Ep.6.7
558

ISSN 0136-3549
3134-3823

TALLINNA
POLÜTEHNILISE INSTITUUDI
TOIMETISED
558
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА

TPI
'83

РАСЧЕТ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Ер.6.7

558

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРИ '83

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.3

РАСЧЕТ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Электротехника и автоматика XXIV

Таллин 1983

Содержание

I. Вяльямяэ Г.Х., Тильк И.И., Уутма Т.Х. Усовершенствованный преобразователь перемещений на основе датчика Холла..... 3

2. Петерсон Я.В. Влияние импеданса ключей на погрешности коммутируемых индуктивных делителей напряжения..... II

3. Парве Т.Э. Свойства вектормерных измерительных синхронных преобразователей дискретного действия..... I9

4. Логунов Г.П. Обеспечение вектормерной аппаратуры автоматическими режимами с помощью вычислительных устройств..... 25

5. Гурьянов Б.Г. Исследования переходного процесса в фильтре нижних частот при линейно-убывающем законе изменения сопротивления..... 37

6. Гордон Б.И., Рюстерн Э.А., Сильдару К.К. Обработка результатов реологических измерений на ЭВМ..... 43

7. Велмре Э.Э. Применение интерполяционных кубических сплайнов при решении уравнения диффузии с учетом перепоглощения межзонного рекомбинационного излучения..... 5I

8. Велмре Э.Э., Ранг Т.Х. Аналитико-численная модель для исследования стационарного непроводящего состояния силовых тиристоров..... 57

9. Ранг Т.Х. Расчет туннельного тока в переходах металл - полупроводник..... 69

I0. Кыверик К.Х., Ярвальт А.Э. Исследование стойкости силовых транзисторов к вторичному пробою... 75

ТАЛЛИНСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
Труды ТПИ № 558
РАСЧЕТ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ
Электротехника и автоматика XX1У
Редактор А. Лаансоо. Техн. редактор В. Ранник
Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 10.05.83
Подписано к печати 17.11.83. Бумага 60x90/16. Печ. л. 5,25+0,5 приложение. Уч.-изд. л. 4,95. Тираж 350. МВ-06183. Ротапринт ТПИ, Таллин, ул. Коскла, 2/9. Зак. № 713. Цена 75 коп.

© ТПИ, Таллин, 1983

Teadusliku ... ENSV ... TALLINN АН ЭССР Научная библ...

№ 558

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.382.61:53.087.92

Г.Х. Вяльямяэ, И.И. Тильк, Т.Х. Уутма

УСОВЕРШЕНСТВОВАННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ НА ОСНОВЕ ДАТЧИКА ХОЛЛА

Совершенствование преобразователей неэлектрических величин представляет постоянный интерес, так как получаемая от них информация является основной при создании различной измерительной аппаратуры систем автоматического регулирования.

В [1] описывается преобразователь перемещений (ПП) оригинальной конструкции на основе датчика Холла, работа которого основана на использовании различной чувствительности отдельных участков датчика Холла к магнитному полю. Магнитная система указанного преобразователя имела плоскопараллельные воздушные зазоры, а постоянный магнит был выполнен из сплава типа ЮНДК-24.

Основными недостатками первого варианта преобразователя перемещений были относительно короткий линейный участок характеристики преобразования и неоптимальные пропорции постоянного магнита, обусловленные конструктивными особенностями.

Анализ магнитной системы ПП и применение постоянных магнитов из закритического материала [2] позволили значительно улучшить свойства преобразователя перемещений.

Характеристика преобразования преобразователя перемещений определяется по методу, приведенному в [3], и имеет вид:

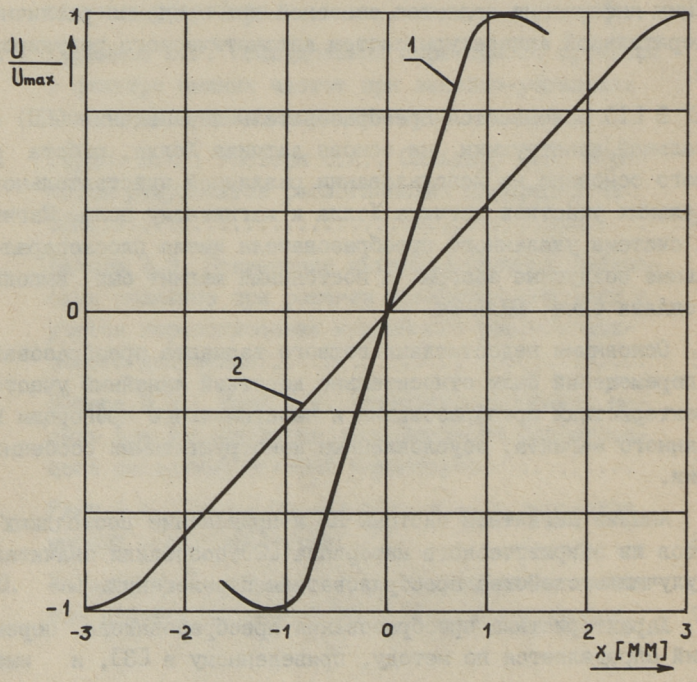
$$U(x) = K(x) * \tau(x), \qquad (1)$$

где $U(x)$ - характеристика преобразования;
$K(x)$ - весовая функция;
$\tau(x) = \mathrm{tg}(B(x)\cdot u)$ - тангенс угла Холла;
$B(x)$ - распределение магнитной индукции;
u - подвижность носителей тока.

Таким образом, желаемую характеристику преобразования получим обеспечивая соответствующее распределение магнитной индукции $B(x)$ в воздушных зазорах магнитной системы. Магнитная система с плоскопараллельными воздушными зазорами не позволяет создать необходимое распределение магнитной индукции, и поэтому необходимо использовать воздушные зазоры иной формы для получения подходящего $\tau(x)$, которое находится с помощью выражения [3]:

$$\tau(x) = M(x) * \frac{dU(x)}{d(x)}, \qquad (2)$$

где $M(x)$ - обратная весовая функция.



Фиг. 1. Приведенные характеристики преобразования преобразователей перемещения, имеющих воздушные зазоры:
1 - плоскопараллельные,
2 - неравномерные, образованные полюсными наконечниками специальной формы.

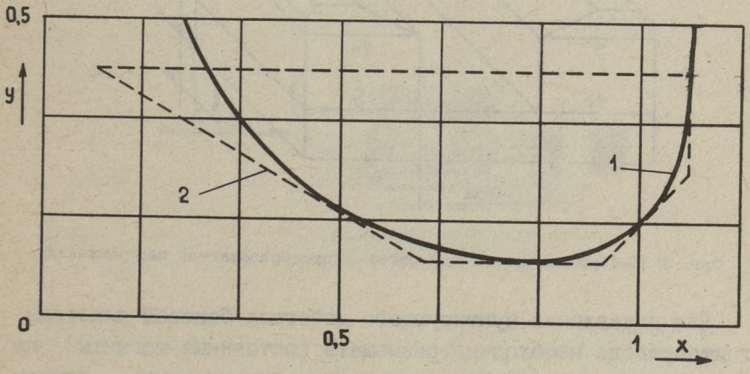
Форма полюсного наконечника определяется эквипотенциалами потенциального поля $\psi(x,y)=\text{const.}$, которое определяется выражением [3]:

$$\psi(x,y)=\sum_{k=1}^{\infty}\frac{B_k}{k}\sin kx\sinh ky, \qquad (3)$$

где B_k – коэффициенты разложения распределения магнитной индукции в ряд Фурье по синусам.

Нами была поставлена задача увеличения прямолинейного участка характеристики преобразования преобразователя перемещений, но при этом без существенного увеличения массы подвижной магнитной системы.

На фиг. I кривая I представляет характеристику преобразования ПП старого образца с плоскопараллельными воздушными зазорами, имеющую линейный участок порядка $\pm$I мм. Для получения характеристики преобразования с заданным прямолинейным участком (кривая 2) проведены расчеты по вышеприведенной методике. В результате получена требуемая конфигурация полюсного наконечника, представленная на фиг. 2. Ввиду технологических трудностей при реализации полюсных наконечников криволинейной формы огибающая кривая полюсных наконечников была аппроксимирована четырьмя прямолинейными отрезками.



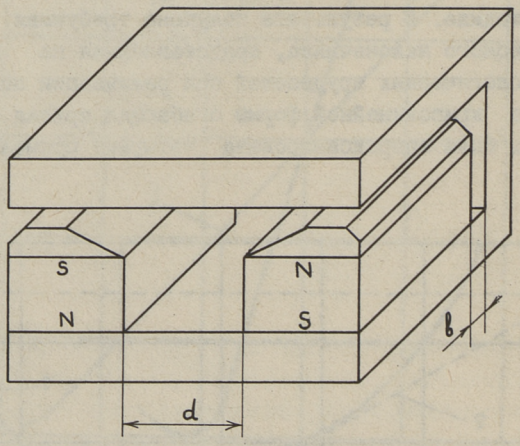
Фиг. 2. Рассчитанная 1 и реализованная 2 формы полюсного наконечника.

При реализации магнитной системы ПП с желаемым распределением магнитной индукции в воздушном зазоре введено два существенных различия по сравнению с ПП, приведенным в [I]:

а) применен магнитопровод П-образной формы [4],

б) использовано два постоянных магнита [5] из закритического материала ($SmCo_5$).

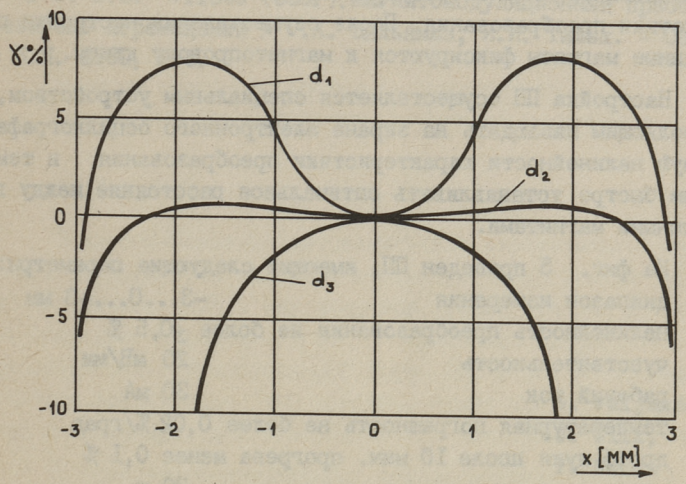
Примененный в ПП магнитопровод изображен на фиг. 3. Магнитопровод изготовлен из низкоуглеродистой стали с П-образным сечением и имеет два постоянных магнита интерметаллического соединения $SmCo_5$ с полюсными наконечниками, которые создают необходимое распределение магнитной индукции в воздушных зазорах, в которых размещен неподвижный германиевый датчик Холла с активной площадью 6х12 мм. Преимуществами подобной конструкции является то, что датчик Холла можно крепить и подводить его выводы как со стороны торца магнитной системы, так и с боку, а постоянные магниты с полюсными наконечниками можно перемещать в направлении измеряемого перемещения.



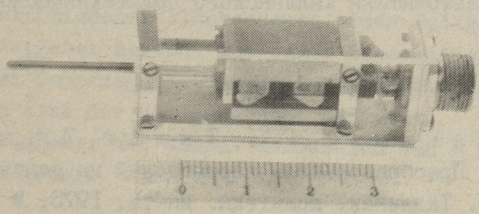
Фиг. 3. П-образная магнитная система преобразователя перемещений.

Для подавления шунтирующего действия боковой пластины магнитопровода необходимо размещать постоянные магниты на расстоянии b от нее. Результаты проведенных нами опытов свидетельствуют, что при b = I мм уменьшение основного магнитного потока через воздушные зазоры из-за шунтирующего воздействия боковой пластины составляет менее 2 %.

Изменением расстояния d между постоянными магнитами можно изменить форму характеристики преобразования. Экспериментально можно найти значение d, при котором получим характеристику преобразования с наименьшей нелинейностью (фиг. 4).



Фиг. 4. Относительная погрешность нелинейности характеристики преобразования при значениях расстояния $d_1 > d_2 > d_3$ между постоянными магнитами.



Фиг. 5. Преобразователь перемещения.

Постоянные магниты с полюсными наконечниками не требуют специального крепления к магнитопроводу, так как они удерживаются за счет сил магнитного притяжения. Настройка магнитной системы осуществляется последовательным изменением расстояния d в сторону уменьшения нелинейности характеристики преобразования. После осуществления настройки постоянные магниты фиксируются к магнитопроводу клеем.

Настройка ПП осуществляется специальным устройством, позволяющим наблюдать на экране электронного осциллографа кривую нелинейности характеристики преобразования и тем самым быстро устанавливать оптимальное расстояние между постоянными магнитами.

На фиг. 5 приведен ПП, имеющий следующие параметры:

диапазон измерения	-3...0...+3 мм
нелинейность преобразования не более	$\pm$0,5 %
чувствительность	20 мВ/мм
рабочий ток	30 мА
температурная погрешность не более	0,02 %/град
дрейф нуля после 10 мин. прогрева менее	0,1 %
масса	30 г
измерительное усилие не более	10 мН

В данном исполнении ПП был использован для измерения медленно изменяющихся перемещений ($f \leq 1$ Гц).

Приведенные преобразователи перемещений успешно внедрены в различных измерительных устройствах, разработанных на кафедре автоматики Таллинского политехнического института.

Литература

1. Вяльямяэ Г.Х., Тильк И.И., Тихонов В.И. Преобразователь перемещений на основе датчика Холла. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1975, № 387, с. 129-136.

2. Пятин Ю.М. Проектирование элементов измерительных приборов. М., Высшая школа, 1977.

3. Тильк И.И. Синтез формы полюсных наконечников в преобразователе перемещения на базе датчика Холла. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1979, № 474, с. 115-123.

4. А.с. I035407 (СССР). Магнитомодуляционный преобразователь перемещений / Г.Х. Вяльямяэ, И.И. Тильк, Т.Х. Уутма. - Опубл. в Б.И. I983, № 30.

5. А.с. 7II349 (СССР). Магнитомодуляционный преобразователь перемещений / Г.Х. Вяльямяэ, И.И. Тильк. - Опубл. в Б.И. I980, № 3.

G. Väljamäe,
J. Tilk,
T. Uutma

Weggeber mit Hallgenerator

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein Weggeber vorgestellt, dessen Wirkungsweise auf der unterschiedlichen Magnetfeldempfindlichkeit verschiedener Flächenzonen eines Hallgenerators beruht. Der Weggeber besteht aus einem beweglichen Eisenkörper mit zwei Dauermagneten in Miniaturausführung, in dessen Luftspalten sich der Hallgenerator befindet.

Der Weggeber hat einen Meßbereich von ± 3 mm bei einer Fehlergrenze von ± 0,5 %.

№ 558

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.317.727.1

Я.В. Петерсон

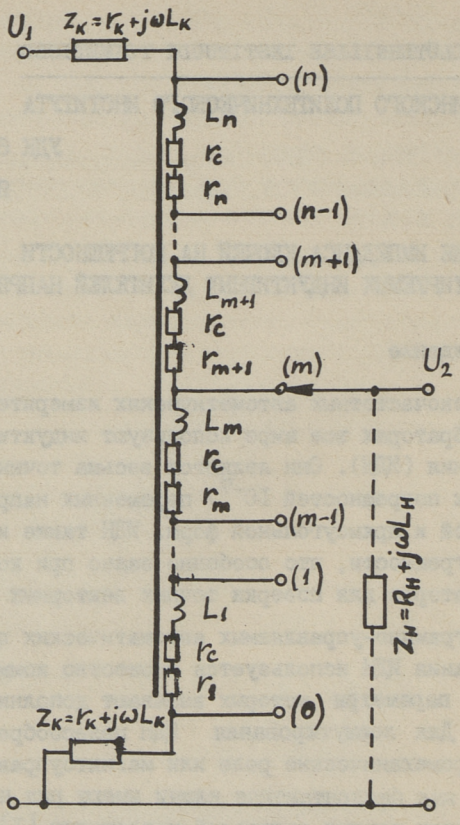
ВЛИЯНИЕ ИМПЕДАНСА КЛЮЧЕЙ НА ПОГРЕШНОСТИ КОММУТИРУЕМЫХ ИНДУКТИВНЫХ ДЕЛИТЕЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЯ

I. Введение

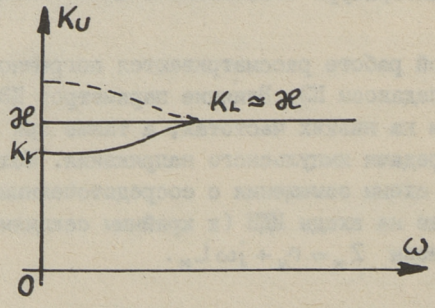
В высокочастотных автоматических измерительных приборах и калибраторах все шире используют индуктивные делители напряжения (ИДН). Они являются весьма точными делителями (порядок погрешностей 10^{-7}) переменных напряжений синусоидальной и прямоугольной форм. ИДН также имеют малые фазовые погрешности, что особенно важно при конструировании калибраторов для поверки точных векторных вольтметров.

В программно-управляемых автоматических приборах для коммутирования ИДН используется множество коммутационных элементов, параметры которых вызывают дополнительные погрешности. Для коммутирования ИДН целесообразно применять электромеханические реле или магнитоуправляемые контакты, так как бесконтактные ключи имеют ряд недостатков при работе в цепях точных делителей напряжения [1]. Однако вопросы автоматического коммутирования ИДН и влияния параметров коммутационных элементов (КЭ) на точность передачи напряжения в литературе относительно мало освещены.

