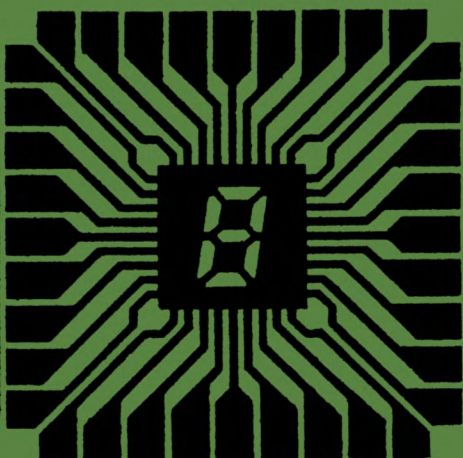




Массовая
библиотека
инженера

Электроника



В.Н.Устюжанинов
А.З.Чепиженко

Радиационные
эффекты
в биполярных
интегральных
микросхемах

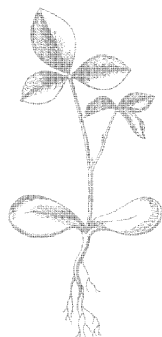
Издательство «Радио и связь»

**В.Н.Устюжанинов
А.З.Чепиженко**

**Радиационные
эффекты
в биполярных
интегральных
микросхемах**



**Москва
«Радио и связь» 1989**



ББК 32.844.1

У 83

УДК 621.3.049.774.019.3:539.16.04

Редакционная коллегия:

С. С. Булгаков (отв. редактор), *М. А. Бедревский*, *Ю. И. Борзаков*, *Г. Г. Горбунова*, *Л. Г. Дубицкий*, *В. И. Иванов*, *И. В. Лебедев*, *В. М. Ломакин*, *Ю. Р. Носов*, *Ю. Н. Рысев*, *В. Н. Сретенский* (зам. отв. редактора), *В. А. Терехов*, *В. Н. Уласюк*, *В. А. Шахнов*

Рецензенты: д-р техн. наук Ф. П. Коршунов, д-р техн. наук Н. А. Ухин, канд. техн. наук Л. Н. Патрикеев

Редакция литературы по электронной технике

Устюжанинов В. Н., Чепиженко А. З.

У 83 Радиационные эффекты в биполярных интегральных микросхемах. — М.: Радио и связь, 1989. — 144 с., ил. — (Массовая б-ка инженера «Электроника»).

ISBN 5-256-00254-6.

Рассматриваются радиационные эффекты в биполярных интегральных микросхемах, возможные нарушения работоспособности, виды и механизмы отказов. Анализируются схемотехнические и конструктивно-технологические аспекты повышения радиационной стойкости цифровых микросхем и радиоэлектронной аппаратуры. Обобщаются результаты исследований воздействия излучений на микросхемы.

Для инженерно-технических работников, занимающихся разработкой радиоэлектронной аппаратуры.

У 2302030700-017 34-89
046(01)-89

ББК 32.844.1

Производственное издание

Устюжанинов Валерий Николаевич,
Чепиженко Анатолий Захарович

**РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
В БИПОЛЯРНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМАХ**

Заведующий редакцией *Ю. Н. Рысев*. Редактор *И. П. Леонтьева*.
Художественный редактор *Н. С. Шенн*. Технический редактор *З. Н. Ратникова*.
Корректор *З. Г. Галушкина*

ИБ № 1048

Сдано в набор 28 07 88	Подписано в печать 14.10.88	T-18541
Формат 60×90 ^{1/16}	Бумага кн-журн. № 2	Гарнитура литературная
Усл. печ. л. 9,0	Усл. кр.-отт. 9,25	Печать высокая
Изд. № 20967	Зак. № 92	Уч.-изд. л. 10,53
		Тираж 12 000 экз.
		Цена 55 к.

Издательство «Радио и связь». 101000 Москва, Почтамт, а/я 693

Типография издательства «Радио и связь». 101000 Москва, ул. Кирова, д. 40

ISBN 5-256-00254-6

© Издательство «Радио и связь», 1989

ПРЕДИСЛОВИЕ

Обеспечение радиационной стойкости радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) становится все более актуальной проблемой вследствие расширения области применения электронной техники в условиях воздействия рентгеновского, гамма-, электронного, протонного, нейтронного и других ионизирующих излучений как естественного, так и искусственного происхождения. В настоящее время накоплен большой объем экспериментальных данных, характеризующих радиационную стойкость, однако отсутствие единой методологической основы затрудняет ее прогнозирование в условиях, отличных от условий экспериментальных исследований, что существенно усложняет решение прикладных задач. Разнообразие конструктивно-технологических характеристик микросхем, различные электрические режимы их эксплуатации, функциональные особенности и системные принципы реализации аппаратуры на их основе — факторы, влияющие на радиационную стойкость аппаратуры и получение расчетных оценок. Отсутствие источников излучений с заданными спектрально-энергетическими и временными характеристиками часто ограничивает возможности получения экспериментальных оценок стойкости изделий.

Отмеченные особенности определили направленность и содержание книги. Авторы хотели обратить внимание читателей на расчетные методы определения стойкости микросхем на основе общих моделей ионизационных эффектов и деградационных явлений, поскольку возможности расчетов в настоящее время не полностью используются в инженерной практике.

Определенную трудность при решении прикладных задач представляет поиск эквивалентных по различным критериям соотношений между характеристиками ионизирующих излучений. Решение подобных задач существенно расширяет возможности расчетных и экспериментальных методов определения стойкости микросхем. Учитывая это, авторы сочли целесообразным рассмотреть основные соотношения, характеризующие условия эквивалентности по радиационным эффектам.

Особое внимание в книге уделено количественному анализу радиационной деградации электрических параметров нелинейных каскадов в составе аналоговых микросхем. Выполнен расчет длительностей переходных процессов в каскадах, работающих в режиме большого сигнала, включая режим насыщения, в условиях радиационных воздействий. На основе теоретического анализа ионизационных переходных процессов в каскадах аналоговых и цифровых микросхем разработан инженерный метод расчета амплитудных и временных параметров импульсных ионизационных реакций.

Изложенный материал не претендует на полноту и является скорее иллюстрацией основных принципов и положений. Однако, по мнению авторов, знакомство даже с конспективным изложением основных принципов расчетов поможет читателю увереннее ориентироваться в вопросах радиационной стойкости микросхем.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

1.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИАЦИОННЫХ СРЕД И ЭФФЕКТОВ

Множество радиационных эффектов в интегральных микросхемах, вызывающих устойчивые и временные отказы РЭА, обусловлено разнообразием спектрально-энергетических и временных характеристик радиационных сред. Радиационные среды создаются источниками ионизирующих излучений (ИИ), которые имеют искусственное и естественное происхождение [3—10] и отличаются амплитудно-временными и спектрально-энергетическими характеристиками рентгеновского, гамма-, нейтронного, электронного и протонного излучений.

Космическое пространство является естественной радиационной средой, в которой действуют: галактическое излучение — потоки протонов, альфа-частиц и других тяжелых ядер с энергиями $10^2 \dots 10^{14}$ МэВ; излучение Солнца, особенно в период солнечной активности, — потоки протонов и альфа-частиц с меньшими по сравнению с галактическим излучением энергиями, но со значительно большей плотностью потока; излучения естественных радиационных поясов Земли — областей космического пространства, в которых действуют потоки протонов с энергиями до 700 МэВ и электронов с энергиями менее 1 МэВ — внутренний пояс, либо потоки протонов с энергиями до 60 МэВ и электронов с энергиями 0,2 ... 5 МэВ — внешний пояс. Физическая природа и параметры излучений космического пространства, пространственная структура естественных и искусственных радиационных поясов рассматриваются в [1—3, 8, 52].

Искусственные радиационные среды могут создаваться в технологических целях для производства высококачественных микросхем [2, 11, 12]. При этом физика процессов ионного легирования и радиационно-технологической обработки не имеет принципиальных отличий от процессов радиационного облучения естественными источниками.

Ядерный взрыв (искусственная среда) является источником ИИ [1—4, 13—15] в виде мощного импульса гамма-излучения длительностью в единицы и десятки наносекунд и запаздывающего относительно гамма-квантов импульса быстрых нейтронов длительностью в сотни и тысячи микросекунд. В зависимости от вида ядерного взрыва — наземного, воздушного или высотного — воз-

можны и другие виды ИИ, например вторичный гамма-импульс при воздушном или высотном взрыве. В ядерных энергетических установках — непрерывных и импульсных ядерных реакторах — процесс деления ядер сопровождается испусканием гамма-нейтронного излучения [16—18]. Для проведения исследовательских работ широкое применение находят моделирующие установки: ядерные реакторы импульсного и непрерывного действия, импульсные рентгеновские и гамма-установки, гамма-установки непрерывного действия, импульсные и непрерывные ускорители электронов и протонов [2, 3, 8, 17].

Приведенный краткий обзор радиационных сред и источников иллюстрирует разнообразие радиационных условий и факторов, действующих на РЭА в реальных условиях эксплуатации.

Совокупность эффектов, следствием которых являются необратимые изменения свойств материалов, принято характеризовать понятием дозовых или интегральных эффектов [2, 3], поскольку степень их проявления зависит, прежде всего, от поглощенной дозы ИИ. На молекулярном уровне дозовые эффекты проявляются в виде так называемых радиационных дефектов, классификация и характеристики которых подробно рассмотрены в [2,4—6,20—28]. Отметим, что наиболее типичным видом радиационных дефектов структуры твердого тела являются дефекты Френкеля — наличие атомов в междоузлиях и пустых узлов (вакансий) кристаллической решетки. Смещение атомов из узлов кристаллической решетки происходит преимущественно в процессе упругого взаимодействия налетающей нейтральной или заряженной частицы с ядром атома-мишени [21—28]. При упругом взаимодействии суммарная кинетическая энергия смещенного атома и частицы остаются неизменной. Смещенный атом, имеющий достаточно большую кинетическую энергию, может взаимодействовать с узлами кристаллической решетки и вызывать последующие смещения. Закономерности образования вторичных смещенных атомов рассматриваются в теории каскадов [21]. Теоретические оценки показывают, что при облучении кремния потоками быстрых нейтронов на один первично выбитый атом приходится до нескольких сотен смещенных атомов. Различные виды ИИ характеризуются различной способностью образования вторичных смещений.

Неупругое взаимодействие нейтральных или заряженных частиц с атомной структурой характеризуется частичным переходом кинетической энергии воздействующих частиц в другие виды энергий, например в энергию вторичных излучений или энергию различных видов ядерных взаимодействий. Так, при взаимодействии электронов относительно высоких энергий с ядрами атомов является тормозное излучение в виде гамма-квантов с определенным энергетическим спектром. Вероятность неупругого взаимодействия возрастает по мере увеличения энергии бомбардирующих частиц. Для различных видов ИИ существуют приближенные значения энергии частиц или гамма-квантов, ограничивающие области преимущественно упругих и неупругих взаимодействий.

Наиболее важным результатом неупругих взаимодействий является ионизация атомов облучаемого вещества, вызывающая различные ионизационные эффекты в микросхемах. Количественные показатели ионизационных эффектов в широком диапазоне изменения интенсивностей внешних воздействий зависят от количества энергии, поглощенной в структуре микросхемы в единицу времени при облучении, т. е. от мощности поглощенной дозы гамма-излучения, плотности потоков нейтронного или протонного излучений. Вследствие этого ионизационные эффекты в микросхемах отражают энергетические характеристики воздействующих излучений. Различные виды ИИ обуславливают различную интенсивность ионизации, определяемую числом электронно-дырочных пар, создаваемых в единице объема облучаемого материала в единицу времени при поглощении равных количеств энергии воздействующих излучений.

Амплитудно-временные параметры радиационных сред в значительной мере определяют количественные показатели вызываемых эффектов. Дозовые эффекты сопровождают действие преимущественно непрерывных излучений, а также наблюдаются после действия импульсных ИИ длительностью, в несколько раз превышающей время жизни неосновных носителей заряда. Ионизационные эффекты в большей степени связаны с ростом мощности дозы или плотности потока воздействующего излучения, что достигается либо увеличением поглощенной дозы за время действия импульса ИИ, либо сокращением длительности импульса ИИ при неизменной поглощенной дозе. Строгих условий преобладания дозовых или ионизационных эффектов, как правило, не существует, поскольку последствия воздействия ИИ определяются не только характеристиками излучений, но и свойствами облучаемых объектов — электрическими параметрами микросхем различных степеней интеграции, функционального назначения и технологии производства.

Обобщающим понятием, охватывающим различные виды последствий облучения, является термин «радиационные эффекты» [33], отражающий изменения параметров, характеристик и свойств изделия в результате воздействия ИИ. Применительно к микросхемам изменение любых параметров, задаваемых в технической или конструкторской документации, в результате воздействия ИИ следует рассматривать как конкретное проявление радиационных эффектов, т. е. для каждого типа аналоговых или цифровых микросхем радиационные эффекты имеют конкретную форму проявления. Свойство изделий выполнять свои функции и сохранять параметры в пределах установленных норм во время и после воздействия ИИ называют радиационной стойкостью изделий.

Параметры микросхем характеризуются различной скоростью и пределами изменений при воздействии ИИ. В реальных условиях осуществляют контроль радиационной стойкости ограниченно-го числа наиболее важных параметров, нахождение которых в

пределах установленных норм гарантирует нормальное функционирование микросхем во время и после действия ИИ. Такие параметры называются определяющими радиационную стойкость изделия [33]. Для цифровых микросхем в качестве определяющих параметров часто принимаются время задержки распространения сигнала, уровни выходного напряжения, токи потребления и другие, для аналоговых микросхем — коэффициенты передачи тока и напряжения, время установления и время спада выходных сигналов, полоса пропускания и др.

Для каждого определяющего параметра установлены граничные значения, в пределах которых допустимо его изменение при воздействии ИИ. Такие условия рассматриваются как критерии радиационной стойкости микросхем. Часто в качестве граничных условий используются допустимые отклонения параметра. Уровень ИИ, воздействующего на микросхему, при котором еще выполняется критерий радиационной стойкости, называется показателем радиационной стойкости (ПРС). Параметрический ПРС оценивается уровнем ИИ, до которого для всех определяющих параметров микросхем с заданной вероятностью выполняются критерии радиационной стойкости [33].

Различные виды ИИ — нейтронное, гамма-, электронное, протонное и другие — характеризуются различными механизмами образования радиационных эффектов, что обуславливает необходимость определения ПРС для каждого вида ИИ по каждому из возможных эффектов. В силу разрушающего характера облучения некоторыми видами ИИ, а также трудоемкости исследований решение таких задач экспериментальным путем затруднено. Это обстоятельство выдвигает в качестве первоочередной задачи определение ПРС для различных видов воздействующих ИИ с максимальным применением расчетных и расчетно-экспериментальных методов, возможности которых в настоящее время используются недостаточно интенсивно.

Современное состояние теории взаимодействия ИИ с веществом рассмотрено в [2, 4—6, 26, 27, 41]. Теория содержит следующие основные положения.

Облучение вещества, в частности кремния *n*- и *p*-типов, потоком нейтронов — элементарных нейтральных частиц с массой покоя $m = 1,00898$ а. е. м. = 939,55 МэВ — сопровождается передачей кинетической энергии атому кремния. Количественные оценки процесса подробно рассматриваются в теории упругого взаимодействия [6, 21, 27, 28]. Приобретенная в результате взаимодействия избыточная энергия расходуется на разрыв связей атомов с узлами кристаллической решетки, а выбитый атом участвует в каскадном процессе смещения других атомов. По мере повышения энергии бомбардирующих нейтронов возрастают энергия первично смещенного атома и количество вторично смещенных атомов. Увеличение кинетической энергии, приобретаемой атомами в процессе смещения, сопровождается ростом числа смещений. В соответствии с существующими представлениями [21] при достижении релятивистских скоростей линейного перемещения смещенно-

го атома электронное облако «отстает» от ядра атома, т. е. происходит ионизация. Ионизационная способность нейтронов растет по мере увеличения энергии, т. е. увеличения доли неупругих взаимодействий за счет соответствующего сокращения доли упругих взаимодействий, следствием которых являются эффекты смещения атомов.

Радиационные эффекты смещения в кремнии при облучении потоками нейтронов начинают проявляться, когда энергия $E_n > > 0,1$ МэВ. К важным характеристикам процесса взаимодействия нейтронов с ядрами атомов облучаемого вещества относится сечение взаимодействия σ — площадь поперечного сечения воображаемой сферы, окружающей ядро, такого радиуса, что все нейтроны, проникающие в эту сферу, участвуют в процессе взаимодействия определенного вида, упругого или неупругого, с ядром атома [38]. Величина σ , характеризующая вероятность взаимодействия частицы с ядром атома, измеряется в единицах площади. Каждый вид взаимодействия характеризуется собственным сечением взаимодействия, называемым парциальным, — вероятностью протекания конкретного вида взаимодействия.

Сумма парциальных сечений образует полное сечение взаимодействия. Как парциальные, так и полное сечения взаимодействия зависят от вида частиц, энергии излучения и атомной структуры облучаемого вещества. Все виды сечений взаимодействия одного атома (частицы) называют микроскопическими. Сумма микроскопических сечений определенного вида в единице объема вещества образует макроскопическое сечение взаимодействия.

Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами детально исследованы в [39], где отмечается, что полное сечение взаимодействия быстрых нейтронов с ядром приблизительно равно сечению рассеяния, поскольку сечения ядерных превращений, вызываемых нейтронами, относительно малы. В свою очередь, сечение рассеяния содержит две составляющие — сечения упругого и неупругого рассеяний. Упругое рассеяние нейтронов на ядрах атомов обуславливает эффекты смещения, т. е. процессы образования радиационных дефектов. Неупругое взаимодействие сопровождается передачей части кинетической энергии нейтрона на ионизацию атомов, т. е. неупругое рассеяние приводит к ионизации и смещению атомов, что затрудняет определение составляющей полного сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядром, обуславливающей ионизационные эффекты. Из экспериментальных данных известно [30], что для диапазона изменения энергии быстрых нейтронов $E_n = 0, 1 \dots 14$ МэВ сечение смещения практически линейно уменьшается с ростом E_n , а сечение взаимодействия, «ответственное» за ионизацию, линейно увеличивается. Данные о сечениях взаимодействия нейтронов приведены в [38, 39].

Характер взаимодействия заряженных частиц — электронов и протонов — с веществом существенно зависит от энергии частиц. При $E_e \leq 0,1$ МэВ потоки облучающих электронов взаимодействуют преимущественно с электронными оболочками атомов. При упругих атомных взаимодействиях происходит рассеяние бомбар-

дирующих электронов, возможно также образование радиационных дефектов. Преобладающим является неупругое атомное взаимодействие — энергия электронов практически полностью расходуется на ионизацию вещества. Для протонов неупругие взаимодействия происходят преимущественно при $E_p < 10$ МэВ и вызывают ионизационные эффекты. Превышение указанных приближенных значений энергии электронов и протонов сопровождается возникновением первоначально упругих, а затем и неупругих взаимодействий с ядрами атомов облучаемого вещества. Упругое рассеяние на ядрах наряду с ионизацией сопровождается их возбуждением, вызывающим тормозное излучение в виде потока гамма-квантов. Интенсивность тормозного излучения, характеризующего радиационные потери энергии бомбардирующих частиц, растет по мере увеличения их энергии, что несколько ослабляет эффекты ионизации и смещения, а выход тормозного излучения увеличивается с ростом энергии заряженных частиц и атомной массы облучаемого вещества. Для электронов заметный выход тормозного излучения в кремнии, составляющий примерно 1% от полных потерь энергии в веществе, наблюдается при $E_e = 1$ МэВ.

Процесс неупругого взаимодействия протонов с ядрами атомов облучаемого вещества наблюдается при $E_p > 50$ МэВ и отличается большим разнообразием внутриядерных процессов, порождающих различные виды вторичных излучений [5, 6], в основном нейтронов и протонов. Интенсивность вторичного излучения растет по мере увеличения энергии первичных протонов вплоть до $E_p = 10^5$ МэВ (характерно для космического излучения). Энергия вторичных частиц может существенно превышать 100 МэВ, а сами частицы могут участвовать в процессах упругого и неупругого взаимодействий с атомами и ядрами.

Взаимодействие квантового — гамма- и рентгеновского — излучения с веществом существенно отличается от рассмотренного выше. В соответствии с существующими представлениями [38] для энергии до 10 МэВ полное сечение взаимодействия фотона

$$\sigma = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{нк}} + \sigma_{\text{ког}} + \sigma_{\text{п}},$$

где $\sigma_{\text{ф}}$ — сечение фотоэлектрического поглощения фотона, сопровождающегося испусканием электрона; $\sigma_{\text{нк}}$ — сечение некогерентного рассеяния на связанном электроны, в процессе которого происходит частичная передача энергии электрону с образованием свободных, так называемых комптоновских электронов, участвующих в процессах упругого и неупругого рассеяний на атомах и ядрах атомов облучаемого вещества; $\sigma_{\text{ког}}$ — сечение когерентного рассеяния, при котором происходит отклонение рассеянного фотона на некоторый угол от направления первоначального распространения без потерь энергии; $\sigma_{\text{п}}$ — сечение образования электронно-позитронных пар, участвующих в ионизации среды и генерации тормозного излучения.

