{\alpha}\tau)}{\operatorname{sh} \frac{\beta \hbar \omega_{\alpha}}{2}}, \quad (50)$$

$$\Theta_{\alpha} = (N_{\alpha} + 1) e^{i\omega_{\alpha}\tau} - N_{\alpha} e^{-i\omega_{\alpha}\tau} - 1 = \frac{\operatorname{sh}(\frac{\beta \hbar \omega_{\alpha}}{2} + i\omega_{\alpha}\tau)}{\operatorname{sh} \frac{\beta \hbar \omega_{\alpha}}{2}} - 1, \quad (51)$$

$$N_{\omega} = \frac{1}{e^{\beta \hbar \omega_{\omega}} - 1} \quad (52)$$

(47)–(49) суть производящие функции для многофононных переходов [2, 4].

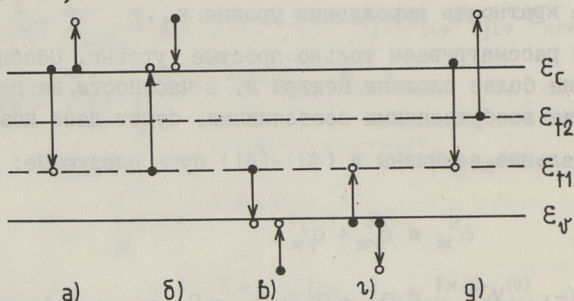


Рис. 1. Иллюстрация процессов, дающих вклад в  $\dot{n}_{t_1}$ . Этим процессам соответствуют члены кинетического уравнения:  
 а -  $\gamma_n^{t_1} n_c^2 p_{t_1}$ ; б -  $a_n^{t_1} n_c n_{t_1}$ ; в -  $\gamma_p^{t_1} p_v^2 n_{t_1}$ ; г -  $a_p^{t_1} p_v p_{t_1}$ ;  
 д -  $\delta_n^{t_1 t_2} n_c n_{t_2} p_{t_1}$ .

В выражении (38) для  $\dot{n}_v$  содержится вклад различных процессов. Например, обычно рассматриваемым процессам эмиссии и захвата, изображенным на рис. 1а, б, в, г. соответствует выражение

$$\dot{n}_{t_1} = \gamma_n^{t_1} n_c^2 p_{t_1} - a_n^{t_1} n_c n_{t_1} - \gamma_p^{t_1} p_v^2 n_{t_1} + a_p^{t_1} p_v p_{t_1}. \quad (53)$$

Коэффициенты  $\gamma$  и  $a$  в формуле (53) можно получить, выбирая (например, для процесса 1а) для начальных состояний  $k$  и  $l$  состояния в зоне проводимости, а для конечных состояний — одно в зоне проводимости, а другое на уровне  $\epsilon_{t_1}$ . Другими словами, полагаем (двухзонная модель полупроводника)  $k = (\vec{k}, \sigma)$ ,  $\epsilon_k = \epsilon_{\vec{k}}^c$  и то же для  $l$  и  $j$  (в отсутствие магнитного поля энергии не зависят от спинов)

$$i = i_v = t_1, \quad \epsilon_i = \epsilon_{t_1}.$$

Кроме того, квазиуровни Ферми носителей в различных зонах выразим через соответствующие плотности носителей [4] (носители не вырождены):

$$f_{\vec{k}\sigma}^c \approx e^{-\beta(\epsilon_{\vec{k}}^c - \mu_c)} = n_c V \frac{e^{-\beta \epsilon_{\vec{k}}^c}}{Z_c}, \quad Z_c = \sum_{\vec{k}\sigma} e^{-\beta \epsilon_{\vec{k}}^c},$$



$$f_{\vec{k}\sigma}^{\nu} = 1 - f_{p_{\nu}, \vec{k}\sigma}, \quad f_{p_{\nu}, \vec{k}\sigma} = p_{\nu} V \frac{e^{\beta \varepsilon_{\vec{k}}^{\nu}}}{Z_{\nu}}, \quad (54)$$

$$\varepsilon_{\vec{k}}^c = \varepsilon_c + \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_c}, \quad \varepsilon_{\vec{k}}^{\nu} = \varepsilon_{\nu} - \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_{\nu}},$$

$\varepsilon_c$  и  $\varepsilon_{\nu}$  - энергии краев с- и  $\nu$ -зон,

$n_c$  - плотность электронов в с-зоне,

$p_{\nu}$  - плотность дырок в  $\nu$ -зоне,

$f_{p_{\nu}, \vec{k}\sigma}$  - функция распределения для дырок в  $\nu$ -зоне.

$$n_t = N_t f_t, \quad p_t = N_t - n_t. \quad (55)$$

Тогда, с учетом (54), (55) и симметрии  $D_{ijkl}$  по  $(i, j)$  и  $(k, l)$  (множитель  $\Delta_{\infty}^{ij}$  в (40) антисимметричен по  $i, j$  и выпадает) для, например,  $\gamma_n^{t_1}$  получим:

$$\gamma_n^{t_1} = \frac{V^2}{2\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \sum_{\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3} \sum_{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3} D_{t, \vec{k}_1, \sigma_1; \vec{k}_2, \sigma_2; \vec{k}_3, \sigma_3}(\tau) e^{i/\hbar (\varepsilon_t + \varepsilon_{\vec{k}_1}^c - \varepsilon_{\vec{k}_2}^c - \varepsilon_{\vec{k}_3}^c) \tau} \times e^{-\beta (\varepsilon_{\vec{k}_2}^c + \varepsilon_{\vec{k}_3}^c)} / Z_c^2 \quad (56)$$

и аналогичные выражения для других коэффициентов в (53). Непосредственно вычислять необходимо лишь половину всех коэффициентов, поскольку остальные можно найти из известных на основании принципа детального равновесия.

Аналогично можно найти коэффициенты захвата и эмиссии, связанные с другими процессами, как например, с процессом взаимодействия независимых (в смысле статистики) уровней (рис. 1д).

Вторая сумма в (38), в которой присутствуют одно начальное и одно конечное состояния, по своей структуре соответствует механизму генерации-рекомбинации Шокли-Рида-Холла, инициатором которой в данном случае выступает взаимодействие носителя в начальном состоянии со всей остальной электронной системой, которая в результате такого взаимодействия не изменяет своего состояния. Этот же эффект (благодаря множителю  $\sum_m q_{\infty}^m f_m$ ) имеет место и для Оже-коэффициентов. Поэтому вторую сумму в (38) можно считать поправкой (пропорциональной второй и третьей степеням плот-

ности делокализованных и локализованных носителей) к коэффициентам Шокли-Рида-Холла (не зависящим от плотности). Другими словами, коэффициенты захвата и эмиссии (как ШРХ, так и Оже) приобретают смысл коэффициентных функций, зависящих от плотности частиц, как и следовало ожидать.

Все члены в  $D_{ijk\ell}$ , за исключением члена  $|V_{ijk\ell}^{(0)} - V_{ij\ell k}^{(0)}|^2$ , являются поправочными (то же относится и к  $D_{ji}$ ). Если поправка к волновым функциям  $\varphi_i^0(\vec{r})$  за счет взаимодействия с решеткой имеет порядок 10 %, то (как это следует из (27) и (40) поправка к Оже-коэффициентам эмиссии и захвата имеет порядок 80 %, т.е. общее правило таково, что поправка к волновым функциям дает, грубо говоря, восьмикратно увеличенную поправку к коэффициентам. Что касается поправок, связанных с неадиабатичностью, то определить их вклад довольно затруднительно, поскольку в теории неадиабатических переходов использованная нами часть гамильтониана  $H_{NA}$  обычно не рассматривается и отсутствует сравнение величин  $V_{ijk\ell}$  с экспериментальными данными. Оценка этих членов будет дана позднее.

В [4] произведена оценка коэффициента  $\gamma_n^{t_1}$  при наличии в запрещенной зоне одного единственного уровня вблизи середины запрещенной зоны, при условии, что из всех  $\tilde{A}_x^i$  отличен от нуля только  $\tilde{A}_x^+$ . С учетом лишь основного члена в  $D_{ijk\ell}$ , а именно  $|V_{ijk\ell}^{(0)} - V_{ij\ell k}^{(0)}|^2$  и при некоторых довольно грубых аппроксимациях получена величина порядка  $10^{-25}$  см<sup>6</sup>/с.

### 3. Заключение

Метод, основанный на уравнении (13), имеет то достоинство, что позволяет одновременно рассматривать Оже- и многофонные процессы, т.е. переходы между вибранными уровнями и единообразно получать все относящиеся к делу величины. Тем же способом, включая в гамильтониан возмущения  $H_I$  дополнительные слагаемые, можно получить и коэффициенты модели ШРХ, обусловленные многофононным механизмом энерговыделения.

В данной работе получены поправочные члены к кинетическим коэффициентам процессов генерации-рекомбинации за счет электрон-решеточного взаимодействия и за счет неко-

торого эффективного межэлектронного взаимодействия, вызванного неадиабатичностью движения решетки. Показано, что поправки, обусловленные зависимостью электронных волновых функций от координат ионов решетки могут иметь тот же порядок, что и "основная" часть. Оценка поправок, связанных с эффективным межэлектронным взаимодействием, затруднительна и требует дополнительных исследований. Интересным является также то обстоятельство, что фактически получены инжекционные зависимости кинетических коэффициентов (вообще зависимость от уровня возбуждения электронной системы), которые оказываются, однако, одинаковыми для коэффициентов эмиссии и захвата.

### Л и т е р а т у р а

1. Д а в ы д о в А.С. Теория безызлучательных переходов в молекулах, находящихся в растворах // ЖЭТФ. - 1953. - Т. 24. - № 4. - С. 397-408.
2. П е р л и н Ю.Е. Современные методы теории многофононных процессов // УФН. - 1963. - Т. 80, вып. 4. - С. 553-595.
3. S c h w e g l e r H., S a u e r m a n G. Quantenstatistische Behandlung der Relaxation von Systemen mit mehreren Temperaturen // Z. Phys. - 1967. - Vol. 204, N 4. - P. 357-383.
4. R e b s c h J.-T. A combination of Auger and many-phonon processes in nonradiative recombination // Solid State Comm. - 1979. - Vol. 31. - P. 377-381.

A. P. Opotski

#### On Auger-Recombination in Semiconductors

#### Abstract

The corrections to kinetic coefficients of generation-recombination processes caused by electron-lattice interaction and the nonadiabatic lattice movement are given. It is shown that corrections related to the dependence of electron wave functions on lattice-coordinates may have the same order of magnitude as the main part. The corrections comprise some injection dependences of the kinetic coefficients too.

А.А. Лаансоо, В.Р. Мяннама, О.М. Пикков

## ИЗМЕРИТЕЛЬ ПАРАМЕТРОВ СИЛОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ ИПСТ-3

Качество, экономичность, надежность и многие другие показатели электронной аппаратуры зависят от наличия достоверных данных о применяемых в ней элементах и компонентах. Такие данные нужны как в стадии разработки, в частности, для создания адекватных моделей компонентов комплекса автоматического проектирования, так и в стадии сборки и наладки аппаратуры для подбора основных элементов устройств.

Основными элементами современной силовой электроники наряду с тиристорами являются мощные биполярные транзисторы (БТ), работающие, как правило, в ключевом режиме и отличающиеся от тиристоров более высоким быстродействием и более гибким управлением. Мощные БТ входят в состав наиболее ответственных узлов силовых устройств, и поэтому часто требуется их тщательный подбор на основе различных характеристик и параметров.

Выпускаемые промышленностью измерители параметров БТ не обеспечивают всех требуемых режимов измерения и испытания современных мощных силовых быстродействующих транзисторов. Ограничены, например, диапазоны задаваемых базовых и коллекторных токов, а также измеряемых времен переключения приборов. Этим обусловлена потребность к настоящей разработке, в которой основное внимание уделено расширению отмеченных диапазонов, увеличению скорости и удобства проведения измерений [1].