В данной работе рассматриваются погрешности ИДН, связанные с импедансом КЭ. Влияние параметров КЭ становится существенным на низких частотах, а также при работе ИДН в режиме передачи импульсного напряжения. Исходим из низкочастотной схемы замещения с сосредоточенными параметрами (фиг. 1), где на входы ИДН (к крайним секциям) подключены КЭ с импедансом $Z_к = r_к + j\omega L_к$.



Фиг. 1. Низкочастотная схема замещения ИДН.



Фиг. 2. Частотная характеристика ИДН.

2. Погрешности ненагруженной ступени

На низких частотах ($\omega\tau_0$ приближается к I) существенное влияние на точность коэффициента передачи напряжения K_U имеет коэффициент передачи сопротивлений K_r (фиг. 2). Значение K_U является самым точным на средних частотах, равняясь коэффициенту передачи индуктивностей K_L.

Относительную разницу между коэффициентами K_r и K_L выражаем

$$\beta_0 = \frac{K_r - K_L}{K_L} \approx \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} \frac{r_i - r}{r}, \qquad (I)$$

где r_i - сопротивление i-ой секции ИДН;

$r = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} r_i$ - среднее сопротивление секции;

n - количество секций ИДН;

$K_r = \frac{1}{nr} \sum_{i=1}^{m} r_i \approx \varkappa(1+\beta_0)$ - коэффициент передачи сопротивлений;

$K_L = \varkappa(1 + \beta_L)$ - коэффициент передачи индуктивностей,

$\varkappa = \frac{m}{n}$ - геометрический (идеальный) коэффициент передачи, определяемой отношением витков.

По данным [2] значение β_L зависит от относительной проницаемости сердечника, разброса индуктивностей рассеяния и составляет

$$\beta_L \leq \frac{0{,}5 \cdot 10^{-2}}{\mu}.$$

Значение величины $\beta_0 \gg \beta_L$. Практически из-за неравномерности сопротивлений секций $|\beta_0| < 0{,}05$, но конструктивными мерами ее можно снизить до 0,0I.

Кроме сопротивления r в каждую секцию ИДН прибавляется еще привезенное сопротивление потерь в ферромагнетике r_c (фиг. I), которое становится весьма существенным около низкочастотного края рабочего частотного диапазона.

На определенной частоте (на нулевой частоте $r_c = 0$) для r_c получим

$$r_c = \frac{R_0 - nr}{n^2}, \qquad (2)$$

где R_0 - суммарное активное сопротивление ИДН на данной частоте.

Практически $r_c \gg r$ и влияние неоднородности сопротивлений секций на соответствующие низкочастотные погрешности уменьшается в ε раз, причем

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \frac{r_c}{r}}. \qquad (3)$$

Но с другой стороны, наличие потерь при перемагничивании сердечника уменьшает индуктивную постоянную времени τ_0 и тем самым точность ИДН на данной частоте (см. фиг. 2).

На основе принятой модели получено выражение для модуля коэффициента передачи напряжения в близости низкочастотного края частотного диапазона (емкостные составляющие еще незначительны)

$$K_{U_0} \approx K_L \left[1 + \frac{\beta_0 (n + 2\alpha) + \frac{\alpha}{\varkappa}(1 - 2\varkappa)}{(n + 2\alpha)[1 + (\omega\tau_0)^2]} \cdot \varepsilon \right], \qquad (4)$$

где $\alpha = \frac{r_k}{r}$ – отношение сопровивления КЭ к сопротивлению секции ИДН (реально значение α составляет порядка 0,I...I,0);

ω – угловая частота передаваемого сигнала;

$\tau_0 = \frac{L_0}{R_0}$ – индуктивная постоянная времени;

L_0 – входная индуктивность ИДН;

$R_0 = nr + n^2 r_c$ – активное сопротивление ИДН с учетом эквивалентного сопротивления потерь в сердечнике (зависит от ω).

При этом фаза коэффициента передачи напряжения составляет

$$\varphi = -\frac{\omega\tau_0 \left[\beta_0 (n + 2\alpha) + \frac{\alpha}{\varkappa}(1 - 2\varkappa)\right] \cdot \varepsilon}{(n + 2\alpha)[1 + (\omega\tau_0)^2]}. \qquad (5)$$

Максимальные относительные погрешности получаются при минимальном $\varkappa$. Анализ формулы (4) показывает, что наличие КЭ значительно увеличивает погрешности. Для сохранения погрешностей на прежнем уровне (случай $\alpha = 0$) следует увеличить предел низких частот. Основными возможностями уменьшения влияния сопротивления КЭ являются увеличение размеров сердечника и выбор ферромагнитного материала с большей проницаемостью.

3. Погрешности нагруженной ступени

Рассмотрим случай индуктивной нагрузки ($Z_н = j\omega L_н$), так как при многоступенчатом исполнении ИДН нагрузка каждой ступени кроме последней является практически индуктивной. Для оценки модуля коэффициента передачи напряжения получим

$$K_U \approx K_{U_0}\left\{1 - \frac{\varkappa(1-\varkappa)n^2 L_s + \alpha_L L_s(n+\alpha_L)}{(n+2\alpha_L)L_н} - \frac{[\varkappa(1-\varkappa)n^2 r + \alpha r(n+\alpha)]^2}{2(n+2\alpha)^2(\omega L_н)^2}\right\}, \quad (6)$$

где K_{U_0} – коэффициент передачи напряжения ненагруженного ИДН.

$\alpha_L = \frac{L_к}{L_s}$ – отношение индуктивности КЭ вместе с соединительными проводами к индуктивности рассеяния секции ИДН (значение α_L для реальных КЭ и ИДН составляет 0,5...5).

В формуле (6) первая составляющая относительной погрешности вызвана наличием рассеяния ИДН, а вторая составляющая активными сопротивлениями КЭ и ИДН. Анализ формулы (6) показывает, что импеданс КЭ (магнитоуправляемые контакты типа КЭМ-2) увеличивает погрешности в несколько раз.

4. Передача импульсного напряжения

Рассмотрим передачу однополярных прямоугольных импульсов с периодом T и длительностью σT. Для принятой модели с сосредоточенными параметрами при нулевых начальных условиях $i(0)=0$ в интервале времени $0 \leq t \leq \sigma T$ коэффициент передачи напряжения выражается

$$K_U(t) = K_L\left[1 + \frac{\beta_0(n+2\alpha) + \frac{\alpha}{\varkappa}(1-2\varkappa)}{n+2\alpha} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_L}}\right)\right], \quad (7)$$

где $\tau_L = \frac{L_0}{nr}$ – постоянная времени.

В ряде случаев необходима точная передача среднего значения импульса, зависящего от изменения плоской части импульса. Для среднего значения коэффициента передачи напряжения, усредненного в течение длины импульса σT, получим

$$\bar{K}_U \approx K_L\left[1 + \frac{\beta_0(n+2\alpha) + \frac{\alpha}{\varkappa}(1-2\varkappa)}{n+2\alpha} \cdot \frac{\sigma T}{2\tau_L}\right]. \quad (8)$$

Из формул (7) и (8) видно, что при $\varkappa = 0{,}5$ переходной процесс и погрешности у однородной модели ($\beta_0 = 0$) отсутствует даже при наличии сопротивлений КЭ на входах ИДН. Это показывает преимущество бинарных ИДН.

5. Определение параметров ИДН

Точное измерение сопротивлений секций r_i не представляет трудности. Далее уже получим значение k_r и β_0 (I). Для определения эквивалентного сопротивления потерь нужно измерить синфазный и квадратурный составляющие тока на интересующих нас частотах. Это целесообразно сделать при помощи векторного вольтметра, измеряя комплексное падение напряжения на малом (например I Ом) последовательном сопротивлении.

Легко показать, что через составляющие измеренного напряжения $\omega\tau_0$ выражается

$$\omega\tau_0 = \frac{U_к}{U_s}, \qquad (9)$$

где $U_к$ и U_s – квадратурное и синфазное составляющие падения напряжения на последовательном измерительном сопротивлении.

Сдвиг фазы между составляющими токов получим как

$$\varphi_I = \operatorname{arctg}\frac{U_к}{U_s} = \operatorname{arctg}\frac{I_к}{I_s}. \qquad (I0)$$

Через составляющие тока I_s и $I_к$ найдем модуль тока, полное сопротивление и его составляющие

$$R_0 = Z\cdot\cos\varphi_I \qquad \omega L_0 = Z\cdot\sin\varphi_I. \qquad (II)$$

Далее легко определить индуктивность L_0, постоянную времени τ_L, эквивалентное сопротивление потерь (2) и коэффициент ε (3). Анализ влияния параметров КЭ осуществляется на базе формул (4), (5), (6), (7), (8), учитывая конкретные данные импедансов КЭ.

6. Выводы

Полученные в данной работе теоретические выводы позволяют дать оценку разным составляющим погрешностей автоматически коммутируемых ИДН, вызванных импедансом КЭ. Можно

решать и обратную задачу, где заданы допустимые погрешности и нужно определить приемлемые параметры КЭ для гарантирования требуемой точности.

На основе полученных результатов можем сделать следующие выводы:

I. Наличие КЭ может существенно увеличивать низкочастотные погрешности. Для соблюдения погрешностей на прежнем уровне следует сузить частотный диапазон ИДН.

2. На средних частотах основными источниками погрешностей нагруженного ИДН являются индуктивности КЭ и индуктивность рассеяния ИДН.

3. При передаче прямоугольного импульсного напряжения сопротивления КЭ также являются существенными и могут значительно увеличивать погрешности.

Литература

I. Нетребенко К.А. Цифровые делители напряжения. М., Энергия, 1970. 224 с.

2. Иыерс Р.Р. Низкочастотные погрешности автотрансформаторных делителей напряжения. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1980, № 497, с. 73-79.

J. Peterson

The Influence of Switching Elements Impedance over Errors of Inductive Voltage Dividers

Summary

This article describes the accuracy of inductive voltage dividers in the low-frequency case. It is shown that the main source of additional errors of a multi-stage inductive voltage divider is the impedance of switching elements. The formulas for the estimation of these errors are derived. The analysis and conclusions show that the presence of switching elements can increase errors several times.

№ 558

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.317.725.3: 621.317.018

Т. Парве

СВОЙСТВА ВЕКТОРМЕРНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИНХРОННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДИСКРЕТНОГО ДЕЙСТВИЯ

В настоящее время синхронные преобразователи (СП) дискретного действия находят широкое применение как в серийно выпускаемых измерительных приборах, так и в уникальных измерительных устройствах научного эксперимента. При этом экспериментаторы и разработчики измерительных устройств часто не обращают должного внимания на особенности, характерные СП дискретного действия. В настоящей статье описываются основные свойства СП дискретного действия, характерные наиболее широко применяемым видам устройств СП дискретного действия и их составным частям.

В общем случае СП дискретного действия представляют из себя электрическую цепь с ключевыми элементами, изменяющими во времени определенный коэффициент передачи этой цепи по определенному закону. Чаще всего этот коэффициент передачи изменяют синфазно с внешним опорным сигналом по меандровому закону. Однако все более широкое распространение находят СП дискретного действия, коэффициент передачи которого изменяется по ступенчатому закону, более близкому к гармонической функции [1]. Такие СП являются менее чувствительными к определенным высшим нечетным гармоникам измеряемого сигнала, что позволяет применять эти СП дискретного действия в качестве заменителя СП непрерывного действия во многих случаях, при которых требования относительно чувствительности СП к этим спектральным составляющим не являются очень высокими.

Разные дискретные аппроксимации гармонической переменной имеют сильно отличающийся спектральный состав. Так, например, СП дискретного действия, построенный на базе 10-разрядного перемножающего ЦАП, ПЗУ с таблицей синуса и счет-

чика, позволяет получить подавление влияния высших гармоник порядка 60 дБ при рабочих частотах ниже I кГц. При дополнительной фильтрации преобразуемого сигнала результаты того же порядка могут быть получены до частоты I00 кГц [2], однако точность фазовых соотношений резко падает от десятых долей градуса до нескольких градусов.

При реализации инфранизкочастотных и низкочастотных (ниже I кГц) СП применение перемножающих ЦАП открывает широкие возможности как для создателей уникальных приборов, так и для создателей приборов, предназначенных для серийного выпуска. Однако здесь не следует упускать из глаз тот момент, что, если для получения из опорного сигнала тактового сигнала высокой частоты (превышающей в несколько тысяч раз рабочую для случая I0-разрядного ЦАП) применяется система фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ), этот тактовый сигнал будет иметь определенный фазовый сдвиг относительно ожидаемого идеального тактового сигнала [3]. Это значит, что даже при идеальной реализации ЦАП и ПЗУ такого СП результирующая спектральная чувствительность СП в целом может получаться гораздо хуже, чем можно ожидать, учитывая только разрядность ЦАП. Вопросы разработки оптимального выбора параметров системы ФАПЧ (элементов системы ФАПЧ) для измерительных СП глубоко отражены лишь в некоторых работах [3, 4], хотя, очевидно, многие разработчики прикоснулись с этими проблемами. Особенно остро стоит вопрос при создании СП инфранизкого диапазона частот. Так, например, уже при рабочей частоте I0 Гц, в прецизионной системе ФАПЧ с остаточной фазовой погрешностью порядка $0{,}1^{\circ}$ (при расстройке частот не более I0 %), постоянная времени корригирующего фильтра системы ФАПЧ достигает значения порядка сотен секунд [4]. Эти данные для системы ФАПЧ непрерывного действия вполне справедливы и для СП дискретного действия, имеющего большое количество дискретов, как, например, в случае I0-разрядного ЦАП. Аналогичные требования придется выполнить и для того, чтобы получить высокую точность квадратурности в двухканальных СП.

В частотном диапазоне свыше I кГц успешно могут быть применены устройства более простые, чем СП с ЦАП. Эти устройства не обеспечивают столь уж высокой чистоты спектральной чувствительности, как СП с ЦАП на низких частотах, но

имеют верхнюю границу рабочих частот порядка нескольких мегагерц или даже выше [5]. При этом чувствительность таких СП дискретного действия к ближайшим высшим нечетным гармоникам рабочей частоты легко может быть доведена до уровня порядка -60 дБ, применяя подходящую аппроксимацию изменения во времени коэффициента передачи весовой части СП [I]. Следует отметить, что, чаще всего, наиболее сильной помехой на высоких частотах является шум, а не сетевые наводки и помехи, как на частотах ниже I кГц. Относительно чувствительности к шумам с относительно равномерным спектральным распределением синхронные детекторы всех типов имеют практически одинаковую чувствительность. Влияние высших гармоник сигнала на результат измерения при незначительных искажениях сигнала (от нескольких десятков процентов до нескольких процентов) практически отсутствует при точностях порядка нескольких десятков долей процента и градуса, если чувствительность СП к ближайшим гармоникам измеряемого сигнала не превышает нескольких процентов от чувствительности СП к сигналу с частотой первой гармоники [6].

Кроме чувствительности к гармоникам, СП дискретного действия свойственна относительно низкая высшая граничная частота, не превышающая у прецизионных СП нескольких мегагерц. Некоторого улучшения в этом аспекте можно достигать применяя решения СП, направленные на повышение быстродействия. Наилучшие результаты получаемы при реализациях с токовыми ключами, управляемыми от быстродействующих логических схем. По результатам проведенных экспериментов можно считать вполне достижимой верхнюю граничную частоту порядка I0 МГц.

СП дискретного действия не свободны и от смещения и дрейфа нулевого уровня выхода. Причиной смещения выхода являются в основном транзиентные сигналы через управляющие электроды ключевых элементов. Этой составляющей смещения свойственно то, что ее значение увеличивается пропорционально с увеличением рабочей частоты СП. Однако смещение и дрейф нуля могут быть вызваны и некогерентными составляющими входного сигнала СП вследствие их детектирования за счет наличия нелинейности у некоторых элементов СП, в особенности у ключевых элементов и у активных элементов СП.

Некоторое уменьшение смещения и дрейфа может быть достигнуто применением симметричных схемных решений [7], однако на частотах порядка I МГц и выше уменьшение дрейфа даже при таких решениях относительно показателей несимметричных решений не превышает IO раз.

Гораздо более удачными следует считать решения, позволяющие перенести результат преобразования на частоту некоторого переменного вспомогательного сигнала. В таком случае смещение и дрейф нуля выхода СП могут быть исключены путем установки на выходе СП развязывающей емкости, пропускающей только переменные составляющие выходного сигнала, в том числе и полезную составляющую, из которой можно выделить полезный сигнал путем ее дальнейшей обработки (например, ее синхронного детектирования) [8, 9].

Описанные свойства СП дискретного действия дают лишь приблизительное представление о возможностях их применения в измерительных устройствах. Постоянно проводимое усовершенствование как схемных решений СП, так и их элементной базы, может в короткие промежутки времени ввести заметные поправки в приведенные численные характеристики СП дискретного действия. Приведенные же характерные особенности СП дискретного действия сохраняют свою сущность и меняться могут лишь относительные доли свойств и влияющих факторов на метрологические характеристики СП.

Литература

I. Бёсветтер К. Анализ и синтез сигналов с помощью функций Уолша. - Зарубежная радиоэлектроника, 1972, № 5, с. I8-35.

2. Salz K., Freilich A. Phase-angle voltmeters solve noise problems. - Electronic Design News, 1981, N. 10 (June), p. 113-117.