Сечения взаимодействия фотонов характеризуют затраты энергии первичного излучения на образование заряженных частиц и

на энергию вторичного фотонного излучения. Для решения прикладных задач определения поглощенных доз и радиационных дефектов необходимо знать часть энергии первичного фотонного излучения, преобразуемую в кинетическую энергию заряженных частиц. Для этого вводится понятие коэффициентов взаимодействия фотонного излучения с веществом. В частности при рентгеновском или гамма-облучении кремния линейный коэффициент поглощения фотонного излучения

$$\mu_{\text{п}} = \mu_{\text{ф}} f_{\text{ф}} + \mu_{\text{нк}} f_{\text{нк}} + \mu'_{\text{п}} f_{\text{п}},$$

где $f_{\text{ф}}$, $f_{\text{нк}}$, $f_{\text{п}}$ — коэффициенты, характеризующие средние доли энергии фотона, превращаемые в кинетическую энергию электронов в процессах фотоэлектрического поглощения, некогерентного рассеяния на электроне и образования пар [38]. Линейные коэффициенты поглощения парциальных процессов $\mu_{\text{ф}}$, $\mu_{\text{нк}}$, $\mu'_{\text{п}}$ существенно зависят от энергии фотона и атомного номера Z облучаемого вещества. Поэтому для каждого вещества существуют диапазоны изменения энергии фотонного излучения, для которых характерно преобладание одного из процессов над другими. В частности, для кремния с $Z=14$ при $E_{\gamma} < 0,05$ МэВ преобладающим является процесс фотоэлектрического поглощения, а при $E_{\gamma} > 0,05$ МэВ — некогерентного рассеяния, выходом которого являются комптоновские электроны, участвующие в дальнейших процессах ионизации и образования радиационных дефектов в структуре облучаемого вещества. Процесс образования электронно-позитронных пар в кремнии характеризуется малыми парциальным сечением и коэффициентом $f_{\text{п}}$ для всех реальных значений энергии гамма-квантов в составе реакторного излучения и излучений ядерного взрыва. Поэтому применительно к кремнию как основному материалу полупроводниковых микросхем массовый коэффициент поглощения гамма-излучения

$$\bar{\mu}_{\text{п}} = \mu_{\text{п}}/\rho = (f_{\text{ф}} \sigma_{\text{ф}} + f_{\text{нк}} \sigma_{\text{нк}}) n_{\text{а}},$$

где ρ — плотность облучаемого вещества; $n_{\text{а}}$ — число атомов в единице массы вещества. Значения коэффициента $f_{\text{нк}}$ (табл. 1.1), парциальных микроскопических сечений фотоэлектрического погло-

Таблица 1.1

E_{γ} , МэВ	$f_{\text{нк}}$	E_{γ} , МэВ	$f_{\text{нк}}$
0,01	0,019	0,4	0,310
0,02	0,036	0,6	0,368
0,03	0,052	0,8	0,409
0,04	0,067	1,0	0,440
0,05	0,081	1,5	0,495
0,1	0,138	2,0	0,531
0,2	0,216	10	0,684

щения σ_{ϕ} и некогерентного рассеяния $\sigma_{\text{нк}}$ для ряда материалов, включая алюминий, используемый в качестве образцового материала, близкого по параметрам взаимодействия с фотонным излучением к кремнию (коэффициент соответствия около 0,97), представлены в [38]. Анализ данных для алюминия показал, что при $E_{\gamma} \leq 0,05$ МэВ всегда выполняются соотношения $\sigma_{\phi} + \sigma_{\text{нк}} \gg \sigma_{\text{ког}}$, $\sigma_{\phi} > \sigma_{\text{нк}}$; при $E_{\gamma} > 0,08$ МэВ $\sigma_{\text{нк}} \gg \sigma_{\phi} + \sigma_{\text{ког}}$. Поэтому с достаточной для практических оценок точностью можно принять $f_{\phi} = 1 - f_{\text{нк}}$, что в области малых энергий гамма-квантов ($E_{\gamma} \leq 0,05$ МэВ) приводит к зависимости

$$\bar{\mu}_{\text{п}} = \bar{\mu}_{\phi} (1 - f_{\text{нк}}) = (1 - f_{\text{нк}}) \sigma_{\phi} n_{\text{a}},$$

В области средних энергий ($E_{\gamma} = 1,5$ МэВ), типичных для реакций деления ^{235}U и ИИ ядерного взрыва,

$$\bar{\mu}_{\text{п}} = f_{\text{нк}} \bar{\mu}_{\text{нк}} = f_{\text{нк}} \sigma_{\text{нк}} n_{\text{a}}.$$

Приведенные соотношения показывают, что для кремния при $E_{\gamma} \geq 0,08$ МэВ преобладающим является процесс некогерентного (комптоновского) рассеяния. Генерируемые при этом комптоновские электроны участвуют в процессах образования радиационных дефектов по законам, характерным для электронного облучения. Следовательно, поскольку $f_{\text{нк}} < 1$, вероятность появления смещенных атомов при воздействии гамма-излучения и прочих равных условий меньше, чем при облучении потоком электронов.

Рассмотренные особенности взаимодействия различных видов ИИ с веществом позволяют выделить два вида радиационных эффектов в микросхемах: ионизации и смещения. Для определения количественных взаимосвязей и оценок радиационных эффектов в микросхемах необходимы количественные оценки зависимостей электрофизических параметров материалов микросхем — кремния *n*- и *p*-типов — от интенсивности воздействующих ионизирующих излучений. Такие зависимости позволяют, в конечном итоге, выразить через параметры воздействующих излучений изменения характеристик *p-n* переходов и транзисторов в целом, используя известные модели транзисторов.

Многочисленные исследования показали, что различные виды ИИ оказывают наиболее существенное влияние на время жизни τ неосновных носителей заряда в полупроводниковых микросхемах [2, 4, 8, 20, 23, 26, 34]. Это объясняется возникновением относительно высоких концентраций центров рекомбинации в структуре полупроводниковых материалов. Достаточно полные сведения об энергетическом спектре радиационных дефектов в запрещенной зоне кремния, вызванных действием ИИ, представлены в [2]. Обогащение спектра энергетических уровней в результате облучения означает рост интенсивности объемной рекомбинации, что и является причиной уменьшения τ . Теоретические и экспериментальные исследования [2, 4, 8, 19] подтвердили существование зависи-

$$\Delta(1/\tau) = (1/\tau - 1/\tau_0) = K_{\tau} F, \quad (1.1)$$

где τ_0 — исходное время жизни носителей заряда; τ — время жизни носителей

заряда после облучения; K_τ — коэффициент влияния, характеризующий меру радиационных повреждений; F — флюенс излучения.

Коэффициент K_τ зависит от электрофизических параметров материала, вида и интенсивности ИИ. По данным [20] для кремния n -типа с удельным объемным электрическим сопротивлением $\rho_v = 0,02$ Ом·м при облучении реакторными нейтронами $K_\tau = (3,9 \pm 1,1) \cdot 10^{-11}$ м²/(нейтр·с), для кремния p -типа $K_\tau = (3,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-11}$ м²/(нейтр·с); по данным [42] для кремния n -типа, облучаемого потоком нейтронов с $E_n = 1$ МэВ, $K_\tau = 5 \cdot 10^{-11}$ м²/(нейтр·с). Отличие K_τ для разных видов ИИ и условий объясняется действием специфических механизмов дефектообразования, что приводит к возникновению не только точечных дефектов, но и более сложных образований, порождающих глубокие уровни в запрещенной зоне кремния. Такие дефекты отличаются сечениями захвата неосновных носителей.

Второй по значимости причиной изменения параметров микросхем при воздействии ИИ является увеличение удельного объемного сопротивления полупроводниковых материалов. В общем случае зависимость $\rho_v(F)$ носит сложный характер, однако для кремния n - и p -типов в интервале начальных значений $\rho_{v0} = 0,01 \dots 0,1$ Ом·м принято использовать аппроксимирующую зависимость

$$\rho_v = \rho_{v0} \exp(K_\rho F), \quad (1.2)$$

где коэффициент влияния K_ρ зависит от начального значения ρ_{v0} , вида воздействующего ИИ и его спектрально-энергетических характеристик. При облучении нейтронами $K_\rho = 10^{-20} \dots 10^{-17}$ м²/нейтр. [2], причем большие значения коэффициента K_ρ соответствуют большим значениям ρ_{v0} . Поэтому часто $K_\rho F \ll 1$, и вместо зависимости (1.2) используют более простую

$$\rho_v = \rho_{v0} (1 + K_\rho F),$$

отражающую практически линейный характер взаимосвязи ρ_v с уровнем излучения, особенно для относительно низкоомных материалов.

Зависимости $\tau(F)$ и $\rho_v(F)$ являются основными характеристиками, отражающими влияние ИИ на свойства полупроводниковых материалов. Известные для конкретных видов ИИ значения K_τ и K_ρ позволяют во многих случаях получать теоретические оценки изменений параметров p - n переходов и транзисторных структур в составе микросхем при воздействии ИИ. Поэтому большой практический интерес представляет определение соотношений между коэффициентами K_τ для различных видов ИИ. В [2] приводятся данные, полученные в результате сопоставления эффективностей протонного и гамма-излучений с реакторными нейтронами: $K_{\tau n}/K_{\tau p} \approx 0,55$ ($E_p = 68,9$ МэВ); $K_{\tau n}/K_{\tau \gamma} \approx 0,7$ ($E_p = 96$ МэВ); $K_{\tau n}/K_{\tau \gamma} \approx 7 \cdot 10^3$. В [20] получены следующие значения коэффициентов радиационных повреждений для $n = \text{Si}$ с $\rho_v = 0,2$ Ом·м: $K_{\tau n} = 5 \cdot 10^{-11}$ м²/(нейтр·с), $K_{\tau e} = 8,3 \cdot 10^{-13}$ м²/(эл·с), $K_{\tau \gamma} = 3 \cdot 10^{-15}$ м²/(квант·с), что дает результаты: $K_{\tau n}/K_{\tau \gamma} = 1,7 \cdot 10^4$, $K_{\tau n}/K_{\tau e} = 60$, $K_{\tau e}/K_{\tau \gamma} = 280$. Эти соотношения следует рассматривать как приближенные оценки, отражающие скорее порядок величин, поскольку значения K_τ существенно зависят от энергетических характеристик воздействующих излучений и поглощенных доз.

Действие ИИ сопровождается деградацией электрических параметров биполярных транзисторов в составе микросхем. Наиболее «чувствителен» к действию ИИ коэффициент передачи тока в схеме с общим эмиттером (ОЭ) $h_{21э}$. Теоретический анализ радиационной зависимости $h_{21э}(F)$ осуществим лишь для частных случаев идеализированных моделей транзисторов [2, 8, 19]. Результаты теоретических и экспериментальных исследований показали возможность использования в практических расчетах зависимости

$$\Delta(1/h_{21э}) = t_{пр} K_h F = K_h F / 2\pi f_{гр}, \quad (1.3)$$

где K_h — коэффициент радиационной деградации параметра $h_{21э}$; $f_{гр}$ — граничная частота коэффициента передачи тока в схеме с ОЭ; $t_{пр}$ — время пролета базы неосновными носителями. Коэффициент деградации K_h примерно на порядок больше коэффициента K_τ . Различие между ними отражает преимущественный вклад процессов поверхностной рекомбинации носителей в результирующее уменьшение времени их жизни после облучения.

Основным способом определения коэффициента K_h является экспериментальное исследование зависимости $h_{21э}(F)$ для нейтронного, гамма- и электронного излучений с различными спектрально-энергетическими характеристиками. Приведенные в [2] результаты экспериментальных исследований подтверждают существование определенных соотношений между коэффициентами деградации K_h для различных видов ИИ, что позволяет ограничить объем экспериментальных исследований получением результатов облучения с типовыми характеристиками, например нейтронами со спектром деления. Для транзисторов с существенно отличающимися геометрическими размерами и максимальными токами при изменении коллекторного тока I_K в пределах $3 \cdot 10^{-4} \dots 2 \cdot 10^{-2}$ А величина K_h изменяется в интервале $(4 \dots 1) \cdot 10^{-10}$ м²/(нейтр.·с), т. е. уменьшается по мере увеличения коллекторного тока. В работе [30] отмечается, что при облучении транзисторов различных типов реакторными нейтронами K_h изменяется от 10^{-9} до 10^{-11} м²/(нейтр.·с), причем граничные значения флюенса, превышение которых сопровождается быстрым спадом $h_{21э}$, часто соответствуют 10^{16} нейтр./м².

Повышение радиационной стойкости дискретных или интегральных транзисторов достигается уменьшением времени жизни неосновных носителей в тонкой базе в результате, например, легирования золотом до десятков наносекунд. Граничные частоты таких транзисторов при включении по схеме с ОЭ составляют сотни мегагерц, а граничные значения флюенсов достигают 10^{19} нейтр./м², что соответствует малым значениям коэффициента $K_h \approx 10^{-11}$ м²/(нейтр.·с) [30]. Повышенная радиационная стойкость высокочастотных транзисторов объясняется преобладающим влиянием высокой концентрации легирующих примесей по сравнению с концентрацией радиационных дефектов структуры на процессы переноса заряда в базовой области.

Рассмотренные выше процессы отражают деградационные явления в материалах, *p-n* переходах или транзисторах как следствие преимущественного упругого взаимодействия корпускулярного или квантового излучения с атомной структурой вещества. Однако

большая часть энергии ИИ расходуется на процессы неупругого взаимодействия, преимущественно на ионизацию атомов облучаемого материала. Количественной мерой интенсивности ионизации является скорость генерации носителей заряда G — число электронно-дырочных пар в объеме полупроводникового материала, генерируемых в единицу времени при облучении. Она зависит от вида воздействующих ИИ, средней энергии образования одной пары носителей и энергии, поглощаемой в веществе в единицу времени в результате неупругого взаимодействия. Следовательно, для каждого вида ИИ существует определенное значение G , отражающее особенности процессов ионизации.

Ионизационные эффекты, возникающие при облучении однородных (не содержащих p - n переходов) полупроводников, проявляются в виде ионизационных токов, зависящих от электрофизических параметров материалов, скорости генерации носителей G , эквивалентного сопротивления и смещения во внешней электрической цепи, типа контактов — омических или выпрямляющих.

Характерными примерами однородных областей в составе физической структуры микросхемы являются диффузионные резисторы, реализуемые методами планарной или эпитаксиально-планарной технологии. Ток, протекающий через образец однородного полупроводника — диффузионного резистора с невыпрямляющими контактами, при отсутствии облучения [44],

$$I = e(n_e \mu_e + n_p \mu_p) SE = e(n_e \mu_e + n_p \mu_p) VU/l^2,$$

где n_e , n_p — концентрации электронов и дырок; μ_e , μ_p — подвижности электронов и дырок; e — заряд электрона; E — напряженность поля; U — разность потенциалов; l , S , V — длина, площадь поперечного сечения и объем образца.

В условиях равномерного облучения неравновесная концентрация носителей $\Delta n = gV\tau$, где g — число пар носителей, образующихся в единичном объеме полупроводника в единицу времени; τ — среднее время жизни носителей. Энергия, затрачиваемая на образование одной пары носителей, — энергия ионизации — не зависит от вида ИИ [23], поэтому g — постоянная величина для каждого материала. Для кремния $g = 4,3 \cdot 10^{21}$ пар/(Гр·м³). Учитывая мощность дозы P воздействующего ИИ, представим скорость генерации носителей в виде $G = gP$, тогда уравнение переноса заряда в образце однородного полупроводника с одинаковой концентрацией примесей во всем объеме в условиях равномерного облучения принимает вид

$$I_n = egPV(\mu_e \tau_e + \mu_p \tau_p) U/l^2, \quad (1.4)$$

где τ_e , τ_p — времена жизни электронов и дырок.

Уравнение (1.4) справедливо для образцов с невыпрямляющими контактами, обеспечивающими возможность перехода во внешнюю цепь электронов и дырок. Рассмотрим его как приближенную одномерную модель диффузионного резистора, формируемого в

процессе базовой диффузии по типовой технологии планарных микросхем. Для резисторов на основе кремния p -типа

$$I_n = eGV\mu_p\tau_p U/l^2. \quad (1.5)$$

Протекание обусловленного облучением тока I_n через диффузионный резистор эквивалентно уменьшению его сопротивления R до значения $R_n = U/(I_n + U/R)$. Учитывая (1.5), находим относительное изменение сопротивления резистора под воздействием импульсного облучения:

$$\sigma_R = R_n/R = 1/(1 + eGV\mu_p\tau_p R/l^2)$$

для случая воздействия импульсного гамма-излучения

$$\sigma_R = 1/(1 + 6,9 \cdot 10^2 V P_\gamma \mu_p \tau_p R/l^2). \quad (1.6)$$

Пример. Исходные данные: $R=2$ кОм; $\tau_p=1,6 \cdot 10^{-7}$ с; $S=(10 \times 3) \cdot 10^{-14}$ м⁻²; $l=1 \cdot 10^{-4}$ м; $\mu_p=5 \cdot 10^{-2}$ м²/(В·с). Необходимо определить относительное изменение сопротивления диффузионного резистора при воздействии импульсного гамма-излучения.

При данных значениях параметров уравнение (1.6) принимает вид

$$\sigma_R = 1/(1 + 3,3 \cdot 10^{-9} P_\gamma).$$

Допустимое относительное изменение σ_R определяет граничное значение $P_{\gamma \text{ гр}}$ — ПРС диффузионного резистора. Задавая последовательно значения P_γ , равные 10^7 , 10^8 , $5 \cdot 10^8$ Гр/с, получаем соответствующие значения σ_R : 0,96; 0,74; 0,37. Если предельно допустимое относительное изменение сопротивления диффузионного резистора $\sigma_R=0,8$, то ПРС $P_{\gamma \text{ гр}}=8 \cdot 10^7$ Гр/с. Подобный расчет для всех диффузионных резисторов в составе микросхемы позволит определить исходные данные для схемотехнического анализа радиационной стойкости по различным определяющим параметрам.

Точный расчет стойкости диффузионного резистора требует учета влияния ионизационных токов изолирующего p - n перехода. В [8] рассматриваются секционированные двумерные модели диффузионных резисторов, позволяющие учесть сопутствующие ионизационные эффекты.

Физическая структура биполярных микросхем образована однородными областями полупроводниковых материалов n - или p -типа с равномерным или неравномерным распределением примесей, ограниченных p - n переходами или слоями диэлектрической изоляции. Генерация неравновесных носителей в такой структуре сопровождается ионизационными токами, протекающими через p - n переходы и источники внешнего смещения. В условиях умеренной (не превышающей некоторого критического уровня $P_{\text{кр}}$) интенсивности облучения без учета влияния сопротивления в цепи замыкания ионизационный ток в неоднородной (содержащей p - n переход) полупроводниковой структуре

$$I_n = egPSx = eGV_s, \quad (1.7)$$

где S — площадь p - n перехода; x — эквивалентная приведенная толщина слоя генерации носителей; V_s — эквивалентный объем собирания носителей.

Эквивалентные геометрические характеристики структуры x и V_0 учитывают частичное участие неравновесных носителей, генерируемых под воздействием облучения, в образовании ионизационного тока. В результате объемной и поверхностной рекомбинаций, интенсивности которых зависят от концентрации неравновесных носителей, геометрии и размеров структуры, электрофизических параметров материалов, типов контактов и других факторов, ток I_n оказывается меньше потенциально возможного значения. Оценку реально достижимого значения I_n получают введением коэффициентов собирания носителей из p - и n -областей. В этом случае

$$V_0 = S(\lambda_p W_p + \lambda_n W_n + W), \quad (1.8)$$

где W_p , W_n — толщины прилегающих к p - n переходу областей собирания носителей; W — толщина обедненного слоя p - n перехода; λ_p , λ_n — коэффициенты собирания носителей. Оценки коэффициентов λ_p , λ_n приведены в [8, 48], для биполярных микросхем они выбираются в интервале 0,4 ... 0,8.

Реальные условия работы коллекторных p - n переходов транзисторов или изолирующих переходов в составе микросхем могут существенно отличаться, что обуславливается наличием, например, внешнего смещающего напряжения или нагрузочных сопротивлений во внешней цепи. Рассмотрим особенности различных режимов работы p - n переходов при воздействии ИИ.

Основные закономерности генерации фототоков при облучении p - n переходов были изучены при исследовании фотоэлектрических явлений в неоднородных полупроводниках [45], поскольку существует аналогия между явлениями ионизации в переходной и прилегающих p - и n -областях, возникающими при освещении и действии различных видов ИИ. При отсутствии внешнего смещения внутреннее электрическое поле в переходной области p - n перехода, напряженность которого определяется контактной разностью потенциалов и толщиной области, обедненной носителями заряда, вызывает дрейф образовавшихся в результате облучения носителей к границам перехода. Скорость этого процесса определяется скоростью дрейфа в электрическом поле носителей заряда, что обуславливает для реальных p - n переходов в составе микросхемы время нарастания ионизационного тока, измеряемое единицами наносекунд, т. е. импульс ионизационного тока практически повторяет форму импульса воздействующего ИИ. Такая составляющая ионизационного тока называется мгновенной в отличие от запаздывающей, зависящей от процессов диффузионного переноса электронов и дырок с расстояний, не превышающих диффузионных длин L_n и L_p по обе стороны перехода, к его границам.

Прямое смещение p - n перехода уменьшает, а затем и полностью компенсирует внутреннее электрическое поле, что приводит к прекращению действия рассмотренного механизма генерации ионизационного тока I_n . Обратное смещение облучаемого p - n перехода сопровождается расширением переходной области и некоторым увеличением I_n . Включение нагрузочного сопротивления R во внешнюю цепь приводит к уменьшению ионизационного тока.

Количественные характеристики рассматриваемых процессов можно получить, используя уравнение обратной ветви вольт-амперной характеристики

(ВАХ) p - n перехода и ограничения на режимы его работы. Феноменологическая теория процессов [45] дает основное уравнение обратно смещенного p - n перехода при облучении:

$$I = I_{\kappa} - I_0 [\exp(e(IR - U_{\kappa})/kT) - 1], \quad (1.9)$$

где I — ток во внешней цепи; I_{κ} — ионизационный ток, рассчитываемый по (1.7); U_{κ} — контактная разность потенциалов материалов p - и n -областей; k — постоянная Больцмана; T — температура. Закономерности зависимости (1.9) иллюстрируются на рис. 1.1. Область фотодиодного режима работы p - n перехода соответствует обратным смещениям, а вентильного — прямым, значения которых не превышают контактной разности потенциалов. Фотодиодный режим характеризуется практически линейной зависимостью тока во внешней цепи от интенсивности воздействующего ИИ, вентильный — режимом насыщения тока. Формальной границей раздела режимов может служить условие $I = I_{\kappa} = U_{\kappa}/R$, где U_{κ} — напряжение внешнего источника смещения. При $I_{\kappa} < U_{\kappa}/R$ реализуется фотодиодный режим, при $I_{\kappa} > U_{\kappa}/R$ — вентильный.

В конкретных условиях реализация определенного режима работы p - n перехода определяется его свойствами, напряжением внешнего смещения и нагрузочным сопротивлением во внешней цепи, если интенсивность воздействующего ИИ остается неизменной. Из рис. 1.1 следует, что при увеличении уровня облучения, например мощности дозы гамма-излучения, возможен переход из фотодиодного режима в вентильный, что приведет к отклонению фактического ионизационного тока от значения, определяемого по (1.7), т. е. расчетный ионизационный ток может существенно превышать фактический. Следовательно, уровни воздействующих ИИ, при которых выполняется соотношение $I_{\kappa} \geq U_{\kappa}/R$, следует рассматривать как условие существования решения уравнения (1.7).

Ионизационные эффекты в микросхемах не ограничиваются только объемной ионизацией полупроводниковых материалов. Ионизация газовой среды внутри корпусов микросхем сопровождается комплексом сложных физико-химических процессов, зависящих от конструкции и материала корпуса. Следствием таких процессов могут быть пробой между алюминиевыми проводниками на поверхности кристалла микросхем, деградационные явления из-за изменения поверхностных состояний, особенно в местах выхода на поверхность кристалла p - n переходов, образование па-

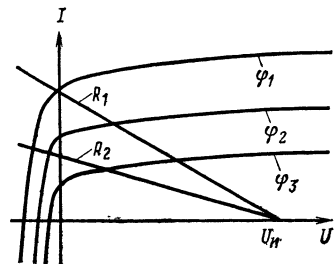


Рис. 1.1. Зависимости фототоков во внешней цепи обратнсмещенного p - n перехода от напряжения смещения при разных уровнях облучения φ ($\varphi_1 > \varphi_2 > \varphi_3$) и сопротивлениях внешней цепи R ($R_2 > R_1$)

разитных утечек и др. [46]. Перечисленные явления практически не поддаются расчетным оценкам. К ним примыкает группа радиационно-стимулированных эффектов на границах разделов сред в микросхемах [8].