Разработанный импульсный измеритель силовых транзисторов ИПСТ-3 предназначен для определения всех основных статических и динамических параметров БТ. Структурная схе-

ма измерителя представлена на рис. 1, временные диаграммы базового и коллекторного токов на рис. 2.

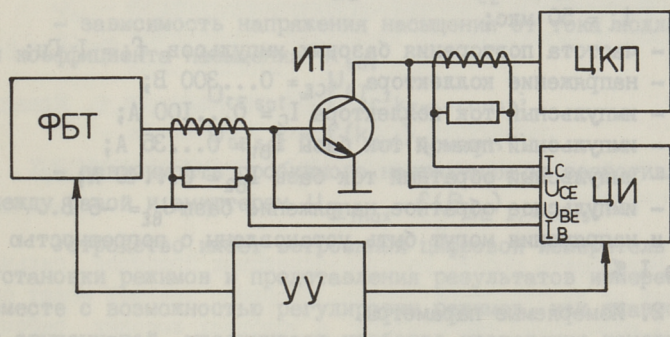


Рис. 1. Структурная схема ИПСТ-3:

ФБТ - формирователь базового тока; ЦКП - цепь коллекторного питания; ЦИ - цифровой измеритель; УУ - устройство управления ИТ - испытуемый транзистор.

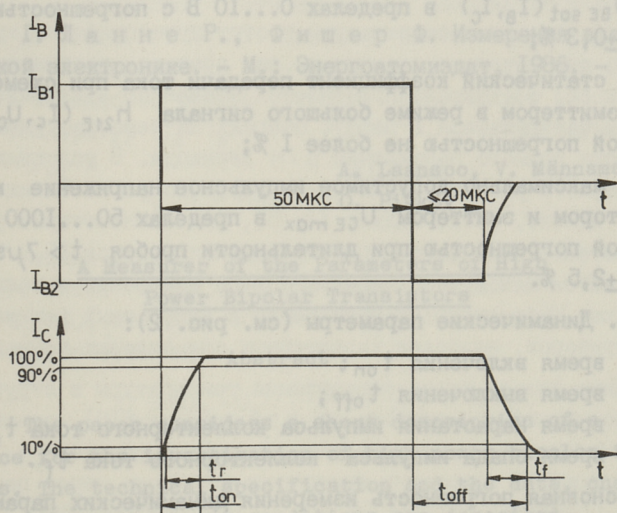


Рис. 2. Временные диаграммы импульсов базового и коллекторного токов.

Основные технические данные измерителя:

I. Режимы измерения:

- длительность испытательных базовых импульсов  $t_i = 50$  мкс;
- частота повторения базовых импульсов  $f_i = 1$  Гц;
- напряжение коллектора  $U_{CE} = 0 \dots 300$  В;
- импульсный ток коллектора  $I_C = 0 \dots 100$  А;
- импульсный прямой ток базы  $I_{B1} = 0 \dots 35$  А;
- импульсный обратный ток базы  $I_{B2} = 0 \dots 40$  А;
- импульсное обратное напряжение базы  $U_{BE} = -6$  В.

Токи и напряжения могут быть установлены с погрешностью не более 1 %.

2. Измеряемые параметры.

A. Статические параметры:

- напряжение между коллектором и эмиттером в режиме насыщения  $U_{CE sat}(I_B, I_C)$  в пределах  $0 \dots 10$  В с погрешностью не более  $\pm 0,5$  %;

- напряжение между базой и эмиттером в режиме насыщения  $U_{BE sat}(I_B, I_C)$  в пределах  $0 \dots 10$  В с погрешностью не более  $\pm 0,3$  %;

- статический коэффициент передачи тока при схеме с общим эмиттером в режиме большого сигнала  $h_{21E}(I_C, U_{CE})$  с основной погрешностью не более 1 %;

- максимально допустимое импульсное напряжение между коллектором и эмиттером  $U_{CE max}$  в пределах  $50 \dots 1000$  В с основной погрешностью при длительности пробоя  $t > 7 \mu s$  не более  $\pm 2,5$  %.

B. Динамические параметры (см. рис. 2):

- время включения  $t_{on}$ ;
- время выключения  $t_{off}$ ;
- время нарастания импульса коллекторного тока  $t_r$ ;
- время спада импульса коллекторного тока  $t_f$ .

Основная погрешность измерения динамических параметров не более  $\pm 50$  нс.

По измеренным статическим параметрам могут быть построены следующие характеристики испытуемого БТ:

- входная характеристика  $U_{BE} = f(I_B) \quad U_{CE} = const$ ;

- выходная характеристика  $I_C = f(U_{CE})_{I_B = \text{const}}$ ;

- зависимость статического коэффициента передачи тока базы от тока коллектора  $h_{21E} = f(I_C)_{U_{CE} = \text{const}}$ ;

- зависимость напряжения насыщения от тока коллектора и коэффициента насыщения  $k_{\text{sat}}$

$$U_{CE \text{ sat}} = f(I_C)_{k_{\text{sat}} = \text{const}};$$

$$U_{CE \text{ sat}} = f(k_{\text{sat}})_{I_C = \text{const}};$$

- зависимость пробивного напряжения от сопротивления между базой и эмиттером  $U_{CE \text{ max}} = f(R_{BE})_{I_C = \text{const}}$ .

Устройство имеет встроенный цифровой измеритель для установки режимов и представления результатов измерений, что вместе с возможностью регулировки режимов, как плавной, так и ступенчатой, увеличивает удобство проведения измерений.

Кроме авторов данной статьи в разработке и монтаже измерителя участвовали Л. Лийгус, П.П. Плакк, Ю. Ялакас и А.Э. Ярвальт.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ланне Р., Фишер Ф. Измерения в энергетической электронике. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 232 с.

A. Laansoo, V. Männama,

O. Pikkov

#### A Measurer of the Parameters of High Power Bipolar Transistors

#### Abstract

The paper considers a short description of a special device for the investigation of high power bipolar transistors. The technical specification and the data, characterizing the measurement conditions, are described.

В.Р. Мяннама, А.Э. Ярвалът

## МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ

Надежность работы полупроводниковых приборов сильно зависит от их теплового режима. Особенно опасной может оказаться повышенная температура в условиях высоких рабочих напряжений приборов. В силовых транзисторах, например, наблюдается явление тепловой положительной обратной связи, приводящее к шнурованию тока и возникновению "горячих пятен" в структуре прибора [1]. Если температура таких пятен превышает критический уровень, то прибор неизбежно выходит из строя.

Для измерения температуры в структуре приборов кроме прямых, относительно сложных и, как правило, разрушающих методов [2, 3], широко применяются косвенные электрические методы, базирующиеся в первую очередь на температурной зависимости прямого напряжения р-п перехода. В условиях неравномерного распределения температуры точность таких методов, однако, резко падает [4, 5], причем некоторое улучшение точности в модификации отмеченных методов [6...9] достигается ценой усложнения процесса измерения и калибровки. Также затруднено их применение в импульсных режимах работы приборов, наиболее характерных для силовых устройств.

Ниже описан метод определения температуры в структуре полупроводникового прибора с р-п переходами [10], основывающийся на измерении прямого напряжения р-п перехода при скачкообразном изменении измерительного тока через переход.

При равномерном распределении температуры прямой ток  $I_F$  р-п перехода определяется через прямое напряжение известной формулой:



$$I_F = I_{00} \exp\left(\frac{q(U_F - \varphi_{00})}{mkT}\right), \quad (1)$$

где  $I_{00}$  – постоянная, мало зависящая от температуры;  
 $q$  – заряд электрона;  
 $\varphi_{00}$  – ширина запрещенной зоны полупроводника при ОИК,  
 $m$  – постоянная, зависящая от технологии и режима работы прибора;  $1 \leq m \leq 2$ ;  
 $k$  – коэффициент Больцмана;  
 $T$  – абсолютная температура структуры.

Для неравномерного распределения температуры из (1) вытекает:

$$I_F = I'_{F1} = I_{F2} = \alpha I_{00} \exp\left(\frac{q(U_F - \varphi_{00})}{mkT_A}\right) + (1 - \alpha) I_{C0} \exp\left(\frac{q(U_F - \varphi_{00})}{mkT_B}\right), \quad (2)$$

где  $\alpha$  – относительная площадь структуры с повышенной температурой;

$T_A$  – средняя температура структуры с площадью  $\alpha$ ;

$T_B$  – средняя температура остальной площади структуры.

В реальных условиях при увеличении разности температур  $T_A - T_B$  от 0 до  $250^\circ$  относительная площадь  $\alpha$  уменьшается от 1 до (10...20) % [7]. При этом наибольший интерес с точки зрения диагностики горячих пятен и определения границ области безопасной работы приборов представляют собой разности температур  $(T_A - T_B) > (30...50)^\circ\text{C}$ . В таком случае по [5]

$$I_{F1} \gg I_{F2} \text{ и } I_F \approx \alpha I_{00} \exp\left(\frac{q(U_F - \varphi_{00})}{mkT_A}\right). \quad (3)$$

Исходя из (2) с учетом (3), средняя температура  $T_A$  "горячего пятна" может быть определена по разности  $\delta$  напряжений  $U'_F$  и  $U''_F$ , которые соответствуют значениям  $I'_F$  и  $I''_F$  измерительного тока через переход:

$$T_A = (U''_F - U'_F) / \left(\frac{mk}{q} \ln \frac{I''_F}{I'_F}\right) = \delta / \varepsilon_\delta, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_\delta$  – температурная чувствительность параметра  $\delta = U''_F - U'_F$ .

Переключение тока от  $I'_F$  до  $I''_F$  (или наоборот) должно быть осуществлено достаточно быстро для обеспечения постоянства температуры  $T_A$  при измерении напряжений  $U'_F$  и  $U''_F$ .

Для определения температурной чувствительности  $\varepsilon_{\delta}$  необходимо проводить калибровку измерителя при известной, однородно распределенной температуре  $T_0$ . Согласно (4),

$$\varepsilon_{\delta} = \frac{U''_F - U'_F}{T_0} = \frac{\delta_0}{T_0}, \quad (5)$$

где  $U'_{F_0}, U''_{F_0}$  - прямые напряжения перехода при  $T=T_0$  и  $I_F=I'_F$ ;  $I_F=I''_F$  соответственно.

Исходя из (4) и (5), имеем

$$T_A = T_0 \frac{\delta}{\delta_0}, \quad (6)$$

и

$$\Delta T_A = T_A - T_0 = T_0 \left( \frac{\delta}{\delta_0} - 1 \right). \quad (7)$$

Однако выключение основного (греющего) тока часто обуславливает сильные электрические переходные процессы, препятствующие измерению параметра непосредственно после выключения тока. В таком случае необходимо учитывать закон изменения во времени температуры "горячего пятна" после выключения греющего тока, который в течение первых (0,3...0,5) мс может быть представлен в виде [7]

$$T_{At} = T_A - Kt^{0,5}, \quad (8)$$

где  $T_{At}$  - средняя температура горячего пятна в момент времени  $t$  ( $T_{At}=T_A$  при  $t=0$ );

$K$  - постоянная, характеризующая скорость спада температуры.

Для определения температуры  $T_A$  необходимо, согласно (6) и (8), проводить измерение параметра  $\delta$  при двух моментах времени ( $\delta = \delta_1$  при  $t=t_1$  и  $\delta = \delta_2$  при  $t=t_2$ ;  $t_1, t_2 < 0,3 \dots 0,5$  мс) после окончания электрических переходных процессов (см. рис. I), причем  $T_A$  выражается в виде:

$$T_A = \frac{T_0}{\delta_0} \frac{\delta_1 \left( \frac{t_2}{t_1} \right)^{0,5} - \delta_2}{\left( \frac{t_2}{t_1} \right)^{0,5} - 1}. \quad (9)$$

При выборе  $t_2 = 4t_1$  из (9) получим:

$$T_A = \frac{T_0}{\delta_0} (2\delta_1 - \delta_2) = \varepsilon_{\delta} (2\delta_1 - \delta_2). \quad (10)$$

Так как при равномерно распределенной температуре калибровки  $\delta_{10} = \delta_{20}$ , то калибровка измерителя может быть проведена по основному циклу измерений рис. I.