3. Мин М.В., Парве Т.Э. О применении системы фазовой автоподстройки для управления синхронным детектором. - Тезисы докладов и сообщений всесоюзной научно-технической конференции "Дальнейшее развитие и внедрение новой техники радиоприемных устройств", Москва-Горький, 1977, с. I02-I03.

4. Мин М.В., Парве Т.Э. Синхронный преобразователь с автоматической синфазировкой. - Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции "Вопросы теории и проектирования аналоговых измерительных преобразователей", Ульяновск, 1978, с. 17-18.

5. Радиоэлектроника в 1973 году. Обзор по материалам иностранной печати. М., 1974, с. V-16.

6. Гительсон В.Д. Определение погрешностей синхронных детекторов. - Измерительная техника, 1977, № 10, с. 65-66.

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

8. Pat. 3142804 (USA). Precision phase detector/ Graves R.E. et al., 1964.

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

T. Parve

Qualities of the Vectormetrical Discretely Operating Synchronous Transducers

Summary

In this paper an analysis of the metrological characteristics of the vectormetrical discretely operating synchronous transducers (STs) is given, and the possibilities of using them for the phase-sensitive processing of the alternating current signals are discussed.

It is shown that, in the majority of cases where the vectormetrical signal processing is needed, the metrological characteristics of the discretely operating STs are those enabling to use them instead of the STs of the continuous operation or digital processing.

The obtained data of the metrological parameters of the vectormetrical discretely operating STs are also given.

№ 558

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 681.325.5

Г.П. Логунов

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ВЕКТОРМЕРНОЙ АППАРАТУРЫ АВТОМАТИЧЕСКИМИ РЕЖИМАМИ С ПОМОЩЬЮ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ

I. Введение

Вектормерная аппаратура отличается от другой аппаратуры измерения сигналов переменного тока относительно высокой сложностью при обращении с нею. Это естественно, поскольку вектормерная аппаратура позволяет определить вектор $\dot{U}$ измеряемого сигнала u полностью, либо в виде его модуля M и фазы φ относительно опорного сигнала $u_{оп}$, либо в виде его синфазной $u_{сс}$ и квадратурной $u_{кс}$ относительно опорного сигнала составляющих, либо в виде других комбинаций составляющих вектора $\dot{U}$. В качестве примера применения вектормерной аппаратуры можно отметить случай определения комплексного коэффициента передачи динамического объекта [1], например, усилителя.

Если вектормерная аппаратура работает по принципу синхронного детектирования [2], то такого рода приборы будем называть векторными синхронными измерителями (ВСИ). В основу работы ВСИ заложена идея определения амплитуды u (или модуля M) и фазы φ измеряемого сигнала посредством промежуточных значений - синфазной $u_{сс}$ и квадратурной $u_{кс}$ составляющих сигнала. При этом синфазная составляющая измеряема с помощью синхронного детектора, имеющего на одном входе измеряемый сигнал u, а на другом (опорном) входе опорный сигнал $u_{оп}$, или соответствующий ему сигнал одной частоты и одинаковой фазы относительно измеряемого сигнала u. Квадратурная составляющая измеряема с помощью синхронного детектора, имеющего на одном входе измеряемый сигнал u, а на другом входе опорный сигнал $u_{опк}$ или соответствующий ему сигнал одной частоты, но с фазой, различающейся на

$\pm \pi/2$ относительно опорного сигнала u_{on}. В тех случаях, когда ВСИ используется как синхронный селективный усилитель, в качестве опорного сигнала может выступать сам измеряемый сигнал, удерживаемый с помощью схемы подстройки частоты и фазы, например, системы фазовой автоподстройки частоты [3] с фазовым детектором в опорном канале.

Пересчет синфазной и квадратурной составляющих в амплитуду и фазу выходного сигнала осуществляется с помощью следующих выражений:

$$u = \sqrt{u_{cc}^2 + u_{kc}^2}\ ; \quad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{u_{kc}}{u_{cc}}.$$

Если амплитуду и фазу измеряемого сигнала изобразить в векторных величинах напряжений, то графический пересчет иллюстрируется на фигуре I, где u, $\dot{U}$ - измеряемое напряжение; u_{on}, $\dot{U}_{on}$ - опорное напряжение; I - синфазная составляющая от $\dot{U}$; Q - квадратурная составляющая от $\dot{U}$; M - модуль от $\dot{U}$; φ - фаза. При этом:

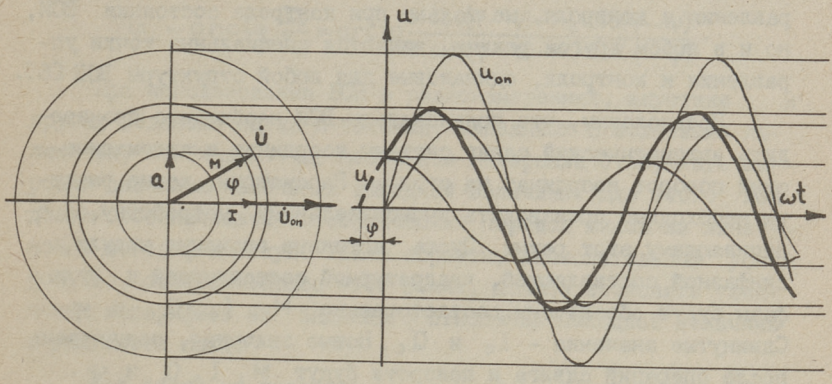
$$\dot{U} = I + jQ; \quad u = M\sin(\omega t + \varphi); \quad u_{on} = R\sin\omega t;$$
$$M = \sqrt{I^2 + Q^2}\ ; \quad \varphi = \operatorname{arctg}\frac{Q}{I}; \quad I = M\cos\varphi; \quad Q = M\sin\varphi.$$

Большинство выпускаемых промышленностью ВСИ в виде результата измерения выдают на индикацию или в линию коллективного пользования величину синфазного и квадратурного напряжений. Потребителю (пользователю) ВСИ в подавляющем числе случаев необходимо иметь дело с модулем и фазой измеряемого сигнала, а также с величинами, связанными разного рода пересчетами модуля и фазы. Кроме того, специфика ВСИ заставляет разработчиков вводить в схемы ВСИ устройства автоматического опознавания перегрузок, автоматического выбора множителей блоков ВСИ, автоматического фильтра на различные отрезки усредненного времени и т.д. [4, 5].

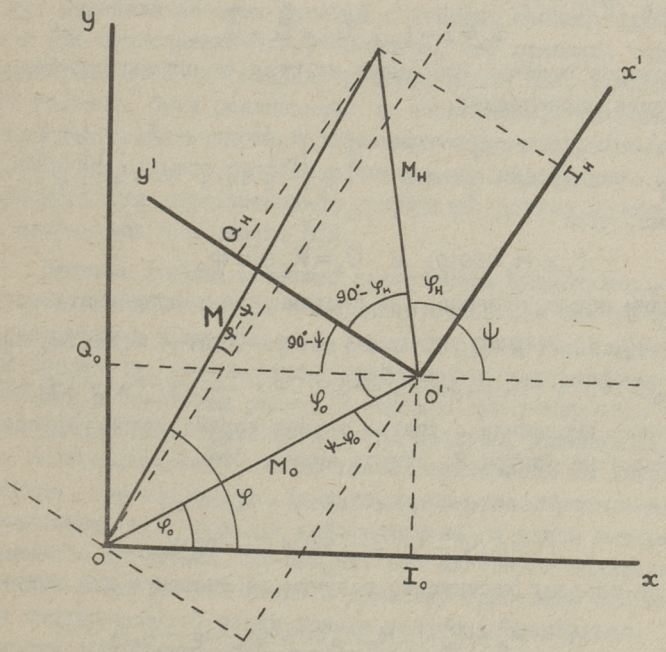
2. Автоматические режимы ВСИ

Следует сразу оговорить, что к автоматическим режимам ВСИ относятся такие режимы, которые позволяют в дополнение к получению синфазной и квадратурной составляющих измеряемого сигнала получать состояние измерителя, когда последний работает в удобном для пользователя режиме, облегчающем работу оператора (иногда даже без участия оператора) и

позволяющем получение математически обработанной информации на выходах и на индикации ВСИ.



Фиг. 1. Соотношение промежуточных и конечных векторных величин.



Фиг. 2. Системы координат на плоскости.

Контроль и автоматическая индикация состояния ВСИ подробно рассмотрены в [4], поэтому здесь не будем на этом останавливаться. Отметим только, что основными органами управления и контроля, не только при контроле состояния ВСИ, но и в любом другом режиме, являются специальные точки управления и контроля, одинаковые для любой структуры ВСИ [6].

Предположим, что пользователю ВСИ необходимо производить автоматический сдвиг системы координат и автоматический поворот координат на угол ψ. Рассмотрим, какие расчеты необходимо производить вычислительному устройству, обеспечивающему этот режим. Пусть истинные значения модуля, синфазной составляющей, квадратурной составляющей и угла фазы будут обозначены соответственно M_0; I_0; Q_0 и φ. Сдвинутые значения - I_c и Q_c. Новые значения, полученные после операций сдвига и поворота будут M, I, Q и φ.

Сдвиг системы координат из точки O в точку O' осуществляется изменением синфазной и квадратурной составляющих (см. фиг. 2):

$$I_c = I - I_0; \quad Q_c = Q - Q_0.$$

Поворот системы координат на угол ψ осуществляется следующими операциями:

$$\begin{aligned} x' &= x\cos\psi + y\sin\psi \\ y' &= -x\sin\psi + y\cos\psi \end{aligned} \qquad \begin{bmatrix} x' \\ y' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\psi & \sin\psi \\ -\sin\psi & \cos\psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix},$$

учитывая, что:

$$I_0 = M_0\cos\varphi_0 \quad \text{и} \quad Q_0 = M_0\sin\varphi_0,$$

подставим новые значения для системы новых координат:

$$I_н = (I - I_0)\cos\psi + (Q - Q_0)\sin\psi = I\cos\psi + Q\sin\psi - M_0\cos(\varphi_0 - \psi),$$
$$Q_н = (I_0 - I)\sin\psi + (Q - Q_0)\cos\varphi = -I\sin\psi + Q\cos\psi - M_0\sin(\varphi_0 - \psi).$$

Полученные выражения с учетом знаков хорошо иллюстрируются графически на фигуре 2, откуда видно, что

$$M\cos(\varphi - \psi) = I\cos\psi + Q\sin\psi,$$
$$M\sin(\varphi - \psi) = -I\sin\psi + Q\cos\psi.$$

Применяя теорему косинусов, получим соотношения для модулей:

$$M^2 = M_0^2 + M_н^2 + 2M_0M_н\cos(\varphi_0 - \psi - \varphi_н),$$

где $M_н$ и $\varphi_н$ - значения в новой системе координат.

Для перехода из старых M и φ в новые $M_н$ и $\varphi_н$ имеем:

$$M_н^2 = M^2 + M_0^2 - 2MM_0\cos(\varphi - \varphi_0),$$

а для фазы из уравнений координат имеем:

$$\varphi_н = \operatorname{arctg}\frac{Q_н}{I_н} = \operatorname{arctg}\frac{M\cos(\varphi-\psi) - M_0\cos(\varphi-\psi)}{M\sin(\varphi-\psi) - M_0\sin(\varphi-\psi)}.$$

При использовании ВСИ в радиоизмерениях, акустике и других областях науки и техники, связанных с волновыми явлениями, необходимо на небольшом интервале отображать широкий диапазон изменения выходной величины. Для этого ВСИ должен обеспечивать автоматический перевод шкалы из линейной в логарифмическую. Таким образом, вычислительное устройство, обеспечивающее этот режим, должно вычислять значения логарифмов от заданного отношения выходной величины и условного ноля.

Как видно из предыдущего, для обеспечения автоматических режимов ВСИ необходимо вычисление значений некоторых элементарных функций - квадратного корня, логарифма, arctg и др. Определение этих функций с помощью таблиц, хранящихся в ПЗУ вычислительного устройства, как правило, очень затруднительно. Такой подход требует, чтобы ПЗУ, хранящее эти таблицы, были реализованы по интегральной технологии микросхем с очень плотной упаковкой информации и обладали достаточно большой скоростью считывания информации. В противном случае вычислительное устройство должно конструктивно находиться вне самого ВСИ.

Решение задачи возможно применением аппроксимационных методов вычисления. При этом, для точностной оценки приближения функции к вычисляемой, возможно применение итерационных процессов, многочленные приближения, рациональные приближения и степенные ряды [7]. Однако при построении алгоритмов вычисления функций по этим методам, выяснилось, что для вычислительного устройства, базирующегося на микропроцессоре, они не удобны. Во-первых, область определения их ограничена, т.е. все они действительны в узком интервале изменения аргумента. Во-вторых, эти алгоритмы содержат неудобные операции умножения и деления, требующие специальных подпрограмм. С точки зрения точности, наибольшая сходимость достигается при итерационных методах, где ошибка составила $0{,}1\cdot10^{-3}$ - $0{,}1\cdot10^{-7}$ %. Неплохую точность обеспечивают также методы рациональных приближений.

При микропроцессорном вычислительном устройстве (особенно если оно конструктивно входит в ВСИ) для вычисления элементарных функций оказались целесообразными следующие алгоритмы.

Вычисление функции $\operatorname{arctg}\frac{y}{x}$. Основная идея этого метода [8] заключается в том, что необходимо найти такую последовательность чисел q_j из множества двоичных чисел, которая обеспечит вещественное значение R выражения

$$R = (x + iy)\prod_{j=0}^{\infty}(1 - i2^{-j})^{q_j},$$

где x и y - n-разрядные положительные числа.

Далее получаем:

$$\log(x - iy) = \log R - \sum_{j=0}^{\infty} q_j \log(1 - i2^{-j}),$$

откуда мнимая часть:

$$\operatorname{arctg}\frac{y}{x} = \sum_{j=0}^{\infty} q_j \operatorname{arctg} 2^{-j}.$$

Расчет сводится к нахождению q_j таким образом, чтобы мнимая часть первого уравнения была минимальна, при этом используется процедура рекуррентного умножения.

Вычисление модуля. Из первого уравнения получим для вещественной части

$$\log\sqrt{x^2 + y^2} = \log R - \sum_{j=0}^{\infty} q_j \log\sqrt{1 + 2^{-2j}}.$$

Логарифм модуля вычисляется совместно с вычислением фазы. При этом отрицательная часть, стоящая справа, в последнем уравнении (при известных q_j) вычисляется по табулированным значениям $\log\sqrt{1+2^{-2j}}$. Вычисление функции $\log x$ производится по следующей формуле [9]:

$$\log_B(x) = \sum q_j \log_B \frac{2^K}{2^K - 1},$$

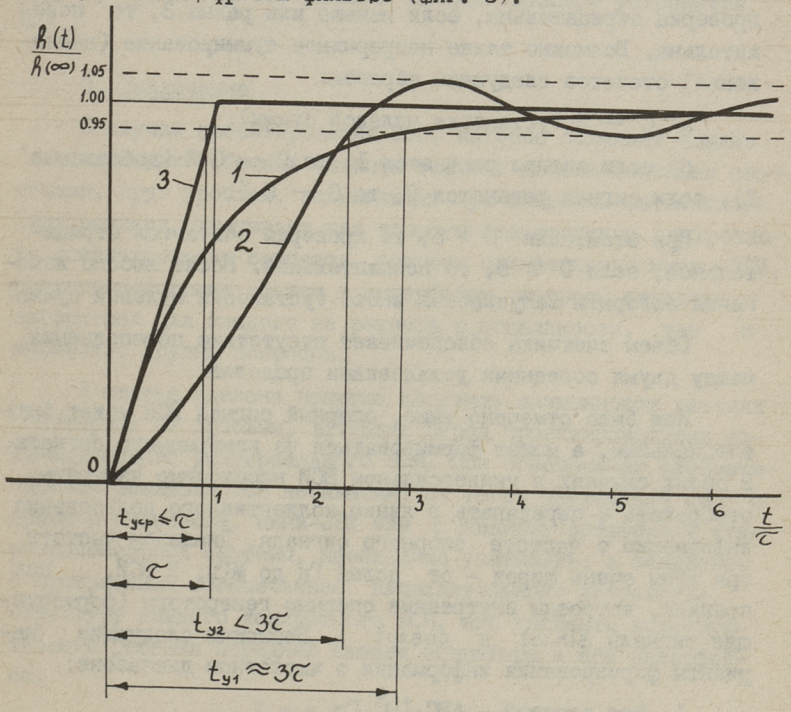
где $K = 1,2,3,\ldots$; $1 < x < 2$. Причем здесь используются табулированные значения $\log_B \frac{2^K}{2^K - 1}$. Аналогично вычисляется

$$\log_B^{-1} x = \sum q_j \log_B(1 + 2^{-K}),$$

где $K = 1,2,3,\ldots$, $0 < x < 1$. Здесь предварительно табулируются значения $\log_B(1 + 2^{-K})$.

Большая инерционность метода синхронного детектирования, объясняющаяся необходимостью фильтрации составляющих

на выходах детекторов, заставляет разработчиков ВСИ использовать в схемных решениях всякого рода дополнительные узлы [IO] для ускорения измерений. При использовании вычислительного устройства и соответствующих алгоритмов [5] возможно ускорение измерения за счет цифрового фильтра. При этом повышается точность измерения. Так, например, при разработке векторвольтметров ТВ5-83 и ТВ5-79 (с вычислительным устройством и без него) оказалось, что аналоговый фильтр при больших значениях постоянной времени (около I6 с) дает погрешность передачи $\pm 2{,}5$ %. Причем для всего вольтметра погрешность составляет ± 4 %, т.е. на "остальную" часть приходится около I,5 %. При двенадцатибитном АЦП погрешность дискретизации составляет около 0,025 %. Уменьшение инерционности достигается за счет уменьшения времени переходных процессов в цифровом фильтре (фиг. 3).