1.2. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

Радиационные эффекты вызываются воздействием ИИ различных видов, отличающихся механизмами взаимодействия с веществом и интенсивностью проявления различных эффектов. Задача обеспечения радиационной стойкости микросхем и РЭА на их основе вызывает необходимость изучения относительной эффективности ИИ различной физической природы по ионизационным эффектам и эффектам смещения.

Наибольший практический интерес представляют исследования сравнительных характеристик нейтронного, гамма-нейтронного, гамма-, электронного и протонного излучений. Известные взаимосвязи между параметрами указанных видов ИИ по признакам эквивалентности обусловленных ими ионизационных эффектов и эффектов смещения позволяют решать ряд важных прикладных задач: прогнозирование стойкости к воздействию определенного вида ИИ по результатам испытаний на стойкость к воздействию другого вида; сокращение числа испытаний и номенклатуры источников ИИ; определение наиболее опасных видов и характеристик ИИ в каждом конкретном случае; приведение результатов исследований эффектов, наблюдаемых при воздействии ИИ с определенными спектрально-энергетическими характеристиками, к ожидаемым при воздействии ИИ с заданными спектрально-энергетическими характеристиками и др. Решение подобных задач подразумевает использование оценок параметров ИИ и вызываемых ими эффектов.

Нейтронное излучение. Взаимодействие нейтронов с веществом протекает по различным схемам в зависимости от энергии нейтрона E_n . При $E_n < 2$ МэВ нейтроны участвуют в процессах упругого взаимодействия с ядрами вещества-мишени, сопровождающихся генерацией каскадов ядерной отдачи. Принято считать [21], что упругое взаимодействие нейтронов с ядрами вещества происходит по закону взаимодействия упругих шаров с различными массами, в результате которого реализуются распределения по энергиям, скоростям и угловым отклонениям. Существенно важно, что такие распределения не исключают возможность передачи импульсов энергии, достаточных для появления атомов отдачи с релятивистскими скоростями, превышающими скорости орбитальных электронов. В результате электроны внешних оболочек «срываются» с орбит, т. е. происходит ионизация смещенных атомов. Вероятность этих событий растет по мере увеличения энергии бомбардирующих нейтронов. Следовательно, процесс упругого взаимодействия сопровождается возникновением радиационных дефектов в виде вакансии и атома или иона в меж-

доузлии, а также ионизацией вещества. Реальные радиационные дефекты в структуре твердого тела отличаются разнообразием и сложностью, однако даже в простейших моделях дефектообразования существует некоторое пороговое значение энергии E_i , передаваемой атомам облучаемого вещества, начиная с которого развиваются процессы ионизации. Величина E_i является скорее условным понятием, помогающим объяснить наблюдаемые экспериментально зависимости возникновения преимущественно ионизационных эффектов в облучаемом веществе при $E > E_i$. В [28] дана оценка пороговой энергии:

$$E_i \approx ME_g/8m,$$

где M — масса движущегося атома; m — масса электрона; E_g — ширина запрещенной зоны. При облучении, например, кремния нейтронами пороговая энергия ионизации $E_i \approx 7,5$ кэВ. Если передаваемая в процессе первичного взаимодействия нейтрона с атомом вещества энергия превышает пороговое значение, то это означает развитие процессов неупругого взаимодействия, результатом которых является увеличение доли поглощенной энергии ИИ, расходуемой на ионизацию вещества. В соответствии с моделями упругого взаимодействия [21] реальное взаимодействие нейтронов реакции деления ^{235}U с атомами вещества — многостадийный процесс, в котором энергия быстрых нейтронов сначала расходуется на возбуждение электронов и ядер облучаемого вещества, затем по мере потери энергии нейтронами преобладающими становятся первичные смещения атомов, порождающие каскады смещений вторичными атомами. Взаимодействие смещенных атомов с узлами кристаллической решетки приближается к упругому.

Для оценки эффективности нейтронного облучения микросхем необходимо знать долю поглощенной дозы, которая затрачивается на образование дефектов структуры кремния, обуславливающих деградацию электрических параметров, и долю поглощенной дозы, которая идет на процесс ионизации, вызывающий обратимые эффекты в виде изменений электрических параметров микросхем, исчезающих после прекращения облучения.

При нейтронном облучении

$$D_n = 1,6 \cdot 10^{13} E_n \sigma_n n_a F_n, \quad (1.10)$$

где D_n — поглощенная доза, Гр; E_n — энергия нейтрона, МэВ; σ_n — полное сечение взаимодействия нейтрона с атомом облучаемого вещества, м²; n_a — число атомов облучаемого вещества, приходящихся на 1 кг массы; F_n — флюенс (интегральный поток) нейтронов, нейтр./м². Для кремния $n_a = 2,15 \cdot 10^{25}$ кг⁻¹, в общем случае $n_a = 10 \cdot N_A/A$, где $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ — число Авогадро; A — относительная атомная масса вещества.

Полное сечение взаимодействия σ_n характеризует суммарную вероятность упругого и неупругого взаимодействий нейтронов с ядрами и учитывает следующие процессы: упругое рассеяние; захватное взаимодействие с образованием

составного ядра с последующим испусканием нейтронов, гамма-квантов, протонов и других частиц; неупругое рассеяние, сопровождаемое возбуждением ядра с последующим испусканием энергии в виде гамма-кванта. Существуют и другие виды ядерных реакций, порождаемых процессами взаимодействия нейтронов высоких энергий с ядрами атомов облучаемого вещества. Интенсивность различных механизмов взаимодействия существенно зависит от энергетического спектра потока нейтронов. В спектре нейтронов реакции деления ^{235}U можно пренебречь составляющими полного сечения, характеризующими процессы ядерных реакций и захватное взаимодействие, и рассматривать лишь составляющие упругого σ_{nd} и неупругого σ_{nI} рассеяний:

$$\sigma_n = \sigma_{nd} + \sigma_{nI}.$$

Полное сечение σ_n зависит от энергии нейтрона и относительной массы атома-мишени. Особенностью зависимости $\sigma_n(E_n)$ для конкретного вида ядер является наличие резонансных выбросов в диапазоне энергий $E_n = 0,01 \dots 1$ МэВ, что предопределяет использование усредненных значений σ_n . Для кремния при $E_n = 3 \dots 14$ МэВ можно принять $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ [39], при $E_n = 1$ МэВ величина $\sigma_n = 4,5 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ [38]. Точные данные для составляющих σ_{nd} и σ_{nI} упругого и неупругого взаимодействия полного сечения σ_n в диапазоне энергий E_n для кремния отсутствуют, что затрудняет оценки вкладов упругого и неупругого рассеяний в поглощенную дозу.

Для расчета значений ионизационных токов в однородных и неоднородных полупроводниковых структурах, вызываемых нейтронным облучением, необходимо определить скорость генерации носителей заряда G_n пар/($\text{м}^3 \cdot \text{с}$). Нейтронное облучение является косвенно ионизирующим, поэтому ионизация прекращается, когда средняя энергия атома отдачи падает до порогового значения ионизации. Для учета этого введена оценка скорости генерации [4]

$$G_n = N \sigma_{nd} \varphi_n (\bar{E}_a - \bar{E}_i) / E_n, \quad (1.11)$$

где $N = n_a \rho$ — концентрация атомов вещества, атом/ м^3 ; ρ — объемная плотность веществ, $\text{кг}/\text{м}^3$; \bar{E}_a — средняя энергия атома отдачи; φ_n — плотность потока нейтронов, нейтр./($\text{м}^2 \cdot \text{с}$); E_n — средняя энергия ионизации. Для кремния $E_n = 3,6$ эВ.

В [23] дана следующая оценка энергии ионизации: $E_n = 2,67E_g + 0,87$, эВ, где E_g — оптическая ширина запрещенной зоны. При средней энергии спектра реакции деления ^{235}U $E_n = 2$ МэВ средняя энергия первично выбитых атомов $\bar{E}_a \approx 4/A$, МэВ [21], для кремния $\bar{E}_a \approx 0,142$ МэВ. Принимая $N = 5,2 \cdot 10^{28}$ а/ м^3 ; $\sigma_{nd} = 2 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, получаем из (1.11):

$$G_n = 4 \cdot 10^5 \varphi_n.$$

Учитывая (1.10), определяем скорость генерации носителей по известному времени набора поглощенной дозы D_n :

$$G_n = \frac{\rho D_n}{1,6 \cdot 10^{-13} E_n t} \frac{\bar{E}_a - E_i}{E_n}. \quad (1.12)$$

Для случая облучения кремния реакторными нейтронами оценка (1.12) принимает вид

$$G_n = 2,34 \cdot 10^6 D_n/t. \quad (1.13)$$

Из (1.12), (1.13) следует возможность использования результатов экспериментального определения поглощенной дозы при облучении нейтронами для оценки уровней ионизационных токов по (1.7), что особенно важно при воздействии импульсного нейтронного ИИ с высокими плотностями потоков.

Электронное излучение. Взаимодействие потоков электронов с веществом сопровождается упругим и неупругим рассеяниями на электронах и ядрах. По мере увеличения энергии электронов происходит изменение интенсивности и вида эффектов от преимущественно ионизационных к эффектам смещения и генерации тормозного гамма-излучения [5, 27]. Поглощенная доза электронного или протонного излучения

$$D_{e(p)} = 1,6 \cdot 10^{-13} (dE/dx) F, \quad (1.14)$$

где $D_{e(p)}$ — поглощенная доза электронного (протонного) излучения, Гр; dE/dx — коэффициент, характеризующий полные потери энергии электрона или протона, МэВ·м²/кг; x — толщина образца, выраженная в единицах поверхностной плотности, кг/м². Тормозная способность среды характеризуется средним пробегом заряженных частиц R , кг/м², рассчитываемым по приближенному соотношению

$$R = E/(dE/dx). \quad (1.15)$$

Средние пробеги сокращаются с ростом потерь энергии частиц.

Для практических расчетов пользуются экстраполированными (практическими) пробегами R_s . Значения полных потерь энергии dE_e/dx и экстраполированных пробегов электронов R_s в алюминии представлены в табл. 1.2. Анализ этих данных показал, что особенно велики потери энергии при облучении алюминия низкоэнергетическими электронами. Например, для $E_e = 10$ кэВ величина $R_s = 2,6 \cdot 10^{-3}$ кг/м², что соответствует линейному пробегу $R_s/\rho_{Al} = 0,96$ мкм. Увеличение энергии электрона до 30 кэВ приводит к возрастанию линейного экстраполированного пробега электрона до 6,1 мкм. Полные потери энергии электронов в кремнии практически совпадают с данными табл. 1.2, а значе-

Таблица 1.2

E_e , МэВ	dE_e/dx , МэВ·м ² /кг	R_s , кг/м ²	E_e , МэВ	dE_e/dx , МэВ·м ² /кг	R_s , кг/м ²
0,01	1,64	0,003	1	0,15	3,95
0,02	0,98	0,008	2	0,15	9,12
0,04	0,59	0,027	3	0,16	14,4
0,1	0,32	0,13	5	0,17	25,2
0,4	0,17	1,15	10	0,19	51,8

ния экстраполированного пробега примерно в $\rho_{Al}/\rho_{Si} = 1,15$ раз больше.

Приведенные оценки указывают на возможность избирательного воздействия низкоэнергетических электронов на отдельные элементы физической структуры микросхем: тонкопленочные проводники, окисные слои, эмиттерные, базовые, коллекторные области и др. При этом поглощенная энергия локализуется в тонких слоях, что принципиально отличается от ситуации, лежащей в основе определения поглощенной дозы, когда поглощенная энергия равномерно распределяется в объеме вещества. Отмеченная особенность означает необходимость введения и количественной оценки приповерхностной поглощенной дозы, если длина пробега электрона существенно меньше толщины облучаемого образца. Приповерхностная поглощенная доза определяется как отношение энергии, поглощенной в слое, толщина которого равна экстраполированному пробегу электрона, к массе вещества, соответствующей объему приповерхностного слоя. Расчет приповерхностных поглощенных доз особенно важен для анализа радиационной стойкости микросхем с толщиной чувствительного слоя на порядок меньше, чем пассивной подложки.

В реальных условиях кристаллы микросхем частично защищены от потока электронов элементами конструкции, выполняющими роль экранов. Ослабление плотности потока электронов Φ_e экранами толщиной меньше пробега электронов происходит по закону

$$\Phi_e = \Phi_{e0} \exp(-\bar{\mu}_n d), \quad (1.16)$$

где d — толщина экрана (в виде поверхностной плотности), $\text{кг}/\text{м}^2$; $\bar{\mu}_n$ — массовый коэффициент поглощения электронов, $\text{м}^2/\text{кг}$.

Зависимость массового коэффициента поглощения от энергии электрона аппроксимируется приближенной эмпирической формулой [38]

$$\bar{\mu}_n \approx 17 E_e^{-1,43}, \quad (1.17)$$

где E_e , МэВ. Рассчитанная по (1.17) зависимость представлена в табл. 1.3.

Пример. Кристалл микросхемы, защищенный медным корпусом толщиной $2 \cdot 10^{-4}$ м, воздушным промежутком толщиной $1 \cdot 10^{-2}$ м и алюминиевым экраном толщиной $1 \cdot 10^{-3}$ м, облучается нормально падающим потоком электронов с флюенсом $F_e = 1 \cdot 10^{17}$ эл./ м^2 . Необходимо определить энергию электронов, облучающих кристалл, и поглощенную дозу.

Энергия электрона частично расходуется на преодоление экрана. Энергия преодолевшего экрана электрона E_e^1 зависит от начального значения энергии E_e и толщины экрана d_0 :

$$E_e^1 = E_e - E_e' = \Psi^1(R_0 - d_0), \quad (1.18)$$

где R_0 — экстраполированный пробег электрона с энергией E_e в материале экрана; Ψ^1 — некоторая функция. Из (1.18) следует, что начальная энергия

электрона уменьшается на величину E'_e , для которой R'_e равен заданной толщине экрана d_e . Следовательно, для решения уравнения (1.18) достаточно использовать таблицы экстраполированных пробегов электронов в соответствующих материалах.

Расчет толщин экрана, воздушного промежутка и крышки корпуса в виде поверхностных плотностей соответствующих сред приводит к следующим результатам: $d_{Al} = \rho_{Al} x_{Al} = 2,7 \text{ кг/м}^2$; $d_v = 0,00129 \text{ кг/м}^2$; $d_{Cu} = 1,78 \text{ кг/м}^2$. Пусть начальная энергия $E_e = 2 \text{ МэВ}$. Прохождение электрона через алюминиевый экран сопровождается снижением энергии до значения $E^1_e = \Psi^1(6,42)$. Используя линейную экстра-

Таблица 1.3

E_e , МэВ	$\bar{\mu}_{\Sigma}$, м ² /кг
0,10	45,5
0,25	12,3
0,35	7,4
0,50	4,6
0,60	3,5
1	1,7
2	0,63
3	0,35
4	0,23
5	0,17
7	0,10

поляцию табличных значений экстраполированных пробегов электронов в алюминии [38], находим $E^1_e = 1,47 \text{ МэВ}$. Анализ табличных значений зависимости $R_{эв}(E_e)$ показывает, что воздушный промежуток не влияет на энергию электронов, поэтому $E^2_e = E^1_e = 1,47 \text{ МэВ}$. Экстраполируя данные таблицы для меди, находим $R_{эв Cu}(1,47) = 5,37 \text{ кг/м}^2$. Расчет энергии электронов, облучающих кристалл микросхемы, т. е. прошедших через крышку корпуса, приводит к результату: $E^3_e = \Psi^3(5,37 - 1,78) = \Psi^3(3,59)$. После экстраполяции табличных значений $R_{эв Cu}(E_e)$ получаем $E^3_e = 1,06 \text{ МэВ}$.

Для определения поглощенной дозы по (1.14) необходимо рассчитать флюенс электронов, облучающих кристалл. Используя формулы (1.16) и (1.17), получаем

$$F_e^1 = F_e \exp(-1,7) = 0,18 F_e,$$

т. е. алюминиевый экран уменьшает флюенс в 5,5 раз, а медная крышка корпуса — до значения

$$F_e^3 = F_e^1 \exp(-3,03) = 8,73 \cdot 10^{-4} F_e.$$

По табл. 1.2 с учетом поправки на плотность можно определить экстраполированный пробег электронов с $E^3_e = 1 \text{ МэВ}$ в кремнии: $R_{эв Si} = 4,7 \text{ кг/м}^2$, а расчет поверхностной плотности кремниевой подложки толщиной 200 мкм дает $d_{Si} = 0,47 \text{ кг/м}^2$. Поскольку $R_{эв Si} \gg d_{Si}$, облучаемый образец можно считать тонким, т. е. изменения полных потерь энергии dE_e/dx по толщине образца практически отсутствуют. В этих условиях расчет поглощенной дозы выполняется по (1.14). Используя данные табл. 1.2, имеем

$$D_e^3 = 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot 0,15 \cdot 8,73 \cdot 10^{-4} \cdot 10^{17} = 2,09 \text{ Гр}.$$

При отсутствии алюминиевого экрана и крышки корпуса микросхемы поглощенная доза электронного излучения в микросхеме

$$D_e = 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot 0,15 \cdot 10^{17} = 2,4 \cdot 10^8 \text{ Гр}.$$

Данный пример показывает влияние экранов на поглощенную дозу. В реальных условиях роль экранов могут выполнять, например, несущие элементы конструкции РЭА — электромагнитные экраны, защитные кожухи, панели и т. п. Экранирующие элемен-

ты конструкции вызывают преобразование энергетического спектра первичного электронного излучения и ослабление флюенса электронов. Рассмотрим основные закономерности, обуславливающие поглощенную дозу.

Из (1.14) следует, что поглощенная доза вторичного электронного излучения (излучения за экраном) определяется произведением $(dE_e/dx)' F'_e$, где коэффициент полных потерь вторичного излучения $(dE_e/dx)'$ и флюенс F'_e существенно зависят от энергии электронов. Анализ данных табл. 1.2 и 1.3 показывает, что энергетические зависимости полных потерь и ослабления флюенса характеризуются противоположными тенденциями. Полные потери энергии электрона уменьшаются примерно на порядок при увеличении энергии от 0,1 до 1 МэВ [38], после чего $(dE_e/dx)'$ медленно растет по мере увеличения E'_e . Зависимость $F'_e(E_e)$ в соответствии с (1.16) и (1.17) отражает уменьшение коэффициента ослабления флюенса вторичных электронов при увеличении энергии первичных. В табл. 1.4 приведены результаты расчета ослабления флюенсов электронов различных энергий экранами толщиной $d=1$ кг/м² и $d=10$ кг/м². Графическая интерпретация результатов расчетов представлена на рис. 1.2 вместе с зависимостью dE_e/dx для кремния (см. табл. 1.2). Анализ представленных данных показывает, что во многих случаях определяющее влияние на поглощенную дозу оказывает ослабление флюенса электронов, изменяющееся в значительно более широких пределах по сравнению с полными потерями энергии. В каждом конкретном случае существуют характеристические значения энергии облучающих электронов, превышение которых сопровождается быстрым ростом поглощенной дозы в кристаллах микросхем или элементах конструкции РЭА.

Рассмотрим закономерности изменения поглощений дозы в облучаемых образцах. Для тонких образцов, когда выполняется условие $R_s/d \geq 10$, поглощенная доза рассчитывается по формуле

$$D_e = 1,6 \cdot 10^{-13} (dE_e/dx) F_e \exp(-17 E_e^{-1,43} d), \quad (1.19)$$

Таблица 1.4

E_e , МэВ	$\bar{\mu}_{II}$, м ² /кг	$F_e/F_{e0} = \exp(-\bar{\mu}_{II} d)$	
		$d=1$ кг/м ²	$d=10$ кг/м ²
0,1	45,5	≈0	≈0
1	1,70	0,18	≈0
2	0,63	0,53	0,002
3	0,35	0,70	0,03
4	0,23	0,79	0,10
5	0,17	0,84	0,18
7	0,10	0,90	0,35
10	0,06	0,94	0,53
20	0,02	≈1	0,79
40	0,009	≈1	0,91

$dE_e/dx, \text{МэВ}\cdot\text{м}^2/\text{кг}; F_e/F_{e0}$

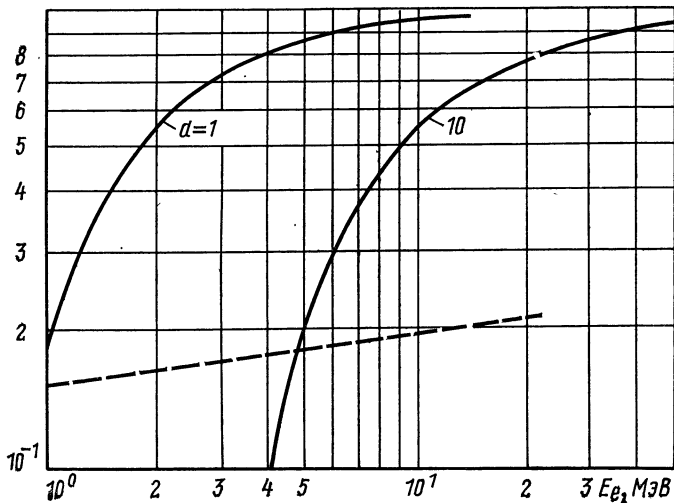


Рис. 1.2. Зависимости ослабления флюенсов F_e/F_{e0} экранами разной толщины d (непрерывная линия) и коэффициента полных потерь dE_e/dx (штриховая линия) от энергии электронов E_e .

отражающей влияние экрана на флюенс вторичных электронов. В этом случае замедлением электронов при прохождении через образец можно пренебречь, что позволяет рассматривать коэффициент полных потерь dE_e/dx неизменным, а поглощенную энергию — равномерно распределенной по толщине образца.

Увеличение толщины образца сопровождается снижением энергии вторичных электронов, что эквивалентно изменению коэффициента полных потерь энергии $(dE_e/dx)'$ по толщине образца. В подобных случаях при расчете поглощенной дозы следует учитывать не только усредненные (эквивалентные) значения энергии облучающих электронов, используемые для определения средних значений коэффициентов полных потерь, но и усредненные по толщине образца значения флюенса электронов. Такой подход позволяет определить поглощенную дозу, но не учитывает неравномерность распределения поглощенной энергии по толщине образца. При необходимости уточнения распределения поглощенной энергии по толщине образца достаточно представить его совокупностью тонких слоев и рассчитать поглощенную дозу для каждого слоя.