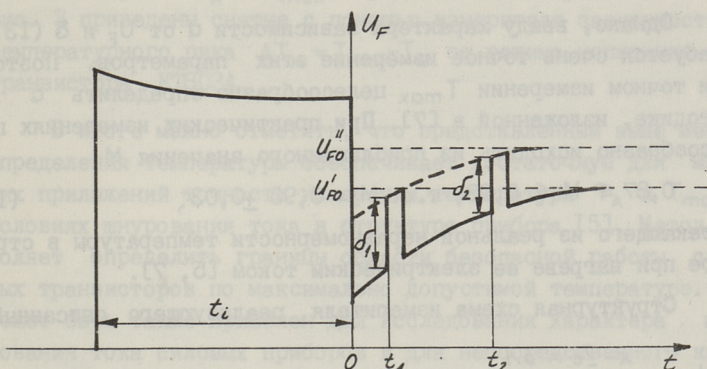


Рис. 1. Временная диаграмма напряжения р-п перехода в течение измерительного цикла.

Максимальная температура  $T_{\max}$  "горячего пятна" определяется по формуле

$$T_{\max} = T_A / M, \quad (II)$$

где  $M$  - коэффициент, зависящий от относительной площади  $a$ . Согласно [7],  $0,87 \leq M \leq 1$ .  $M$  может быть найдена из эмпирического выражения:

$$M = 0,87 + 0,03a + 0,20a^2 - 0,31a^3 + 0,21a^4, \quad (I2)$$

причем выражение для  $a$  вытекает из (2) с учетом (3) - (6):

$$a = \left( \frac{I''_F}{I'_F} \right) \left[ \frac{\varphi_{00} - U'_{F1}}{\delta_1} - \frac{\varphi_{00} - U'_{F10}}{\delta_{10}} \right], \quad (I3)$$

где  $U'_{F10}, \delta_{10}$  - значения  $U'_{F1}$  и  $\delta_1$  при калибровке.

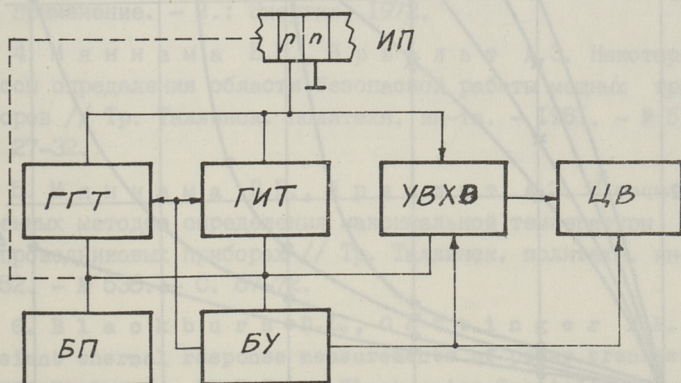


Рис. 2. Структурная схема измерителя температуры:

ИП - испытуемый прибор, ГГТ - генератор греющего тока, ГИТ - генератор измерительного тока, УВХО - устройство выборки, хранения и обработки, ЦВ - цифровой вольтметр, БП - блок питания, БУ - блок управления.

Однако, ввиду характера зависимости  $\alpha$  от  $U_F$  и  $\delta$  (I3), требуется очень точное измерение этих параметров. Поэтому при точном измерении  $T_{max}$  целесообразно определить  $\alpha$  по методике, изложенной в [7]. При практических измерениях целесообразно исходить из приближенного значения  $M$ :

$$0,87 \leq M \leq 0,93, \text{ т.е. } M = 0,90 \pm 0,03, \quad (I4)$$

вытекающего из реальной неравномерности температуры в структуре при нагреве ее электрическим током [5, 7].

Структурная схема измерителя, реализующего описанный

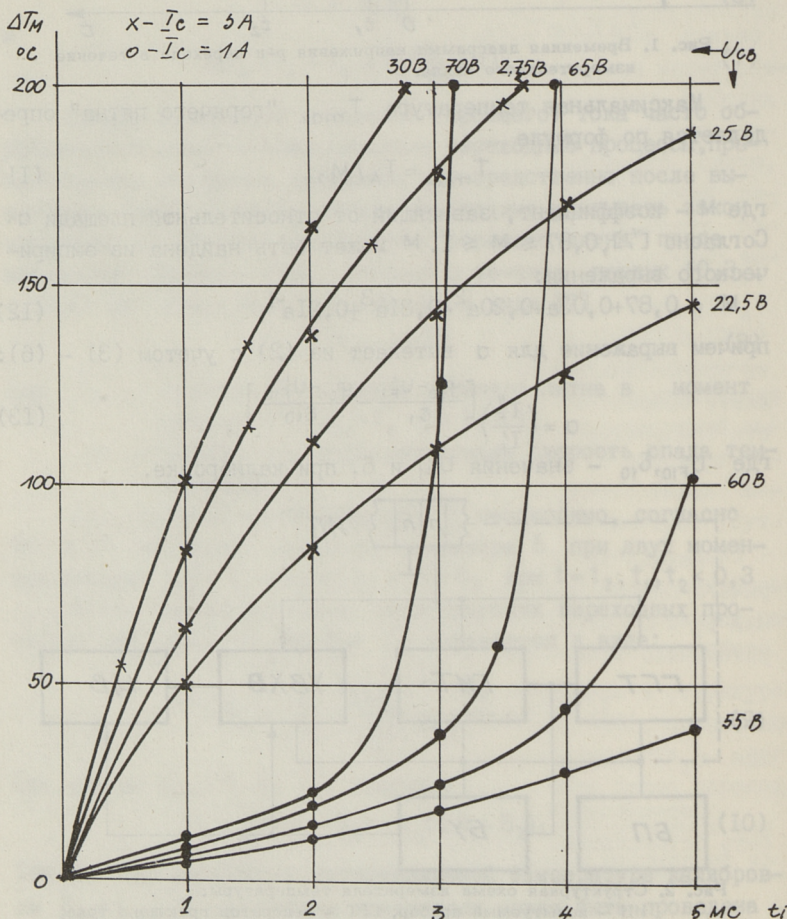


Рис. 3. Зависимости температурного пика  $\Delta T_M$  от длительности  $\tau$  греющего тока при различных режимах нагрузки транзистора.

метод измерения  $T_A$  и  $T_{max}$ , представлена на рис. 2. На рис. 3 приведены снятые с помощью измерителя зависимости температурного пика  $\Delta T_m = T_{max} - T_0$  от режима испытания транзистора КТВОЗА.

В итоге можно отметить, что представленный выше метод определения температуры обеспечивает достаточную для многих приложений точность измерения температуры  $T_A$  и  $T_{max}$  в условиях шнурования тока в структуре прибора [5]. Метод позволяет определить границы области безопасной работы силовых транзисторов по максимально допустимой температуре. Он может быть также применен для исследования характера шнурования тока силовых приборов и для непосредственного контроля температурного режима таких приборов наиболее ответственных узлов аппаратуры и оборудования.

### Л и т е р а т у р а

1. К е р н е р Б.С., О с и п о в В.В. Нелинейная теория неизотермического шнурования тока в транзисторных структурах // Микроэлектроника. - 1977. - Вып. 4, т. 6. - С. 337-354.

2. G r i f f i n D.D. Infrared techniques for measuring temperature and related phenomena of microcircuits // Applied Optics. - 1968. - Vol. 7, N 9. - P. 1749-1756.

3. А б р а м о в и ч Б.Г. Термоиндикаторы плавления и их применение. - М.: Энергия, 1972.

4. М я н н а м а В.Р., Я р в а л ь т А.Э. Некоторые вопросы определения области безопасной работы мощных транзисторов // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1981. - № 519. - С. 27-32.

5. М я н н а м а В.Р., Я р в а л ь т А.Э. О точности косвенных методов определения максимальной температуры в полупроводниковых приборах // Тр. Таллинск. политехн. ин-та - 1982. - № 538. - С. 67-72.

6. B l a c k b u r n D.L., O e t t i n g e r F.E. Transient thermal response measurements of power transistors // PESC-74 Record, IEEE Power Electronics Specialist Conference. - Murray Hill, N.Y. - P. 140-148.

7. В л а с к б у р н D.L. An electrical technique for the measurements of the peak junction temperature of power transistors // 13th Ann. Proc. Reliabil. Phys. - Las Vegas, Nov. 1975. - P. 142-150.

8. Р а б о д з е й А.М. Исследование динамики локализации тока в мощных транзисторах // Электронная техника. Сер. 2, вып. 2 (145). - 1981. - С. 24-28.

9. Загрязский Н.В., Шерстюк В.А., Студенков Н.И. Исследование границ безопасной работы мощных транзисторов для активных импульсных режимов // Электронная техника. Сер. 2, вып. 2. - 1985. - С. 35-41.

10. А.с. 1049755 (СССР) Способ измерения температурного пика р-п перехода / В.Р. Мяннама, А.Э. Ярвалт - Оpub. в Б.И., 1983, № 39.

V. Männama, A. Järvalt

A Method for Measuring the Temperature  
in Semiconductor Devices

Abstract

An electrical method for measuring the peak junction temperature in semiconductor devices in nonisothermal conditions is proposed. The method is based on the temperature dependence on the forward biased p-n-junction voltage drop response to the current switching. The results of the measurement of the peak temperature in a bipolar power transistor are given.

Б.Г. Гурьянов, У.П. Тамм, М.С. Лавров  
И.И. Белкина

### ГУДОВСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛОВ В СИСТОЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Для упрощения задач оценивания и обнаружения значений параметров, описывающих сигнал, его обычно разлагают по базисным составляющим пространства сигналов.

Хорошо известно разложение по базису, состоящему из простых периодических функций синуса и косинуса. Разложение выполняется через классическое преобразование Фурье.

Основой широко применяемых на практике спектральных методов является разложение сигналов по системам ортогональных функций. Важнейшее свойство таких разложений заключается в их селективности и выражается в независимости вклада каждой спектральной компоненты в исходный процесс. Поэтому уровень этих компонент (спектральных коэффициентов) прямо связан с их информативностью. Эта особенность, при условии быстрой сходимости спектра, часто используется для сокращения размерности обрабатываемой информации при решении различных задач — диагностики, телеметрии и т.д.

Для проведения цифрового спектрального анализа используются дискретные разновидности базисных функций Фурье, Уолша, Хаара [1], которые могут быть представлены в матричной форме.

Операция нахождения дискретного спектра  $\vec{Y}$  цифровыми методами может быть представлена в виде матричного произведения —

$$\vec{Y} = K [H_n] \cdot \vec{X}, \quad (1)$$

где  $\vec{X}$  — вектор анализируемой реализации размерностью  $I \times N$  (сигнал),

$N = p^n$  — количество выборок сигнала,

$[H_n]$  – квадратная матрица спектрального оператора (базисной функции) размерностью  $N \times N$ ,

$k$  – константа,

$p$  – основание исчисления разбиения отрезка определения базисных функций (в частном случае, рассматриваемом в дальнейшем, отрезок определения разбивается на двоичные отрезки ( $p = 2$ ), получаемые путем деления отрезка на  $2^n$  частей, где  $n = 1, 2, 3, \dots$ ).

Число строк матрицы  $[H_n]$  равно количеству базисных функций, участвующих в разложении  $\vec{X}$ , а элементы строки представляют собой дискретные значения одной из базисных функций (соответствующей номеру строк) в моменты дискретизации.