Фиг. 3. Переходные характеристики (ПХ) усредняющих фильтров.
Кривая 1. ПХ ФНЧ 1-го порядка,
Кривая 2. ПХ ФНЧ 2-го порядка,
Кривая 3. ПХ Цифровой усреднитель 1-го порядка.

Использование автоматических режимов означает наличие в ВСИ возможности установки фиксированного предела измерения, когда вычислительное устройство автоматически перераспределяет коэффициенты усиления в границах этого предела, а также возможности автоматической установки самого чувствительного предела в зависимости от характера измеряемого сигнала. Это осуществляется следующим образом. Все блоки ВСИ устанавливаются на минимальные пределы. Начиная от входных блоков в направлении к выходным поблочно увеличивается коэффициент передачи до сигнализации перегрузки. При появлении последней делается шаг назад. Перегрузка определяется по одному из следующих алгоритмов.

Суммируются 8 последних значений (0 или I) соответствующего контрольного сигнала. Если сумма превышает 3, то проверка отрицательна, если меньше или равна 3, то положительна. Возможно также непрерывное суммирование (накопление) отсчетов следующим образом:

а) $C \leftarrow 0$ (установка нулевой суммы);

б) если сигнал равняется I, то $C \leftarrow C+2$ (добавление 2), если сигнал равняется 0, то $C \leftarrow C-I$.

При этом, если $C > 6$, то проверка считается отрицательной, если $C \leqslant 6$, то положительной. После любого изменения алгоритм запускается вновь (установка нулевой суммы).

Объем счетчика обеспечивает отсутствие переполнения между двумя соседними установками пределов.

Как было отмечено выше, опорный сигнал ВСИ может быть специальным, а может формироваться из измеряемого сигнала. В обоих случаях в универсальном ВСИ необходимо измерять, отображать и передавать в линию коллективного пользования информацию о частоте опорного сигнала. Диапазон частоты при этом очень широк - от долей Гц до МГц. В ВСИ, как правило, встроены внутренние опорные генераторы (формирующие сигналы $\sin\omega t$ и $\cos\omega t$). Возможны следующие варианты формирования информации о частотном диапазоне:

I. Без запятой - $ABC \cdot I0^{E}$ Гц,
здесь A, B и C могут иметь значения 0;I;2;...9, а E - значения -2; -I;0;I;2;3.

2. Фиксированная запятая - А, ВС·10^{E} Гц,
здесь А,В и С могут иметь значения 0;I;2;...9, а
Е - значения 0;I;2;3;4,5.

3. Плавающая запятая - Ф,А,В,С Гц/кГц,
здесь А,В и С могут иметь значения 0;I;2;...9, а
Ф - I или ПОГАШЕНО. При этом включается или Гц или кГц от I бит сигнала, а запятая от 2 бит управляющего сигнала.

Выбор варианта зависит от конструкции передней панели ВСИ и от требований интерфейса [II].

В цифровых ВСИ управляющее вычислительное устройство обслуживает переднюю панель, поэтому кроме эргономических требований, передняя панель должна учитывать общую структуру программного обеспечения вычислительного устройства ВСИ.

3. Заключение

В случае проектирования ВСИ, которые обладают помимо "классических" обычных свойств также и дополнительными свойствами, круг проблем, возникающих при введении автоматических режимов, охватывает как вопросы схемотехники синхронного детектирования сигналов, вопросы схемотехники микро-ЭВМ, микропроцессорных систем и интерфейса, вопросы создания алгоритмов для каждого из режимов в отдельности, так и множество других вопросов.

В статье сделана попытка изложить возможности решения некоторых из проблем, вставших перед проектировщиками автоматического универсального ВСИ. При обеспечении автоматическими режимами ВСИ независимо от того, происходит оно с помощью микро-ЭВМ, мини-ЭВМ или с помощью встроенной микропроцессорной системы, необходимо учитывать, в комплексе с программным обеспечением вычислительного устройства, структуру каждого конкретного ВСИ, его варианты конструктивного решения передней панели оператора и его интерфейса.

Литература

I. Соловов В.Я. Фазовые измерения. М., Энергия, 1973.

2. Дехтяренко П.И. Синхронное детектирование в измерительной технике и автоматике. Киев, Техника, 1965.

3. Мин М.В. Аналоговая модель для анализа влияния случайных воздействий на работу системы автоматической синфазировки синхронного детектора. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1977, № 432, с. 89-94.

4. Логунов Г.П., Таггер Ю.Л. Разработка устройства контроля режимов векторного вольтметра. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1981, № 519, с. 73-84.

5. Силламаа Х.В., Логунов Г.П. Алгоритмы дискретного усреднения измерений в вольтметрах. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1982, № 540, с. 73-80.

6. Логунов Г.П. Улучшение метрологических и эксплуатационных показателей векторвольтметров микропроцессорными модулями. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1982, № 540, с. 59-72.

7. Люстерник Л.А. Вычисление элементарных функций. М., Физматгиз, 1963.

8. Meggit J.E. - IBM J. Res. and Dev., 1962, N 6, p. 210-226.

9. Кроули Б. - Электроника, 1976, № 18, с. 70-72.

10. Тарутин О.Б. - Приборы и техника эксперимента, 1980, № 5, с. 86-88.

11. Гореликов Н.И., Домарацкий А.Н. и др. Интерфейс для программируемых приборов в системах автоматизации эксперимента. М., Наука, 1981.

G. Logunov

Providing the Vectormetric Apparatus with the Automatic Regimes Using the Computer Unit

Summary

In this paper there are discussed the problems, connected with the study of the possibilities of introducing the additional functions into the devices acting on the principles of the synchronous detecting, such as the automatic measurement of the phase and module, and other parameters of the measurable signals.

It is shown that depending on the type of the computer unit used in the vectormetric device, it will be necessary to use different algorithms. Some concrete algorithms of automatic functioning regimes are stated.

№ 558

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.372.542.2

Б.Г. Гурьянов

ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕХОДНОГО ПРОЦЕССА В ФИЛЬТРЕ НИЖНИХ ЧАСТОТ ПРИ ЛИНЕЙНО-УБЫВАЮЩЕМ ЗАКОНЕ ИЗМЕНЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ

В работе исследуются переходные характеристики фильтра нижних частот первого порядка, когда его сопротивление, синхронно с подачей на вход скачка напряжения, начинает изменяться по закону линейного убывания. При некоторых условиях производится сравнение времени переходного процесса фильтра $t_п$ и простого фильтра нижних частот.

Известно, что малое время переходного процесса можно обеспечить простым RC-фильтром с малой постоянной времени. Однако при этом не будут выполнены требования заданной фильтрации. С другой стороны, простой RC-фильтр с большой постоянной времени обеспечивает заданную фильтрацию, но затягивает переходный процесс.

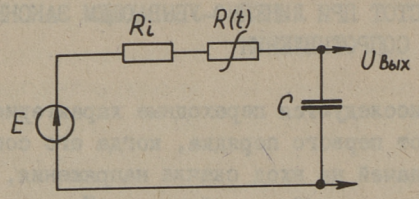
В ряде случаев на практике, при скачкообразных изменениях постоянной составляющей сигнала, подвергаемого фильтрации, полезно, синхронно с подачей скачка принудить сопротивление R изменяться так, чтобы фильтр, быстро отследив постоянную составляющую сигнала, вновь вернулся в исходное состояние при $R(t) = R_м$.

Закон изменения сопротивления может быть различным. Здесь исследуется такой RC-фильтр, сопротивление которого уменьшается со временем линейно. Отметим, что в известных работах [I], [2], как правило, не исследуются именно переходные процессы, и принимается, что параметр цепи меняется по периодическому закону.

Пусть на вход цепи, изображенной на фиг. I, подается скачок напряжения с амплитудой E. Одновременно с подачей скачка сопротивление R(t) начинает изменяться по закону

$$\begin{array}{rl} R(t) = R_м & t \leq 0 \\ R(t) = R_м - \frac{R_м}{\tau} t & 0 < t < \tau \\ R(t) = R_м & t \geq \tau \end{array} \qquad (I)$$

где R_i - внутреннее сопротивление источника сигнала;
$R_м$ - максимальное значение сопротивления $R(t)$.



Фиг. 1. Схема фильтра.

Рассчитаем закон изменения выходного напряжения до момента τ. Для сравнения исследуемого фильтра с простым RC - фильтром, целесообразно принять следующее ограничение на параметр τ

$$\tau = (R_i + R_м) C = RC = T. \qquad (2)$$

Дифференциальное уравнение цепи, представленной на фиг. I, можно записать в виде

$$\frac{dU_c}{dt} + \frac{U_c}{\tau - at} = \frac{E}{\tau - at}, \qquad (3)$$

где $$a = \frac{1}{1 + \frac{R_i}{R_м}}.$$

Формула (3) представляет собой дифференциальное уравнение с переменными коэффициентами. Решая такое уравнение [3], можно получить для выходного процесса выражение

$$U_c(t) = E\left\{1 - \left[1 - \frac{t}{\tau\left(1 + \frac{R_i}{R_м}\right)}\right]^{1 + \frac{R_i}{R_м}}\right\}. \qquad (4)$$

Для случая, когда $R_i = 0$, можно найти, что при $t = \tau$ переходный процесс заканчивается, причем сам выходной процесс протекает в виде линейно-нарастающей функции

$$U_c(t) = E\frac{t}{T}. \qquad (5)$$

Для значений $R_i/R_м < 0{,}1$, представляющих практический интерес, воспользовавшись рядом Тейлора, и учитывая, что $t \to \tau$, выражение (4) упрощается и принимает вид

$$U_c(t) \approx E\frac{t}{T}\left(1-\frac{R_i}{R_м}\right), \qquad (6)$$

т.е. выходной процесс для малых значений $R_i/R_м$ также протекает в виде линейно-нарастающей функции и влиянием $R_i/R_м$ на переходный процесс в первом приближении пренебрегаем.

Сравним теперь переходный процесс исследуемого фильтра, при законе изменения сопротивления в соответствии с выражением (I) с переходным процессом в простом RC-фильтре первого порядка, состоящего из линейного конденсатора на выходе C и линейного сопротивления R на входе. Такой фильтр, как известно, описывается также дифференциальным уравнением первого порядка, но с постоянными коэффициентами. Выходной процесс в простом фильтре описывается в виде

$$U_c(t) = E\left(1-e^{-\frac{t}{T}}\right), \qquad (7)$$

где $T = RC$ – постоянная времени фильтра, а коэффициент передачи на частоте ω

$$K(j\omega) = \frac{1}{1+j\omega RC}. \qquad (8)$$

Теоретически выходной процесс, выражаемый формулой (7), длится бесконечно долго, поэтому время переходного процесса $t_п$ определяют для заданной погрешности относительно установившегося значения $U_c(\infty) - \Delta$. Очевидно, погрешность Δ для простой цепи в соответствии с (7) записывается в виде

$$\Delta = e^{-\frac{t}{T}}. \qquad (9)$$

Пусть выбрано такое значение $T = \tau$, что простой фильтр (а значит и фильтр с изменяющимся R после того как его сопротивление примет фиксированное значение $R_м$ при $t \geqslant \tau$) обеспечивает заданный коэффициент фильтрации для наименьшей по частоте спектральной составляющей входного сигнала $\omega_н$

$$n = \frac{|K(j\omega)|}{K_{\omega=0}} = \frac{1}{\sqrt{1+\omega^2R^2C^2}}. \qquad (10)$$

Тогда для заданной погрешности Δ в соответствии с (9) время переходного процесса t_n можно определить как

$$t_{n2} = -T \ln \Delta. \qquad (11)$$

Для исследуемого фильтра при законе изменения сопротивления в соответствии с формулой (I), время t_n для заданного Δ в соответствии с формулой (5) определится как

$$t_{n1} = T(1-\Delta). \qquad (12)$$

Формула (I2) показывает, что время переходного процесса, если мы приняли, что он заканчивается при достижении погрешности Δ относительно установившегося значения, будет меньше, чем постоянная $T = \tau$.

При $\Delta << 1$ выражение (I2) упрощается до

$$t_{n1} = T, \qquad (13)$$

т.е. практически можно считать, что время переходного процесса численно равно выбранной постоянной $T = \tau = CR_м$.

Очевидно, выигрыш во времени t_n для фильтра с изменяемым сопротивлением по сравнению с простым фильтром зависит от заданной погрешности Δ

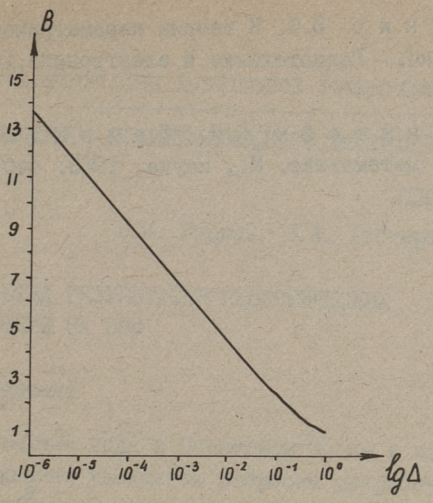
$$B = \frac{t_{n2}}{t_{n1}} = \frac{\ln \Delta}{\Delta - 1} \qquad (14)$$

и не зависит от T.

Для малых значений Δ (жестких требований к погрешности установления) получаем простое соотношение

$$B = -\ln \Delta. \qquad (15)$$

Принимая, например, $\Delta = 10^{-4}$, получим выигрыш $B = 9{,}2$. Однако для значений Δ, превышающих e^{-1}, выигрыша для фильтра с изменяемым сопротивлением по сравнению с простым фильтром можно и не получить. На фиг. 2 представлена функция выигрыша B в зависимости от требуемой погрешности Δ. Видно, например, что для $\Delta > 0{,}4$ выигрыша практически не получим, т.е. для таких значений заданной погрешности простой фильтр при подаче на вход скачка напряжения обеспечивает примерно такое же время переходного процесса, что и фильтр с изменяемым сопротивлением. Из фиг. 2 следует также, что при жестких требованиях к погрешности можно получить существенную величину выигрыша B, тем большую, чем меньше величина Δ. Так из фиг. 2 следует, что при $\Delta = 10^{-3}$,



Фиг. 2. Функция выигрыша B от заданной погрешности Δ.

для фильтра с линейно-убывающим законом изменения, $t_{n1} = T$, тогда как для простого фильтра требуется на это время t_{n2} порядка (5-6)T. Так как на практике, особенно в метрологии, величина Δ существенно меньше единицы и задается значениями порядка 10^{-3}-10^{-5}, то можно получить выигрыш порядка (6-12) раз.

В заключение отметим, что коэффициент фильтрации фильтра, определяемый формулой (10), когда его сопротивление неизменно и равно $(R_i + R_м) = R$, изменяется при скачке напряжения на входе от

$$n_1 = \frac{1}{\sqrt{1+\omega R_i C}}$$

до

$$n_2 = \frac{1}{\sqrt{1+\omega (R_м + R_i) C}}.$$

Поэтому важно при высоких требованиях к метрологическим характеристикам сигнала, чтобы за время действия скачка и его отслеживания переменная составляющая сигнала не изменилась больше, чем на величину $\Delta \cdot n1$.

Литература

1. Басевич Я.С. Аппроксимационное решение параметрического уравнения первого порядка при изменении параметра по сложному периодическому закону. - Тр. учебных институтов связи, вып. 57, 1972, с. 58-65.

2. К у ш н и р В.Ф. К теории параметрических систем первого порядка. – Радиотехника и электроника, 1963, Т8, № 9, с. 1542-1543.

3. Б р о н ш т е й н И.Н., С е м е н д я е в К.А. Справочник по математике. М., Наука, 1963. 440 с.

B. Guryanov

Transient Response in Low-Pass Filter with Line-Deacreasing Resistor

Summary

The transient response of low-pass filter with line-decreasing resistor is considered. It is shown that this filter in comparison with linear low-pass filter provides essential saving of time if there are rigid demands to setting error of transient response.

№ 558

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 532.135;532.137

Б.И. Гордон, Э.А. Рюстерн, К.К. Сильдару

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ РЕОЛОГИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ЭВМ

I. Введение

В последние годы в Советском Союзе и за рубежом значительное внимание уделяется вопросам разработки реологических измерительных комплексов управляемых вычислительными устройствами. При этом первичная обработка результатов реологических измерений, как правило, выполняется с помощью вычислительного устройства самого комплекса, (реализованного на базе микропроцессорной техники), а вторичная - основательная обработка, по причине большого объема и сложности, производится вне пределов комплекса на мини-ЭВМ или на большой ЭВМ. Целью вторичной обработки результатов реологических измерений является нахождение модели измеряемой среды с численными значениями ее элементов.

В настоящей статье рассматриваются вопросы нахождения линейной модели измеряемой среды на основе результатов реологических измерений (в частности, на основе результатов реологических измерений пластомеров) с помощью метода лагерровских последовательностей [I-5].