Из рис. 1.2 видно, что для различных значений d существуют критические значения энергии облучающих электронов $E_{екр}$, превышение которых сопровождается быстрым ростом флюенса электронов за экраном, что соответствует снижению неравномерности распределения поглощенной энергии по толщине образца. При $E_e < E_{екр}$ происходит резкое ослабление потока электронов

Таблица 1.5

$E_{e \text{ кр.}}$, МэВ	d , кг/м ²
0,40	0,01
0,81	0,02
1,59	0,04
2,43	0,06
3,24	0,08
4,05	0,1
6,07	0,15
8,1	0,2
10,15	0,25
12,2	0,3
14,2	0,35
16,2	0,4

за пределами образца вследствие уменьшения энергии первичных электронов, что отражается в сокращении пробега электронов в облучаемом материале до значений, близких к физической толщине образца, и увеличении степени неравномерности распределения поглощенной энергии по толщине образца. При $E_e \ll E_{e \text{ кр}}$ поглощенная энергия локализована в тонком приповерхностном слое облучаемого образца, что существенно важно для анализа радиационной стойкости микросхем, активные элементы которых интегрированы в тонком

эпитаксиальном слое. Отмеченные особенности обуславливают необходимость уточнения понятия поглощенной дозы на основе количественных оценок степени неравномерности распределения поглощенной энергии применительно к полупроводниковым микросхемам.

Результаты расчетов $E_{e \text{ кр}}$ по формулам (1.16), (1.17) для различных толщин d облучаемого образца при граничном условии $\exp(-\mu_{\text{п}}d) = 0,1$ представлены в табл. 1.5. Сопоставление табличных значений d , соответствующих $E_{e \text{ кр}}$, с экстраполированными пробегами электронов при одних и тех же энергиях для материалов с близкими значениями плотностей (Al, Si, C) [38] показало, что в диапазоне энергий $E_{e \text{ кр}} = 0,4 \dots 0,8$ МэВ отношение $R_3/d \approx 1,5$, а в диапазоне энергий $E_{e \text{ кр}} = 8 \dots 16$ МэВ $R_3/d \approx 2$. Это означает, что при незначительном снижении энергии электронов, например, в результате экранирования, выполняется условие $R_3 < d$, т. е. в облучаемом образце появляется область локализации поглощенной энергии, толщина которой меньше толщины d облучаемого образца. Дальнейшее снижение энергии электронов при нормальном падении их на поверхность образца приводит к уменьшению физической толщины x слоя локализации поглощенной энергии, что вызывает возрастающее расхождение между фактической концентрацией поглощенной энергии на единицу массы вещества в слое локализации энергии и концентрацией, пересчитанной на единицу массы облучаемого образца, совпадающей по определению с величиной поглощенной дозы. Поскольку повреждающее действие ИИ проявляется лишь в области локализации поглощенной энергии, необходимо для рассматриваемых случаев уточнить поглощенную дозу, введя понятие приповерхностной поглощенной дозы

$$D_{\text{еп}} = D_e d / (x \rho) = D_e d_1 / R_3, \quad (1.20)$$

где x — толщина слоя поглощения энергии, м; ρ — объемная плотность вещества, кг/м³; $x\rho$ — поверхностная плотность слоя

поглощения энергии ИИ, $\text{кг}/\text{м}^2$; d_1 — единичная поверхностная плотность, равная $1 \text{ кг}/\text{м}^2$. Из (1.20) следует, что приповерхностная поглощенная доза в d/R_0 раз превышает величину, измеряемую дозиметрическими приборами.

Распределение поглощенной энергии в тонком слое неравномерно. Зависимости, представленные в виде графиков на рис. 1.3, отражают закономерности процесса непрерывного торможения электрона в облучаемом материале (глубина проникновения электронов $l = R_0/\rho$). Нормально падающий электрон с начальной энергией E_e по мере расходования энергии замедляется, что сопровождается непрерывным ростом полных потерь энергии dE_e/dx . На расстояниях от приемной поверхности, превышающих примерно на 30% пробег R_0 [38], взаимодействие электронов со средой прекращается вследствие полной потери энергии, т. е. флюенс электронов $F_e = 0$. Из рис. 1.3 следует, что при малых энергиях $E_e < 0,05 \text{ МэВ}$ зависимость dE_e/dx от энергии электрона E_e можно обоснованно считать линейной и использовать для расчета поглощенной дозы среднее значение для интервала $0 \dots 0,05 \text{ МэВ}$ значение коэффициента полных потерь. Графоаналитические оценки показали, что при увеличении энергии до $E_e = 0,1 \text{ МэВ}$, что соответствует экстраполированному пробегу электрона в кремнии примерно 80 мкм , для расчетов поглощенной дозой можно использовать оценку

$$(dE_e/dx)_n + [(dE_e/dx)_{0,1n} - (dE_e/dx)_n]/3,$$

где $(dE_e/dx)_n$ — полные потери энергии, соответствующие начальной энергии электрона; $(dE_e/dx)_{0,1n}$ — экстраполированные полные потери энергии при $E_e = 0,1 E_{en}$.

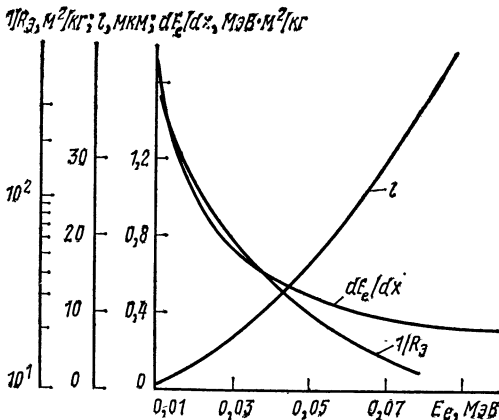


Рис. 1.3. Зависимости коэффициента полных потерь энергии dE_e/dx , глубины проникновения l и эффективности поглощения $1/R_0$, для алюминия от энергии электронов в диапазоне малых энергий

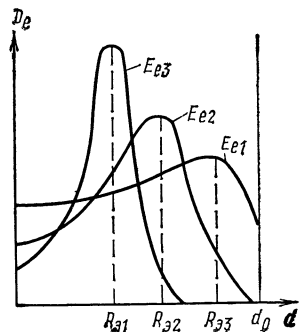


Рис. 1.4. Распределение поглощенной энергии электронного излучения D_e по толщине образца d_0 при различных энергиях электронов ($E_{e1} > E_{e2} > E_{e3}$)

На длине экстраполированного пробега электрона, т. е. в слое поглощения, флюенс электронов меняется от начального значения до нуля, причем точный закон ослабления плотности потока в процессе самоэкранирования при малых энергиях электронов неизвестен. Полагая в первом приближении этот закон линейным, определяем поглощенную дозу в тонком приповерхностном слое образца:

$$D_e = 1,6 \cdot 10^{-13} \{ (dE_e/dx)_н + [(dE_e/dx)_{0,1н} - (dE_e/dx)_н] / 3 \} 0,5 F_e. \quad (1.21)$$

Для определения приповерхностной поглощенной дозы необходимо использовать (1.21) вместе с (1.20).

Рассмотренные закономерности позволяют прогнозировать распределение поглощенной энергии по толщине облучаемого образца. Учитывая граничные условия

$$F_e \rightarrow \text{макс}, \quad d = 0; \quad F_e \rightarrow 0, \quad d \approx R_3;$$

$$dE_e/dx \rightarrow \text{макс}, \quad d \approx R_3; \quad dE_e/dx \rightarrow \text{мин}, \quad d = 0$$

и пределы изменения параметров F_e и dE_e/dx на длине пробега R_3 , можно ожидать при $R_3 < d$ появления зон резонансного поглощения энергии. Координаты максимумов зон практически совпадают с экстраполированными пробегами R_3 , а значение их растет по мере увеличения отношения d/R_3 (рис. 1.4). Площадь, охватываемая кривой распределения, соответствует поглощенной дозе.

Существование областей резонансного поглощения энергии электронного облучения может служить причиной усиления эффектов дефектообразования в соответствующих областях и увеличения скоростей деградации электрических параметров микросхем. Особенно опасно совпадение областей резонансного поглощения с глубинами залегания эмиттерного и коллекторного переходов интегральных транзисторов. При воздействиях импульсных потоков электронов высокой плотности подобные ситуации могут сопровождаться значительным превышением расчетных амплитуд фототоков коллекторного и изолирующего переходов транзисторов микросхем. Отметим, что совершенствование конструктивно-технологических решений микросхем, в частности переход к мало-размерным структурам интегральных транзисторов, особенно к субмикронным элементам, значительно ослабляет рассматриваемый эффект вследствие уменьшения опасных энергий электронов до единиц килоэлектрон-вольт.

Пример. Облучению потоком электронов с флюенсом $F_e = 10^{17}$ эл/м² и энергией $E_e = 0,03$ МэВ подвергается микросхема, выполненная по эпитаксиально-планарной технологии с толщиной эпитаксиального слоя $x_0 = 10$ мкм, толщиной подложки $x_n = 200$ мкм. Необходимо определить приповерхностную поглощенную фазу.

Из рис. 1.3 следует, что при $E_e = 0,03$ МэВ линейный пробег электронов в кремнии 7 мкм, т. е. поглощенная энергия локализована в эпитаксиальном слое,

содержащем активные элементы микросхемы. Экстраполированные потери $(dE_e/dx)_{0,1\text{н}} \approx 3,5 \text{ МэВ} \cdot \text{м}^2/\text{кг}$. Расчет поглощенной дозы по (1.21) приводит к результату

$$D_e = 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot \left(0,73 + \frac{3,5 - 0,73}{2} \right) \cdot 0,5 \cdot 10^{17} = 1,32 \cdot 10^4 \text{ Гр.}$$

Приповерхностная поглощенная доза, рассчитанная по (1.20),

$$D_{e\text{п}} = D_e \cdot 1/7 \cdot 10^{-6} \cdot 2,4 \cdot 10^3 = 7,4 \cdot 10^5 \text{ Гр.}$$

Найдем энергию электронов, обеспечивающую такую же поглощенную дозу $D_e = D_{e\text{п}}$ в условиях равномерного распределения поглощенной энергии по толщине подложки, т. е. однородного энерговыделения [7, 8]. Пусть критерием равномерного распределения будет ослабление флюенса электронов не более, чем на 5%, т. е. $F'_e/F_{e0} = \exp(-\bar{\mu}_{\text{п}} d) = 0,95$. Используя данные табл. 1.3, можно установить, что при $E_e = 7 \text{ МэВ}$, $\bar{\mu}_{\text{п}} = 0,1 \text{ м}^2/\text{кг}$ толщина подложки $d = 0,48 \text{ кг}/\text{м}^2$, что обуславливает величину ослабления потока $\exp(-0,05) = 0,95$. При $E_e = 7 \text{ МэВ}$ экстраполированный пробег $R_0 \gg d$, что подтверждает выполнение условия однородного энерговыделения. Поглощенная доза при этих условиях

$$D_e = 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot 0,18 \cdot 10^{17} = 2,88 \cdot 10^3 \text{ Гр,}$$

т. е. поглощенная доза при облучении электронами высокой энергии $E_e = 7 \text{ МэВ}$ в 130 раз меньше приповерхностной поглощенной дозы, а для выполнения условия $D_e = D_{e\text{п}}$ необходимо в 130 раз увеличить флюенс высокоэнергетических электронов.

Рассмотренный пример иллюстрирует опасность облучения микросхем потоками низкоэнергетических электронов по сравнению с воздействием электронов высоких энергий. В реальных условиях подобная ситуация может быть следствием экранирования, вызывающего преобразование энергетического спектра электронов высоких энергий в спектр низкоэнергетических электронов, что обуславливает необходимость анализа спектрально-энергетических характеристик в каждом конкретном случае.

Облучение микросхем потоками электронов сопровождается также образованием радиационных дефектов. Затрачиваемая на дефектообразование доля поглощенной дозы отображается зависимостью

$$D_{ed} = 1,6 \cdot 10^{-13} n_a \sigma_{de} E_e F_e \quad (1.22)$$

или с учетом атомной массы кремния $A = 28$ и $n_a = 2,15 \cdot 10^{25} \text{ кг}^{-1}$

$$D_{ed} = 3,44 \cdot 10^{13} \sigma_{de} E_e F_e, \quad (1.23)$$

где σ_{de} — эффективное сечение упругого рассеяния электронов на ядрах атомов вещества-мишени.

Из (1.14) и (1.23) следует, что относительная поглощенная энергия, расходуемая на образование радиационных дефектов структуры при электронном облучении кремния,

$$K_{de} = \frac{D_{ed}}{D_e} = \frac{2,15 \cdot 10^{25} \sigma_{de} E_e}{dE_e/dx}. \quad (1.24)$$

При облучении толстых образцов, для которых $R_0 < d$, коэффици-

ент K_{de} зависит от координаты x на длине пробега R_0 , что объясняется зависимостью $E_e(x)$ вследствие непрерывного замедления электронов. В общем случае для толстых образцов с учетом (1.20), (1.21), (1.23)

$$K_{de} = \frac{4,3 \cdot 10^{25} \sigma_{de} E_e}{(dE/dx)_n + [(dE_e/dx)_{0,1n} - (dE_e/dx)_{n1}]/3} \frac{R_0}{d_1}. \quad (1.25)$$

Расчет относительной поглощенной энергии по (1.24) для кремния при E_e , равном 0,1; 0,4 и 1 МэВ, дает соответственно значения $K_{de} = 1,8 \cdot 10^{-5}$; $1,2 \cdot 10^{-3}$ и $1,1 \cdot 10^{-2}$. Это означает, что при облучении кремния электронами низких энергий эффекты смещения атомов практически отсутствуют и поглощенная энергия расходуется на ионизацию. По мере увеличения E_e расходуемая на образование радиационных дефектов часть поглощенной энергии растет практически пропорционально R_0 . Отмеченная закономерность отражается формулой (1.25) для толстых образцов — при $R_0 < d$ снижение интенсивности эффектов смещения учитывается введением приповерхностной поглощенной дозы.

Величины ионизационных эффектов в микросхемах при облучении потоками электронов прямо пропорциональны скорости генерации носителей зарядов G_e . В свою очередь G_e зависит от плотности потока электронов. Коэффициент пропорциональности должен отражать преимущественные затраты поглощенной энергии, как это следует из приведенных выше примеров, на ионизацию в результате электрон-электронного взаимодействия, а также затраты энергии E_n на образование одной пары носителей. Полагая полные потери энергии в облучаемом материале практически равными ионизационным потерям ($K_{de} \ll 0,1$), представим G_e , $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, в виде

$$G_e = \rho (dE_e/dx) \varphi_e / E_n \approx \rho E_e \varphi_e / R_0 E_n. \quad (1.26)$$

Учитывая, что $E_n = 3,6$ эВ, $\rho = 2,4 \cdot 10^3$ кг/м³, получаем

$$G_e = 6,6 \cdot 10^8 (dE/dx) \varphi_e. \quad (1.27)$$

В условиях облучения низкоэнергетическими электронами выполняется соотношение $R_0 < d$, что вызывает необходимость уточнения (1.27) с учетом (1.20), (1.21). В результате расчетное соотношение принимает вид

$$G_e = 4,1 \cdot 10^{21} D_e d_1 / R_0 t. \quad (1.28)$$

Полученная оценка G_e справедлива для случаев нормального падения потока моноэнергетических электронов на поверхность кристалла микросхемы. Другие ситуации требуют специального рассмотрения.

Протонное излучение. Основные закономерности взаимодействия электронного излучения с веществом характерны и для протонного излучения с поправками на количественные характеристики эффектов. Потоки протонов, входящие в состав космических излучений, отличаются значительным диапазоном изменения энер-

гии E_p 0,001 ... 700 МэВ [3, 5, 6]. Поэтому ожидаемые эффекты при воздействии протонного излучения на микросхемы включают возникновение больших поглощенных доз в тонких приповерхностных слоях при низких энергиях E_p бомбардирующих протонов и образование радиационных дефектов при средних. Для $E_p > 200$ МэВ характерно развитие различных видов ядерных реакций [1]. Взаимодействие протонов высоких энергий с кремнием подробно рассмотрено в [5, 6].

Количественные характеристики и особенности радиационных эффектов, создаваемых при облучении микросхем потоками протонов, определяются значениями коэффициентов полных потерь энергии протонов и пробегов их в различных материалах [52]. Сравнительный анализ показывает, что при равных энергиях ионизационные потери энергии протонов на 1,5 ... 2 порядка выше, а пробеги соответственно ниже, чем у электронов для большинства материалов [1, 52]. Это означает, что при равных энергиях протон быстрее расходует энергию и проникает в структуру микросхемы на меньшую глубину. Однако существование протонов высоких энергий (десятки и сотни мегаэлектрон-вольт) в составе космического излучения объясняет их достаточно высокую проникающую способность, интенсивные процессы ионизации и смещения.

Пробеги протонов одинаковых энергий в разных средах подчиняются зависимости

$$R_2/R_1 = \rho_1 \sqrt{A_2} / \rho_2 \sqrt{A_1},$$

позволяющей рассчитать пробег в одном материале по известному пробегу в другом. Например, пробег в кремнии R_2 ($\rho_2 = 2,4 \cdot 10^3$ кг/м³; $A_2 = 28$) определяется по пробегу R_1 в алюминии ($\rho_1 = 2,7 \cdot 10^3$ кг/м³; $A_1 = 27$): $R_2 = 1,14 R_1$.

Поглощенная доза протонного излучения рассчитывается по формуле (1.14), которая применима лишь в случаях протонного облучения относительно тонких образцов в условиях однородного энерговыделения. При нарушении этих условий необходимо учитывать все особенности, рассмотренные для электронного облучения толстых образцов.

Из таблиц пробегов протонов различных энергий в алюминии [52], следует, что необходимость расчетов приповерхностных поглощенных доз в кремнии возникает при $E_p < 5$ МэВ, когда линейный пробег протонов в кремнии меньше толщины подложки микросхемы.

Соотношение составляющих поглощенной энергии протонного излучения, расходуемых на ионизацию и смещение атомов, зависит от энергетической зависимости эффективного сечения взаимодействия протона с ядром атома $\sigma_p(E_p)$ и ионизационных потерь энергии протона dE_p/dx . В общем случае

$$D_p = D_{pd} + D_{pl} = D_{pl} (1 + K_{dp}), \quad (1.29)$$

где $K_{dp} \approx D_{pd}/D_{pl}$. Результаты расчетов K_{dp} представлены в табл.

Таблица 1.6

E_p , МэВ	K_{dp}
2	0,00023
5	0,0012
10	0,0038
20	0,012
50	0,053
100	0,120

1.6, показывающей перераспределение поглощенной энергии на ионизацию и смещение атомов по мере увеличения энергии.

Дальнейшее увеличение энергии протонов сопровождается развитием ядерных реакций различных видов: (p, p') , (p, n) , (p, d) , (p, α) , (p, pn) , $(p, 2n)$ [1] и генерацией вторичного излучения в виде потоков протонов, нейтронов, альфа- и других частиц,

что ограничивает возможности расчетно-аналитических оценок в широких пределах изменения энергии протонов.

Основные закономерности возникновения ионизационных токов в структурах микросхем при воздействиях протонного излучения не отличаются от рассмотренных выше для электронного излучения. Оценки (1.26) — (1.28) объемной скорости генерации электронно-дырочных пар в кремнии при воздействии потока электронов распространяются и на протонное излучение при $E_p < 50$ МэВ. Количественные отличия учитываются с помощью ионизационных потерь энергии протонов dE_p/dx .

Фотонное излучение. Основные характеристики взаимодействия фотонного излучения с веществом описываются соотношениями

$$\varphi_e(E_\gamma) = \varphi_\gamma \bar{\mu}(E_\gamma); \quad E_e(E_\gamma) = f_{нк}(E_\gamma) E_\gamma, \quad (1.30)$$

где $\varphi_e(E_\gamma)$ — плотность потока комптоновских электронов, соответствующая плотности φ_γ потока первичного гамма-излучения; $\bar{\mu}(E_\gamma)$ — массовый коэффициент ослабления, характеризующий отношение доли фотонов данной энергии, претерпевших взаимодействие при прохождении элементарного пути в веществе, к длине этого пути и плотности среды; $f_{нк}(E_\gamma)$ — коэффициент, характеризующий среднюю долю энергии фотона, преобразуемую в энергию электрона в процессе комптоновского рассеяния на свободном электроне. Значения коэффициентов $\bar{\mu}$ и $f_{нк}$ приведены в табл. 1.7 и 1.1 [38].

Зависимости (1.30) отражают закономерности преобразования первичного гамма-излучения во внутреннее электронное излучение, что в общем случае соответствует закону преобразования спектра первичного гамма-излучения. Известные характеристики внутреннего электронного излучения — флюенс и энергия комптоновских электронов — позволяют рассчитать характеристики ионизационных процессов и процессов образования радиационных дефектов, используя расчетный аппарат, полученный для электронного излучения. Следовательно, все особенности и закономерности взаимодействия электронного излучения с веществом, включая особенности, вытекающие из различных соотношений между толщинами образцов и пробегами электронов, дополненные законо-

Таблица 1.7

E_γ , МэВ	$\bar{\mu} \cdot 10^2$, м ² /кг	μ , м ⁻¹	$l \cdot 10^2$, м	$\bar{\mu}_\Pi \cdot 10^2$, м ² /кг
0,01	326	7660	0,013	324
0,02	41	973	0,1	40
0,03	12,9	303	0,33	11,4
0,04	6,1	144	0,69	4,7
0,05	3,8	90	1,11	2,4
0,06	2,8	66	1,52	1,4
0,1	1,7	39,5	2,53	0,4
0,2	1,2	28,9	3,46	0,28
0,4	0,95	22,3	4,48	0,30
0,6	0,80	18,9	5,29	0,30
0,8	0,70	16,5	6,06	0,28
1,0	0,63	14,8	6,76	0,27
1,5	0,52	12,1	8,26	0,25
2,0	0,50	10,5	9,52	0,24
10	0,24	5,7	17,4	0,18

мерностями преобразования первичного гамма-излучения, сохраняются для случая облучения микросхем потоками гамма-квантов.

Пример. Тонкий образец — микросхема — облучается потоком гамма-квантов с $E_\gamma = 1,5$ МэВ; $F_\gamma = 1 \cdot 10^{20}$ квант./м². Необходимо определить поглощенную дозу и ее распределение.