Непосредственное вычисление  $\vec{Y}$  по (I) требует для однопроцессорной ЭЕМ с последовательной программой  $N^2$  операций типа умножение–сложение. Эффективным средством сокращения количества вычислений спектра, с одной стороны, являются алгоритмы быстрых преобразований, а, с другой стороны, для одновременной существенной экономии элементов памяти ЭЕМ и увеличения скорости вычислений являются идеи, связанные с понятием систолических структур, представляющих собой синтез параллельных и конвейерных методов обработки массивов данных. Ниже рассматриваются алгоритмы быстрых преобразований, математической базой которых служит метод матричной факторизации Гуда [2] с учетом их реализации на систолических структурах – систолическом спецпроцессоре. С целью конкретизации рассматриваются дискретные преобразования сигналов в базисах Фурье, Адамара и Хаара для случая выборки сигнала, равных  $2^3$ .

Гудом была доказана возможность устранения избыточности матрицы  $[H_n]$ , обладающей свойствами ортогональности и полноты за счет представления ее в виде произведения факторизованных и далее неразложенных матриц, размерностью  $N \times N$  [2, 3]

$$H = G_n \cdot \dots \cdot G_5 \cdot G_4 \cdot G_3 \cdot G_2 \cdot G_1. \quad (2)$$

Если вектор  $\vec{X}$  умножить на  $G_n$ , то требуется  $pN$  операций; если далее результирующий вектор умножить на  $G_{n-1}$ , другие  $pN$  операций потребуются. После выполнения всех



шагов  $n \log_p N$  раз, всего потребуется  $pN \log_p N$  операций.

Матрицы Гуда имеют полезные для однородных систолических систем свойства:

1. Их число равно степени  $n$  при основании счисления  $p$ .
2. Количество элементов в любой строке и столбце  $G_i$  равно основанию счисления  $p$ , остальные элементы равны нулю.
3. Любой элемент  $H_n$  в таком случае определяется произведением  $n$  элементов, взятых по одному из каждой матрицы  $G_i$ .
4. При реальном умножении, когда вектор  $\vec{X}$  умножается сначала на  $G_n$ , затем результат на  $G_{n-1}$  и т.д., каждая новая составляющая вектора, получаемая в результате такого умножения, получается из суммы  $p$  элементов предыдущих составляющих вектора.
5. Структуры матриц Гуда  $G_i$  могут быть как одинаковыми (для базиса Фурье, Уолша и т.д.), так и разными (для базиса Хаара и других).
6. Матрицы Гуда формируются на основе обобщенного ядра, размерностью  $p \times p$ .
7. Общее максимальное число ядер для всех  $G_i$  равно  $N \cdot n/p$ . При этом все ядра могут быть либо различными, либо совпадающими частично или полностью.

8. Для получения обратных и комплексно-сопряженных базисных функций, достаточно соответствующие операции выполнить на уровне ядер. Обобщенное спектральное ядро, принадлежащее классу полных базисных систем ортонормированных функций при  $p = 2$  имеет вид [3]:

$$B_n^{(i,k)} = \begin{matrix} 0 & 1 \\ \cos \theta_{i,k} + w^{v_{i,k}} \sin \theta_{i,k} \\ \sin \theta_{i,k} - w^{v_{i,k}} \cos \theta_{i,k} \end{matrix} = \begin{bmatrix} B_{00}^{i,k} & B_{01}^{i,k} \\ B_{10}^{i,k} & B_{11}^{i,k} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где  $\theta \in \overline{0, 2\pi}$ ;  
 $v \in \overline{0, (N/2)-1}$ ;

$i, k$  - переменные, определяющие значения углов - параметров  $\theta$  и  $v$  и местоположение ядра  $B_n^{i,k}$  в матрице  $G_i$ , причем  $i \in \overline{1, n}$ ,  $k \in \overline{1, N/2}$  при  $N = p^n = 2^n$ .

Параметры  $\theta_{i,k}$  и  $\gamma_{i,k}$  могут принимать произвольные значения и соответствуют степеням свободы ядра и дают возможность синтезировать единые алгоритмы быстрых преобразований традиционных базисов.

Для того, чтобы определить самым простым образом элементы матриц Гуда, необходимо индексы по строкам  $z$  и по столбцу  $u$  представить в поразрядной записи: для  $z: z_m, z_{m-1} \dots z_3 z_2 z_1$ ; для  $u: u_m, u_{m-1} \dots u_3 u_2 u_1$  где  $z_k = \{0, 1, \dots, p-1$ , т.е. являются коэффициентами при данном способе счисления  $p$ ; для  $p = 2$  это будут цифры 0 и 1. Так, например,  $H_{22} = H_{001,001}$  (при  $n = 3$   $N = 2^3 = 8$ , индексы  $z$  и  $u$  для десятичного исчисления пробегают значения от 0 до 7, а не от 1 до 8 как это общепринято для матриц<sup>x</sup>).

При таких обозначениях элементы матрицы  $H_n$  для  $p = 2$ , и  $n = 3$  и для ядер  $B_n^i$  можно определить как кронекеровское произведение [2]:

$$H_{z_3, z_2, z_1, u_3, u_2, u_1} = \otimes \prod_{i=1}^3 B_{z_i, u_i}^{i, i} \quad (4)$$

А матрица  $G_i$ , в соответствии с первой теоремой Гуда [2] при упорядочении по строкам, находится как

$$G_i^z = B_{z_1, u_n}^{i, k} \delta_{z_2}^{u_1} \delta_{z_3}^{u_2} \dots \delta_{z_n}^{u_{n-1}} = B_{z_1, u_n} [\xi]^{z, n} \quad (5)$$

где  $\delta_a^b$  - символ Кронекера.

$\delta_a^b = 0$  при  $a \neq b$ ,  $\delta_a^a = 1$ . Например, для  $N = 2^3$  имеем:

$$G_{z_3, z_2, z_1, u_3, u_2, u_1} = B_{z_1, u_3}^{i, k} \delta_{z_2}^{u_1} \delta_{z_3}^{u_2} \quad (6)$$

При упорядочении по столбцам как:

$$G_i^u = B_{u_1, z_n}^{i, k} \delta_{u_2}^{z_1} \delta_{u_3}^{z_2} \dots \delta_{u_n}^{z_{n-1}} = B_{u_1, z_n} [\xi]^{u, z} \quad (7)$$

Отметим, что  $H_n$ , получаемая на основе произведения из  $G_i^z$  или  $G_i^u$ , становится одинаковой.

Связано это с тем, что мы имеем дело с ортогональными матрицами  $G_i$  и  $H$ . Если дана матрица  $A$ , а транспонированная к ней матрица будет  $A^T$ , то для ортогональных матриц справедливо:

<sup>x</sup> Можно принять, что и в десятичном представлении для  $H_{nm}$  цифры также пробегают значения от 0 до  $n-1$ , тогда вместо  $H_{22}$  будет  $H_{11} = H_{001,001}$ , что не приводит к путанице.

$$A \cdot A^T = A^T \cdot A = I, \text{ т.е. } A^T = A^{-1}, \quad (8)$$

где  $A^{-1}$  - обратная матрица,

$I$  - единичная матрица.

Кроме того, из ортогональности матрицы  $A$  справедлива и ортогональность  $A^p$  ( $p = 0, 1, 2, \dots$ ),  $A^{-1}$ ,  $A^T$ ,  $-A$ . Если матрицы  $A$  и  $B$  ортогональны, то и матрица  $AB$  ортогональна.

Пусть по Гуду, матрица представлена в общем виде как

$$G_{n+1} = \text{diag} [B_r^{i,1}, B_r^{i,2}, \dots, B_r^{i,N/2}], \quad (9)$$

в которой последовательность ядер  $B_r^{i,k}$  для каждого базиса строго своя. Заметим, что каждая матрица  $B_r^{i,k}$  определялась двумя параметрами  $i$  и  $k$ , а матрица  $G_i$  зависит уже от  $N$  параметров.

Тогда при расположении по (9), другие матрицы  $G_n, G_{n-1}, G_{n-2} \dots G_1$  для своих конкретных базисов могут быть получены из (9) перестановкой их строк и столбцов по законам [5]:

1. Инверсных перестановок: двоично-инверсных,  $r$ -ично-инверсных и разрядно инверсных.

2. Циклических сдвигов.

3. Диадных сдвигов.

4.  $r$ -ичных.

5. Сдвигов на группах.

6. Растяжения и сжатия.

7. Замены групп.

Рассмотрим такие преобразования на примере базиса Фурье и Хаара для  $N = 2^3 = 8$ .

Для Фурье, отчеты  $W^{i,k}$  лежат на ортогоналях, причем  $\Theta_{i,k} = \frac{\pi}{4} \cup Y_{i,k} = (k-1) \frac{\pi}{N} = x \frac{\pi}{N}$ , т.е. имеем 4 ядра.

Можно показать, что для  $G_n$  расположение ядер  $B_r^{i,k}$  соответствует порядку, соответствующей инверсии числа  $X$  - инверсная перестановка.

Тогда при  $i = 3$ ,  $X = 0, 1, 2, 3$  ( $K = 1, 2, 3, 4$ ) имеем инверсию  $Y = 0 \ 2 \ 1 \ 3$ , что полностью согласуется с первой матрицей  $G_{i=3}$  [3], если каждое ядро в диагонали (9) распишем в соответствии с (5), (6):  $B_{z_1, u_3}^{i,k} \cdot \delta_{z_2}^{u_1} \delta_{z_3}^{u_2}$ . Для

следующего шага (матрица  $G_2$ )  $i = 2 = n - 1$  в нижней половине матрицы  $G_n$  вместо последних микроблоков ставятся на их месте верхние половины блоков (сверху вниз) — сдвиг и замена групп. Для конечного шага (матрица  $G_1$ )  $i = 1 = n - 2$  первый микроблок стоит и на местах всех последующих — сжатие групп.

Ниже схематически показан данный переход:

$$\begin{aligned}
 G_{n+1} &= \text{diag} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & w & 1 & w^2 & 1 & w^3 \\ 1 & -1 & 1 & -w & 1 & -w^2 & 1 & -w^3 \end{bmatrix} \\
 G_n &= \text{diag} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & w^2 & 1 & w & 1 & w^3 \\ 1 & -1 & 1 & -w^2 & 1 & -w & 1 & -w^3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi \\ \xi \end{bmatrix}^{z,u} \\
 G_{n-1} &= G_2 = \text{diag} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & w^2 & 1 & 1 & 1 & w^2 \\ 1 & -1 & 1 & -w^2 & 1 & -1 & 1 & -w^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi \\ \xi \end{bmatrix}^{z,u} \\
 G_1 &= \text{diag} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi \\ \xi \end{bmatrix}^{z,u}
 \end{aligned} \tag{10}$$

Для функций Хаара, на основании [3], имеем два ядра: первое при  $\theta_{i,k} = \frac{\pi}{4}$ ,  $Y_{i,k} = 0$ ; второе при  $\theta_{i,k} = 0$ ,  $Y_{i,k} = 0$ .

С учетом особенностей функции Хаара, на основании (9) имеем:

$$G_{n+1} = \text{diag} \begin{bmatrix} 1 & 1 & \sqrt{2} & 0 & \sqrt{2} & 0 & \sqrt{2} & 0 \\ 1 & -1 & 0 & \sqrt{2} & 0 & \sqrt{2} & 0 & \sqrt{2} \end{bmatrix}. \tag{11}$$

Чтобы получить расположение строк матрицы  $N$  в порядке увеличения номера функций Хаара используем (7), а из-за их особенностей (прогрессивно сужающий интервал) последующие матрицы имеют "растяжку" только для первого ядра, причем для последней матрицы —  $G_1$  — она осуществляется в смысле (7), т.е. для счисления  $N = 2^3$ , а для предшествующих для пропорционально уменьшающихся систем счисления,  $N = 2^2$ ,  $N = 2^1$ . Схематически это можно представить как:

$$\begin{aligned}
 G_n &= G_{n+1} \\
 G_{n-1} &= G_2 = \text{diag} \left[ \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \xi_{2^2}^{u,z} \begin{bmatrix} \sqrt{2} & 0 & \sqrt{2} & 0 \\ 0 & \sqrt{2} & 0 & \sqrt{2} \end{bmatrix} \xi_{2^1}^{u,z} \right] \\
 G_1 &= \text{diag} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \xi_{2^3}^{u,z}.
 \end{aligned} \tag{12}$$

Для преобразования Уолша-Адамара процедура получения  $G_1$  не отличается от (10), только все ядра одинаковы и совпадают с первым ядром (10).