2. Постановка задачи

Задачу обработки результатов реологических измерений сформулируем в следующем виде:

Известен входной сигнал объекта измерения, т.е. закономерность, по которой прибор воздействует на измеряемую среду. Известен выходной сигнал (отклик) объекта, т.е. реакция среды на это входное воздействие (регистрируемая прибором зависимость, например, в виде графиков). Также

известны реологические модели (соединенные между собой элементы идеальной вязкости и упругости), которыми предполагают аппроксимировать измеряемую среду.

Необходимо найти такую модель (с численными значениями ее элементов), которая лучше всего аппроксимирует измеряемую среду, т.е. которая на одинаковый с объектом входной сигнал дает наиболее близкий выходной сигнал.

3. Применение электромеханической аналогии

С применением общеизвестной электромеханической аналогии [6, 7] можно задачу нахождения линейной модели измеряемой среды свести к задаче параметрической оптимизации электрических цепей [5]. Из двух видов аналогий сила - напряжение и сила - ток из-за ряда преимуществ, на которых здесь не будем останавливаться, выбираем первую, основные положения которой приведены в таблице I.

Таблица I

Механическая величина		Электрическая величина		Связь механических величин	Связь электрических величин
сила	F	напряжение	u		
скорость	V	ток	i		
перемещение, деформация	X	заряд	q		
количество движения	P	магнитный поток	Φ		
вязкое трение	η	сопротивление	R	$F_\eta = \eta \cdot V$	$u_R = R i$
масса	m	индуктивность	L	$F_m = m \cdot \frac{dV}{dt}$	$u_L = L \frac{di}{dt}$
жесткость	N	емкость	C	$F_N = \frac{1}{N} X = \frac{1}{N} \int V dt$	$u_C = \frac{1}{C} q = \frac{1}{C} \int i dt$
упругость	E			$E = \frac{1}{N}$	

При соединении отдельных элементов модели в цепь (как электрическую, так и механическую) следует исходить из законов Кирхгофа и Даламбера, на основании которых выведены положения, приведенные в таблице 2. Как видим при электромеханической аналогии сила - напряжение меняется топология цепи, а именно, все параллельные соединения заменяются на

последовательные и наоборот. Базируясь на данных таблиц I и 2 любую механическую модель измеряемой среды можно заменить на эквивалентную ей модель электрической цепи.

Таблица 2

Вид цепи / Вид соединения элементов в цепи	Механическая	Электрическая
параллельное	$F=\sum_{j=1}^{n} F_j$ $X=X_j$, где $j=1,\ldots,n$. $V=V_j$, где $j=1,\ldots,n$.	$u=u_j$, где $j=1,\ldots,n$. $q=\sum_{j=1}^{n} q_j$ $i=\sum_{j=1}^{n} i_j$
последовательное	$F=F_j$, где $j=1,\ldots,n$. $X=\sum_{j=1}^{n} X_j$ $V=\sum_{j=1}^{n} V_j$	$u=\sum_{j=1}^{n} u_j$ $q=q_j$, где $j=1,\ldots,n$. $i=i_j$, где $j=1,\ldots,n$.

4. Решение задачи нахождения модели измеряемой среды на базе метода лагерровских последовательностей

Процесс нахождения линейной модели измеряемой среды включает два этапа:

I этап - идентификация передачи объекта измерения по заданным входным и выходным сигналам;

2 этап - нахождение значений элементов модели измеряемой среды с заданной топологией.

Поскольку метод лагерровских последовательностей (МЛП) применим при реализации первого и второго этапа расчета, то реализуем вычислительный процесс построения модели измеряемой среды на базе вышеназванного метода. МЛП нашел широкое применение при анализе и проектировании линейных систем и цепей. Основы данного метода и алгоритмы расчета приведены в [I-5]. Здесь ограничимся только сущностью и основными свойствами МЛП. В случае МЛП все передачи и сигналы представляются n-векторами $(a_0, a_1, a_2, \ldots, a_n)$, которые счита-

ются начальными отрезками бесконечных последовательностей $(a_0, a_1, a_2, \ldots, a_n, a_{n+1}, \ldots)$. Членами последовательности являются коэффициенты разложения импульсной функции $h(t)$ (или временного сигнала) по функциям Лагерра $l_k(t)$

$$h(t) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k l_k(t).$$

Такое представление передачи или сигнала является приближенным, и характеристикой точности считается количество учитываемых членов последовательности. При анализе линейных систем и цепей с помощью МЛП все основные вычисления выполняются на уровне n-векторов и лишь для ввода исходных данных, а также для интерпретации результатов расчета необходимы переходы к лагерровскому представлению и традиционным представлениям передач, соответственно.

В результате идентификации передачи объекта измерения по заданным входным и выходным сигналам получим передачу в виде n-вектора

$$T_0 \leftrightarrow (b_0, b_1, b_2, \ldots, b_n).$$

Передачу эквивалентной линейной цепи обозначим через T и представим ее в виде n-вектора

$$T \leftrightarrow (a_0, a_1, a_2, \ldots, a_n).$$

Целевой функцией, которую будем минимизировать, выбираем функционал в виде

$$F = \sum_{k=0}^{n} C_k (a_k - b_k)^2,$$

где C_k - весовые коэффициенты.

Обозначим вектор значений варьируемых элементов цепи через

$$\vec{z} = (z_1, z_2, \ldots, z_l)$$

и вектор переменных в задаче оптимизации через

$$\vec{x} = (x_1, x_2, \ldots, x_l).$$

Предположим, что значения варьируемых элементов цепи могут меняться в пределах $0 \leq z_j \leq \infty$, где $j = 1, 2, \ldots, l$. Тогда замена переменных

$$x_j = \ln z_j$$

позволяет сформулировать задачу нелинейного программирования без ограничений [8, 9]

$$\min_{\vec{x} \in R^l} F(\vec{x}),$$

где R^l -евклидово пространство.

При выборе численных методов минимизации предпочтение следует отдать градиентным методам, так как градиент ∇F вычисляется с помощью МЛП просто и без методической ошибки [5]

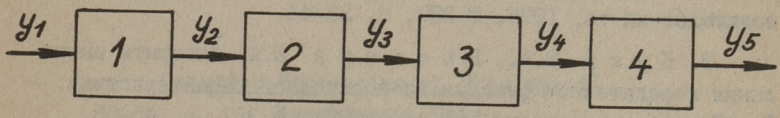
$$\nabla F = \begin{bmatrix} \frac{\partial F}{\partial x_1} \\ \vdots \\ \frac{\partial F}{\partial x_j} \\ \vdots \\ \frac{\partial F}{\partial x_\ell} \end{bmatrix},$$

где $\frac{\partial F}{\partial x_j} = 2\sum_{k=0}^{n} c_k (a_k - b_k) \frac{\partial a_k}{\partial x_j}$, при $j = 1, 2, \ldots, \ell$.

При этом $\frac{\partial a_k}{\partial x_j}$ являются членами n-вектора полиотносительной чувствительности передачи T к изменениям переменной x_j [5].

5. Реализация алгоритма

Алгоритм обработки результатов реологических измерений реализован в виде прикладной программы в рамках инструментальной системы SPADE с применением существовавшего ранее программного обеспечения МЛП [10].



Фиг. 1.

Прикладная программа работает в четыре этапа по схеме, представленной на фиг. I, где

y_1 - результаты реологических измерений (показания приборов, графики, перфоленты и т.д.) в механических величинах (сила, скорость, деформации), а также механическая модель (пружины, поршни и т.д.), которой желают аппроксимировать измеряемую среду;

y_2 - результаты реологических измерений в электрических величинах (эл. напряжение, ток, заряд), а также модель электрической цепи (схема соединения конденсаторов, резисторов и т.д.);

y_3 - идентифицированная передача объекта измерения;

y_4 - модель электрической цепи (схема соединения конденсаторов, резисторов и т.д.) с численными значениями ее элементов в электрических величинах (емкости, сопротивления и т.д.);

y_5 - модель механической цепи (схема соединения пружин, поршней и т.д.), с численными значениями ее элементов в механических величинах (упругости, вязкости и т.д.).

Как видим, пользователь (технолог, реолог и т.д.) предлагаемой нами методики обработки результатов реологических измерений на ЭВМ полностью освобожден от программирования и манипулирует лишь привычными ему величинами y_1 и y_5.

Результаты опытной эксплуатации прикладной программы будут в дальнейшем опубликованы в трудах ТПИ.

Литература

1. Кукк В.А. Представление параметров линейных систем числовыми последовательностями. - Автореферат диссертации канд. техн. наук. Таллин, 1972.

2. Курм М.Ю., Кукк В.А. Анализ линейных цепей с помощью лагерровских последовательностей. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1975, № 387, с. 33-44.

3. Кукк В.А., Рюстерн Э.А. Алгоритм вычисления передаточной функции из переходной характеристики. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1975, № 387, с. 45-53.

4. Рюстерн Э.А. Исследование алгоритмов преобразования и аппроксимации параметров линейных систем и цепей на ЭВМ. Автореферат диссертации канд. техн. наук. Таллин, 1976.

5. Разработка и внедрение программ нелинейного анализа, статистического анализа и оптимизации электронных узлов. Отчет о НИР, № Госрег. 76075767, Таллинский политехнический институт, 1977.

6. Скучик Е. Простые и сложные колебательные системы. М., Мир, 1971. 557 с.

7. Нуберт Г.П. Измерительные преобразователи неэлектрических величин. М., Энергия, 1970.

8. Полак Э. Численные методы оптимизации. М., Мир, 1974. 376 с.

9. Сигорский В.П., Петренко А.И. Алгоритмы анализа электронных схем. М., Советское радио, 1976. 608 с.

10. Автоматизация проектирования в электронике - система SPADE.-Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1982, № 535. 96 с.

B. Gordon,
E. Rüstern,
K. Sildaru

Computer Processing of Rheological Measurement Data

Summary

Building linear model for the substance under investigation from rheological measurement data is discussed. Using electromechanical analogy, the model building is reduced to the problem of linear electrical network parametric optimization. The latter is solved by Laguerre sequence techniques.

№ 558

TALLINNA POLÜTEHNILISE ISNTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.382.2

Э.Э. Велмре

ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРПОЛЯЦИОННЫХ КУБИЧЕСКИХ СПЛАЙНОВ ПРИ РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ С УЧЕТОМ ПЕРЕПОГЛОЩЕНИЯ МЕЖЗОННОГО РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Диффузия дырок в прямозонном полупроводнике описывается уравнением

$$D\frac{d^2p}{dz^2} = R_{\delta u} + R_u - G, \qquad (1)$$

где D – коэффициент диффузии, который при низком уровне инжекции равен коэффициенту диффузии дырок D_p, а при высоком уровне инжекции – коэффициенту амбиполярной диффузии D_a.

Скорости безызлучательной рекомбинации $R_{\delta u}$ и излучательной рекомбинации R_u определяются формулами

$$R_{\delta u} = \frac{p - p_o}{\tau_{\delta u}} \approx \frac{p}{\tau_{\delta u}}, \qquad (2)$$

$$R_u = B(pn - n_i^2) \approx Bpn \approx Bp(N + p), \qquad (3)$$

где p, n – концентрация дырок и электронов, соответственно;
p_o – равновесная концентрация дырок;
n_i – собственная концентрация носителей заряда;
N – концентрация примеси ($N = N_D - N_A$);
$\tau_{\delta u}$ – безызлучательное время жизни;
B – коэффициент излучательной рекомбинации.

Предположим, что диффузия дырок происходит в некотором слое полупроводника с толщиной w, например, в базе p^+-n-n^+- структуры. В работах [1] было показано, что при пренебрежении отражения фотонов от границ слоя скорость генерации электронно-дырочных пар за счет перепоглощения межзонного рекомбинационного излучения определяется формулой

$$G = \int_0^z R_u(z')\,F(u)\,du + \int_0^{w-z} R_u(z')\,F(u)\,du, \qquad (4)$$

где $F(u) = -\frac{1}{2}\int_0^\infty \beta(E)\,\rho(E)\,\alpha(E)\,E_i(-\alpha(E)\,u)\,dE$

и $u = |z - z'|$ – расстояние между плоскостями испускания (z') и поглощения (z) фотонов;

$\alpha(E)$ – коэффициент собственного поглощения фотонов с энергией E;

$\rho(E)$ – спектральная плотность излучения;

$\beta(E)$ – квантовый выход внутреннего фотоэффекта (в дальнейшем принимаем $\beta(E) = 1$).

Используя разложение функции $R_u(z')$ в ряд Тейлора в окрестности точки z, можно скорость фотонной генерации представить в следующем виде [1]

$$G = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!}\,\Phi_k(z,w)\,\frac{d^k R_u(z)}{dz^k}, \qquad (5)$$

где $\Phi(z,w) = (-1)^k \int_0^z u^k F(u)\,du + \int_0^{w-z} u^k F(u)\,du = (-1)^k \Phi_k(z) + \Phi_k(w-z).$

В работах [1] предложена методика приближенного решения уравнения диффузии (I), основанная на аппроксимации функции G в (I) тремя первыми членами разложения (5). Такой подход позволяет от интегро-дифференциального уравнения (I) перейти к дифференциальному уравнению второго порядка, которое с достаточной точностью описывает диффузию неравновесных носителей заряда в условиях перепоглощения межзонного рекомбинационного излучения.

В настоящем сообщении рассматривается применение интерполяционных кубических сплайнов для приближения функций $R_u(z')$ в выражении (4).

Пусть на отрезке $[0,w]$ задана сетка с узлами $0 = z_0 < z_1 = z < z_2 = w$. Крайние узлы совпадают с границами рассматриваемого слоя полупроводника, а координата среднего узла $z_1 = z$ может быть произвольно выбрана в пределах отрезка $[0,w]$. Следуя [2], построим интерполяционный кубический сплайн $S(R_u;z')$, который непрерывен вместе со своей первой и второй производной всюду на $[0,w]$:

$$S(R_u;\ z') = R_u(z) - u R'_u(z) + \frac{1}{2}u^2 R''_u(z) + \qquad (6)$$
$$z'\in[0,z] \qquad + \left(\frac{u}{z}\right)^3 \left[R_u(0) - R_u(z) + z R'_u(z) - \frac{1}{2} z^2 R''_u(z)\right],$$

$$S(R_u;\ z') = R_u(z) + u R'_u(z) + \frac{1}{2} u^2 R''_u(z) +$$
$$z'\in[z,w] \quad + \left(\frac{u}{w-z}\right)^3 \left[R_u(w) - R_u(z) - (w-z) R'_u(z) - \frac{1}{2}(w-z)^2 R''_u(z)\right]. \qquad (7)$$

Построенный сплайн удовлетворяет условиям: $S(R_u;z)=R_u(z)$,

$S'(R_u;z)=R'_u(z)$, $S''(R_u;z)=R''_u(z)$, $S(R_u;0)=R_u(0)$ и $S(R_u;w)=R_u(w)$.

При построении сплайна в качестве краевых условий были заданы значения сплайна на концах промежутка $[0,w]$. Однако задание первых производных на концах $[0,w]$, использование которых часто целесообразнее в связи с физическими соображениями, не представляет затруднений.

Аппроксимируя в (4) функции $R_u(z')$ отрезками сплайна (6), (7), после несложных преобразований получаем

$$G = \sum_{k=0}^{2} \frac{1}{k!} \Phi_k(z,w) \frac{d^k R_u(z)}{dz^k} +$$
$$+ \frac{1}{z^3} \Phi_3(z) \left[R_u(0) - R_u(z) + z R'_u(z) - \frac{1}{2} z^2 R''_u(z)\right] +$$
$$+ \frac{1}{(w-z)^3} \Phi_3(w-z) \left[R_u(w) - R_u(z) - (w-z) R'_u(z) - \frac{1}{2}(w-z)^2 R''_u(z)\right]. \qquad (8)$$

Теперь, подставляя (8), (3) и (2) в (I), при допущении $N=\text{const}$, получаем:

$$\frac{d}{dz}\left\{\left[D + \frac{1}{2}\Phi_{2s} B(N+2p)\right] \frac{dp}{dz}\right\} + B(N+2p)\left(\Phi_{1s} - \frac{1}{2}\frac{d\Phi_{2s}}{dz}\right)\frac{dp}{dz} =$$
$$= R_{\delta u} + (1 - \Phi_{0s}) R_u - g_s, \qquad (9)$$

где

$$\Phi_{0s} = \Phi_0(z,w) - \frac{1}{z^3}\Phi_3(z) - \frac{1}{(w-z)^3}\Phi_3(w-z),$$

$$\Phi_{1s} = \Phi_1(z,w) + \frac{1}{z^2}\Phi_3(z) - \frac{1}{(w-z)^2}\Phi_3(w-z),$$

$$\Phi_{2s} = \Phi_2(z,w) - \frac{1}{z}\Phi_3(z) - \frac{1}{w-z}\Phi_3(w-z),$$

$$g_s = \frac{1}{z^3}\Phi_3(z) R_u(0) + \frac{1}{(w-z)^3}\Phi_3(w-z) R_u(w).$$

В работах [I] показано, что

$$\Phi_k(x)=\frac{k_\ell+k_h}{\alpha_m^k(k+1)}\left[-x^{k+1}E_i(-x)+\gamma(k+1;x)\right]+$$
$$+\frac{k_\ell}{\alpha_m^k(k+\delta_\ell-1)}\left[x^{k+\delta_\ell-1}\gamma(2-\delta_\ell,x)-\gamma(k+1,x)\right],$$

где $x=\alpha_m z$ или $\alpha_m(w-z)$;

$$k_\ell=\frac{I_\ell(1-\delta_\ell)}{2(2-\delta_\ell)};\quad k_h=\frac{1}{2}I_h;\quad I_\ell=\int_0^{E_m}\rho\,dE;\quad I_h=1-I_\ell;$$
$$\delta_\ell^{-1}=A_\ell k_B T;\quad \alpha(E)=\alpha_m\exp A_\ell(E-E_m)\ \text{при}\ E\le E_m.$$

Из (9) видно, что в случае сплайновой аппроксимации, кроме изменения величин Φ_0,Φ_1 и Φ_2 в правой части уравнения (9) появляется член g_s, который может быть интерпретирован как некоторая дополнительная скорость генерации дырок, обусловленная внешним возбуждением.