Учитывая (1.30) и данные табл. 1.7, находим характеристики внутреннего электронного облучения:

$$E_e = f_{\text{ИК}} E_\gamma = 0,495 \cdot 1,5 = 0,74 \text{ МэВ};$$

$$F_e = \bar{\mu}(E_\gamma) F_\gamma = 5,7 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{20} = 5,17 \cdot 10^{17} \text{ эл/м}^2.$$

Доля поглощенной дозы, затрачиваемой на образование радиационных дефектов,

$$D_{\gamma d} = 1,6 \cdot 10^{-13} n_a \sigma_{de} f_{\text{ИК}} E_\gamma \bar{\mu} F_\gamma, \quad (1.31)$$

поглощенная доза

$$D_\gamma = 1,6 \cdot 10^{-13} \bar{\mu}_\Pi E_\gamma F_\gamma. \quad (1.32)$$

Расчеты по (1.31) и (1.32) приводят к результатам ($\sigma_{de} = 2,5 \cdot 10^{-28}$ м²):

$$D_{\gamma d} = 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot 2,15 \cdot 10^{26} \cdot 2,56 \cdot 10^{-28} \cdot 0,74 \cdot 5,17 \cdot 10^{17} = 3,4 \cdot 10^2 \text{ Гр};$$

$$D_\gamma = 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot 2,53 \cdot 10^{-3} \cdot 1,5 \cdot 10^{20} = 6,0 \cdot 10^4 \text{ Гр}.$$

Отсюда коэффициент распределения поглощенной энергии на эффекты ионизации и смещения

$$K_{d\gamma} = D_{\gamma d} / D_\gamma = 5,6 \cdot 10^{-3}.$$

Рассмотренный пример относится к случаю, когда длина свободного пробега фотона $l = 1/\bar{\mu}_0$ существенно больше толщины

образца, т. е. распределение поглощенной энергии излучения по толщине образца приближается к равномерному. При этом часть поглощенной энергии преобразуется в энергию тормозного излучения комптоновских электронов, выходящего за пределы образца. По мере снижения энергии гамма-квантов и соответствующего уменьшения пробега относительная толщина данного образца увеличивается, что сопровождается ростом неоднородности распределения поглощенной энергии по толщине образца. При пробегах, меньших толщины образца, тормозное излучение будет поглощаться в толще образца, что учитывается заменой коэффициента поглощения энергии $\underline{\mu}_n$ в (1.32) коэффициентом передачи энергии $\underline{\mu}_{\text{пер}}$ [38]. При $E_\gamma \leq 10$ МэВ затраты энергии на тормозное излучение пренебрежимо малы, т. е. $\underline{\mu}_n \approx \underline{\mu}_{\text{пер}}$.

Анализ табличных значений коэффициентов ослабления и поглощения энергии фотонного излучения [38] (см. табл. 1.7) показывает, что при $E_\gamma = E_e$ длина свободного пробега фотона существенно превосходит пробег электрона в кремнии. Для низких значений $E_\gamma = 0,01 \dots 0,03$ МэВ, когда практически вся поглощенная энергия расходуется на ионизацию атомов в процессе фотоэлектрического поглощения, длина свободного пробега фотонов изменяется в пределах 130 ... 3300 мкм, что значительно превышает толщину кристалла микросхем и, тем более, толщину ее чувствительного слоя. Это означает, что практически для всех возможных значений E_γ распределение поглощенной энергии по толщине микросхемы при нормальном падении потока гамма-квантов следует рассматривать как равномерное, что исключает необходимость учета приповерхностной поглощенной дозы и введения каких-либо поправок в расчетные соотношения (1.31), (1.32). Использование этих соотношений позволяет определить в общем виде коэффициент распределения поглощенной энергии на эффекты ионизации и смещения атомов кремния:

$$K_{d\gamma} = D_{\gamma d} / D_\gamma = 2,15 \cdot 10^{25} \sigma_{de} f_{\text{нк}} \bar{\mu} / \underline{\mu}_n \quad (1.33)$$

Представим результаты расчетов $K_{d\gamma}$ по (1.33):

E_γ , МэВ	0,6	1,0	1,5	10
$K_{d\gamma} \cdot 10^3$	1,3	2,7	4	1,2

Приведенные данные показывают, что наибольшие относительные затраты поглощенной энергии на образование радиационных дефектов соответствуют $E_\gamma = 1,5$ МэВ, совпадающей со средней энергией спектра излучения источника кобальт-60. При $E_\gamma < 0,6$ МэВ затраты энергии на смещение атомов пренебрежимо малы и практически полностью исчезают для кремния при $E_\gamma \leq 0,1$ МэВ из-за отсутствия комптоновских электронов. Скорость генерации электронно-дырочных пар при облучении материалов потоками гамма-квантов линейно связана с ионизационной составляющей поглощенной за время облучения дозы через коэффи-

циент пропорциональности, равный числу электронно-дырочных пар, генерируемых в единичном объеме вещества за единицу времени при поглощении 1 Дж энергии излучения:

$$g_{\gamma} = 0,625 \cdot 10^{19} \rho / E_{\text{п}} = 0,625 \cdot 10^{19} \cdot 2,4 \cdot 10^3 / 3,55 = \\ = 4,2 \cdot 10^{21} \text{ пар}/(\text{м}^3 \cdot \text{с}).$$

Возможность практического использования коэффициента g_{γ} обусловлена его слабой зависимостью от энергии фотонного излучения и температуры [23, 44, 51]. Следовательно, для фотонов с различной энергией, распространяющихся в структуре облучаемого вещества, g_{γ} можно считать неизменным, пренебрегая последствиями поглощения энергии первичного излучения. Тогда скорость генерации носителей заряда

$$G_{\gamma} = g_{\gamma} P_{\gamma} = 4,2 \cdot 10^{21} D_{\gamma} / t_{\gamma}, \quad (1.34)$$

где P_{γ} — мощность дозы; t_{γ} — время облучения, или с учетом (1.32)

$$G_{\gamma} = 6,7 \cdot 10^8 \bar{\mu}_{\text{п}} E_{\gamma} \Phi_{\gamma}. \quad (1.35)$$

Анализ данных табл. 1.7 показывает, что в диапазоне энергий гамма-квантов 0,15 ... 10 МэВ массовый коэффициент поглощения $\bar{\mu}_{\text{п}} = \mu_{\text{п}}/\rho$ уменьшается практически линейно, что позволяет считать зависимость $G_{\gamma}(E_{\gamma})$ также линейной. При малых энергиях $E_{\gamma} < 0,15$ МэВ зависимость $G_{\gamma}(E_{\gamma})$ носит сложный характер вследствие резкого возрастания $\bar{\mu}_{\text{п}}$, что может привести к соотношению $G_{\gamma}(E_{\gamma} \rightarrow 0) > G_{\gamma}(E_{\gamma} \rightarrow 10)$.

2. ЭФФЕКТИВНОСТЬ КОРПУСКУЛЯРНЫХ И КВАНТОВЫХ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

2.1. ИОНИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

Действие ИИ различной физической природы на цифровые микросхемы может сопровождаться одинаковыми ионизационными эффектами с близкими количественными характеристиками: коэффициентами насыщения выходных каскадов, обусловленными равными ионизационными токами и вызывающими изменения уровней напряжения логических сигналов; отказами сбойного характера; потерями информации в ячейках памяти и др. Обратимые ионизационные эффекты характеризуются восстановлением работоспособности микросхем по истечении некоторого времени после прекращения воздействия ИИ, называемого временем потери работоспособности. Необратимые ионизационные эффекты сопровождаются потерей работоспособности микросхем, например, в

результате необратимого перехода в одно из логических состояний: эффект «защелкивания» или «тиристорный» эффект [2, 7].

Ионизационные эффекты в микросхемах различного функционального назначения и конструктивно-технологического исполнения отличаются разнообразием форм внешнего проявления: формированием различных комбинаций ложных сигналов, потерей информации в элементах памяти больших интегральных схем (БИС) запоминающих устройств (ЗУ), формированием ложных команд в БИС микропроцессоров (МП) и др. Основной причиной возникновения ионизационных эффектов являются ионизационные токи в изолирующих и коллекторных переходах интегральных транзисторов, изменения сопротивлений диффузионных резисторов в составе биполярных микросхем [2—4].

Ионизационные токи связаны линейной зависимостью со скоростью генерации носителей заряда G , зависящей от спектрально-энергетических характеристик и плотности потока воздействующих ИИ. Наиболее высокие значения плотностей потоков характерны для импульсных ИИ ядерного взрыва, что обуславливает большие по сравнению с воздействиями непрерывных излучений ионизационные токи. Поэтому ионизационные эффекты часто отождествляются с воздействиями импульсных ИИ длительностью от десятков наносекунд до единиц миллисекунд.

Число источников фототоков в структурах биполярных или металл — оксид — полупроводниковых (МОП) микросхем равно числу обратносмещенных $p-n$ переходов. Однако практическое влияние на радиационную стойкость цифровых микросхем оказывают лишь те из них, которые обеспечивают наиболее быстрое увеличение амплитуд фототоков до значений, типичных для обычных режимов смены логических состояний. Таким образом, конкретные формы ионизационных эффектов в цифровых микросхемах являются следствиями множества «конкурирующих» процессов, каждый из которых может изменить либо логическое состояние на выходе микросхемы, если источники фототоков сосредоточены во входных или промежуточных каскадах логических элементов (ЛЭ), либо параметры выходного сигнала, что характерно для процессов генерации фототоков выходными транзисторными каскадами ЛЭ. Рассматриваемые закономерности позволяют сформулировать основные принципы повышения радиационной стойкости биполярных цифровых микросхем по ионизационным эффектам:

1. Скорости нарастания амплитуд фототоков по мере увеличения интенсивностей воздействующих ИИ в различных источниках фототоков, фиксирующих конкретное логическое состояние цифровой микросхемы, должны быть одинаковы. Это условие выполняется взаимной увязкой конструктивных, технологических и топологических решений с электрическими режимами работы каждого конкретного транзистора с целью обеспечения равных режимных плотностей токов эмиттерных и коллекторных переходов интегральных транзисторов в составе ЛЭ.

2. Плотности токов через эмиттерные переходы интегральных транзисторов должны приближаться к максимально допустимым

с целью минимизации площадей коллекторных и изолирующих переходов при неизменных амплитудах переключающих токов в типовых режимах работы.

3. Вертикальные размеры планарной транзисторной структуры, особенно толщина коллектора, должны быть минимизированы, т. е. следует использовать подложки с тонкими (1,5 ... 3 мкм) эпитаксиальными слоями, что обуславливает минимальные объемы областей собирания носителей зарядов, определяющие значения ионизационных токов.

4. Концентрация примесей в базовой и коллекторной областях интегральных транзисторов должна обеспечивать минимально возможное время жизни неосновных носителей зарядов, определяющих диффузионную длину, и в конечном итоге объем области собирания носителей зарядов.

Существуют и другие факторы, определяющие стойкость микросхем [2, 4, 7]. Необходимость их учета определяется конкретными особенностями. Рассмотренные требования являются частично противоречивыми и не всегда согласуются с требованиями к электрическим параметрам интегральных транзисторов. Поэтому разработка интегральных транзисторов с заданными параметрами и ПРС — типичная оптимизационная задача, эффективное решение которой можно получить методами цифрового моделирования.

Обеспечение стойкости к воздействию заданного уровня ИИ определенного вида требует определения относительной ионизационной эффективности этих излучений с различными энергетическими характеристиками, особенно в условиях отсутствия соответствующих источников импульсных ИИ для проведения экспериментальных исследований. Критерием эквивалентности ИИ является равенство скоростей генерации электронно-дырочных пар G , обеспечивающее равенство ионизационных токов.

Рассмотренные в гл. 1 зависимости G от плотностей потоков и энергии облучающих частиц или гамма-квантов позволяют учесть все основные факторы, определяющие условия эквивалентности различных ИИ в условиях однородного энерговыделения. Из (1.10) и (1.32) следует, что

$$G_n/G_\gamma = \Psi_{n,\gamma} \Phi_n/\Phi_\gamma, \quad (2.1)$$

где $\Psi_{n,\gamma} = n_a \sigma_{nI} E_n / (\bar{\mu}_n E_\gamma)$.

Сопоставление (1.10) и (1.14) приводит к уравнению

$$G_n/G_e = \Psi_{n,e} \Phi_n/\Phi_e, \quad (2.2)$$

где $\Psi_{n,e} = n_a \sigma_{nI} E_n / (dE_e/dx)$.

Из уравнений (1.32) и (1.14) имеем

$$G_\gamma/G_e = \Psi_{\gamma,e} \Phi_\gamma/\Phi_e, \quad (2.3)$$

где $\Psi_{\gamma,e} = \bar{\mu}_n E_\gamma / (dE_e/dx)$.

Аналогично получаем соотношения для нейтронного и протонного излучений

$$G_n/G_p = \Psi_{n,p} \Phi_n/\Phi_p, \quad (2.4)$$

где $\Psi_{n,p} = n_a \sigma_{nI} E_n/(dE_p/dx)$;

для гамма- и протонного излучений

$$G_\gamma/G_p = \Psi_{\gamma,p} \Phi_\gamma/\Phi_p, \quad (2.5)$$

где $\Psi_{\gamma,p} = \bar{\mu}_\Pi E_\gamma/(dE_p/dx)$;

для электронного и протонного излучений

$$G_e/G_p = \Psi_{e,p} \Phi_e/\Phi_p, \quad (2.6)$$

где $\Psi_{e,p} = (dE_e/dx)/(dE_p/dx)$.

Уравнения (2.1)—(2.6) отражают относительную эффективность ИИ в моноэнергетическом приближении по числу генерируемых носителей. Полученные зависимости допускают простую физическую интерпретацию. Например, соотношение (2.3) можно анализировать при различных исходных условиях. Полагая равными плотности потоков $\Phi_\gamma = \Phi_e$, при $E_\gamma = E_e = 1$ МэВ получаем

$$G_\gamma = \Psi_{\gamma,e} G_e = 1,8 \cdot 10^{-2} G_e,$$

т. е. скорость образования электронно-дырочных пар в одинаковых объемах при облучении потоком гамма-квантов в 55 раз меньше, чем при облучении потоком электронов такой же плотности. Рассматривая условие генерации равных фототоков, т. е. $G_\gamma = G_e$, из (2.3) находим соотношение между плотностями потоков гамма-квантов и электронов $\gamma_e = \Psi_{\gamma,e} \Phi_\gamma$.

При более общей постановке задачи условие равенства скоростей генерации электронно-дырочных пар при облучении потоками гамма-квантов и электронов определяется выражением:

$$\Psi_{\gamma,e} \Phi_\gamma/\Phi_e = 1. \quad (2.7)$$

Формальное выполнение условия (2.7) может быть обеспечено несколькими способами, включая вариации плотностей потоков Φ_γ и Φ_e и энергий E_γ и E_e . На практике различные формальные условия могут иметь конкретные ситуационные толкования. Требуется, например, определить эквивалентные условия испытаний на радиационную стойкость при облучении микросхемы моноэнергетическим потоком электронов, чтобы воспроизвести ионизационные эффекты воздействия потока гамма-квантов плотностью Φ_γ с энергией $E_\gamma = 2$ МэВ.

Представим (2.7) в виде

$$\bar{\mu}_\Pi E_\gamma \Phi_\gamma = (dE_e/dx) \Phi_e.$$

При $E_\gamma = 2$ МэВ и $\bar{\mu}_\Pi = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{кг}^{-1}$ (см. табл. 1.7) искомая зависимость принимает форму

$$\Phi_e/\Phi_\gamma = 4,8 \cdot 10^{-3}/(dE_e/dx),$$

позволяющую определить отношение φ_e/φ_γ при различных значениях энергии E_e :

E_e , МэВ	0,1	0,5	1	2
$(\varphi_e/\varphi_\gamma) \cdot 10^2$	1,5	2,8	3,2	3,2

Рассчитанная зависимость показывает, что для проведения радиационных испытаний в рассматриваемых условиях можно использовать ускорители электронов в широком диапазоне изменения энергетических характеристик пучка E_e и φ_e .

Рассмотренные примеры иллюстрируют лишь часть возможных вариантов технического применения зависимостей (2.1) — (2.6) для анализа и управления интенсивностями ионизационных эффектов в различных условиях.

Результаты сравнения зависимостей скоростей генерации носителей G от характеристик воздействующих ИИ позволяют выполнять анализ стойкости микросхем по важнейшему показателю, непосредственно влияющему на величину ионизационного тока. Если объектом исследования в различных радиационных средах является один и тот же тип микросхем, то приведенных данных часто достаточно для получения сравнительных оценок радиационной стойкости по переходным эффектам. В более общих случаях, например для сопоставления стойкости микросхем в составе РЭА, облучаемых в различных радиационных средах, необходимо дополнительное исследование схмотехнических и конструктивно-технологических решений микросхем.

Следует учесть, что оценки скоростей генерации носителей заряда в полной мере распространяются на «тонкие» образцы, толщина которых меньше длины пробега частицы или кванта в данном материале. При этом выполняется условие однородного энерговыделения [7], когда во всех элементарных объемах исследуемой структуры поглощается одинаковая энергия. Поскольку толщина чувствительного слоя микросхемы, содержащего p - n переходы, обычно не превышает 10 мкм, во многих случаях условие однородности выполняется. Однако в случаях низкоэнергетических электронного или гамма-излучений (единицы и десятки килоэлектрон-вольт) это условие часто нарушается, что требует проверки и учета неоднородности при использовании оценки (1.20).

2.2. ЭФФЕКТЫ СМЕЩЕНИЯ

Рассмотренные оценки эквивалентности ионизационных эффектов в структуре микросхем (2.1) — (2.6) достаточно полно отражают лишь одну сторону процессов при воздействиях преимущественно импульсных ИИ. Действие непрерывных ИИ сопровождается генерацией различных радиационных дефектов в структуре микросхемы, обуславливающих деградацию основных электрических параметров. Концентрация радиационных дефектов рассматривается как мера радиационных повреждений, определяющая степень деградации электрических параметров микросхем. Количест-

венные оценки мер повреждений при воздействиях ИИ с различными спектрально-энергетическими характеристиками представляются большой практической интерес.

Изучению процессов радиационно-стимулированного дефектообразования в твердых телах, в частности полупроводниковых материалах, посвящено множество исследований. Наиболее важные обобщающие результаты и модели дефектообразования рассматриваются в [5, 6, 21, 27, 49].

Согласно современному представлению о природе дефектов можно выделить основные классы радиационных дефектов: точечные дефекты (пары Френкеля), ассоциации — совокупности дефектов с перекрывающимися волновыми функциями, скопления точечных дефектов (области разупорядочения), клинья смещений, тепловые клинья, комплексы дефектов. Изучение условий образования и характеристик указанных видов дефектов показало, что наиболее вероятными, т. е. имеющими наибольшие сечения образования при облучении частицами и квантами с энергией 1 ... 10 МэВ, являются точечные дефекты в виде пар Френкеля. Вероятности образования сложных дефектов для рассматриваемого диапазона энергий существенно меньше. Поэтому будем сравнивать эффективности образования точечных дефектов. Такие оценки необходимы для обработки результатов и проведения радиационных испытаний на различных типах источников [19, 25, 26], а также для разработки радиационных технологических процессов производства микросхем [11, 12].

В общем случае эффективные сечения смещения зависят от энергии частиц или гамма-квантов. Для нейтронов с $E_n = 1 \dots 2$ МэВ [27]

$$\sigma_{dn} = \sigma_E \int_{E_d}^{E_{\max}} \frac{dE}{E_{\max}} = \sigma_E \left(1 - \frac{E_d}{E_{\max}} \right),$$

где $\sigma_E = 4\pi R^2$ — геометрическое сечение ядра атома-мишени; E_{\max} — максимальная энергия отдачи ядра; E_d — энергия смещения атома. Для кремния

$$\sigma_{dn} = 2,6 \cdot 10^{-28} (1 - E_d/0,133 E_n).$$

Для протонов с $E_p = 2 \dots 40$ МэВ сечение повреждения [6, 7]

$$\sigma_{dp} = \int_{E_d}^{E_{\max}} \frac{d\sigma}{dE} dE = \frac{\pi b^2}{4} [E_{\max} (E_d - 1)],$$

где b — прицельный параметр. Аппроксимация для кремния при $E_d = 16$ эВ приводит к простому выражению: $\log \sigma_{dp} = -22,4 - \log E_p$.

Повреждающее действие электронов начинается с некоторого порогового значения энергии, соответствующего условию $E_{\max} =$

$=E_d$ (для кремния $E_{e \text{ пор}} \approx 0,1$ МэВ), а величина σ_{de} при $E_e \gg \gg E_{e \text{ пор}}$ остается практически постоянной:

$$\sigma_{de} = \frac{140 Z^2}{E_d A} \cdot 10^{-24}$$

(для кремния $\sigma_{de} \approx 5,5 \cdot 10^{-27}$ м²).

Образование простейших дефектов структуры при облучении потоком гамма-квантов в рассматриваемом диапазоне энергий $E_\gamma = 1 \dots 10$ МэВ происходит преимущественно в результате внутреннего облучения комптоновскими электронами. Учитывая, что при $E_\gamma \approx 0,4$ МэВ передаваемая комптоновскому электрону энергия $E_e \approx f_{\text{нк}} F_\gamma = 0,31 \cdot 0,4 = 0,12$ МэВ, т. е. примерно соответствует пороговой энергии для электронов $E_{e \text{ пор}}$, можно считать, что $\sigma_{d\gamma} = = \sigma_{de}$ при $E_\gamma > 0,4$ МэВ.

Для оценки эффективности ИИ целесообразно сопоставить составляющие поглощенных доз D_{di} , характеризующие затраты поглощенной энергии на образование радиационных дефектов. В обобщенной форме для кремния

$$D_{di} = 3,44 \cdot 10^{12} \sigma_{di} E_i F_i, \quad (2.8)$$

где σ_{di} — эффективное сечение смещения атомов при облучении потоками нейтронов, протонов, электронов и гамма-квантов.

Используя (2.8), находим отношения поглощенных энергий, расходуемых на образование точечных дефектов, для различных видов ИИ:

$$\begin{aligned} \frac{D_{nd}}{D_{ed}} &= \Phi_{n,e} \frac{F_n}{F_e}; & \Phi_{n,e} &= \frac{\sigma_{dn} E_n}{\sigma_{de} E_e}; & \frac{D_{nd}}{D_{\gamma d}} &= \Phi_{n,\gamma} \frac{F_n}{F_\gamma}; \\ \Phi_{n,\gamma} &= \frac{\sigma_{dn} E_n}{\sigma_{d\gamma} f_{\text{нк}} E_\gamma}; \\ \frac{D_{nd}}{D_{pd}} &= \Phi_{n,p} \frac{F_n}{F_p}; & \Phi_{n,p} &= \frac{\sigma_{dn} E_n}{\sigma_{dp} E_p}; & \frac{D_{ed}}{D_{\gamma d}} &= \Phi_{e,\gamma} \frac{F_e}{F_\gamma}; \\ \Phi_{e,\gamma} &= \frac{\sigma_{de} E_e}{\sigma_{d\gamma} f_{\text{нк}} E_\gamma}; & & & (2.9) \\ \frac{D_{ed}}{D_{pd}} &= \Phi_{e,p} \frac{F_e}{F_p}; & \Phi_{e,p} &= \frac{\sigma_{de} E_e}{\sigma_{dp} E_p}; & \frac{D_{\gamma d}}{D_{pd}} &= \Phi_{\gamma,p} \frac{F_\gamma}{F_p}; \\ \Phi_{\gamma,p} &= \frac{\sigma_{d\gamma} f_{\text{нк}} E_\gamma}{\sigma_{dp} E_p}. \end{aligned}$$

При равных энергиях частиц или частиц и гамма-квантов, а также флюенсах отношения поглощенных энергий ИИ, расходуемых на эффекты смещения атомов, определяются отношениями сечений смещений, зависящих от энергии частиц или гамма-квантов.