Таким образом, использование обобщенного спектрально-го ядра (3), первой теоремы Гуда (5), свойств матриц Гуда,

а также их преобразований, позволяют, с учетом особенностей конкретных ортогональных базисов формировать в значительной мере однородные алгоритмы-процедуры (I0)-(I2), пригодные для систолических однородных структур. При этом в процессоры систолических структур достаточно ввести только элементы ядер и правило формирования матриц Гуда и переход от одного базиса в другой будет обеспечен простой сменой нескольких элементов - параметров ядра [4].

#### Л и т е р а т у р а

1. Солодовников А.И., Канатов И.И., Спиваковский А.М. Синтез ортогональных базисов на основе обобщенного спектрального ядра // Вопросы теории систем автоматического управления. Выпуск 2. - Л., 1976. - С. 99-112.

2. Good I.J. The interaction algorithm and practical Fourier analysis // J. Roy. Statist. Soc. (London) - 1958. - В 20. - P. 361-372.

3. Солодовников А.И. Синтез полных систем ортонормированных функций, имеющих алгоритм быстрого преобразования // Вопросы теории систем автоматического управления. Вып. 4. - Л., 1978. - С. 94-105.

4. Тищенко Т.П. Систолические структуры для реализации дискретных базисных преобразований сигналов. - Новосибирск, 1984.

5. Дагман Э.Е., Кухарев Г.А. Быстрые дискретные ортогональные преобразования. - Новосибирск: Наука, Сибирское отделение. - 1983. - 232 с.

B. Guryanov, U. Tamm,

M. Lavrov, I. Belkina

#### Good's Signal Transformations in Systolic Arrays

##### Abstract

This paper describes orthogonal signal transformations through Good matrices.

Algorithms for classical Fourier, Haar and Hadamard transformations are also given.

These algorithms may be useful in systolic arrays.

ЗАКОНОМЕРНОСТЬ СТРУКТУРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДВОЙНОГО  
СЛОЯ МЕЖДУ МЕТАЛЛОМ И РАСТВОРОМ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРОЛИТА

## I. Введение

Электрический двойной слой относится к электродным процессам электрохимии и представляет собой одну из основных проблем этой науки. Но двойной слой является весьма существенным вопросом и в ряде других областей науки, где проводятся электрические измерения неэлектрических величин. Из-за влияния двойного слоя данные измерения веществ, содержащих электролиты, плохо воспроизводимы и содержат шумы. Для выявления сущности двойного слоя авторы настоящей статьи обратились к теории электрохимии. Выяснилось, что хотя изучение двойного слоя на границе электрод-раствор имеет длинную историю, ряд существенных вопросов остался невыясненным.

Первая теория о строении двойного слоя была предложена Гельмгольцом в 1853 г. Он полагал, что двойной электрический слой состоит из двух слоев зарядов противоположного знака, находящихся друг от друга на расстоянии порядка диаметра молекулы воды: слоя зарядов на металле и слоя притянутых к нему ионов. Теория Гельмгольца находится в согласии с рядом экспериментальных фактов, но не охватывает всех явлений, связанных с двойным слоем. Поэтому в 1910 г. Гуи и в 1913 г. Чапмен независимо друг от друга представили теорию, получившую в дальнейшем название теории Гуи-Чапмена, согласно которой структура ионной части двойного слоя состоит только из диффузного слоя. Но рассчитанные по этой теории величины емкости двойного слоя отличались от измеренных до восьми разрядов. В 1924 г. Штерн соединил основные представления Гельмгольца и Гуи-Чапмена и создал теорию в

которой структура ионной части двойного слоя представлялась состоящей из последовательного соединения плотного и диффузного слоев. Теория Штерна имела некоторые противоречия и была дополнена Грэмом, но структура ионной части двойного слоя в теории Грэма совпадает с представлениями теории Штерна. До пятидесятих годов рядом с другими теориями использовали и теорию Гельмгольца. В пятидесятих годах состоялась широкая дискуссия о структуре двойного слоя, победу в ней одержала школа Фрумкина. После этого всемирно было принято представление о структуре двойного слоя, в котором наличие диффузной части является обязательным элементом.

Исследуя электрические свойства диффузной части, авторы обнаружили, что включение последней в состав структуры двойного слоя противоречит законам электротехники. Последним противоречат также некоторые представления современной электрохимии о двойном слое. Наиболее существенными из них являются: во-первых, представление, что при введении в раствор одного металлического электрода на нем возникает двойной слой, который заряжается без замкнутого контура тока; во-вторых, представление, что емкость двойного слоя однозначно характеризует состояние двойного слоя. Кроме того, структура эквивалентной схемы двойного слоя, используемая в настоящее время при истолковании экспериментальных данных, не соответствует действительности. Поэтому все полученные до сих пор в электрохимии результаты емкости двойного слоя неправильные, ошибка может достигать 2500 %.

В настоящее время, когда двойной слой стал общим объектом исследований электрохимии и электротехники, надо выработать общие представления о сущности электрического двойного слоя. Если до сих пор в электрохимии применяемые представления признать правильными, то ряд законов электротехники теряет свое действие. По мнению авторов, некоторые положения в электрохимии нуждаются в пересмотре. Так как дело здесь в принципиальном расхождении в представлениях двух наук, авторы считают нужным начать широкую дискуссию о вопросах, касающихся двойного слоя.

Для выявления сущности двойного слоя на твердом металлическом электроде была проведена исследовательская работа, результаты которой опубликованы в [1]. Провели более чем 20000 измерений шестью различными способами, при этом при каждом измерении определяли десяток величин, электрически характеризующих двойной слой. При обработке экспериментальных данных выявился целый ряд неизвестных до сих пор фактов [2], которые и позволили авторам составить заявления об открытии в следующей редакции:

Теоретически и экспериментально установлена неизвестная ранее закономерность структуры электрического двойного слоя между металлом и водным раствором сильного электролита, по которой электрический двойной слой не имеет диффузной части и он состоит только из тех одноименных заряженных гидратизированных ионов, которые непосредственно опираются на поверхность металла и поляризованность которых там изменяется.

С научной точки зрения открытие является основой для составления теории об электрическом двойном слое на поверхности металла.

С практической точки зрения открытие позволяет оптимизировать управление электродных процессов, повысить стабильность и разработать новые типы датчиков.

Целью настоящей статьи является теоретическое и экспериментальное доказательство достоверности открытия.

## 2. Основные положения современной электрохимии об электрическом двойном слое

По принятым в современной электрохимии представлениям структура ионной части электрического двойного слоя двухслойна: плотный слой, который образуется ионами на поверхности электрода и диффузный слой, который находится между плотным слоем и раствором и в свою очередь состоит из ионов в тепловом движении [3, с. 110, 114, 5, с. 289]. Двойной слой рассматривается как заряженный конденсатор, емкость  $C$  которого состоит из последовательного соединения емкостей плотного  $C_1$  и диффузного  $C_2$  слоев [3, с. 116, формула (24.6)], [5, с. 289, формула (5.2.8)]. В диффузном



слое наблюдается неодинаковое распределение анионов и катионов, так как существующее там электрическое поле вызывает разделение противоположных ионов [3, с. 105].

Распределение потенциалов двойного слоя, исходя из представлений по современной электрохимии показано на рисунках [3, с. III и II5]. Из них выявляется, что в начальном состоянии двойного слоя (т.е. в состоянии, когда один электрод находился в растворе достаточно долго и на нем образовалось конечное значение потенциального скачка) существует скачок потенциала и на диффузном слое.

Из приведенного выше следует, что диффузная часть двойного слоя соответствует заряженному конденсатору, одной прокладкой которого является раствор, второй – ионы плотной части двойного слоя и диэлектриком – диффузный слой между этими прокладками.

### 3. Теоретическое доказательство отсутствия диффузной части электрического двойного слоя

Диффузная часть электрического двойного слоя рассматривается в химии как отдельная фаза, которой в электротехнике соответствует целостная среда. В соответствии с п. 2 ее можно рассматривать диэлектриком заряженного конденсатора. В качестве диэлектрика диффузная часть должна:

- а) проводить электрический ток смещения,
- б) иметь относительно малый ток проводимости (ток утечки),
- в) быть способной накапливать энергию электрического поля.

Покажем теперь с помощью вычислений по формулам, применяемым в электротехнике, с применением существующих в электрохимии данных о диффузной части, что она не соответствует трем вышеприведенным требованиям.

#### 3.1. Диффузная часть двойного слоя как электропроводящая среда, где отсутствует ток смещения

Изменяющееся электрическое поле вызывает в каждой среде ток проводимости  $I_r$  и ток смещения  $I_c$ , величины кото-

рых определяются свойствами среды. Эти токи проходят среду независимо друг от друга. При синусоидальном переменном токе угол потерь  $\delta$  характеризует отношения токов проводимости и смещения в среде и он выражается:

$$\tan \delta = I_r / I_c = \gamma / 2\pi f \epsilon_0 \epsilon, \quad (3.1)$$

где  $\gamma$  - удельная проводимость среды,

$f$  - частота переменного тока,

$\epsilon_0$  - электрическая константа,

$\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость.

Формула (3.1) позволяет определить электрический характер среды. Если  $\tan \delta > 10$ , то среда является проводящей и ток смещения составляет менее 0,5 % от общего тока; если  $\tan \delta < 0,5$ , то ток смещения составляет более 90 % от общего тока и среду можно считать диэлектриком.

В электрохимии не приведено точное распределение ионов в диффузном слое. В определении порядка величины  $\tan \delta$  диффузной части исходим из следующих граничных условий. В части диффузного слоя у раствора число анионов и катионов приблизительно равно и удельная электропроводность этой части примерно равна проводимости раствора. Из части диффузного слоя около плотного слоя в граничном случае могут быть уведены все одноименные ионы. В этом случае удельная проводимость диффузной части составляет половину проводимости раствора. Рассмотрим последний случай как наиболее благоприятный для существования диффузной части двойного слоя.

Применяем формулу (3.1) для диффузной части двойного слоя как среды при следующих условиях: частота  $f = 20$  Гц, так как на этой частоте наиболее ярко выражается влияние двойного слоя, температура  $t = 25$  °C и средняя электрическая проницаемость диффузной части равна  $\epsilon$  воды;  $\epsilon = 78,5$ . Получаем следующие величины

- а) 1,0 М водный раствор KCl;  $\gamma = 0,5 \cdot 0,118 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ;  
 $\tan \delta = 6,4 \cdot 10^7$
- б) 0,01 М водный раствор KCl;  $\gamma = 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ;  
 $\tan \delta = 8,0 \cdot 10^5$
- в) чистая вода:  $\gamma = 6,2 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ;  $\tan \delta = 71$ .

Приведенные величины показывают, что диффузный слой является полностью проводящей средой даже тогда, когда из него выведены все ионы и он состоит из чистой воды. Диффузный слой не соответствует критериям диэлектрика п. 3 а) и б), так как ток смещения в нем ничтожно мал по сравнению с током проводимости и он не может входить в состав двойного слоя как электроемкость. Этот факт подтверждает, что двойной слой не имеет диффузной части.