Предварительные оценки показали, что формула (8), по сравнению с тремя членами ряда (5), обеспечивает более высокую точность расчета при больших $\frac{w}{L}$, где L – диффузионная длина дырок. Однако окончательное решение о границах применимости предложенной сплайновой аппроксимации требует более детального анализа.

Литература

I. Велмре Э.Э. Диффузия неравновесных носителей заряда в условиях перепоглощения межзонного рекомбинационного излучения. – Ст. деп. в ЦНИИ "Электроника", Р-3560/82. М., 1982 (Аннот. – Физика и техника полупроводников, 1983, т. 17, № 4, с. 760).

2. Завьялов Ю.С., Квасов Б.И., Мирошниченко В.Л. Методы сплайнфункций. М., Наука, 1980. 352 с.

E. Velmre

An Interpolate Cubic Spline Approximation for Solution of Diffusion Equation Considering Band-to-band Recombination Radiation Reabsorption

Summary

A method of approximate solution of the minority carrier diffusion equation taking into account the charge carrier generation due to the band-to-band recombination radiation reabsorption is proposed. By means of an appropriate cubic spline approximation to the recombination radiation distribution the initial integrodifferential equation is converted to a second order differential equation which can be solved by ordinary methods.

№ 558
TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
УДК 621.382.072.2.I

Э.Э. Велмре, Т.Х. Ранг

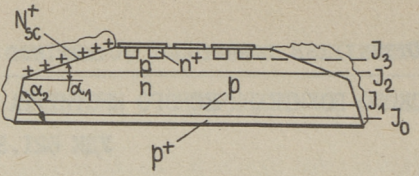
АНАЛИТИКО-ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТАЦИОНАРНОГО НЕПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ СИЛОВЫХ ТИРИСТОРОВ

В последнее время заметно возросло применение ЭВМ при проектировании силовых полупроводниковых приборов (СПП). Наиболее универсальными и точными математическими моделями, применяющимися при расчете полупроводниковых структур СПП, являются численные модели (см., например, [I]). Основными недостатками этих моделей являются большое время счета и необходимость сравнительно большого объема памяти ЭВМ. Более экономными в этом смысле являются аналитические и аналитико-численные модели СПП.

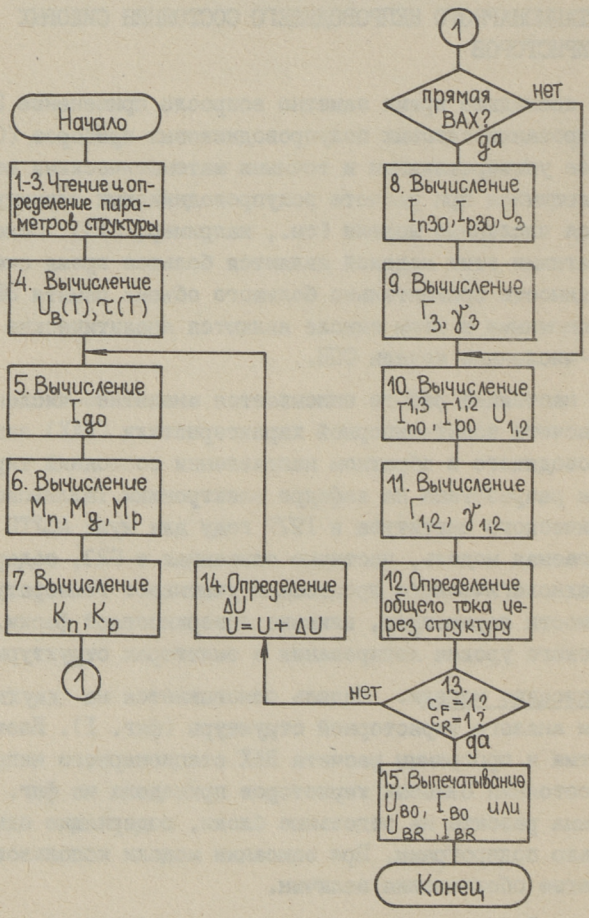
В настоящей работе описывается аналитико-численная модель расчета вольт-амперной характеристики (ВАХ) запертого и непроводящего в обратном направлении состояний тиристора, которая разработана на кафедре электроники Таллинского политехнического института в 1977 году для нужд АСУТП СПП. Предлагаемая модель, частично описанная в [2], содержит блок технологического процесса и учитывает температурные зависимости параметров, влияние поверхностной фаски,а также высокого уровня легирования в эмиттерах структуры.

Описание модели. Модель основывается на двухтранзисторном аналоге тиристорной структуры (фиг. I). Блок-схема алгоритма и программы расчета ВАХ стационарного непроводящего состояния силовых тиристоров приведена на фиг. 2. Вся программа разбита на отдельные блоки, содержащие одну или несколько подпрограмм. При описании модели использованы общепринятые обозначения величин.

Блок I служит для ввода исходной информации для блока 2, в котором вычисляются параметры полупроводниковой структуры, исходя из технологических режимов. Более деталь-



Фиг. 1. Структура тиристора.



Фиг. 2. Блок-схема программы расчета ВАХ закрытого и непроводящего состояний тиристора.

ное описание этого блока будет дано в [3]. Итак, исходными данными являются температура и время диффузии, начальное удельное сопротивление кремния и поверхностные концентрации различных примесей. Блок 3 обеспечивает чтение значений углов фаски, температуры структуры и управляющего тока тиристора, а также вывод на печать всех параметров структуры, полученных из блока 2.

В блоке 4 вычисляется напряжение пробоя перехода J_2, учитывая фаску (ВАХ закрытого состояния тиристора). Напряжение пробоя перехода J_2 зависит от поверхностного заряда и угла фаски следующим образом (по данным работы [4]):

$$U_{B2}(T_0) = \varphi(\alpha_1, N_{sc}^{+})\,\rho^{\psi(\alpha_1, N_{sc}^{+})}$$

где

$$\varphi(\alpha_1, N_{sc}^{+}) = 104 + (25 + 1{,}4\cdot 10^{-11} N_{sc}^{+})(\alpha_1 + 0{,}25),$$

$$\psi(\alpha_1, N_{sc}^{+}) = 0{,}75 - (0{,}0415 + 1{,}6\cdot 10^{-14} N_{sc}^{+})(\alpha_1 + 3).$$

Напряжение пробоя перехода J_1 (ВАХ непроводящего состояния тиристора в обратном направлении) определяется формулой (по данным работы [5]):

$$U_{B1}(T_0) = A\,\rho^{B},$$

где A = 84 и B = 0,735.

Температурная зависимость определяется по соотношениям, полученным на основе [6]:

$$U_{B1,2}(T) = U_{B1,2}(T_0)\,[1 + (T - T_0)\cdot 2\cdot 10^{-4} C(T_0)],$$

где

$$C(T_0) = [8{,}25\cdot D(T_0) - 19{,}6] / [1 + D(T_0)],$$

$$D(T_0) = 0{,}63 + 2{,}5\,[U_{B1,2}(T_0)]^{1/2},$$

и, как правило, T_0 = 300 К.

В блоке 4 также вычисляются температурные зависимости времен захвата рекомбинационных центров и времен жизни неосновных носителей [7]:

$$\tau(T) = \tau(T_0)\left(\frac{T}{T_0}\right)^{E},$$

где E = 2,5.

В блоке 5 вычисляется ток генерации из обедненного слоя перехода, блокирующего напряжение (J_2 - ВАХ закрытого состояния, J_1 - ВАХ непроводящего состояния в обратном направлении) (см., например, [8])

$$I_{go} = \frac{n_i q l}{\tau_g},$$

где

$$\tau_g = 2\sqrt{\tau_{po}\tau_{no}}\,ch\left(\frac{\Delta W_t}{kT} + \ell n\sqrt{\frac{\tau_{po}}{\tau_{no}}}\right),$$

l ширина обедненного слоя и общий ток на i-ом итерационном шаге $I_i = I_{i-1} + I_{go}$.

Блок 6 служит для вычисления коэффициентов лавинного размножения (M_p, M_n, M_g), которые аппроксимируются соотношением Миллера [9]. Для коэффициентов ударной ионизации используется формула Чайновеса [10], эмпирические коэффициенты которой взяты из работы [11], а их температурная зависимость из [12]. Показатели степени в формуле Миллера определяются для p^+-n-перехода, учитывая данные работы [13].

В блоке 7 вычисляются коэффициенты переноса через p- и n-базы по следующим формулам (см., например, [8]):

$$K_n = \frac{w_3'}{L_{nE3}} \cdot \frac{\exp\left(\frac{\eta_3 w_3'}{2}\right)}{\frac{\eta_3 w_3'}{2} sh\frac{w_3'}{L_{nE3}} + \frac{w_3'}{L_{nE3}} ch\frac{w_3'}{L_{nE3}}},$$

где $L_{nE3} = \left[\left(\frac{\eta_3}{2}\right)^2 + \frac{1}{L_{n3}}\right]^{-1/2}$,

η_3 - коэффициент встроенного поля;
w_3' - эффективная ширина p-базы.

$$K_p = \frac{1}{ch\frac{w_2'}{L_{p2}}}.$$

При вычислении ВАХ непроводящего состояния в обратном направлении коэффициент переноса через n-базу K_p заменяется инверсным коэффициентом переноса K_{pI}, определяемым по аналогичной формуле.

В блоке 8 электронные и дырочные составляющие диффузионных токов перехода J_3 и напряжение на нем U_3 (ВАХ закрытого состояния) определяются по соотношениям (см., например, [8]):

$$I_{n30} = q S_3 n_{30} D_{n3}\left(-\frac{\eta_3}{2} + \frac{1}{L_{nE3}\,th\frac{w_3'}{L_{nE3}}}\right), \qquad (I)$$

$$I_{p30} = q S_3 p_{40} D_{p4} \left(\frac{\eta_4}{2} + \frac{1}{L_{pE4} \operatorname{th} \frac{w'_4}{L_{pE4}}} \right), \qquad (2)$$

$$I_{30} = I_{n30} + I_{p30}, \qquad (3)$$

$$U_3 = R_{SH} \left\{ I_i + I_{GD} - I_{30} \left[\exp\left(\frac{U_3}{\varphi_T}\right) - 1 \right] \right\}, \qquad (4)$$

где R_{SH} - сопротивление шунта;
S_3 - площадь перехода J_3.

Уравнение (4) решается относительно U_3 методом Ньютона, используя соотношения (I) - (3).

Коэффициенты инжекции перехода J_3 (ВАХ закрытого состояния) определяются по аналогии с [I4] в блоке 9:

$$\Gamma_3 = \frac{I_{n30} \left[\exp\left(\frac{U_3}{\varphi_T}\right) - 1 \right]}{I_{30} \left[\exp\left(\frac{U_3}{\varphi_T}\right) - 1 \right] + \frac{U_3}{R_{SH}}},$$

$$\gamma_3 = \frac{1}{1 + \frac{\varphi_T}{I_{30} R_{SH} \exp(U_3/\varphi_T)}}.$$

При расчете ВАХ непроводящего состояния тиристора в обратном направлении переход J_3 практически не влияет на работу, и в этом случае коэффициенты инжекции Γ_3 и γ_3 не вычисляются.

В блоке I0 определяются токи перехода J_1 (ВАХ закрытого состояния) или J_2 (ВАХ непроводящего состояния в обратном направлении) и напряжение на них по следующим формулам (см., например, [8]):

$$I_{n0}^{1,3} = q S_{1,3} D_{n1,3} \left(-\frac{\eta^{1,3}}{2} - \frac{1}{L_{nE}^{1,3}} \operatorname{cth} \frac{w'_{1,3}}{L_{nE}^{1,3}} \right), \qquad (5)$$

$$I_{p02} = \frac{q S_2 D_{p2}}{L_{p2}} \operatorname{cth} \frac{w'_2}{L_{p2}}, \qquad (6)$$

$$I_{\tau 0}^{1,2} = \frac{\pi q n_i \varphi_T S_{1,2}}{(\Delta\varphi_{k0}^{1,2} - U_{1,2}) \sqrt{\tau_{p0} \tau_{n0}}} \sqrt[3]{\frac{12 \varepsilon \varepsilon_0 (\Delta\varphi_{k0}^{1,2} - U_{1,2})}{q \left| \frac{dN}{dx} \right|_{x_j 1,2}}}, \qquad (7)$$

$$I_{n,p}^{1,2} = I_{n0,p0}^{1,2}\left[\exp\left(\frac{U_{1,2}}{\varphi_T}\right)-1\right], \qquad (8)$$

$$I_{\tau}^{1,2} = I_{\tau 0}^{1,2}\left[\exp\left(\frac{U_{1,2}}{2\varphi_T}\right)-1\right], \qquad (9)$$

$$I_i = I_{n1,2}+I_{p1,2}+I_{\tau 1,2}, \qquad (10)$$

где $\Delta\varphi_{k0}$ - контактный потенциал перехода.

Уравнение (10) решается относительно $U_{1,2}$ методом Ньютона, используя (5) - (9).

Блок II служит для расчета коэффициента инжекции переходов J_1 (ВАХ закрытого состояния) и J_2 (ВАХ непроводящего состояния).

$$\Gamma_{1,2} = \frac{I_{p1,2}}{I_{p1,2}+I_{n1,2}+I_{\tau 1,2}},$$

$$\gamma_{1,2} = \frac{I_{p0}^{1,2}\exp\left(\frac{U_{1,2}}{\varphi_T}\right)}{I_{\tau 0}^{1,2}\left[\frac{1}{2}\operatorname{ch}\frac{U_{1,2}}{2\varphi_T}+\frac{2\varphi_T}{3}\operatorname{sh}\frac{U_{1,2}}{2\varphi_T}\left(\Delta\varphi_{k0}^{1,2}-U_{1,2}\right)^{-1}\right]+\left(I_{n0}^{1,2}+I_{p0}^{1,2}\right)\exp\left(\frac{U_{1,2}}{\varphi_T}\right)}.$$

В блоке I2 определяется общий ток через структуру на итерационном шаге i. При вычислении ВАХ закрытого состояния учитываются токи эквивалентных транзисторов, а также генерационный ток и ток утечки перехода J_2:

$$I_i = \left(\Gamma_1 K_p M_{p2}+\Gamma_3 K_n M_{n2}\right)\left(I_i+I_{GD}\right)+M_{g2}I_{g20}+\frac{U_2}{R_{L2}}, \qquad (11)$$

ВАХ непроводящего состояния вычисляется по следующей формуле:

$$I_i = \Gamma_2 K_{pI} M_{p1} I_i + M_{g1} I_{g10} + \frac{U_1}{R_{L1}}, \qquad (12)$$

где R_{L1} и R_{L2} - сопротивления утечки переходов J_1 и J_2 соответственно.

Уравнения (11) или (12) решаются относительно I_i методом хорд.

В блоке I3 проверяется выполнение условий переключения (см., например, [14]), которое имеет следующий вид для ВАХ закрытого состояния

$$c_F \equiv \gamma_1 \varkappa_p M_{p2} - \gamma_3 \varkappa_n M_{n2} = 1 \qquad (13)$$

и для ВАХ непроводящего состояния в обратном направлении

$$c_R \equiv \gamma_2 \varkappa_{pI} M_{p1} = 1. \qquad (14)$$

В формулах (I3) и (I4) дифференциальные коэффициенты переноса ($\varkappa_p, \varkappa_n, \varkappa_{pI}$) предполагаются равными интегральным коэффициентам переноса (K_p, K_n, K_{pI}), поскольку в широком диапазоне токов $dK/dI \approx 0$ [I5].

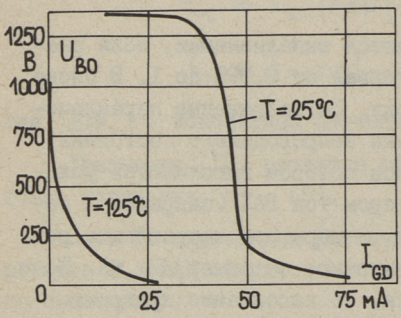
Условия (I3) и (I4) считаются выполненными, если значения c_F или c_R попадают в интервал от 0,995 до I. В блоке I3 введен также критерий по току. За напряжение переключения $U_{(BO)}$ или обратное напряжение непроводящего состояния $U_{(BR)}$ принимается напряжение, при котором выполняются условия (I3) или (I4), или при котором ток ВАХ (закрытое состояние; непроводящее состояние в обратном направлении) равняется некоторому заданному значению; например, 50 мА. Если эти критерии не удовлетворяются, то выполнение программы передается в блок I4. При выполнении вышеприведенных критериев выпечатываются напряжения $U_{(BO)}, U_{(BR)}$ и токи $I_{(BO)}, I_{(BR)}$. При желании можно напечатать некоторые внутренние параметры структуры (например, коэффициенты переноса, инжекции, лавинного размножения и др.), а также ВАХ запертого состояния тиристора (блок I5).