Относительные оценки поглощенных энергий, затрачиваемых на образование радиационных дефектов в структуре микросхем, дают необходимую, но не достаточную информацию для практических расчетов. Различные механизмы возникновения радиаци-

онных дефектов при действии ИИ обуславливают существенные отличия концентраций дефектов даже при одинаковых энергиях, затрачиваемых на их образование, например при $\Phi_{n,e}(F_n/F_e) = 1$. Приняв в качестве меры повреждения, определяющей деградацию электрических параметров микросхем, концентрацию радиационных дефектов N_d , определим отношения концентраций для кремния при воздействиях различных видов ИИ.

В общем случае концентрация дефектов смещения [2, 4, 21]

$$N_d = n_a \rho \sigma_d \nu F = N \sigma_d \nu F, \quad (2.10)$$

где σ_d — сечение смещения атома-мишени, м²; ν — среднее число смещенных атомов, создаваемых одним первично смещенным атомом, включая и сам атом.

В (2.10) учитывается, что для диапазона энергий 1...10 МэВ облучение кремния частицами и гамма-квантами сопровождается преимущественно генерацией простых дефектов типа пар Френкеля [6]. Образование сложных дефектов типа скоплений, ассоциаций и разупорядоченных областей характеризуется соответствующими сечениями образования σ_r таких дефектов. Используя (2.8) и (2.10), представим в общем виде зависимость концентрации дефектов от поглощенной энергии, расходуемой на их образование:

$$N_d = 6,25 \cdot 10^{12} \rho \nu D_d / E;$$

для кремния

$$N_d = 1,5 \cdot 10^{16} \nu D_d / E.$$

Из (2.10) получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{N_{dn}}{N_{de}} &= K_{n,e} \frac{F_n}{F_e}; & K_{n,e} &= \frac{\sigma_{dn} \nu_n}{\sigma_{de} \nu_e}; & \frac{N_{dn}}{N_{d\gamma}} &= K_{n,\gamma} \frac{F_n}{F_\gamma}; \\ K_{n,\gamma} &= \frac{\sigma_{dn} \nu_n}{\sigma_{d\gamma} \nu_\gamma}; \\ \frac{N_{dn}}{N_{dp}} &= K_{n,p} \frac{F_n}{F_p}; & K_{n,p} &= \frac{\sigma_{dn} \nu_n}{\sigma_{dp} \nu_p}; & \frac{N_{de}}{N_{d\gamma}} &= K_{e,\gamma} \frac{F_e}{F_\gamma}; \\ K_{e,\gamma} &= \frac{\sigma_{de} \nu_e}{\sigma_{d\gamma} \nu_\gamma}; & (2.11) \\ \frac{N_{de}}{N_{dp}} &= K_{e,p} \frac{F_e}{F_p}; & K_{e,p} &= \frac{\sigma_{de} \nu_e}{\sigma_{dp} \nu_p}; & \frac{N_{d\gamma}}{N_{dp}} &= K_{\gamma,p} \frac{F_\gamma}{F_p}; \\ K_{\gamma,p} &= \frac{\sigma_{d\gamma} \nu_\gamma}{\sigma_{dp} \nu_p}. \end{aligned}$$

Из (2.11) следует, что отношение концентраций дефектов существенно зависит от величин $\nu_n, \nu_e, \nu_p, \nu_\gamma$, характеризующих длину каскадов. Отличия этих величин объясняются особенностями механизмов взаимодействий различных ИИ с веществом. Расчет ν в рамках существующих теорий является приближенным, что отражает сложность процессов образования дефектов.

Состояние феноменологической теории радиационного деформирования в полупроводниках рассматривается в [27]. В соответствии с существующими представлениями смещение атома из узла решетки происходит в результате передачи ему части энергии налетающей частицей — энергии отдачи E_a . Для осуществления единичного акта смещения необходимо, чтобы энергия отдачи превосходила некоторую пороговую энергию E_d , характеризующую связь атома с решеткой в конкретных условиях. Зависимости между числом смещенных атомов ν и энергиями E_a , E_d феноменологическими теориями определяются с различными упрощениями. Выделяют два типа моделей процессов смещения: Снайдера — Нойфельда и Харрисона — Зейтца [2, 6, 27], учитывающих уменьшение энергии отдачи на величину E_d после каждого акта смещения, что приводит к результату:

$$\nu(E_a) = (E_a + E_d)/2E_d \text{ при } E_a > E_d.$$

Модель Кинчина — Пиза [28] включает взаимодействия с замещением: если энергия отдачи первичного атома становится меньше E_d , он остается в узле решетки смещенного атома, т. е. не происходит новых смещений, если энергия отдачи менее $2E_d$. В результате

$$\nu(E_a) = E_a/2E_d \text{ при } E_a > 2E_d.$$

Величина E_d для кремния по различным данным изменяется в пределах 13 ... 20 эВ [2, 27, 49].

Модели процессов смещения получены в результате ряда упрощений, что ведет к ограничению областей их применения. Результаты расчетов полного количества, т. е. сумм первичных и вторичных смещений, приведены на рис. 2.1 [27]. Из рисунка следует, что рассматриваемые модели дают близкие результаты, однако модель Кинчина — Пиза обеспечивает приемлемую погрешность лишь при $E_a > 6E_d$ [6]. При $E_a < 6E_d$, что характерно для расчетов

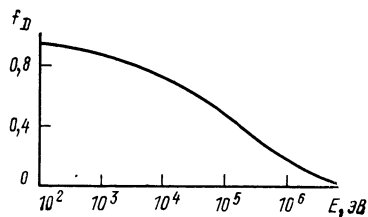
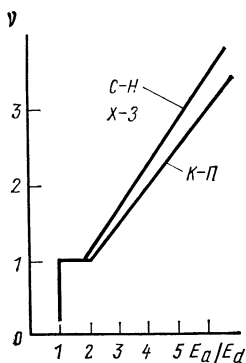


Рис. 2.2. Зависимость поправочного коэффициента Дрейна от энергии

Рис. 2.1. Результаты расчетов полного количества смещений по моделям Снайдера — Нойфельда (С—Н), Харрисона — Зейтца (Х—З), Кинчина — Пиза (К—П)

длин каскадов при облучении электронами и гамма-квантами, необходимо использовать оценку по Снайдеру — Нойфельду [27] $\nu \approx 0,56(E_a + E_d)/E_d$.

Общим ограничением для всех моделей является условие $\nu(E_a) = E_i/2E_d$ при $E_a > E_i$, где E_i — пороговая энергия ионизации. Считается, что при $E_a > E_i$ энергия движущегося атома расходуется только на ионизацию, т. е. смещений не происходит [21]. Для диэлектриков и полупроводников применима оценка Зейтца:

$$E_i = ME_g/8m_e,$$

где M — масса первично смещенного атома; m_e — масса покоя электрона. Для кремния $E_i \approx 7,5$ кэВ.

В области высоких энергий E_a модель Кинчина — Пиза для кремния уточняется поправкой Дрейна (рис. 2.2):

$$\nu(E_a) = f_D E_a/2E_d.$$

Для расчета числа смещенных атомов требуется определить среднюю энергию \bar{E}_a , передаваемую смещенному атому. При облучении реакторными нейтронами с энергией $E_n = 2$ МэВ [21]

$$\bar{E}_a = f \frac{2M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_n \approx 4f/A,$$

где f — поправочный множитель, учитывающий анизотропию рассеяния быстрых нейтронов и отклонения от закона упругих столкновений (для кремния $f \approx 0,58$).

Число смещенных атомов при облучении реакторными нейтронами со средней энергией $E_n = 2$ МэВ рассчитывается по уточненной формуле Кинчина — Пиза:

$$\nu_n = f_D f \bar{E}_a/2E_d \approx 2 \cdot 10^6 f f_D/AE_d. \quad (2.12)$$

Для кремния ($A = 28$, $E_d = 20$ эВ, $f_D = 0,5$) получаем по (2.12) завышенное значение $\nu_n \approx 1000$. Причину этого можно установить, если учесть соотношение расчетных значений $\bar{E}_a = 135$ кэВ и $E_i \approx 7,5$ кэВ для $E_n = 2$ МэВ.

Ранее отмечалось, что при $E_a > E_i$ преобладают процессы ионизации, а приращение смещенных атомов по мере увеличения E_a прекращается. Поэтому верхнюю оценку $\nu_n(E_n)$ получим, положив $\bar{E}_a = E_i$, $f_D = 0,8$, $f = 0,58$, $E_d = 13$ эВ. Расчет по (2.12) дает $\nu_n \approx 140$.

Упругое рассеяние протонов на атомах вещества-мишени подчиняется в основном закону резерфордовского рассеяния на кулоновских потенциалах [6, 21] для нерелятивистских частиц и энергий $E_p \leq 50$ МэВ. Средняя энергия, передаваемая протоном первично смещенному атому кремния,

$$\bar{E}_a \approx E_d \ln(0,133 E_p/E_d),$$

а число смещенных атомов

$$\nu_p = \bar{E}_a/2E_d = 0,5 \ln(0,133 E_p/E_d). \quad (2.13)$$

Средние значения показателей каскадности смещений в кремнии, рассчитанные по (2.13), приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

E , МэВ	ν_n	ν_p	ν_e	ν_γ
0,1	—	3,3	—	—
0,5	—	4,1	0,8	—
0,7	—	—	1,0	—
1,0	—	4,5	1,1	—
1,5	140	—	1,4	1,0
4,0	—	5,2	2,0	1,7
7,0	—	5,4	2,5	2,1
12	150	6,1	3,1	2,7
50	—	6,4	—	—

Смещение атомов при облучении потоками электронов возможно лишь при энергиях, соответствующих релятивистским скоростям, что является следствием относительно малой, по сравнению с атомом, массы электрона. Максимальная энергия, передаваемая при встречном движении атома и налетающего электрона, для $E_e < Mc^2$ определяется соотношением [21]

$$E_{a \text{ макс}} = 2(E_e + 2m_e c^2) E_e / Mc^2,$$

где $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг; M — масса атома решетки; c — скорость света. Для кремния $M = 28$ а. е. м. = $46,5 \cdot 10^{-27}$ кг.

В [27] дана оценка максимальной энергии, эВ:

$$E_{a \text{ макс}} = 2147,8(E_e + 1,022) E_e / A,$$

где E_e , эВ; A — атомная масса атома решетки. Для кремния

$$E_{a \text{ макс}} = 76,6(E_e + 1,022) E_e.$$

Средняя энергия, передаваемая атому-мишени при резерфордском взаимодействии с электроном, определяется зависимостью [21]

$$\bar{E}_a = \frac{E_d E_{a \text{ макс}}}{E_{a \text{ макс}} - E_d} \ln \frac{E_{a \text{ макс}}}{E_d}.$$

Результаты расчетов значений ν_e по модели Снайдера — Нойфельда представлены в табл. 2.1, иллюстрирующей существование порогового эффекта смещения при облучении кремния потоком электронов. Каскад смещенных атомов медленно растет по мере увеличения энергии бомбардирующего электрона, достигая $\nu_e(12) = 3,1$.

Облучение вещества потоками гамма-квантов также сопровождается эффектами смещения атомов, преимущественно в результате взаимодействия их с комптоновскими электронами. Вероятность смещения в результате непосредственного взаимодействия гамма-кванта с атомом практически равна нулю. Эффекты смещения могут быть оценены по результатам расчетов ν_e для электронного облучения с учетом доли энергии гамма-кванта $f_{\text{нк}}$, передаваемой комптоновскому электрону (см. табл. 1.1). Поэтому возмож-

на оценка $\nu_\gamma(E_\gamma) = \nu_e(f_{\text{нк}}E_\gamma)$, где $\nu_e(f_{\text{нк}}E_\gamma)$ — среднее число смещенных атомов для электронов с энергией $E_e = f_{\text{нк}}E_\gamma$. Следовательно, скорость образования радиационных дефектов при облучении микросхемы гамма-квантами при равных энергиях всегда ниже, чем при облучении электронами. Оценки ν_γ представлены в табл. 2.1.

Данные и систему уравнений (2.11) можно использовать для решения ряда прикладных задач. Пусть, например, необходимо определить условия эквивалентности нейтронного и протонного излучений по признаку равенства концентраций создаваемых радиационных дефектов. Из (2.11) следует, что условие $N_{dn} = N_{dp}$ выполняется при $F_n = K_{n,p} F_p$, что соответствует уравнению

$$F_p = \sigma_{dn} \nu_n F_n / \sigma_{dp} \nu_p.$$

Рассмотрим условия, при которых энергия нейтронов соответствует средней энергии спектра реакторных нейтронов $E_n = 1,5$ МэВ, обуславливающей $\nu_n = 150$; $\sigma_{dn} = 2,6 \cdot 10^{-28}$ м². Найдем эквивалентный флюенс протонов с $E_p = 2$ МэВ. При $\sigma_{dp}(2) = 2 \cdot 10^{-23}$ м², $\nu_p = 5$ [27] расчет по (2.11) приводит к соотношению $F_p = 3,2 \cdot 10^{-4}$, т. е. одинаковые концентрации радиационных дефектов обеспечиваются при существенно меньшем флюенсе протонов.

Рассмотренный подход допускает дальнейшее уточнение эквивалентных соотношений с учетом длины пробега и специфического неравномерного распределения концентраций радиационных дефектов по траектории частиц [2, 6]. Как уже отмечалось, найденные зависимости справедливы лишь для случая нормального падения квантов или частиц на чувствительную поверхность кристаллов микросхем. Отклонение от нормального падения может существенно изменить соотношения между F_n и F_p , обеспечивающие равные концентрации дефектов. В этом случае рассматриваемая задача является предметом специальных исследований, при которых рассчитываются пространственно-угловые распределения потоков. Особенности геометрии пучка источника ИИ должны также учитываться при оценках результатов экспериментальных исследований.

Поглощенная энергия ИИ расходуется на ионизацию, смещение атомов и генерацию вторичных излучений. Определение количественных соотношений между этими эффектами расширяет круг решаемых прикладных задач.

Для рассматриваемого диапазона энергий распределение поглощенной дозы на эффекты ионизации и смещения можно выразить через коэффициент распределения

$$K_d = D_d/D; \quad D = D_I + D_d. \quad (2.14)$$

Коэффициент K_d зависит от вида ИИ, энергий частиц или квантов и облучаемого материала. Для случая нейтронного облучения кремния по данным [50] можно определить коэффициенты для энергий нейтронов 1 и 14 МэВ: $K_{dn}(1) = 0,54$; $K_{dn}(14) = 0,04$, причем существует практически линейная зависимость $K_{dn}(E_n)$ в рассматриваемом диапазоне энергий [30].

Коэффициент K_d в конкретных условиях определяется отношением сечений смещения σ_d и ионизации σ_I . Для случая электронного облучения при определении коэффициента распределения используем расчетные значения полных потерь энергии электрона dE_e/dx [27, 38], связанные с полным сечением взаимодействия.

Коэффициент распределения

$$K_{de} = \frac{D_{de}}{D_e} = \frac{n_a \sigma_{de} E_e}{dE_e/dx}. \quad (2.15)$$

Эффекты смещения для электронного облучения проявляются лишь при достижении пороговых энергий электронов $E_e = E_{e \text{ пор}}$, при которых максимальная энергия смещенного атома равна пороговой энергии смещения ($E_{a \text{ макс}} = E_d$). Для кремния $E_{e \text{ пор}} \approx 0,15$ МэВ, следовательно, $\sigma_{de} = 0$, $K_{de} = 0$ при $E_e \leq 0,15$ МэВ. В интервале значений энергий 0,15 ... 0,3 МэВ сечение σ_{de} увеличивается практически по линейному закону, достигая установившегося значения [27]:

$$\sigma_{de} = 140 Z^2 \cdot 10^{-28} / (AE_d) \text{ при } E_e \rightarrow \infty.$$

Расчет для кремния дает $\sigma_{de \text{ макс}} = 9,8 \cdot 10^{-26} / E_d$, что позволяет принимать, учитывая приближенный характер оценки и теоретических моделей [6, 27], $\sigma_{de \text{ макс}} \approx (2 \dots 3) \cdot 10^{-27} \text{ м}^2$. Отсюда следует, что $K_{de} \rightarrow 1$ при $E_e = 3 \dots 4$ МэВ.

Ионизационные потери энергии протонов dE_p/dx связаны с сечением ионизации зависимостью

$$\sigma_{Ip} = \frac{1}{In_a} \frac{dE_p}{dx} = \frac{1}{8,8 Zn_a} \frac{dE_p}{dx},$$

где I — средний ионизационный потенциал; dE_p/dx рассчитывается по формуле Бете и Ашкина.

В [27] представлена линейная в логарифмическом масштабе зависимость $\sigma_{Ip}(E_p)$ для кремния в диапазоне энергий $E_p = 1 \dots 100$ МэВ. Она аппроксимируется выражением

$$\log \sigma_{Ip} = -20,2 - 0,8 \log E_p.$$

Также линейная в логарифмическом масштабе зависимость $\sigma_{dp}(E_p)$ имеет вид:

$$\log \sigma_{dp} = -22,4 - \log E_p.$$

Коэффициент распределения при $E_p = 2 \dots 50$ МэВ

$$K_{dp} = \frac{\sigma_{dp}}{\sigma_{dp} + \sigma_{Ip}} \approx \frac{\sigma_{dp}}{\sigma_{Ip}}; \quad \log K_{dp} = -2,4 - 0,2 \log E_p. \quad (2.16)$$

Образование простейших точечных дефектов при облучении гамма-квантами происходит в результате взаимодействия комптоновских электронов с атомной решеткой. Поэтому для расчета

$K_{d\gamma}$ достаточно учесть характеристики внутреннего электронного облучения:

$$K_{d\gamma} = n_a^2 \sigma_{de} \sigma_{\text{нк}} f_{\text{нк}} d / \bar{\mu}_{\text{п}}, \quad (2.17)$$

где d — толщина области взаимодействия гамма-квантов с веществом.

Сечения некогерентного рассеяния для алюминия, близкие к соответствующим значениям для кремния, приведены в [38]. В интервале значений энергий $E_{\gamma} = 0,01 \dots 10$ МэВ для алюминия $\sigma_{\text{нк}}$ монотонно убывает от $\sigma_{\text{нк}}(0,01) = 4,76 \cdot 10^{-28}$ до $\sigma_{\text{нк}}(10) = 0,66 \times 10^{-28}$ м².

Использование зависимостей (2.14) — (2.17) позволяет представить исходную систему уравнений (2.11) в виде, допускающем определение концентраций дефектов по значениям поглощенных доз, что особенно важно для обработки результатов экспериментальных исследований на различных источниках ИИ. В общем случае концентрация дефектов описывается соотношением

$$N_d = \frac{\nu \rho D K_d}{1,6 \cdot 10^{-13} E}. \quad (2.18)$$

Относительные изменения концентрации дефектов, вызванных различными видами ИИ, можно записать с учетом (2.18) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{N_{dn}}{N_{de}} &= \frac{K_{dn}}{K_{de}} \frac{E_e}{E_n} \frac{\nu_n}{\nu_e} \frac{D_n}{D_e}; & \frac{N_{dn}}{N_{dp}} &= \frac{K_{dn}}{K_{dp}} \frac{E_p}{E_n} \frac{\nu_n}{\nu_p} \frac{D_n}{D_p}; \\ \frac{N_{dn}}{N_{d\gamma}} &= \frac{K_{dn}}{K_{d\gamma}} \frac{E_{\gamma}}{E_n} \frac{\nu_n}{\nu_{\gamma}} \frac{D_n}{D_{\gamma}}; & \frac{N_{de}}{N_{d\gamma}} &= \frac{K_{de}}{K_{d\gamma}} \frac{E_{\gamma}}{E_e} \frac{\nu_e}{\nu_{\gamma}} \frac{D_e}{D_{\gamma}}; \\ \frac{N_{de}}{N_{dp}} &= \frac{K_{de}}{K_{dp}} \frac{E_p}{E_e} \frac{\nu_e}{\nu_p} \frac{D_e}{D_p}; & \frac{N_{d\gamma}}{N_{dp}} &= \frac{K_{d\gamma}}{K_{dp}} \frac{E_p}{E_{\gamma}} \frac{\nu_{\gamma}}{\nu_p} \frac{D_{\gamma}}{D_p}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Уравнения (2.19) отражают взаимосвязь радиационных повреждений для тонких образцов с поглощенными дозами, непосредственно регистрируемыми при экспериментальных исследованиях, т. е. устанавливают дозовые эквиваленты по критерию равенства концентраций точечных дефектов смещения для ИИ с различными энергетическими характеристиками. Это позволяет рассчитывать ПРС к заданным видам воздействий по результатам экспериментальных исследований стойкости к другим видам воздействий. Из уравнений (2.19) следует, что возможно проведение радиационных испытаний на одном типе источника ИИ.

2.3. АНАЛИЗ И КЛАССИФИКАЦИЯ ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧ

Уравнения (2.1) — (2.6) характеризуют относительную эффективность ИИ по ионизационным эффектам, а уравнения (2.19) — по эффектам смещения. Наличие общих переменных в каждой системе уравнений означает существование функциональ-

ных зависимостей между ионизационными эффектами и эффектами смещения. Рассмотрим условия, при которых эти взаимосвязи выражены наиболее сильно, и определим способы их практического использования.

Формальное математическое описание рассматриваемых эффектов при воздействии ИИ с различными временными и энергетическими характеристиками позволяет реализовывать принципы системного анализа и классификации прикладных задач. Число формально различных задач, следующих из систем уравнений (2.1)—(2.6) и (2.19), определяется числом уравнений и переменных. Однако практическая ценность таких задач неодинакова, что побуждает рассмотреть лишь часть наиболее типичных и актуальных.

При воздействии ИИ одной физической природы возможны следующие варианты прикладных задач.

Прямая задача. Известны характеристики ИИ: энергия E , плотность потока ϕ , время t . Необходимо определить параметры G и N_d радиационных эффектов ионизации и смещения.

Первая задача прогнозирования. Известны характеристики E и ϕ воздействующего ИИ, вызывающего известную объемную скорость генерации носителей G . Необходимо определить возможные характеристики излучения E' , ϕ' , t' , обеспечивающие достижение заданного уровня концентрации радиационных дефектов смещения N_d , обуславливающих допустимую степень деградации электрических параметров микросхем.