Следовательно, ионами в диффузной части не передается ток смещения в поляризованность свободно передвигающегося гидратизированного иона не изменяется.

### 3.2. Диффузная часть двойного слоя не может иметь постоянного скачка напряжения

По представляемым в электрохимической литературе данным в начальном состоянии двойного слоя скачок потенциала диффузной части  $\varphi_1$  составляет примерно 30-40 % общего потенциального скачка  $\varphi_0$  [3, С. III, II5].

На диффузном слое, как в проводящей среде, может существовать скачок потенциала лишь тогда, когда сквозь него проходит постоянный ток. Предположим возможность существования такого тока и определим его величины следующим образом.

Рассмотрим электролитическую ячейку, где в растворе 0,01 М КСl находится один электрод из никеля. В начальном состоянии скачок потенциала 0,5 В. Сделаем скромное предположение, что из всего скачка потенциалов 10 % падает на диффузную часть, т.е.  $\varphi_1 = 0,05$  В. В начальном состоянии металл имеет отрицательный потенциал относительно раствора и из ионов  $K^+$  образуется плотная часть двойного слоя, толщина которой  $a$  примерно  $2 \cdot 10^{-8}$  см [3, с. II0]. Поскольку авторам не удалось найти численные величины толщины диффузной части двойного слоя  $x$ , предположим эквивалентную толщину ее довольно большой,  $x = (10 \dots 100) \text{ \AA}$ , т.е.  $2 \cdot 10^{-7} \dots 2 \cdot 10^{-6}$  см. Применяя удельную проводимость, приведенную в п. 3.1 найдем, что электросопротивление диффузного слоя равно  $2,9 \cdot (10^{-4} \dots 10^{-3}) \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . Для возбуждения падения напряжения в 0,05 В на таком слое его должен про-

ходить ток плотностью  $17,5 \dots 175 \text{ A/cm}^2$  и плотность мощности потерь должна составлять  $0,9 \dots 9 \text{ Вт/cm}^2$ . При концентрации раствора  $1 \text{ M}$  для получения того же значения падения напряжения диффузного слоя через него проходит ток плотностью и мощностью в 79 раз больше, т.е.  $1380 \dots 13800 \text{ A/cm}^2$  и  $71 \dots 710 \text{ Вт/cm}^2$ . Возникает вопрос, откуда и куда идет этот огромный ток в системе "один электрод в растворе"? Что является источником этой большой и постоянной мощности? Даже если диффузный слой состоял бы из чистой воды, его должен был бы проходить постоянный ток  $1,6 \dots 16 \text{ mA/cm}^2$ . При открытом токовом контуре (один электрод в растворе) в двойном слое никакого тока не может существовать.

Если предположить, что в диффузном слое сохраняется скачок потенциала с помощью химической энергии на основе механизма до сих пор неизвестного электротехнике, то все равно эта энергия должна покрывать вышеприведенные потери энергии. Так как потенциальный скачок является постоянным, то, например, при  $1,0 \text{ M}$  раствора  $\text{KCl}$  эта гипотетическая энергия должна преобразоваться в электроэнергию и далее в теплоту  $17 \text{ кВтч/cm}^2$  в сутки, что является, конечно, нереальным.

### 3.3. Диффузная часть двойного слоя не может накапливать энергию электрического поля

Рассмотрим начальное состояние поляризуемого электрода, где двойной слой находится в электростатическом состоянии и отсутствуют явления электролиза. По действующему в электрохимии представлению диффузная часть двойного слоя имеет потенциальный скачок  $\psi_1$ . С электрической точки зрения эта часть представляет собой диэлектрик заряженного конденсатора и в ней должна быть накоплена энергия электрического поля с поверхностной плотностью  $W_c$ . Последняя определяется формулой:

$$W_c = 0,5 \varepsilon \varepsilon_0 \psi_1^2 / x, \quad (3.2)$$

где  $\psi_1$  - скачок потенциала на диффузном слое;  
 $x$  - толщина слоя;  
 $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость;  
 $\varepsilon_0$  - электрическая константа.

В начальном состоянии двойного слоя его диффузная часть находится в состоянии минимальной энергии и  $W_c$  имеет некоторое малое определяемое значение. Диффузная часть образуется из электронейтрального раствора таким образом, чтобы ее скачок потенциала и средняя напряженность были бы наименьшими. В соответствии с формулой (3.2) при заданной  $W_c$  скачок потенциала  $\psi_1$  и напряженность поля  $\psi_1/x$  тем меньше, чем больше средняя относительная диэлектрическая проницаемость слоя. Последняя состоит из проницаемости воды ( $\epsilon = 78,5$ ) и средней проницаемости гидратизированных ионов ( $\epsilon = 5 \dots 9$ ). Для получения максимальной диэлектрической проницаемости выдвигают из диффузного слоя ионы и остается чистая вода. Следовательно, должна возникать следующая структура ионной части двойного слоя: на поверхности электрода плотный слой ионов, за которым следует слой чистой воды, и уже далее раствор. Такая структура противоречит и положениям электрохимии и результатам измерений. Следовательно, содержащая ионы диффузная часть не способна накапливать энергию электрического поля и поэтому не может входить в состав двойного слоя как емкость.

#### 4. Экспериментально определенные величины, характеризующие структуру двойного слоя

Электролитическая ячейка проводит ток посредством гидратизированных ионов. В двойном слое и вблизи его ионы участвуют в следующих процессах:

а) в направленном движении, вызванном электрическим полем, которое выражается в виде тока проводимости;

б) в изменении поляризованности, вызванном временным изменением электрического поля, которое выражается в виде тока смещения;

в) в неупорядоченном тепловом движении, которое не выражается в виде электрического тока.

Любой из названных процессов сопровождается потерей энергии. Величина последней определяет возможность прохождения тех или иных процессов с участием ионов и тем самым закономерности структуры двойного слоя.

Получаемые с помощью применяемых до сих пор в электрохимии методов измерений экспериментальные данные о двойном слое на твердых металлических электродах плохо репродуцируемы. Для характеристики этого явления стали применять понятие "истории ячейки" [6, 7]. В тридцатых годах ввели требование "чистоты эксперимента", по которому в электрохимии признают только те измерения, которые проведены с крайне чистыми растворами и электродами, без наличия кислорода. Несмотря на то, что начиная с тридцатых годов школа Фрумкина провела большое количество "чистых" измерений, в 1967 г. писали [4, с. 139]: "Экспериментальное изучение свойств двойного слоя на твердых электродах сопряжено с очень серьезными трудностями"... "Можно привести ряд хорошо обоснованных заключений, касающихся структуры двойного слоя на твердых электродах в водном растворе; в большей части они были сформулированы школой Фрумкина. Однако эти выводы носят качественный характер. Количественная трактовка, подобная развитой для ртути, все еще отсутствует". Это положение до сих пор не изменилось.

Поскольку обычно невозможно поместить измерительные датчики в инертную газовую среду, то авторы явления тщательно анализировали причины появления "истории ячейки". Обнаружили, что главной причиной нерепродуцируемости экспериментальных данных является не "чистота", а методика измерений, которая допускает неконтролируемые накопления зарядов в двойном слое. Применяемые авторами методы измерения исключают возможность накопления зарядов и поэтому результаты измерений полностью репродуцируемы независимо от "чистоты". Даже нарочное введение в раствор неосновных ионов (до 1 % количества основных ионов) существенно не влияет на величины двойного слоя [1, с. 33].

Авторы применили соли с чистотой "О.Х.Ч." и измерения провели при наличии воздуха в закрытых и открытых ячейках. В качестве растворителя применили бидистиллированную воду. Electroды из платины чистили азотной кислотой и electroды из никеля - с помощью полировочной бумаги и чистого уксуса. Затем последовала долговременная промывка их в бидистиллированной воде. Ячейки были изготовлены из стекла или из фторопласта. Преимуществом последнего материала являет-

ся возможность изготовления ячейки любого размера и любой конфигурации.

Из проведенных авторами измерений были определены два десятка величин, характеризующих электрический двойной слой. Самой представительной из них оказалась энергия потерь, которая расходуется для проведения определенного заряда сквозь двойной слой в металл электрода (при заданной плотности тока и заряда). Приводя эту энергию к единичному заряду, получаем т.н. удельную энергию потерь, которая наилучшим образом характеризует электрическое состояние двойного слоя [1, с. 30].

В таблице I представлены некоторые характерные измеренные величины напряжений и удельной энергии потерь в двойном слое при различных плотностях тока и заряда. Картина качественно не изменяется и при других растворах и металлах.

При измерении между раствором и плотной частью двойного слоя должен возникать переходный слой, откуда берутся ионы для изменения двойного слоя. Этот слой характеризуется свободой движения ионов в растворе. Из-за требования замкнутости токового контура в этом слое могут передавать заряд только те одноименные ионы, которые движутся от раствора в двойной слой и поляризованность которых там изменяется. Поэтому можно предположить, что удельная электропроводность переходного слоя на половину меньше, чем у раствора.

Величины электрических параметров переходного слоя можно вычислить следующим образом. Обозначим введенную в двойной слой поверхностную плотность заряда через  $\sigma_4$  и объемную плотность одноименных ионов в растворе  $N$ . Тогда средняя толщина поверхностного слоя  $l_D = \sigma_4 / N$ . Сопротивление переходного слоя равно  $r_D = l_D / 0,5 \gamma$ . В переходном слое при плотности тока  $J$  возникает падение напряжения  $U_D = r_D \cdot J$  и удельная энергия потерь на один одновалентный ион  $A_D = I \cdot 10^{-19} U_D$  Дж/ион.

Электрические величины, вычисленные для переходного слоя водного раствора  $KCl$ , представлены во второй половине таблицы I. Различие в величинах  $U_4, U_d, A_{r_4}, A_{r_d}$  вызвано влиянием двойного слоя. Вычисляя их отношения, получим

Т а б л и ц а I

Сравнение измеренных величин двойного слоя и вычисленных величин для переходного слоя

Водный раствор  $KCl$ , импульсные измерения, отрицательный импульс тока с длиной  $13$  мс, коаксиальные никелевые электроды,  $24$  °С.

Измеренные величины:  $J$  - плотность тока импульса,  $\sigma_4$  - введенная импульсом в двойной слой плотность заряда,  $U_4$  - изменение напряжения, возникшего между металлом и раствором,  $A_{r4}$  - удельная энергия потерь.

Вычисленные величины переходного слоя:  $l_d$  - толщина слоя,  $\Gamma_d$  - сопротивление,  $U_d$  - напряжение,  $A_{rd}$  - удельная энергия потерь.

Измерения двойного слоя:				Вычисления переходного слоя			
$J$ А/м <sup>2</sup>	$\sigma_4$ ион/см <sup>2</sup>	$U_4$ В	$A_{r4}$ Дж/ион	$l_d$ см	$\Gamma_d$ Ом·см <sup>2</sup>	$U_d$ В	$A_{rd}$ Дж/ион
2,5	2,1 10 <sup>13</sup>	0,2	1,4 10 <sup>-21</sup>	3,4 10 <sup>-6</sup>	4,9 10 <sup>-3</sup>	1,2 10 <sup>-6</sup>	2,0 10 <sup>-25</sup>
74,0	6,0 10 <sup>14</sup>	1,3	1,1 10 <sup>-19</sup>	1,0 10 <sup>-4</sup>	0,14	1,1 10 <sup>-3</sup>	1,7 10 <sup>-22</sup>
			0,01 М раствор				
2,5	2,1 10 <sup>13</sup>	0,2	6,2 10 <sup>-21</sup>	3,4 10 <sup>-8</sup>	6,2 10 <sup>-9</sup>	1,6 10 <sup>-12</sup>	2,5 10 <sup>-31</sup>
74,0	6,0 10 <sup>14</sup>	1,1	1,3 10 <sup>-19</sup>	1,0 10 <sup>-6</sup>	1,8 10 <sup>-7</sup>	1,3 10 <sup>-8</sup>	2,1 10 <sup>-27</sup>
			1,0 М раствор				



$U_d/U_4 = 8,5 \cdot 10^{-4} \dots 8 \cdot 10^{-12}$  и  $A_d/A_{r4} = 1,5 \cdot 10^{-3} \dots 4 \cdot 10^{-11}$ . Эти величины показывают, что значение переходного слоя в измерениях двойного слоя ничтожно мало и оно не влияет на результаты измерения двойного слоя.