В блоке I4, с учетом изменяющейся кривизны ВАХ по мере приближения к напряжению переключения или обратному напряжению непроводящего состояния, вырабатывается поправка к общему напряжению и выполнение программы передается в блок 5.

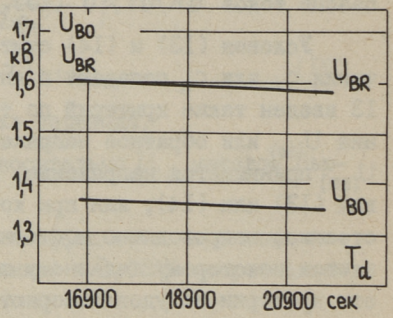
Примеры расчета. Для иллюстрации возможностей применения разработанной программы приводятся некоторые результаты расчетов, выполненных для кремниевой тиристорной структуры со следующими исходными данными: $\tau_{n0} = \tau_{p0} = \tau_{p20} = \tau_{n30} =$ I0 мкс, $\tau_{n10} = \tau_{p40} =$ 0,0I мкс, $\Delta W_t = 0$, $R_{L1} = R_{L2} =$ I00 Мом, $R_{SH} =$ 2,2 Ом, $N_{D2} = 9 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $N^{Al}_{so} = 3 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, $N^{B}_{so} = 6 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, $N^{B+}_{so} = 4 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, $N^{Al}_{s4} = 2 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, $N^{P}_{s4} = 3 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$, $T_{Al,B} =$ I325 °C, $T_P =$ I2I0 °C, $t^{Al}_d =$ I8900 с, $t^{P}_d =$ I9800 с, $w =$ 400 мкм.

На фиг. 3 показана зависимость напряжения переключения $U_{(BO)}$ от управляющего тока I_{GD} на разных температурах. На фиг. 4 приведены зависимости напряжения переключения $U_{(BO)}$ и обратного напряжения непроводящего состояния $U_{(BR)}$ от времени диффузии алюминия. На фиг. 5 показана ВАХ закрытого состояния и непроводящего состояния в обратном направлении при разных температурах с учетом и без учета эффектов высо-

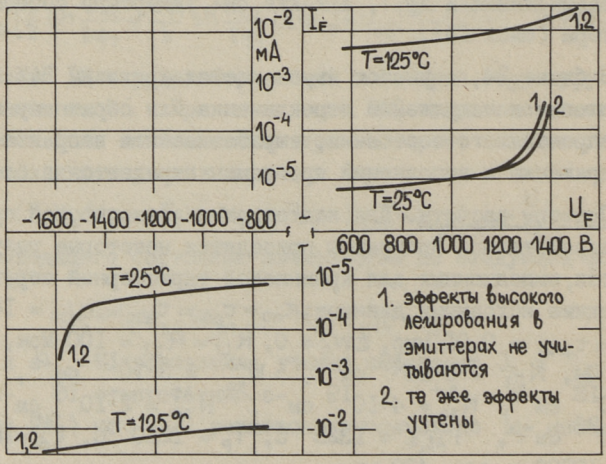
кого легирования в эмиттерах. Заметное влияние наблюдаем только при комнатной температуре, рассчитывая закрытое состояние ВАХ.



Фиг. 3. Зависимость напряжения переключения от тока управления.



Фиг. 4. Влияние температуры диффузии на напряжение переключения и обратное напряжение непроводящего состояния.



Фиг. 5. Влияние эффектов высокого легирования в эмиттерах на ВАХ запертого тиристора.

Заключение. Разработана аналитико-численная модель, которая позволяет рассчитать ВАХ закрытого и непроводящего состояний тиристора. Модель является достаточно универсальной, так как содержит блок моделирования технологического

процесса изготовления тиристоров и учитывает ряд вторичных эффектов, таких как, например, температурная зависимость параметров модели, поверхностная фаска и эффекты высокого легирования в эмиттерах структуры, повышающих ее точность.

Благодаря сочетанию аналитических и численных методов, достигнуты малые времена счета при умеренной потребности памяти ЭВМ. Так, например, расчет ВАХ закрытого и непроводящего состояний силового тиристора на ЭВМ ЕС-1022 потребует примерно 40 с процессорного времени и 54 кбайта памяти.

Литература

1. Велмре Э.Э., Удал А.Э., Фрейдин Б.П. Исследование эффективности численных алгоритмов моделирования силовых полупроводниковых структур в проводящем состоянии. Электронное моделирование, 1981, вып. 3, № 4, с. 85-88.

2. Евсеев А.Ю., Велмре Э.Э., Ранг Т.Х., Селенинов К.Л. Расчет тиристоров, коммутирующих максимальной мощности. Электр. пром. Сер. Преобр. техн., 1979, вып. 6 (113), с. 5-8.

3. Ранг Т.Х., Велмре Э.Э. Моделирование технологического процесса кремниевых силовых полупроводниковых приборов на ЭВМ. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1982, № 530, с.107-112.

4. Bakovski M., Hansson B. Influence of bevel angle and surface charge on the breakdown voltage of negatively beveled diffused pn junctions. - Sol. State Elektron., 1975, v. 18, p. 651-657.

5. Sze S.M., Irvin J.C. Resistivity, mobility and impurity levels in GaAs, Ge and Si at 300°K. - Sol. State Electron., 1968, v. 11, p. 599-604.

6. Mars P. Temperature dependence of avalanche breakdown voltage in pn junktions. - Int. J. Electron., 1972, v. 32, N 1, p. 23-37.

7. Грехов И.В., Коробков И.П., Отблеск А.Е. Исследование температурных изменений линейного времени жизни, эффективности эмиттера и коэффициентов

Оже-рекомбинации по длительности переходных процессов переключения кремниевого диода. Физ. и техн. полупр., 1978, т. 12, № 2, с. 319-324.

8. Möschwitzer A., Lunze K. Halbleiterelektronik. Berlin. VEB Verlag Technik, 1973.

9. Miller S.L. Ionization rates for holes and electrons in silicon. - Phys. Rev., 1957, v. 105, N 4, p. 1246-1249.

10. Chynoweth A.G. Ionization rates for electrons and holes in silicon. - Phys. Rev., 1958, v. 109, N 5, p. 1537-1540.

11. Van Overstrseten R., de Man H. Measurement of ionization rates in diffused silicon pn junctions. - Sol. State Electron., 1970, v. 13, N 5, p. 583-608.

12. Decker D.R., Dunn C.N. Temperature dependence of carrier ionization rates and saturated velocities in silicon. - J. Electron. Materials, 1975, v. 4, N 3, p. 527-547.

13. Велмре Э.Э. Лавинное размножение носителей заряда в дополнительных р-п-переходах. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1981, № 519, с. 3-14.

14. Челноков В.Е., Евсеев Ю.А. Физические основы работы силовых полупроводниковых приборов. М., Энергия, 1973.

15. Кремниевые планарные транзисторы / Под ред. проф. Я.А. Федотова. М., Советское радио, 1973.

E. Velmre, T. Rang

Computer Based Physical Model for Simulation of Blocking Characteristics of the Power Thyristors

Summary

Computer based analytical-numerical model for simulation of blocking characteristics of the power thyristors is presented. In the model the fabrication simulation program is also included. The model parameters depend on temperature. The high concentration effects in both emitters are taken into account. Due to the combining of analytical and numerical solution methods extra short simulation time by small capacity of computer memory is achieved.

№ 558

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

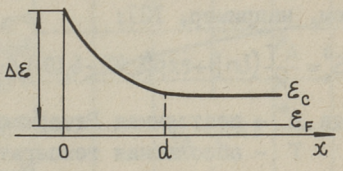
УДК 621.382.132

Т.Х. Ранг

РАСЧЕТ ТУННЕЛЬНОГО ТОКА В ПЕРЕХОДАХ МЕТАЛЛ - ПОЛУПРОВОДНИК

В последние годы сильно развивается численное моделирование переходов металл - полупроводник (переход Шоттки). До сих пор опубликованные модели переходов Шоттки [I-II] не учитывают полевую эмиссию (туннелирование) через барьер, которая в некоторых случаях как показывает и нижеприведенное рассуждение, имеет важную роль в токопереносном механизме переходов Шоттки.

В настоящей статье предпринимается попытка определения туннельного тока перехода металл - полупроводник, возникающего из-за электрического поля в приконтактной области. Решение задачи базируется на обобщенной теории туннелирования, предложенной в работе [I2]. Задача решается конкретно для переходов металл - полупроводник.



Фиг. 1. Одномерная модель перехода металл - полупроводник.

В дальнейшем анализе не учитывается снижение барьера из-за действия сил зеркального изображения, электрического поля (эффект Шоттки) и влияние плотностей поверхностных состояний на высоту барьера.

Рассматривается одномерная модель металл - полупроводник (фиг. I).

Как известно [I3], туннелирование по своей сущности квантово-механическое явление и соединение его с уравнением Больцмана вызывает концепционические затруднения. Но в работе [I3] показано, что рассмотрев электрон как частицу(мо-

дель базируется на ВКБ аппроксимации), которая находится в зоне проводимости до классической точки перехода, туннелирование можно соединить с уравнением Больцмана.

Уравнение туннельного тока, переписанное для перехода металл - полупроводник, имеет следующий вид

$$J_t = -q \int_d^x E(x)\, S_x^0\, P_x^0\, dx, \qquad (I)$$

где q - заряд электрона;
E - распределение напряженности электрического поля, определенное из уравнения Пуассона;
d - правый край обедненного слоя;
S_x^0 - функция, которая удовлетворяет уравнение Больцмана при вышеописанном условии;
P_x^0 - вероятность туннелирования через барьер.

Ясно, что данное обсуждение справедливо для тока, переходящего из полупроводника в металл, и ток зависит от прикладного напряжения. Ток из металла в полупроводник не зависит от напряжения и по величине равняется току из полупроводника в металл в состоянии термодинамического равновесия.

Функция S_x^0 для барьеров Шоттки имеет следующий вид [см. например, I2]:

$$S_x^0 = \frac{A^* T}{k}\left(\ln\left[1+\exp\{\delta_F(0)-\delta_c(0)\}/kT\right]-\ln\left[1+\exp\{\delta_F(x)-\delta_c(x)\}/kT\right]\right), \qquad (2)$$

где A^* - постоянная Ричардсона для электронов;
T - абсолютная температура;
k - постоянная Больцмана;
δ_F - энергия уровня Ферми;
δ_c - энергия дна зоны проводимости, распределение которого определяется из уравнения Пуассона.

При расчетах вид уравнения (2) не приемлемый и в данной статье в расчетах использовано разложение в ряд.

Вероятность туннелирования через барьер определяется [I3]:

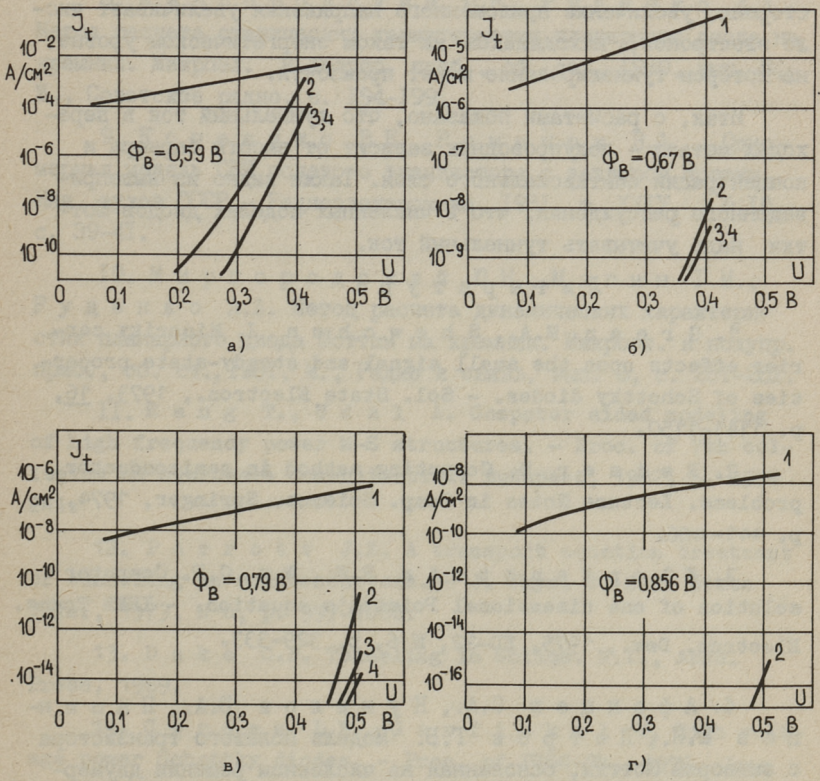
$$P_x^0 = e^{-|W|}, \qquad (3)$$

$$W = \frac{2\sqrt{2M_e}}{\hbar}\int_x^0 \{\delta_c(x') - \delta_c(x)\}^{1/2}\, dx', \qquad (4)$$

где M_e - эффективная масса электронов;

$\hbar$ - постоянная Планка, разделенная на 2π.

Итак, вышеописанная модель используется для расчета туннельного тока в структурах металл - полупроводник. Начальные данные структур были взяты из работ [I4, I5]. Таким образом, исследованы контактные системы Pt-Si, Au-Si, W-Si, Mo-Si.



Фиг. 2. Результаты расчетов туннельного тока при разных высотах барьера
(1 - N_{epi}= 1,89·10^{18} $см^{-3}$, 2 - N_{epi}= 2·10^{16} $см^{-3}$,
3 - N_{epi}= 2,1·10^{15} $см^{-3}$, 4 - N_{epi}= 1,39·10^{15} $см^{-3}$).

На фиг. 2 показаны результаты расчетов. Как видно, туннельный ток зависит от концентрации эпитаксиального слоя и высоты барьера. При концентрациях эпитаксиального

слоя выше 10^{18} $см^{-3}$ возможно получить для перехода металл - полупроводник линейную вольтамперную характеристику, что соответствует омическому контакту. В этом случае высота барьера практически не влияет на свойства перехода. При концентрациях эпитаксиального слоя ниже $2 \cdot 10^{16}$ $см^3$ на свойства перехода уже влияет и высота барьера. Одной причиной является то, что при снижении высоты барьера ширина барьера уменьшается и вероятность туннелирования растет, с другой стороны, увеличение приложенного напряжения увеличивает число электронов, находящихся на таком энергетическом уровне, на котором туннелирование может произойти.

Итак, с расчетами показано, что туннельный ток в переходах металл - полупроводник зависит от высоты барьера и концентрации эпитаксиального слоя. Также видно из вышеприведенного рассуждения, что в численных моделях диодов Шоттки надо учитывать туннельный ток.

Литература

1. Green M.A., Shewchun J. Minority carrier effects upon the small signal and steady-state properties of Schottky diodes. - Sol. State Electron., 1973, 16, p. 1141-1150.

2. Reiser M. Computing method in semiconductor problems. Lecture Notes in Comp. Science. Springer, 1974, p. 441-466.

3. Klopfenstein R.W., Wu C.P. Computer solution of one dimensional Poisson's equation. - IEEE Trans. Electron. Dev., 1975, ED-22, N 6, p. 329-333.

4. Афонцев С.А., Кунилов В.А., Пашинцев Ю.И., Петров Г.В. Модель полевого транзистора с затвором Шоттки, основанная на численном решении двумерных уравнений переноса. Микроэлектроника, 1977, т. 6, № 2, с. 179-183.

5. Афонцев С.А., Григорьев Н.И., Кунилов В.А., Петров Г.В. Исследование двумерных численных моделей для анализа и моделирования полупроводниковых приборов. Заруб. Радиоэл., 1975, вып. 8, с. 64-87.

6. Михайлов Г.Б., Руденко А.П. Физические модели контакта Шоттки на кремнии и арсенида галлия. Эл. техн., сер. 3, 1979, вып. 4(82), с. 88-93.

7. Masszi F. Two carrier numerical solution to metal semiconductor junctions. Uppsala Univ. Rep. UPTEC 8027R, 1980.

8. Миргородский Ю.Н., Руденко А.А. Метод расчета статических характеристик планарного диода на кремнии. Микроэл. и полупр. приб., сб. ст., 1980, вып. 5, М., Советское радио, с. 194-199.

9. Копаенко В.К., Романюк В.А. Одномерная модель СВЧ полевого транзистора с затвором Шоттки. Изв. вузов СССР - Радиоэлектроника, 1981, т. XXIУ, № 10, с. 39-41.

10. Миргородский Ю.Н., Мягин Г.М., Руденко А.А. Метод расчета динамических характеристик планарного диода Шоттки на кремнии. Микроэл. и полупр. приб., сб. ст., 1981, М., Радио и связь, вып. 6, с. 251-261.

11. Rang T., Udal A. Computer aided modeling of high frequency power M-S structures. - Proc. of 7th colloqium on microwave communication. Budapest, 1982, p. 238-241.

12. Parrott J.E. A transport equation treatment of tunneling in semiconductors. - J. Phys. C. Sol. State Phys., 1973, N 6, p. 997-1006.

13. Duke C.B. Tunneling in Solids. N.Y., Acad. Press, 1969.

14. Cordes L.F., Garfinkel M. High voltage power Schottky diodes. - Proc. of PESC-74, 1976, June 10-12, Murray Hill, N.J., USA, p. 205-213.