Обратная задача. Известны параметры G и N_d радиационных эффектов, обусловленных воздействием ИИ определенного вида. Необходимо определить характеристики E , ϕ , t излучения.

Вторая задача прогнозирования. Известны характеристики E и ϕ ИИ и результат облучения в виде концентрации радиационных дефектов N_d . Необходимо определить характеристики ИИ, при которых концентрация дефектов или скорость генерации носителей заряда достигнут предельно допустимых значений $N_{d\text{ доп}}$ и $G_{\text{доп}}$ соответственно.

Условиями эксплуатации микроэлектронной аппаратуры на основе микросхем может предусматриваться возможность воздействия ИИ двух и более видов, отличающихся энергетическими и временными характеристиками. Подобные ситуации существенно расширяют количество прикладных задач. Рассмотрим возможные задачи при воздействии ИИ двух видов.

Прямая задача. Известны характеристики E , ϕ , t ИИ первого вида. Необходимо определить параметры G_1 и N_{d1} радиационных эффектов, характеристики E_2 , ϕ_2 , t_2 ИИ второго вида, обеспечивающего также значения параметров G_1 и N_{d1} .

Первая задача прогнозирования. Известны характеристики E_1 , ϕ_1 , t_1 воздействующего ИИ первого вида и параметр G_1 вызванного им ионизационного эффекта. Необходимо определить характеристики ϕ'_1 , t'_1 воздействующего ИИ, при которых достигается предельно допустимый уровень концентрации радиационных де-

фектов $N_{d \text{ доп}}$ и соответствующие этому уровню характеристики φ_2 , E_2 , t_2 ИИ второго вида.

Обратная задача. Известны параметры N_{d1} или G_1 радиационных эффектов, обусловленных воздействием ИИ первого вида. Необходимо определить характеристики E_1 , φ_1 , t_1 ИИ первого вида и E_2 , φ_2 , t_2 второго вида, обеспечивающие заданные значения параметров N_{d2} или G_2 радиационных эффектов.

Вторая задача прогнозирования. Известны характеристики E_1 , φ_1 , t_1 ИИ первого вида и параметр N_{d1} радиационного эффекта. Необходимо определить характеристики воздействующих ИИ первого и второго видов (E'_1 , φ'_1 , t'_1 , E_2 , φ_2 , t_2), обуславливающие предельно допустимую концентрацию дефектов $N_{d \text{ доп}}$, а также соответствующие им параметры G_1 и G_2 ионизационных эффектов.

Приведенные формулировки задач следует рассматривать скорее как частные случаи, далеко не исчерпывающие множества вариантов формально синтезируемых или существующих в сфере практического использования расчетно-экспериментальных методов определения ПРС. Задачи, которые в будущем предстоит решать разработчикам стойкой микроэлектронной аппаратуры, также не выходят за пределы этого множества. Характерным примером новых задач является задача сопоставления радиационных повреждений транзисторов по критерию деградации коэффициента передачи при облучении равными дозами гамма-излучений кобальта-60 и электронов с энергией $E_e = 2,2$ МэВ [19]. По содержанию она наиболее близка ко второй задаче прогнозирования для двух видов ИИ, хотя и не является ее аналогом, что лишь подчеркивает многообразие существующих прикладных задач и возможность их прогнозирования в рамках системного подхода.

Рассмотренные выше примеры постановки прикладных задач нуждаются в комментариях. Сложившаяся система классификации ИИ, учитывающая реально существующие источники ИИ, например ядерный взрыв или ядерный реактор, предусматривает подразделение излучений на импульсные и непрерывные. К импульсным относятся ИИ длительностью от единиц наносекунд до сотен микросекунд [3]. Непрерывные ИИ характеризуются неограниченной длительностью. В соответствии с существующими представлениями импульсные ИИ характеризуются чрезвычайно высокой плотностью потока частиц или гамма-квантов и вызывают преимущественно ионизационные эффекты в виде фототоков в различных цепях микросхем, а непрерывные обуславливают радиационные повреждения, следствием которых является деградация электрических параметров микросхем. Такой подход отражает прошлый опыт и неизбежно приводит к затруднениям при оценке радиационных эффектов, вызываемых ИИ, временные характеристики которых не соответствуют существующим оценкам. Например, вторичный гамма-импульс, возникающий в результате взаимодействия быстрых нейтронов с атмосферой при высотном ядерном взрыве [3], по временным характеристикам и значениям плотности потока при определенных условиях может занимать промежуточное положение между импульсными и непрерывными ИИ в их традиционной интерпретации. Воздействие такого рода излучений на мик-

росхемы в ряде случаев представляет большую опасность по сравнению с воздействиями импульсных или непрерывных ИИ, поскольку высокая плотность потока обеспечивает критический уровень G , а большая длительность излучения t_{γ} — критическую поглощенную дозу, обуславливающую деградацию электрических параметров микросхем.

Классификация ИИ по временным характеристикам должна учитывать не столько их абсолютную, сколько относительную длительность по сравнению с временными характеристиками микросхем, например временем жизни неосновных носителей в базе τ , временем пролета базовой области $t_{пр}$. При $t_{\gamma} < \tau$ ионизационные эффекты будут ослаблены, причем степень такого ослабления растет по мере усиления степени неравенства. Это означает, что мощные импульсные ИИ короткой длительности могут представлять существенно меньшую опасность для РЭА, чем менее мощные, длительность которых обеспечивает достижение установившегося значения G . С другой стороны, если за время действия ИИ t_{γ} поглощенная доза достигает критического значения, то явления деградации параметров микросхем будут развиваться так же, как и при действии непрерывных ИИ.

Отмеченные особенности привели к необходимости рассмотрения радиационных эффектов с общих позиций, предусматривающих существование одновременно как ионизационных эффектов, так и эффектов смещения, уровни которых рассчитываются по (2.1)—(2.6), (2.18), (2.19). При таком подходе преобладание одного из эффектов приводит к упрощению решаемой задачи. Однако более общим случаем является такая степень преобладания одного из эффектов, при которой не исключается влияние другого, что и учитывается в рассмотренных выше задачах.

Типичные ситуации, отражающие различные соотношения между радиационными эффектами, рассмотрим на примере воздействия гамма-излучения на микросхему. В общем случае выполняется соотношение

$$D_{\gamma п} = P_{\gamma п} t_{\gamma п},$$

где $D_{\gamma п}$ — предельно допустимая поглощенная доза, характеризующая ПРС по необратимым изменениям определяющего параметра; $P_{\gamma п}$ — предельно допустимая мощность дозы, характеризующая ПРС по обратимым изменениям определяющего радиационную стойкость параметра; $t_{\gamma п}$ — длительность облучения, при которой достигается предельная поглощенная доза при воздействии ИИ с предельной мощностью дозы. Параметр $t_{\gamma п}$ — коэффициент пропорциональности между ПРС по необратимым отказам (эффектам смещения) и обратимым изменениям определяющих параметров (эффектам ионизации).

В реальных условиях источники гамма-излучения могут обеспечивать произвольные значения двух из трех параметров D_{γ} , P_{γ} , t_{γ} , что порождает определенное число ситуаций с различными последствиями. Классификация таких ситуаций приведена в табл. 2.2, где в символической форме отражаются соотношения между фактическими и предельными значениями параметров P_{γ} , t_{γ} , а также интерпретируются результаты облучения. Из таблицы следу-

Таблица 2.2

Номер ситуации	P_γ	t_γ	D_γ	Комментарии
1	=	=	=	Равнозначность эффектов. Необратимая потеря работоспособности с начала облучения
2	=	>	>	Необратимая потеря работоспособности с начала облучения
3	=	<	<	Обратимая потеря работоспособности после окончания облучения
4	>	=	>	Необратимая потеря работоспособности с начала облучения
5	>	>	>	То же
6	>	<	?	Требуется дополнительный анализ
7	<	=	?	Сохранение работоспособности
8	<	>	?	Требуется дополнительный анализ
9	<	<	<	Сохранение работоспособности

ет, что неопределенный исход облучения возможен в двух ситуациях: 6 — $P_\gamma > P_{\gamma п}$, $t_\gamma < t_{\gamma п}$ и 8 — $P_\gamma < P_{\gamma п}$, $t_\gamma > t_{\gamma п}$. Эти неопределенности раскрываются при проверке дополнительного условия $P_\gamma t_\gamma \leq D_{\gamma п}$. Например, ситуация 8 может сопровождаться различными последствиями: при $P_\gamma < P_{\gamma п}$, $t_\gamma > t_{\gamma п}$, $P_\gamma t_\gamma < D_{\gamma п}$ потери работоспособности микросхемы в результате облучения не произойдет; при $P_\gamma < P_{\gamma п}$, $t_\gamma > t_{\gamma п}$, $P_\gamma t_\gamma \geq D_{\gamma п}$ наступит необратимая потеря работоспособности после или до окончания облучения. Ситуация 6 отличается от ситуации 8 обратимой во всех случаях потерей работоспособности с начала облучения, которая может трансформироваться в необратимую после окончания облучения при условии $P_\gamma t_\gamma \geq D_{\gamma п}$.

Множество ситуаций, представленных в табл. 2.2, можно классифицировать по вероятности их осуществления в настоящее время и в будущем, учитывая характеристики существующих источников ИИ и прогнозируя их изменения. При этом каждая ситуация имеет свою интерпретацию, учитывающую свойства облучаемых микросхем и характеристики источников ИИ. Ситуация 1 возможна, если длительность облучения $t_\gamma = D_{\gamma п}/P_{\gamma п}$. Например, при $D_{\gamma п} = 1 \cdot 10^3$ Гр, $P_{\gamma п} = 1 \cdot 10^8$ Гр/с $t_\gamma = 10^{-5}$ с, что не характерно для импульсных излучений ядерного взрыва [2, 3]. Более реальной является ситуация 4, осуществимая при малых удалениях от эпицентра ядерного взрыва, когда в результате увеличения дозы P_γ предельно допустимое время облучения $t_{\gamma п}$ сокращается до значений, близких к типичным длительностям импульса гамма-излучения. С точки зрения последствий облучения ситуации 1, 2, 4, 5 эквивалентны. Ситуации 3 и 6 при дополнительном условии $P_\gamma t_\gamma < D_{\gamma п}$ характеризуют ИИ и объекты, в которых развиваются только ионизационные эффекты. Ситуация 8 при условии $P_\gamma t_\gamma \geq D_{\gamma п}$ характеризует ИИ, способные вызывать отказы облучаемых микросхем вследствие деградации электричес-

ких параметров, т. е. непрерывные ИИ с малой мощностью дозы. В ситуациях 7 и 9 ионизационные эффекты и эффекты смещения слабо выражены и не приводят к потере работоспособности микросхем.

Указанные в табл. 2.2 ситуации характерны и для ИИ других видов. Различные варианты причинно-следственных зависимостей из таких таблиц для каждого вида ИИ образуют множество прямых и обратных задач, часть из которых рассмотрена выше. Математическим аппаратом для решения задач с целью определения количественных характеристик зависимостей служат системы уравнений (2.1)—(2.6), (2.16). Классификация подобных задач позволяет использовать типовые схемы их решения.

Пример. Микросхема облучается потоком нейтронов с $E_n = 1,5$ МэВ, плотностью $\Phi_n = 1 \cdot 10^{16}$ нейтр./ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ в течение $t = 100$ с. Необходимо определить параметры радиационных эффектов.

При $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-28}$ м^2 в соответствии с (1.14) поглощенная доза $D_n = 1,56 \times 10^3$ Гр; при $v = 150$ в соответствии с (2.18) концентрация дефектов $N_d = 1,17 \times 10^{21}$ м^{-3} . Объемная скорость генерации электронно-дырочных пар $G_n = 1,2 \cdot 10^{20}$ $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Прямые зависимости параметров микросхем, определяющих радиационную стойкость, от концентрации радиационных дефектов N_d , как правило, неизвестны, что затрудняет оценку стойкости микросхем по критерию N_d . Поэтому необходимо знать хотя бы косвенные зависимости. Рассмотрим один из возможных подходов к решению таких задач.

Известно, что для кремниевых транзисторов наиболее чувствительным к воздействию ИИ параметром является коэффициент передачи тока базы в схеме с ОЭ $h_{21э}$. Приближенную зависимость этого параметра от флюенса, не учитывающую влияние поверхностных эффектов и режима работы транзистора, можно представить уравнением [19]

$$\Delta(1/h_{21э}) = W_6^2 K_\tau F / 2D_{нн}, \quad (2.20)$$

где W_6 — ширина базы транзистора; $D_{нн}$ — коэффициент диффузии неосновных носителей базы; K_τ — коэффициент радиационных изменений времени жизни неосновных носителей в базе. В [19] даны оценки K_τ при облучении кремния электронами с $E_e = 2,2$ МэВ: для $n = \text{Si}$ $K_\tau = 10^{-11}$ $\text{м}^2/(\text{эл} \cdot \text{с})$, для $p = \text{Si}$ $K_\tau = 10^{-12}$ $\text{м}^2/(\text{эл} \cdot \text{с})$ при уровне инжекции, характеризуемом отношением концентраций неосновных и основных носителей, 0,01. Это означает, что в результате облучения при прочих равных условиях деградация параметров p - n - p транзистора будет происходить существенно быстрее, чем n - p - n .

Приближенный характер зависимости (2.20) не исключает возможность использования ее для получения относительных оценок. Найдем взаимосвязь между изменением деградации коэффициента

передачи тока транзистора $h_{21э}$ и концентрацией дефектов смещения N_d . Из (2.10) следует, что для кремния

$$N_d = n_a \rho \sigma_d v F = 5,2 \cdot 10^{28} \sigma_d v F,$$

поэтому (2.20) можно записать в виде

$$\Delta(1/h_{21э}) \approx 10^{-27} \cdot W_6^2 K_\tau N_d / D_{нн} \sigma_d v \quad (2.21)$$

или с учетом частоты единичного усиления в схеме с ОЭ $f_{гр} = = D_{нн} / \pi W_6^2$

$$\Delta(1/h_{21э}) \approx 3 \cdot 10^{-30} K_\tau N_d / f_{гр} \sigma_d v. \quad (2.22)$$

Оценки (2.21), (2.22) в явном виде отражают влияние основных факторов на уменьшение параметра $h_{21э}$. В частности, высокочастотные транзисторы с тонкой базой W_6 при прочих равных условиях характеризуются меньшими деградационными изменениями $h_{21э}$, возрастающими по мере увеличения концентрации радиационных дефектов. Используя данные рассмотренного выше примера, находим по (2.21) количественную оценку изменения коэффициента передачи при $W_6 = 1 \cdot 10^{-6}$ м, $D_{нн} = 1 \cdot 10^{-3}$ м²·с⁻¹:

$$\Delta(1/h_{21э}) = 2,1 \cdot 10^8 K_\tau.$$

Полагая при облучении нейтронами $K_\tau = 5 \cdot 10^{-11}$ м²/ (нейтр.·с), получаем $\Delta(1/h_{21э}) = 1,05 \cdot 10^{-2}$, что при $h_{21э} = 50$ адекватно уменьшению в 1,5 раза коэффициента передачи тока $h_{21э}$ по сравнению с начальным значением. Такой результат следует интерпретировать как необратимое повреждение структуры базовой области транзистора.

Отметим, что рассчитанная в примере концентрация дефектов приблизительно равна типовой концентрации донорных примесей $N_d = 1,5 \cdot 10^{21}$ м⁻³ в эпитаксиальном слое с удельным электрическим сопротивлением $\rho_v = 0,5$ Ом·см при стандартной эпитаксиально-планарной технологии изготовления микросхем на кремниевой подложке *p*-типа с $\rho_v = 10$ Ом·см. Базовая диффузия в рамках этой технологии обеспечивает поверхностную концентрацию акцепторной примеси $N_{sа} = 5 \cdot 10^{24}$ м⁻³.

Приведенные оценки N_d и N_d позволяют рассматривать концентрацию донорных примесей в эпитаксиальном слое как верхнюю оценку допустимой концентрации радиационных дефектов смещения N_d , а деградацию параметра $h_{21э}$ как следствие сокращения времени жизни неосновных носителей в области базы *n-p-n* транзистора.

Рассмотренный подход отражает особенности решения прямых задач определения параметров радиационных эффектов по характеристикам воздействующих ИИ, имеющих расчетную схему,

$$\left. \begin{matrix} E \\ t \\ \Phi \end{matrix} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{matrix} D \rightarrow N_d \rightarrow \Delta(1/h_{21э}) \\ G_n \rightarrow I_{нн} \end{matrix} \right.$$

Решение обратных задач предусматривает определение характе-

ристик воздействующих ИИ по известным параметрам радиационных эффектов по следующей расчетной схеме:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta(1/h_{21a}) \rightarrow N_d \\ I_n \rightarrow G \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} D \rightarrow t \\ E \\ \Phi \end{array} \right.$$

Расчетные схемы опираются на модели относительной эффективности ИИ и допускают многовариантные решения. Алгоритмы решения прикладных задач усложняются, если анализируется действие ИИ различной физической природы.

Пример решения задачи прогнозирования. Микросхема облучается потоком нейтронов с энергией $E_n = 1,5$ МэВ, что вызывает объемную скорость генерации носителей $G_n = 1 \cdot 10^{20}$ м⁻³·с⁻¹. Необходимо определить условия возникновения отказа вследствие деградации параметра h_{21a} .

Используя зависимость (1.11), находим плотность потока нейтронов, обеспечивающего указанное значение G_n ,

$$\begin{aligned} \Phi_n &= E_n G_n / N \sigma_{nI} E_n = 10^{20} \cdot 3,6 \cdot 10^{-6} / 1,5 \cdot 10^{-28} \cdot 1,5 \cdot 5,2 \cdot 10^{28} = \\ &= 0,31 \cdot 10^{14} \text{ нейтр./м}^2 \cdot \text{с}. \end{aligned}$$

Из (2.10) определяем концентрацию дефектов

$$N_d = N \sigma_{dn} \nu \Phi_n t = 5,2 \cdot 10^{28} \cdot 1,5 \cdot 10^{-28} \cdot 150 \cdot 0,31 \cdot 10^{14} t = 3,6 \cdot 10^{16} t.$$

Используя в качестве критерия возникновения отказа равенство $h_{21a}/h_{21a0} = 0,7$, получаем $\Delta(1/h_{21a}) = 0,43/h_{21a0}$, что позволяет рассчитать по (2.21) требуемую для развития отказа концентрацию дефектов при $h_{21a} = 100$, $W_6 = 2$ мкм, $K_T = 10^{-12}$ м²·с⁻¹:

$$N_{dII} = \Delta(1/h_{21a}) D_{II} N \sigma_{dn} \nu / W_6^2 K_T \cdot 10^{-27} = 2,4 \cdot 10^{19}, \text{ м}^{-3}.$$

Длительность облучения, обеспечивающая достижение критической концентрации дефектов

$$t = N_{dII} / N_d = 2,4 \cdot 10^{19} / 3,6 \cdot 10^{16} \approx 667 \text{ с},$$

флюенс нейтронов

$$F_n = \Phi_n t = 3,1 \cdot 10^{13} \cdot 667 = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ нейтр./м}^2;$$

поглощенная доза

$$D_n = 1,6 \cdot 10^{-13} \sigma_{dn} n_a E_n F_n = 1,6 \cdot 10^4 \text{ Гр}.$$

Модели (2.1) — (2.11) и методы, предложенные в гл. 2, следует рассматривать как приближенные, пригодные тем не менее для выполнения сравнительных расчетов в условиях невысокой точности дозиметрии при массовых экспериментальных исследованиях. Приближенный характер аналитических оценок является особенностью излучаемой проблемы, отражает сложность процессов взаимодействия ИИ с веществом и ограниченные условия практического использования моделей.

Приведенные оценки эффективности точечного дефектообразования различных ИИ не учитывают особенностей, связанных с различным положением энергетических уровней соответствующих

дефектов в запрещенной зоне полупроводника. Энергетические спектры дефектов, генерируемых при нейтронном, электронном, гамма- и протонном излучениях, рассмотрены в [2], там же дана физическая интерпретация соответствующих радиационных эффектов. Поэтому при более глубоком анализе должны учитываться также спектрально-энергетические характеристики радиационных дефектов, выраженные через коэффициенты радиационной деградации K_{τ} каждого вида излучений.

3. ЭФФЕКТЫ НЕПРЕРЫВНОГО ОБЛУЧЕНИЯ В КАСКАДАХ АНАЛОГОВЫХ МИКРОСХЕМ

3.1. РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕЛИНЕЙНЫХ КАСКАДАХ АНАЛОГОВЫХ МИКРОСХЕМ

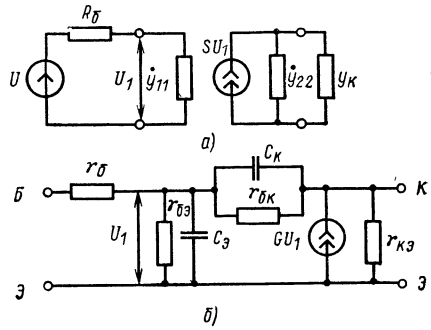
Определение динамических характеристик каскадов аналоговых микросхем в режиме большого сигнала представляет заметные трудности даже при отсутствии облучения. Нелинейность входной характеристики транзистора оказывает существенное влияние на длительность переходных процессов нарастания и спада тока коллектора. Количественные оценки влияния нелинейности определяются нелинейным дифференциальным уравнением, не имеющим аналитических решений, поэтому для получения оценок предусматриваются различные упрощения. Такой подход оправдан и в задачах анализа влияния ИИ на динамические свойства нелинейных каскадов, поскольку позволяет установить интересные зависимости между характеристиками воздействующих ИИ, режимами работы и изменениями динамических параметров по мере увеличения поглощенной дозы.

Эквивалентная схема замещения каскада с ОЭ в режиме малого сигнала представлена на рис. 3.1,а, а эквивалентная моделирующая схема транзистора — на рис. 3.1,б. В результате анализа этих схем получаем y -параметры в виде

$$\begin{aligned} \dot{y}_{11} &= (g_{11} + j\omega\tau_s/r_6)/(1 + j\omega\tau_s); \quad y_{12} = \\ &= (g_{12} + j\omega C_R)/(1 + j\omega\tau_s); \\ \dot{y}_{21} &= \dot{S} = S/(1 + j\omega\tau_s); \quad y_{22} \approx j\omega C_R + \\ &+ j\omega C_R S r_6/(1 + j\omega\tau_s), \end{aligned}$$

где g_{11} , S — низкочастотные составляющие параметров \dot{y}_{11} и \dot{y}_{21} транзистора; r_6 — сопротивление базы; C_R — емкость коллекторного перехода транзистора; $\tau_s = S r_6/\omega_{\alpha}$ — постоянная времени крутизны транзистора; ω_{α} — граничная частота коэффициента передачи тока транзистора в схеме с общей базой (ОБ).