В вышеприведенном примере толщина переходного слоя отличается от толщины двойного слоя. Приводя электрические параметры переходного слоя на толщину плотного двойного слоя, выясняется, что для передачи некоторого заряда посредством тока смещения потребуется энергия в 1...30 миллионов раз больше, чем для передачи того же заряда на таком же пути посредством тока проводимости в переходном слое. Отношение этих энергий еще раз показывает, что поляризованность свободно движущегося иона в растворе не изменяется.

Вблизи начального состояния измеренная при малой плотности заряда удельная энергия потерь характеризует энергию, которой ионы связаны в двойной слой. Измерения показывают, что начальная удельная энергия потерь на четыре порядка меньше в сравнении со средней энергией теплового движения частиц раствора. Поэтому можно предположить, что двойной слой в начальном положении постоянно разрушается частицами раствора в тепловом движении и снова создается электрическими силами, т.е. двойной слой находится в динамическом равновесии [1, с. 30, 34, 35] .

## 5. Закономерность структуры двойного слоя

При создании закономерности структуры двойного слоя наиболее основными из вышеприведенных утверждений являются:

- а) двойной слой не имеет диффузной части;
- б) поляризованность свободного в растворе иона не изменяется и посредством его нельзя передать ток смещения;
- в) для передачи некоторого заряда через двойной слой посредством тока смещения потребуется энергия в миллион раз больше, чем для передачи того же заряда на такой же путь в растворе посредством тока проводимости.

Кроме того, результаты измерений показывают, что удельная энергия потерь минимальна в начальном положении

двойного слоя и возрастает при отклонении от начального положения в обоих направлениях.

Двойной слой представляет собой емкость и токовая линия закрывается в нем током смещения. Плотность последнего выражается формулой:

$$j_c = dD_0/dt + dP/dt = \epsilon_0 dE/dt + \epsilon_0(\epsilon - 1) dE/dt \approx \epsilon_0 \epsilon dE/dt, \quad (5.1)$$

где  $D_0$  - электрическое смещение в пустоте;  
 $P$  - поляризованность реального диэлектрика;  
 $E$  - напряженность электрического поля;  
 $t$  - время;  
 $\epsilon_0$  - электрическая константа;  
 $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость.

При водных растворах  $\epsilon \gg 1$  и в соответствии с формулой (5.1) большая часть тока смещения передается реальным диэлектриком. Для этого поляризованность последнего должна изменяться во времени. Поскольку поляризованность гидратированного иона в растворе не изменяется, то ион двойного слоя на поверхности металла располагается таким образом, чтобы не иметь свободы передвижения в направлении, в котором вызвана деформация электрическим полем.

При зарядке двойного слоя как конденсатора заряд накапливается на прокладках конденсатора, а энергия в диэлектрике в виде энергии электрического поля. Плотность последнего в изотропной среде выражается:

$$W_c = 0,5 C U^2 = 0,5 (D_0 + P) U = 0,5 \epsilon_0 \epsilon U^2 / d, \quad (5.2)$$

где  $d$  - толщина диэлектрика;  
 $U$  - напряжение двойного слоя;  
 $C$  - емкость двойного слоя.

Из формулы (5.1) выясняется, что при зарядке емкости двойного слоя поляризованность его диэлектрика должна изменяться в сравнении с начальным положением. При некоторой плотности накопленной энергии  $W_c$  должна, в соответствии с принципом минимальной энергии, возникнуть наименьшая напряженность электрического поля и напряжения на двойном слое. В соответствии с формулой (5.2) напряжение тем меньше, чем больше электрическая проницаемость диэлектрика и

чем меньше его толщина. Из этих условий следует, что одной прокладкой двойного слоя как конденсатора является поверхность металла, второй – заряды ионов, которые находятся на поверхности металла и поляризованность которых там изменяется и диэлектриком – те части гидратных оболочек ионов, которые находятся между поверхностями металла и зарядов ионов.

При возникновении и изменении двойного слоя можно выделить следующие моменты:

а) гидратированный ион продвигался от раствора к поверхности электродного металла, но поляризованность его там еще не изменилась. Если до изменения поляризованности ион с поверхности металла удаляется тепловым движением, то тока смещения не возникает. Рассмотренный ион не передал заряда сквозь двойной слой, хотя для введения его на поверхность металла была затрачена энергия. Последняя, складываясь с общей энергией потерь, повышает удельную энергию потерь. По-видимому, описанный механизм является причиной того, почему в слабых растворах удельная энергия потерь больше не уменьшается пропорционально уменьшению плотности заряда [I, с. 34, рис. 4];

б) поляризованность иона на поверхности электродного металла изменяется и ток смещения проходит двойной слой. Изменение поляризованности особенно сильно выражается в части гидратной оболочки зарядом иона и поверхностью электрода. В этой части деформируется и водная молекула гидратной оболочки;

в) большая напряженность электрического поля (или какая-то другая сила) разрушает гидратную оболочку иона на поверхности металла. Ион освобождается от изолирующего слоя и передает заряд электроду – возникает электролиз.

Измерения показывают, что к моменту возникновения электролиза в емкость двойного слоя накоплено лишь 20–30 % всей введенной энергии. Остальная энергия идет на потери, в том числе и на пластическую деформацию молекул воды. После разрушения оболочки часть молекул или группы молекул воды остаются в деформированном состоянии, так как они не имеют достаточно энергии для перехода в первоначальное со-

стояние. Поэтому можно предположить, что электролизованная вода отличается по некоторым свойствам от обычной воды.

## 6. Заключение

Одним из основных вопросов в области электродных процессов в электрохимии является электрический двойной слой. В структуре электрического двойного слоя, применяемой в настоящее время в электрохимии, важное место занимает диффузная часть двойного слоя, но ее принадлежность к составу двойного слоя противоречит законам электротехники. Авторы доказывают теоретически, что электрический двойной слой не имеет диффузной части. Исходя из результатов исследовательской работы, авторы формулируют в виде открытия закономерность структуры электрического двойного слоя, которая дословно приведена во введении. Эта структура находится в согласии с законами электротехники и подтверждается результатами измерений. В электрохимии также не существует объективных фактов, которые противоречили бы заявленной структуре. Приведение в их качестве результатов электрокинетических исследований не обосновано, так как отсутствуют всякие доказательства того, что структура двойного слоя на коллоидных частицах сходна со структурой двойного слоя на твердом металле.

## Л и т е р а т у р а

1. П л а к к П.М., П л а к к П.П. Об измерениях электрического двойного слоя при твердых металлических электродах // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1986. - № 617. - С. 27-44.
2. П л а к к П.М., П л а к к П.П., П л а к к Т.П. Эквивалентная схема электрического двойного слоя и его электротехнически непротиворечивая модель // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1986. - № 617. - С. 45-55.
3. Д а м а с к и н Б.Б., П е т р и й О.А. Введение в электрохимическую кинетику. Изд. 2. - М.: Высшая школа. - 1983. - 400 с.
4. Д е л а х е й П. Двойной слой и кинетика электродных процессов. - М. Мир. - 1967. - 352 с.

5. S c h w a b e K. Physikalische Chemie, Elektrochemie. - Berlin: Akademie-Verlag, 1986. - 443 S.

6. J a f f e G., R i d e r J.A. Polarization in electrolytic solutions. Part II. Measurements // J. Chem. Physics. - 1952. - Vol. 20, N 7. - P. 1077-1087.

7. W o l f f I. A study of polarization capacity and electrode condition // Physics. - 1936. - Vol. 7, N 6. - P. 203-210.

P. M. Plakk, P. P. Plakk,  
T. P. Plakk

Regularity in the Structure of the Electrical  
Double Layer of Metals and Aqueous  
Solutions of Strong Electrolytes

Abstract

The current state of electrochemistry includes diffuse layer as an important part of the structure of the electrical double layer. In this paper it is shown that such a conception contradicts with the laws of electrotechnics. A theoretical demonstration to the fact that the diffuse layer cannot be a part of the electrical double layer is formulated. Founded upon the results of experimental study, the regularity of the structure of the electrical double layer is formulated. It is stated that the electrical double layer may consist only of those unipolar hydratized ions which are placed directly on the metal surface and the magnitude of whose polarization changes there.

### ОБ "АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ" ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОЧВЫ

В настоящее время существует мнение, что у ряда веществ, в том числе почвы и биологических тканей наблюдается увеличение диэлектрической проницаемости (ДП) на несколько порядков при измерениях на низкой частоте. Такие явления названы "аномальной дисперсией" диэлектрической проницаемости. По данным Смит-Роуза [3] (1935) ДП почв на частоте 100-500 Гц может повышаться до  $10^4-10^5$ ; по данным Швана [2] ДП типичных биологических тканей достигает величин  $10^5-10^6$ . Утверждают, что на низких частотах ДП обратно пропорциональна частоте. Это значит, что статическая диэлектрическая проницаемость таких веществ приближается к бесконечности. В настоящее время сущность данного явления не открыта, и всякая количественная теория для обоснования аномальной дисперсии отсутствует.

Для определения ДП веществ измеряют емкость электрода (конденсатора) до и после заполнения исследуемым веществом. Диэлектрическую проницаемость вычисляют делением соответствующих емкостей  $\epsilon = C_\epsilon / C_0$ , где  $C_\epsilon$  - емкость электрода с веществом, а  $C_0$  - емкость пустого электрода.

Почва представляет собой многофазную гетерогенную систему. Во влажной почве каждую частицу можно рассмотреть отдельно, по эквивалентной электрической схеме на рис. 1. Здесь  $C_{дс}$  и  $r_{дс}$  соответственно емкость и сопротивление электрического двойного слоя, который возникает на разделе

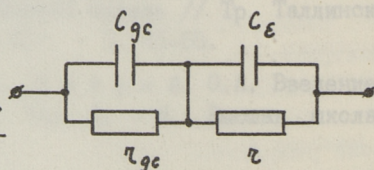


Рис. 1. Эквивалентная схема частицы почвы.

двух частиц, а также на поверхности металлических электродов. Эквивалентная схема электрического двойного слоя в виде параллельного соединения емкости и сопротивления доказана в [4].  $C_\epsilon$  вызвана диэлектрической проницаемостью вещества, которую и необходимо измерить для определения ДП почвы;  $r$  — сопротивление частицы почвы. Известно, что  $C_{дс}$  на несколько порядков превышает  $C_\epsilon$ .

Поскольку при измерениях емкости образцов веществ на высоких частотах двойной слой представляет собой короткое замыкание, то измеряются средние  $C_\epsilon$  и  $r$  образца, например, почвы. При этом  $C_\epsilon$  определяет среднюю диэлектрическую проницаемость почвы, которая правильно характеризует физическое состояние почвенного образца. Результаты измерения ДП почвы на высоких частотах согласуются с теорией диэлектриков, хорошо репродуцируются и используются в практике для измерения влажности почвы.

При измерениях на низких частотах емкостное сопротивление  $C_\epsilon$  велико, и им можно пренебречь. Эквивалентная схема частицы почвы на низких частотах приведена на рис. 2. Такой же является и эквивалентная схема образца в целом, но при этом  $C_{дс}$ ,  $r_{дс}$  и  $r$  имеют некоторые усредненные величины.