15. Безбородников Б.А., Березенко А.И., Векшина Е.В., Голубев А.П., Денисова Т.И., Трайнис Т.П., Фурсин Г.И. Экспериментальное исследование диодов Шоттки на кремнии п-типа для КПТЛ схем. Эл. техн. сер. 3, 1981, вып. 1(91), с. 9-13.

T. Rang

Tunnel Current in Metal-Semiconductor Junction

Summary

Calculation of tunnel current in metal-semiconductor junctions is discussed. A very simple and exact method is proposed for determination of tunnel current. The method is used also on numerical models of Schottky diodes. It is shown that the tunnel current depends on concentration of epitaxial layer and on the height of the metal-semiconductor barrier. The critical value for epitaxial layer concentration is $2 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} and for barrier height 0.65 V.

№ 558

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.382.333.33

К.Х. Кыверик, А.Э. Ярвальт

ИССЛЕДОВАНИЕ СТОЙКОСТИ СИЛОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ К ВТОРИЧНОМУ ПРОБОЮ

I. Введение

Мощные высоковольтные транзисторы нашли широкое применение в силовой электронике, где помимо высокого напряжения, больших токов, малых значений напряжений насыщения и времен переключения требуется и большая стойкость к вторичному пробою. Эти требования являются противоречивыми и зависят от технологии изготовления транзисторов и от их электрофизических и геометрических параметров. Качественная картина взаимосвязи между параметрами режимов работы при возникновении вторичного пробоя (ВП) и электрофизическими параметрами структуры приведена в [1]. В работе [2]с помощью упрощенной модели структуры транзистора проанализирована зависимость критического напряжения возникновения токового вида ВП. Приведена зависимость критического напряжения от концентрации инжектированных носителей тока. Вольтамперная характеристика биполярного транзистора в режиме вторичного пробоя проанализирована в работах [3, 4].

Анализ влияния технологии изготовления транзисторов на токовый вторичный пробой дан в работе [5].

В настоящей работе приведена методика экспериментального определения стойкости биполярных транзисторов к токовому виду ВП и результаты экспериментального исследования по данной методике.

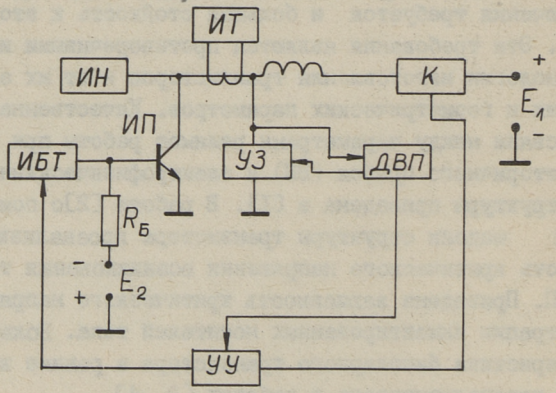
2. Описание экспериментальной установки и методики исследования

Для определения влияния режима работы на возникновение ВП и обеспечения повторяемости эксперимента метод исследования должен быть неразрушающим. Метод является не-

разрушающим, если имеется возможность точного контроля режима работы испытуемого прибора и коллекторный ток выключается достаточно быстро после возникновения ВП, иначе происходит разрушение прибора или деградация его параметров, характеризующие возникновение ВП.

Большое число широкоприменяемых схем для исследования ВП, например, в работе [4], предусматривают включение индуктивности в цепь коллектора. При запирании испытуемого транзистора происходит быстрое увеличение коллекторного напряжения при практически неизменном токе. Наличие в цепи коллектора источника питания не позволяет при возникновении ВП ограничить энергию, рассеиваемую в структуре испытуемого транзистора.

Нами была выбрана схема с индуктивной разверткой напряжения коллектора с выключением источника питания при запирании испытуемого прибора.

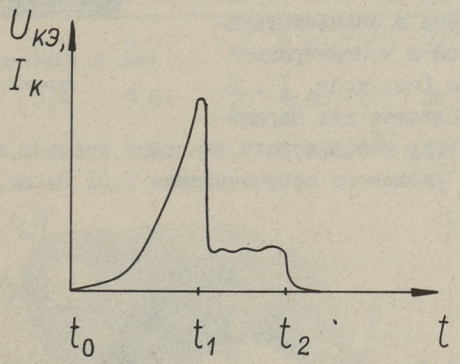


Фиг. 1. Структурная схема экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки приведена на фиг. I. Испытуемый прибор ИП включен по схеме с общим эмиттером с индуктивностью L в цепи коллектора. Напряжение питания в коллекторную цепь ИП подается через электронный ключ К при отпирании ИП базовым током и выключается при его запирании. Импульс базового тока формируется источником базового тока ИБТ. Длительностью импульса базового тока регулируется величина тока в цепи коллектора. ИП при его запирании. Амплитуда развертывающего напряжения на коллекторе ограничи-

вается напряжением пробоя ИП или цепью ограничения напряжения. Наступление ВП определяется по резкому спаду напряжения коллектора детектором вторичного пробоя ДВП. Для исключения повреждения ИП при испытаниях применяется устройство защиты УЗ, которое закорачивает выводы коллектора и эмиттера ИП после возникновения ВП в течение 300 нс. Напряжение на ИП в момент возникновения ВП измеряется измерителем напряжения ИН, а ток - измерителем тока ИТ. Условия запирания ИП определяются напряжением E_2 и сопротивлением резистора $R_Б$. Управление установкой осуществляется устройством управления УУ.

От величины индуктивности зависит вид возникающего ВП [4]. Экспериментально было установлено, что для испытуемых транзисторных структур при величине индуктивности не более I мГ возникает токовый вид ВП. При испытании увеличивали ток через ИП до возникновения токового вида ВП в течение 0,5-I мкс после запирания ИП. Типичные временные диаграммы тока и напряжения на приборе при возникновении токового вида ВП приведены на фиг. 2.



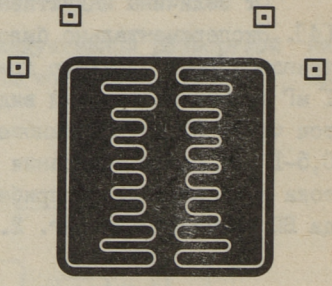
Фиг. 2. Временные диаграммы тока и напряжения на транзисторе.

В момент времени t_1 происходит возникновение ВП, в момент времени t_2 устройство защиты закорачивает выводы эмиттера и коллектора.

3. Технология изготовления, электрофизические и геометрические параметры макетных образцов испытуемых транзисторов

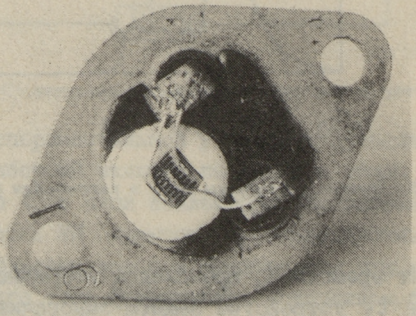
Для определения влияния параметров структуры на стойкость к ВП было изготовлено 3 опытных партии биполярных транзисторов, отличающихся технологией изготовления, а также различными геометрическими и электрофизическими параметрами. Все транзисторы имели одинаковые размеры кристалла (6,25х6,25 мм), площадь эмиттера (9,786 мм^2) и конфигурацию эмиттерных и базовых контактов (фиг. 3). Общий вид макетных образцов приведен на фиг. 4.

На фиг. 5 и в таблице I приведены параметры, распределение концентрации и технология изготовления коллекторной области опытных образцов транзисторов.



Фиг. 3. Конфигурация эмиттера транзисторов.

При методе "прямой" эпитаксии коллекторная область была наращена в соответствующей толщиной и концентрацией легирования (см. табл. I). В качестве подложек для наращивания структур использовали пластины кремния, легированные сурьмой до удельного сопротивления 0,01 Ом·см, диаметром



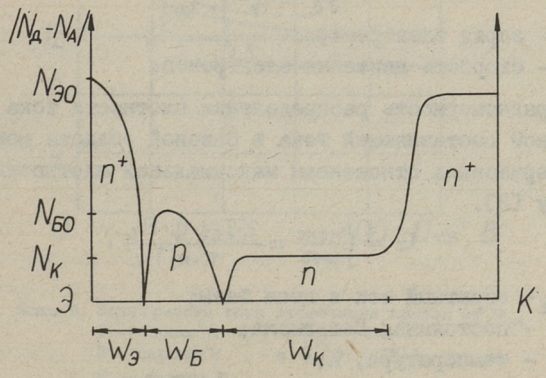
Фиг. 4. Общий вид макетных образцов транзисторов.

40 мм и толщиной 0,25 мм. Эпитаксиальное наращивание производилось по стандартной технологии восстановления тетрахлорида кремния водородом [6].

При методе "обращенной" эпитаксии $п^+$–коллекторная область толщиной 260-300 мкм, легированная фосфором до концентрации $I \cdot I0^{I9}$ $см^{-3}$, была наращена тоже методом восстановления тетрахлорида кремния водородом [7]. Шлифованием и полированием толщина пластин и $п^-$–области была доведена до соответствующих величин (см. табл. I).

Таблица I

№ партий	Поверхностная концентрация в эмиттерной области	Толщина эмиттерной области	Удельное сопротивление в базовой области	Толщина базовой области	Концентрация в коллекторной области	Толщина коллектора	Технология коллекторной области
	$N_{э0}$	$w_э$	$\rho_Б$	$w_Б$	$N_к$	$w_к$	
	$I/см^3$	мкм	см·см	мкм	$I/см^3$	мкм	
I	$5 \cdot I0^{29}$	5,5	0,7	7,I	$2,55 \cdot I0^{I4}$	27,5	"прям." эпит.
2	$6 \cdot I0^{I9}$	5,0	0,6	7,0	$4,46 \cdot I0^{I4}$	36,5	"прям." эпит.
3	$5 \cdot I0^{I9}$	5,8	I,8	5,7	$2,33 \cdot I0^{I4}$	60,5	"обращ." эпит.



Фиг. 5. Распределение концентрации в транзисторных структурах.

Далее $п^-$–$п^+$–структуры всех трех партий прошли двухстадийные диффузии бора и фосфора методом открытой трубы. Контактирование эмиттерных и базовых областей всех структур осуществлялось напылением алюминия толщиной 7–8 мкм и коллекторных областей хромом и никелем толщиной I мкм.

После отделения скрайбированием $п^+$–р–$п^-$–$п^+$–структуры были произведены пайка их с вольфрамовым термокомпенсатором, кислотное травление и защита фаски КПТ-30. Контакты базы и эмиттера осуществлялись ультразвуковой сваркой с алюминиевыми проводами (см. фиг. 4).

На стойкость биполярных транзисторов на токовый вид ВП прежде всего влияют концентрация свободных носителей тока $N_к$ в низкоомной области коллектора, ширина ее $w_к$ и распределение плотности тока в структуре [3]. При обратном токе базы распределение плотности тока определяется эффективным сопротивлением базовой области под эмиттером

$$R'_б = \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho_б}{w_б \cdot z_э} \cdot \ell_э ,$$

где $\rho_б$ – удельное сопротивление базовой области;
$w_б$ – ширина базовой области;
$z_э$ – периметр эмиттера;
$\ell_э$ – протяженность базовой области под эмиттером.

Плотность тока, при которой пространственный объемный заряд свободных носителей тока компенсируется инжектированными носителями

$$j_0 = q \cdot N_к v_e ,$$

где q – заряд электрона;
v_e – скорость движения электронов.

Неравномерность распределения плотности тока из-за поперечной составляющей тока в базовой области может быть охарактеризована отношением максимальной плотности тока к среднему [3].

$$G = \frac{j_{макс}}{j_{сред}} = \frac{2 \cdot I_{б2} \cdot q \cdot R'_б}{\pi \cdot к \cdot T} ,$$

где $I_{б2}$ – обратный ток в цепи базы;
$к$ – постоянная Больцмана;
T – температура, К;
q – заряд электрона.

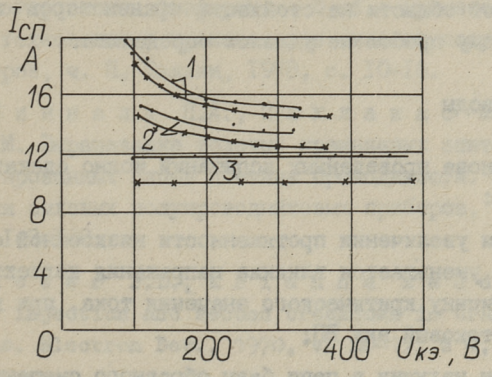
В таблице 2 приведены параметры структур, характеризующие стойкость опытных транзисторных структур к ВП.

Таблица 2

№ партии	$N_к \cdot w_к$	$R'_б$	j_0	$G/I_{б2}$
	1/см^2	Ом	А/см^2	1/А
I	$7 \cdot 10^{11}$	3,0	408	76,3
2	$16{,}3 \cdot 10^{11}$	2,6	713	66,2
3	$13{,}5 \cdot 10^{11}$	9,6	356	244

4. Результаты испытания

Испытания устойчивости макетных образцов к ВП производились в двух режимах, которые наиболее характерны для применения мощных высоковольтных переключающих транзисторов с обратным смещением в цепи базы и без смещения. Сопротивление в цепи базы 2,5 Ом, напряжение обратного смещения 1 В. При отсутствии обратного смещения (E_2) обратный ток базы в момент возникновения ВП составлял 0,20 А, при обратном смещении - 0,75 А.



Фиг. 6. Зависимости тока вторичного пробоя от $U_{кэ}$
1 - партия 1 • $I_{б2}$ = 0,2 А
2 - партия 2 * $I_{б2}$ = 0,75 А
3 - партия 3

Испытанию подвергались 10 транзисторов из каждой опытной партии. По результатам испытания были вычислены средние значения тока возникновения ВП при определенном напряжении коллектор-эмиттер.

Результаты испытания представлены на фиг. 6, где точками обозначены режимы возникновения ВП без обратного смещения, а крестиками - при обратном смещении в цепи базы.

Как видно, зависимость тока возникновения вторичного пробоя $I_{вп}$ от напряжения $U_{кэ}$ для различных партий имеет количественно отличающийся характер. Такое поведение объясняется различными толщинами низкоомных областей коллектора. При большой ширине низкоомной области коллектора (партия 3) условия возникновения вторичного пробоя выполняются, когда в коллекторной области имеется область с нулевым пространственным зарядом [8].

Вид вольтамперных характеристик биполярных транзисторов в режиме ВП при различных толщинах коллекторных областей [8] соответствует зависимостям на фиг. 6.

Наибольшее влияние обратного тока базы имеют транзисторы 3-й партии, так как у них эффективное сопротивление базовой области наибольшее. Заметного влияния технологии коллекторной области на стойкость транзисторов к токовому вторичному пробою не удалось определить.

5. Выводы

На основе проведенных испытаний можно сделать следующие выводы:

1) при увеличении протяженности низкоомной области коллектора уменьшается влияние напряжения коллектор-эмиттер на величину критического значения тока, при котором возникает токовый вид ВП;

2) при наличии в цепи базы обратного смещения уменьшается стойкость биполярных транзисторов к токовому виду вторичного пробоя, зависимость тем больше, чем больше эффективное сопротивление базовой области под эмиттером;

3) полученные значения тока вторичного пробоя превышают номинальные величины тока коллектора, определенные величиной $h_{21э} \geqslant 8$.

Литература

I. Grossman M. Focus on power transistors and thyristors. - Electronic Design, 1977, N 23, p. 52-60.

2. Koyanagi K., Hane K., Suzuki T. Boundary conditions between current-mode and thermal-mode second breakdown in epitaxial planar transistors. - IEEE Trans. Electron Dev., 1977, v. ED-24, N 6, p. 672-678.

3. Caroll J.E., Probert P.J. Current-voltage characteristics of transistors operating in current-mode second breakdown. - Sol. State and Electron Dev., 1979, v. 3, N 2, p. 41-48.

4. Петров Б.К. Влияние лавинной инжекции на вторичный пробой в дрейфовом транзисторе. Радиотехника и электроника, т. XXI, № I2, I976, с. 260I-2607.

5. Bennet W.P., Kumbatowic R.A. Power and energy limitations of bipolars imposed by thermal-mode and current-mode second-breakdown mechanisms. - IEEE Trans. on Electron Dev., 1981, v. ED-28, N 10, p. 1155-1162.

6. Винналь Я.А., Пихлакас М.Р., Тарма М.Т., Шульга М.И. Наращивание высокоомных слоев кремния, легированных фосфором. - В сб.: Применение эпитаксиальной технологии в производстве силовых полупроводниковых приборов, ч. П, Таллин, I978, с. I0-I6.

7. Винналь Я.А., Пихлакас М.Р., Сийнер М.М. Выращивание толстых кремниевых эпитаксиальных высоколегированных слоев $п^{+}$-типа проводимости. - В сб.: Технология силовых полупроводниковых приборов, Таллин, I98I, с. I43-I48.

8. Hower P.L., Krishna Reddi V.G. Avalanche injection and second breakdown in transistors. - IEEE Trans. Electron Dev., 1970, v. ED-17, N 4, p. 320-335.

K. Köverik,
A. Järvalt

Secondary Breakdown Limitations of Bipolar Power Transistors

Summary

The experimental method for evaluating the current mode of secondary breakdown stability of bipolar power transistors and the results of experimental testing of different transistors' structures are presented.

Teaduslik Raamatukogu
ENSV TA
TALLINN
АН ЭССР
Научная библиотека

EESTI AKADEEMILINE RAAMATUKOGU
1 0200 00089792 0

Цена 75 коп.