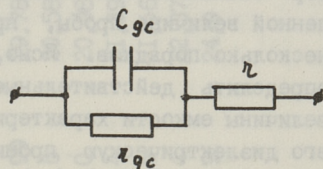


Рис. 2. Эквивалентная схема образца почвы на низких частотах.

В измерениях реального образца любым методом можно определить только частоту  $f$ , напряжение  $U$ , ток  $I$  и угол фазового сдвига  $\varphi$  между ними. По этим данным можно вычислить только одну емкость и одно сопротивление. Это значит, что трехэлементную эквивалентную схему заменяют на двухэлементную. Такое замещение вызывает большие ошибки в интерпретации результатов.

Рассмотрим конкретную серию измерения, проведенного автором. Измерили образец дерново-глеевой почвы с влажностью 8 % прямым методом переменного тока, который описан в [4]. Метод заключается в том, что через образец почвы в цилиндрическом электроде пропускают переменный ток постоянной величины и измеряют падение напряжения на зондах, введенных в образец, а также фазовый сдвиг между током и

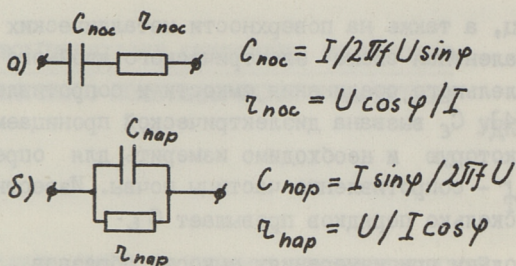


Рис. 3. а - последовательная схема замещения,  
б - параллельная схема замещения.

напряжением. Результаты измерения интерпретируются и по последовательной эквивалентной схеме (рис. 3а) и по параллельной эквивалентной схеме (рис. 3б). Измерения проведены с векторным анализатором фаз 5206 фирмы EG&G. Результаты измерения и вычисления приведены в таблице I. Видно, что выбор эквивалентной схемы в полной мере отражается в определенной величине пробы, при этом  $C_{\text{пос}}$  и  $C_{\text{пар}}$  отличаются на несколько порядков. Ясно, что такие измерения не позволяют определить действительные параметры образца. Получаемые величины емкости характеризуют двойной слой в образце, а не его диэлектрическую проницаемость. Полученные в процессе измерения частотные зависимости вызваны тем, что емкость двойного слоя изменяется в зависимости от условий проведения измерений. В [4] доказано, что емкость двойного слоя повышается вместе с плотностью заряда  $\sigma$ , который введен в двойной слой. Последняя, в свою очередь, зависит от частоты и определена как  $\sigma = 0,45 j/f$ , где  $j$  - плотность тока, а  $f$  - частота измерения. Следовательно, вместе с понижением частоты повышается  $\sigma$ , а вместе с ней и емкость двойного слоя.

Рассмотрим эквивалентную схему на рис. 2 и определим ее параметры для какого-то конкретного случая. Из работы [4] возьмем реальные величины для двойного слоя  $C_{\text{дс}} = 10^{-7} \Phi$  и  $r_{\text{дс}} = 1000 \text{ Ом}$ , а  $r$  и  $C_{\epsilon}$  получаем из исследований автора  $r = 1000 \text{ Ом}$  и  $C_{\epsilon} = 10^{-11} \Phi$ . На частотах  $f < 10^6 \text{ Гц}$   $C_{\epsilon}$  можно пренебречь. Эти параметры являются постоянными и не имеют частотной зависимости. Вычислим теперь величины элементов последовательной и параллельной схемы замещения с условием, что импеданс и фазовый сдвиг на каждой



## Таблица I

Измерения почвы переменным током, где  $U$  - напряжение между зондами,  $\varphi$  - фазовый сдвиг между током и напряжением,  $I = 0,1$  ма

Измеренные величины			Величины, не зависящие от эквивалентной схемы		Параметры пос. эквив. схемы		Параметры пар. эквив. схемы		
f Hz	U V	$\varphi$ град	$\tan \delta$	Z к $\Omega$	$\Gamma_{\text{пос}}$ к $\Omega$	$C_{\text{пос}}$ Ф	$\Gamma_{\text{пар}}$ к $\Omega$	$C_{\text{пар}}$ Ф	$\frac{C_{\text{пос}}}{C_{\text{пар}}}$
100000	1,030	50,8	0,82	10,3	6,51	1,99·10 <sup>-10</sup>	16,0	1,2·10 <sup>-10</sup>	1,66
30000	1,075	24,5	2,19	10,8	9,83	1,19·10 <sup>-9</sup>	11,81	2,05·10 <sup>-10</sup>	5,80
20000	1,930	17,8	3,11	19,3	18,38	1,35·10 <sup>-9</sup>	20,27	1,26·10 <sup>-10</sup>	10,7
10000	1,950	10,3	5,50	19,5	19,19	4,57·10 <sup>-9</sup>	19,82	1,46·10 <sup>-10</sup>	31,3
5000	1,990	6,3	9,06	19,99	19,78	1,46·10 <sup>-8</sup>	20,02	1,79·10 <sup>-10</sup>	83,0
1000	2,060	2,2	26,0	20,6	20,58	2,01·10 <sup>-7</sup>	20,62	2,97·10 <sup>-10</sup>	677
400	2,100	2,3	24,9	21,0	20,96	4,72·10 <sup>-7</sup>	21,02	7,61·10 <sup>-10</sup>	620
180	2,140	1,7	33,7	21,4	21,39	1,39·10 <sup>-6</sup>	21,41	1,23·10 <sup>-9</sup>	1137
90	2,160	3,5	16,4	21,6	21,56	1,34·10 <sup>-6</sup>	21,64	5,00·10 <sup>-9</sup>	269
40	2,240	2,9	19,7	22,4	22,37	3,51·10 <sup>-6</sup>	22,42	8,99·10 <sup>-9</sup>	389
20	2,490	0,9	63,7	24,9	24,9	2,04·10 <sup>-5</sup>	24,9	5,02·10 <sup>-9</sup>	4059

частоте совпадают с величинами трехэлементной эквивалентной схемы с константными параметрами. Результаты вычислений приведены в таблице 2. Видно, что  $C_{\text{пос}}$  и  $C_{\text{пар}}$  сильно зависят от частоты и в среднем отличаются от реального значения в 10-1000 раз.

Из вышеприведенных примеров следует, что кажущаяся аномальная дисперсия может возникать, с одной стороны, из-за зависимости емкости двойного слоя от условий измерения, и, с другой стороны, из-за вычислений элементов образца по неправильной эквивалентной схеме.

Вышеизложенное в полной мере действительно и для измерения других проводящих веществ, например, биологических тканей, при которых также невозможно измерение ДП на низких частотах.

В настоящее время некоторые авторы правомерно объясняют результаты низкочастотных измерений влиянием двойного слоя [1, 5]. Но они считают, что большое значение емкостей при низкочастотных измерениях вызвано увеличением ДП вещества, т.е. включают емкость двойного слоя в состав вещества. Но это неправдоподобно, так как двойной слой является самостоятельной структурой и не влияет на процессы электрической индукции в веществе.

## Выводы

1. Определение диэлектрической проницаемости почв и других гетерогенных сложных веществ с большой проводимостью на низких частотах невозможно. Низкочастотные измерения характеризуют влияния электрического двойного слоя. Емкость последнего не является характеристикой веществ и зависит от условий измерения.

2. Замещение действительных эквивалентных схем перерасчетом данных измерений на двухэлементной эквивалентной схеме дает глубоко ошибочные результаты. Явление "аномальной дисперсии" является следствием неправильной интерпретации данных измерений.

Т а б л и ц а 2

Замена трехэлементной эквивалентной схемы на последовательную и параллельную цепь,

где  $C_{дс} = 10^{-7} \Phi$ ,  $r_{дс} = 1000 \text{ Ом}$ ,  $r = 1000 \text{ Ом}$ .

Угл. частота $\omega (1/\text{рад})$	$C_{\text{пар}}$ $\Phi$	$r_{\text{пос}}$ $\text{Ом}$	$C_{\text{пос}}$ $\Phi$
100000	$0,97 \cdot 10^{-9}$	1010	$10^{-7}$
10000	$2 \cdot 10^{-8}$	1580	$2 \cdot 10^{-7}$
1000	$2,5 \cdot 10^{-8}$	2000	$10^{-5}$
100	$2,5 \cdot 10^{-8}$	2000	$10^{-3}$

## Л и т е р а т у р а

1. L o o r d e G.P. The dielectric properties of wet materials // IEEE Trans. on Geosci. and Remote Sensing. - July, 1983. - Vol. GE 21. N 3. - P. 364-369.
2. P e t h i n g R. Dielectric properties of biological materials. Biophysical and Medical Applications // IEEE Trans. on Electrical Insulation. - October 1984. - Vol. EI 19, N 5. - P. 453-474.
3. S m i t h - R o s e R.L. The electrical properties of soil // Proc. Phys. Soc. - Sept. 1, 1935. - Vol. 47, Part. 5, N 262. - P. 923-931.
4. П л а к к П.М., П л а к к П.П., П л а к Т.П. Эквивалентная схема электрического двойного слоя и его электротехнически непротиворечивая модель // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1986. - № 617. - С. 45-56.
5. Т р о и ц к и й Н.В. Диэлектрические свойства и влажность почвы. Автореф. дисс. на соискание уч. степени канд. техн. наук. / ВАСНИЛ АФИ. - Л. - 1974.
13. П.М. Плакк, П.П. Плакк, Т.П. Плакк. Зависимость структуры электрического двойного слоя между металлом и раствором электролита
14. Т. Плакк. Об "аномальной дисперсии" диэлектрической проницаемости почвы.....

On the "Anomalous Dispersion" of  
Dielectric Constant of Soils at Lower Frequencies

Abstract

It is stated that the measurement of DC of soils at lower frequencies is impossible due to the effects of double layers. The results of low-frequency measurement do not characterize the properties of soils but the effects of the double layer. It is shown that the results of interpreting measurement data are strongly dependent on the choice of equivalent circuit of probes. As the parameters of equivalent circuit are not known, it is impossible to find the real electrical parameters of samples. The so called "anomalous dispersion" of DC at lower frequencies is caused by misinterpreting experimental results.



## С о д е р ж а н и е

1.	У. Тамм. Труды сотрудников кафедры электроники по измерительной технике. . . . .	3
2.	О. Пикков. Измерение параметров силовых полупроводниковых приборов. . . . .	22
3.	М. Мин. Векторные вольтметры и анализаторы. . . . .	29
4.	Э. Велмре. Численное моделирование силовых полупроводниковых приборов. . . . .	49
5.	А. Удал. Двумерное численное моделирование процесса выключения запираемого тиристора. . . . .	65
6.	Э. Велмре, И. Нурсте, Б. Фрейдин. Численное моделирование ударного режима кремниевых тиристор- ров. . . . .	78
7.	Т. Ранг, И, Нурсте. Численное моделирование р- структур с двойной фаски с помощью программы "FAAS" . . . . .	89
8.	Т. Ранг. Нелинейная зарядовая модель тиристора	94
9.	А. Опоцкий. К вопросу об Оже-рекомбинации в по- лупроводниках. . . . .	101
10.	А. Лаансоо, В. Мяннама, О. Пикков. Измеритель параметров силовых транзисторов ИПСТ-3. . . . .	114
11.	В. Мяннама, А. Ярвальт. Метод определения темпе- ратуры в полупроводниковых приборах. . . . .	118
12.	Б. Гурьянов, У. Тамм, М. Лавров, И. Белкина. Гудовские преобразования сигналов в систолических структурах. . . . .	125
13.	П.М. Плакк, П.П. Плакк, Т.П. Плакк. Закономер- ность структуры электрического двойного слоя между металлом и раствором сильного электролита	132
14.	Т. Плакк. Об "аномальной дисперсии" диэлектри- ческой проницаемости почвы. . . . .	148







руб. 1.50