Рис. 3.1. Эквивалентная схема замещения каскада с ОЭ (а) и эквивалентная моделирующая схема транзистора (б)



При $R_k < 2 \dots 4$ кОм влиянием внутренней обратной связи (ОС) транзистора можно пренебречь ($y_{21} \approx 0$), тогда с учетом соотношений $Sr_6 \gg 1$, $\omega_b \tau_s \ll 1$, $y_{22} \approx j\omega C_k S r_6$, где ω_b — верхняя граничная частота каскада, ток коллектора

$$I_k = U_r / [R + j\omega L + (j\omega)^2 C], \quad (3.1)$$

где $R = R_6/h_{21a} + 1/S$; $L = \tau_s (1 + R_6/r_6)/S + C_k R_k r_6 (1 + R_6 g_{11})$; $C = \tau_s C_k R_k (R_6 + r_6)$.

Параметры S , g_{11} , τ_s существенно зависят от тока коллектора I_k и возрастают при его увеличении практически по одинаковому, близкому к линейному закону. В частности, входная проводимость g_{11} может быть представлена в виде [53]

$$g_{11} = 1/(r_6 + (h_{21a} + 1) \cdot 0,026/I_0), \quad (3.2)$$

где I_0 — ток эмиттера транзистора.

Изменения емкости C_k при условии независимой от режима работы транзистора емкости нагрузки, а также распределенного сопротивления базы r_6 при изменении I_k пренебрежимо малы.

Расчеты по (3.2) показывают, что для интегральных транзисторов всегда выполняется условие $g_{11} r_6 \ll 1$, поэтому можно использовать представленное в (3.1) выражение для переменной L и в режиме большого сигнала, учитывая усредненное по току значение параметра \bar{g}_{11} . Переменная R в (3.1) существенно зависит от тока коллектора при внутреннем сопротивлении источника сигнала $R_6 < (5 \dots 10)r_6$. Представим ее в виде

$$R = 1/S(I_k) + R_6/\bar{h}_{21a},$$

где $1/S(I_k)$ — нелинейное сопротивление \bar{h}_{21a} — среднее значение коэффициента передачи тока базы для рассматриваемого диапазона изменения тока коллектора. Вольт-амперная характеристика этого сопротивления совпадает с характеристикой $I_k(U_{ЭБ})$ транзистора, поддающейся достаточно простой аппроксимации квадратичной параболой.

Анализ и моделирование процессов установления тока коллектора показывают, что коэффициентом C в (3.1) можно пренебречь для реальных параметров интегральных транзисторов и ог-

раничиться решением дифференциального уравнения первого порядка. Результаты решения позволяют представить в аналитической форме зависимости времени установления тока коллектора t_y как в ненасыщающихся ($\lambda=1$), так и в насыщающихся ($\lambda < 1$) каскадах:

$$t_y = \Psi_y(x, \lambda, d) \tau_p = \Psi_y(x, \lambda, d) \bar{h}_{21s} L/R_6, \quad (3.3)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi_y(x, \lambda, d) = \ln \frac{\sqrt{1+x} - \sqrt{1+0,1\lambda x} + dx(1-0,1\lambda x)}{\sqrt{1+x} - \sqrt{1+0,9\lambda x} + dx(1-0,9\lambda x)} + \\ + \frac{1}{1+2d\sqrt{1+x}} \ln \times \\ \times \frac{[1+d(\sqrt{1+x} + \sqrt{1+0,1\lambda x})](\sqrt{1+x} - \sqrt{1+0,9\lambda x})}{[1+d(\sqrt{1+x} + \sqrt{1+0,9\lambda x})](\sqrt{1+x} - \sqrt{1+0,1\lambda x})}, \quad (3.4) \end{aligned}$$

$d = R_6 \bar{g}_{11}(1 + \sqrt{1+x})$ — обобщенный параметр, отражающий степень нелинейности системы; $x = I_K/I_0$ — отношение амплитуды тока коллектора к его начальному значению; λ — величина, обратная коэффициенту насыщения транзистора $K_{нас}$; $\tau_p = \bar{h}_{21s} L/R_6$ — постоянная времени нелинейного каскада.

При отсутствии насыщения ($\lambda=1$) в режиме малого сигнала ($x \rightarrow 0$) выражение (3.3) совпадает с выражением для времени установления тока в линейном каскаде:

$$t_y = 2,2 \bar{h}_{21s} L/R_6 = 2,2 \tau_p.$$

Аппроксимация входной характеристики транзистора линейной зависимостью приводит к результату:

$$t_y = \Psi_{л}(x, d) \tau_p = \Psi_{л}(x, d) \bar{h}_{21s} L/R_6, \quad (3.5)$$

где $\Psi_{л}(x, d) = 2,2/[1 + 1/(R_6 \bar{g}_{11})]$.

Различие времен установления тока в ненасыщающихся транзисторных каскадах с учетом нелинейности и в линейном приближении оценивается отношением функций $\Psi_y(x, d)/\Psi_{л}(x, d)$, которое при $x=10 \dots 20$, $d=0,1 \dots 0,05$ достигает 1,3 ... 1,5.

Рассмотрим влияние непрерывных ИИ на динамические характеристики нелинейного каскада. Результирующий эффект воздействия ИИ будет определяться уменьшением коэффициента передачи тока \bar{h}_{21s} , постоянной времени крутизны транзистора τ_s , средней входной проводимости \bar{g}_{11} и линеаризацией характеристики $I_K(U_{ЭБ})$. Количественные оценки результирующих эффектов облучения нелинейных каскадов можно получить, зная функциональные зависимости указанных эффектов от параметров воздействующих ИИ.

Входная проводимость транзистора на низких частотах

$$\bar{g}_{11} = \Delta I_B/\Delta U_B = \Delta I_K/\bar{h}_{21s} \Delta U_6 = S/\bar{h}_{21s}, \quad (3.6)$$

т. е. определяется крутизной входной характеристики и коэффи-

циентом передачи тока базы $\bar{h}_{21э}$. Деградация $\bar{h}_{21э}$ является основной причиной зависимости входной проводимости от флюенса F . Поэтому с учетом (1.3) радиационную зависимость средней входной проводимости можно представить в виде

$$\bar{g}_{11}(F) = S(1 + t_{пр} K_h \bar{h}_{21э0} F) / \bar{h}_{21э0}, \quad (3.7)$$

т. е. средняя входная проводимость растет по мере увеличения флюенса и, следовательно, поглощенной дозы ИИ.

Радиационные изменения параметра d обусловлены зависимостью (3.7):

$$d = d_0(1 + t_{пр} K_h \bar{h}_{21э0} F), \quad (3.8)$$

где d_0 — начальное значение параметра d .

Постоянная времени крутизны транзистора τ_s определяется временем пролета неосновных носителей через базу и практически не зависит от флюенса воздействующих ИИ. Анализ показывает, что постоянная времени нелинейного каскада

$$\tau_p(F) = \bar{h}_{21э}(F) L/R_б = \bar{h}_{21э} \left(\frac{r_б}{\omega_\alpha R_б} + \frac{1}{\omega_\alpha} + \frac{C_R R_R r_б}{R_б} + C_R R_R r_б \bar{g}_{11} \right) \quad (3.9)$$

изменяется по закону $\bar{h}_{21э}(F)$, поскольку лишь одна составляющая в скобках зависит от облучения.

Рассмотрим влияние изменения коэффициента насыщения транзистора на длительность времени установления тока коллектора. Для $x > 10$, $d > 1$ представим (3.4) в упрощенном виде:

$$t_y \approx \bar{h}_{21э} \frac{L}{R_б} \left(\ln \frac{1-0,1\lambda}{1-0,9\lambda} - \frac{1}{1+2d\sqrt{1+x}} \right). \quad (3.10)$$

Погрешность расчетов по (3.10) составляет несколько процентов по сравнению с (3.4). Из (3.10) следует, что при уменьшении λ от 1 до 0,1, что соответствует увеличению $K_{нас}$ транзистора в 10 раз, $\ln[(1-0,1\lambda)/(1-0,9\lambda)]$ уменьшается от 2,2 до 0,08, т. е. в 27 раз. Следовательно, радиационная зависимость коэффициента насыщения может оказаться фактором, оказывающим наиболее существенное влияние на длительность времени установления тока t_y .

Определим зависимость $\lambda(F)$ в явном виде. Для этого представим параметр λ в форме, отражающей влияние воздействующих ИИ:

$$\lambda = I_{K_{нас}}/I_K = (U_{ин} - U_{KЭ_{нас}})/R_n \bar{h}_{21э}(F),$$

где $U_{KЭ_{нас}}$ — напряжение насыщения коллектор — эмиттер транзистора, $U_{KЭ_{нас}} \approx 0,4$ В. Пренебрегая эффектом увеличения напряжения $U_{KЭ_{нас}}$ при воздействии ИИ, записываем

$$\lambda(F) = \lambda_0(1 + t_{пр} K_h \bar{h}_{21э0} F), \quad (3.11)$$

где $h_{21э0}$ — начальное значение коэффициента передачи тока, т. е.

коэффициент насыщения транзистора при облучении уменьшается по закону, отражающему радиационную зависимость параметра d .

Используя (3.11), находим радиационную зависимость времени установления тока коллектора в насыщающемся нелинейном транзисторном каскаде с ОЭ

$$t_y(F) = \frac{L}{R_6} \frac{\bar{h}_{21\ 90}}{1 + t_{\text{пр}} K_h \bar{h}_{21\ 90} F} \times \left\{ \ln \frac{1 - 0,1 \lambda_0 (1 + t_{\text{пр}} K_h \bar{h}_{21\ 90} F)}{1 - 0,9 \lambda_0 (1 + t_{\text{пр}} K_h \bar{h}_{21\ 90} F)} - \frac{1}{1 + 2d \sqrt{1+x}} \right\}. \quad (3.12)$$

Формула (3.12) отражает две противоположные тенденции, вызванные воздействием ИИ. Деградация коэффициента $\bar{h}_{21\ 9}$ обуславливает, при прочих равных условиях, сокращение t_y по закону изменения $\bar{h}_{21\ 9}(F)$. При этом происходит уменьшение $K_{\text{нас}}$ транзистора в соответствии с (3.11), которое сопровождается увеличением t_y .

Пример. На каскад с параметрами $R_6=10$ Ом; $x=20$; $\lambda=0,5$; $\bar{h}_{21\ 90}=100$; $t_{\text{пр}}=1 \cdot 10^{-9}$ с; $\bar{g}_{11}=7 \cdot 10^{-3}$ 1/Ом; $d=1,25$; $K_h=1 \cdot 10^{-12}$ м²/(нейтр.с). Действует поток нейтронов с $F=10^{17}$ нейтр./м². Необходимо определить изменение времени установления тока коллектора.

До облучения в соответствии с (3.12) $t_y=0,44\bar{h}_{21\ 90}L/R_6$. В результате облучения коэффициент передачи тока снижается до $\bar{h}_{21\ 9}=0,5\bar{h}_{21\ 90}=50$, а параметр λ в соответствии с (3.11) возрастает до $\lambda=2\lambda_0=1$. Согласно (3.12) после облучения $t_y=1,1\bar{h}_{21\ 90}L/R_6$, т. е. время установления увеличивается более чем вдвое вследствие выхода транзистора из режима насыщения под воздействием потока нейтронов.

Рассмотренный пример показывает, что существуют режимы работы каскада и условия его облучения, при которых нелинейные свойства транзистора оказывают решающее влияние на изменение динамических характеристик каскада. Изменение времени установления тока t_y в насыщающемся транзисторном каскаде в зависимости от поглощенной дозы можно интерпретировать следующим образом. При малом флюенсе, обуславливающим незначительное уменьшение коэффициента насыщения, действие облучения сопровождается сокращением t_y . По мере увеличения флюенса и соответственно поглощенной дозы до значений, вызывающих существенное снижение $K_{\text{нас}}$, влияние нелинейности входной характеристики становится преобладающим и время t_y возрастает по сравнению с исходным значением.

Формальным условием выхода транзистора из режима насыщения является равенство $\lambda=I_{K\ \text{нас}}/I_B \bar{h}_{21\ 9}=1$, отражающее уменьшение амплитуды тока коллектора до значения $I_{K\ \text{нас}}$, соответствующего границе области насыщения. Дальнейшее уменьшение I_K и соответствующее увеличение λ означают, что рабочая точка транзистора находится в активной области, при этом амплитуда импульса тока $I'_K=I_{K\ \text{нас}}/\lambda(F)$, а параметр x принимает значение $x'=I'_K/I_0$, т. е. в (3.10) подставляются $\lambda-1$ и $x=x'$.

Введение активных ОС по току или напряжению в насыщающейся нелинейный усилительный каскад эквивалентно линейризирующему действию внутреннего сопротивления источника сигнала на входную характеристику. Формулы (3.3), (3.10) и вытекающие из них соотношения при отсутствии и наличии облучения остаются верными, если вместо величины $R_6/\bar{h}_{21э}$ подставить выражение $R_6/\bar{h}_{21э} + R_{ос}$ в схеме с резистором $R_{ос}$ в цепи эмиттера (рис. 3.2,а) и $R_6/\bar{h}_{21э} + R_K R_6/R'_{ос}$ в схеме с ОС по напряжению (рис. 3.2,б). Такие подстановки означают более эффективное влияние элементов цепей ОС на линейризацию входной характеристики по сравнению с R_6 . Достигаемое улучшение частотных свойств каскада особенно заметно при больших амплитудах тока коллектора и сохраняется при воздействии ИИ, что позволяет рассматривать введение ОС в нелинейные транзисторные каскады как один из путей повышения радиационной стойкости.

Решение нелинейного дифференциального уравнения, описывающего процесс спада импульса тока коллектора в насыщающемся транзисторном каскаде с ОЭ при аппроксимации входной характеристики квадратичной параболой, приводит к зависимости

$$t_c = (\bar{h}_{21э} L/R_6) \Psi_c(x_n, d) = \tau_p \Psi_c(x_n, d), \quad (3.13)$$

$$\text{где } \Psi_c(x_n, d) = \ln \frac{\sqrt{1 + 0,9x_n} + 0,9x_n d - 1}{\sqrt{1 + 0,1x_n} + 0,1x_n d - 1} + \\ + \frac{1}{1 + 2d} \ln \frac{[1 + d(1 + \sqrt{1 + 0,9x_n})](\sqrt{1 + 0,1x_n} - 1)}{[1 + d(1 + \sqrt{1 + 0,1x_n})](\sqrt{1 + 0,9x_n} - 1)},$$

где t_c — время спада тока коллектора; $x_n = I_{K \text{ нас}}/I_0$. Как следует из (3.13), время спада не зависит от коэффициента насыщения транзистора, если приращение x_n происходит при постоянном значении $I_{K \text{ нас}}$. В широких пределах изменения x_n время спада остается практически постоянным и малым по сравнению со временем установления.

Радиационная зависимость $t_c(F)$ определяется зависимостями $\bar{h}_{21э}$ и $d(F)$. Рассмотрим пример, иллюстрирующий влияние радиационных воздействий на время спада t_c .

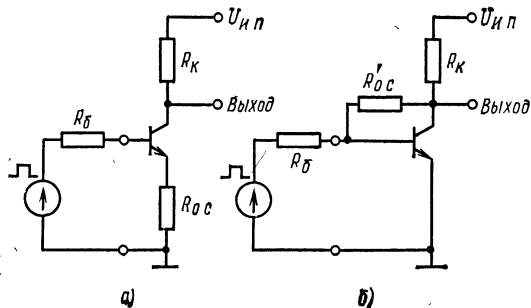


Рис. 3.2. Каскады с обратной связью, по току (а) и напряжению (б)

Пример. До облучения $x_{н0}=20$ и $d_0=0,1$, после воздействия потока нейтронов $d(F)=2d_0$; $x_n=20$; $\bar{h}_{21э}(F)=\bar{h}_{21э0}/2$. Необходимо определить изменение t_c при воздействии ИИ.

Расчет функции $\Psi_c(x_n, d)$ для исходного состояния по (3.13) дает результат: $\Psi_c=0,533$; после облучения $\Psi_c(F)=0,942$. Учитывая изменение $\bar{h}_{21э}(F)$, определяем результат облучения — время спада сокращается на 12%. Это подтверждает существование относительно слабой по сравнению с t_y зависимости t_c от флюенса воздействующих ИИ, приводящей к незначительному сокращению времени спада для транзистора.

Выражение (3.13) распространяется и на ненасыщающийся транзисторный каскад, работающий в нелинейном режиме. В этом случае в (3.13) вместо x_n подставляется значение параметра $x < x_n$. Уменьшение параметра x_n сопровождается некоторым уменьшением функции $\Psi_c(x_n, d)$ и соответственно времени спада t_c . Радиационная зависимость $t_c(F)$ в ненасыщающемся каскаде определяется теми же факторами, что и в насыщающемся. По мере уменьшения x нелинейный ненасыщающийся каскад с ОЭ приближается по динамическим характеристикам к обычному линейному каскаду, в котором длительности процессов нарастания и спада тока коллектора определяются соотношением (3.5).

На рис. 3.3 представлены графики функций $\Psi_y(x, \lambda, d)$ и $\Psi_c(x_n, d)$, построенные по формулам (3.4) и (3.13) для различных значений параметров x , d и λ . Анализ этих зависимостей показывает, что особенно актуальна проблема обеспечения радиационной стойкости быстродействующих усилительных каскадов, работающих в режиме большого сигнала, т. е. при больших x и малых d . Увеличение d в соответствии с (3.8) при воздействии ИИ оказывает особенно заметное влияние на результирующее изменение времен установления и спада при малых начальных значениях d , т. е. в быстродействующих каскадах. Воздействие ИИ на каскады, работающие с большими амплитудами коллекторного тока и большими коэффициентами насыщения, т. е. большими x и малыми λ , сопровождается, как следует из данных рис. 3.3, увеличением разницы между t_y и t_c при общем сокращении или увеличении, в зависимости от поглощенной дозы, их абсолютных значений. Времена t_y и t_c существенно сокращаются при уменьшении параметра λ .

Введение отрицательной ОС по току сопровождается увеличением параметра d до значения $\bar{g}_{11}(R_6 + R_0 \bar{h}_{21э}) / (1 + \sqrt{1+x})$, а введение активной ОС по напряжению — до $\bar{g}_{11}R_6(1 + R_k \bar{h}_{21э} / R'_0 c) / (1 + \sqrt{1+x})$. Эти изменения отражают процесс линеаризации входной характеристики транзистора, что сопровождается увеличением функций $\Psi_y(x, \lambda, d)$ и $\Psi_c(x_n, d)$ (см. рис. 3.3). Другим следствием введения отрицательной ОС является уменьшение эквивалентной постоянной времени $\bar{h}_{21э}L/R_6$, поэтому в результате сокращаются t_y и t_c . Воздействие ИИ частично нейтрализует действие ОС вследствие уменьшения их глубины, зависящей от па-

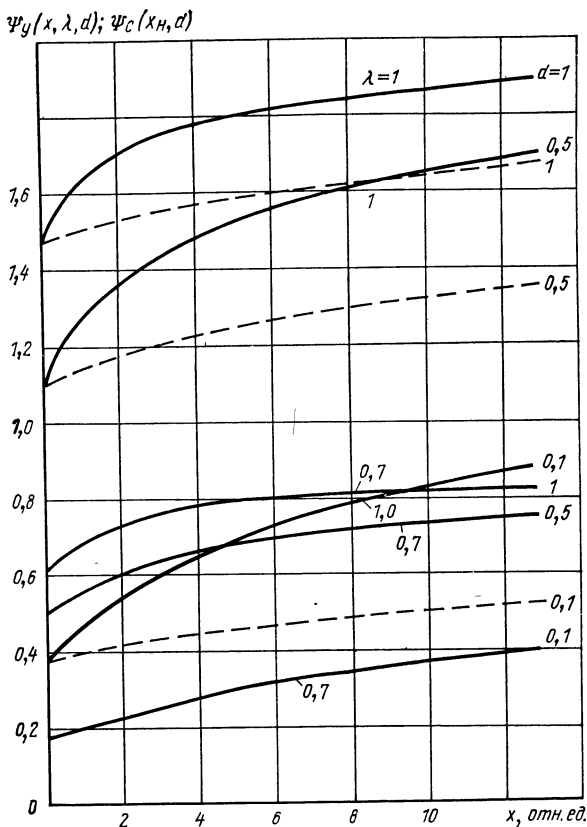


Рис. 3.3. Графики функций $\Psi_y(x, \lambda, d)$ — непрерывная линия и $\Psi_c(x_H, d)$ — штриховая линия

параметра $\bar{h}_{21\beta}$ транзистора. Количественные оценки последствий облучения должны выполняться в каждом конкретном случае с учетом поглощенной дозы, параметров транзистора и режимов работы транзисторного каскада. В качестве общей закономерности можно отметить возможность реализации запаса по коэффициенту передачи тока $\bar{h}_{21\beta}$ транзистора в состав нелинейного каскада для повышения показателя радиационной стойкости.

При анализе влияния ОС на радиационную стойкость нелинейных каскадов следует учитывать уменьшение глубины ОС по напряжению при $R_6 \rightarrow 0$, что характерно для быстродействующих каскадов. Обратная связь по току наиболее эффективна при малых R_6 . Результаты радиационных воздействий могут интерпретироваться в виде эквивалентных изменений параметров, зависящих от $\bar{h}_{21\beta}$ (в первую очередь λ и d). Поэтому последствия радиационных воздействий можно определить из общего анализа зависимостей t_y , t_c от параметров транзистора и режимов его работы в каскаде при отсутствии облучения.

На рис. 3.4 показаны качественные характеристики процессов изменения временных параметров импульса тока в насыщающемся нелинейном транзисторном каскаде. Идентичность процессов, происходящих при увеличении λ (уменьшении $K_{нас}$) и F в насыщающихся каскадах, отражает возможность нерадиационной интерпретации изменений динамических параметров таких каскадов, обусловленных воздействием ИИ. Подобные закономерности характерны и для режимов работы в активной области транзистора — воздействие ИИ эквивалентно линеаризации характеристики $I_K(U_{ЭБ})$, что соответствует увеличению d , уменьшению x и постоянной времени переходных процессов τ_p .

Режим насыщения транзистора характеризуется временем рассасывания $t_{рас}$ избыточного заряда неосновных носителей в коллекторной и базовой областях интегрального транзистора. Во многих практических случаях $t_{рас}$ рассматривается как паразитный параметр, ухудшающий быстродействие аналоговых микросхем. Время рассасывания рассчитывается по формуле

$$t_{рас} = \tau_{рас} \ln(1/\lambda), \quad (3.14)$$

$$\text{где } \tau_{рас} = \frac{\bar{h}_{21э} L}{R_6 (1 + 1/R_6 \bar{g}_{11})}$$

Из (3.14) следует, что наибольшее влияние на $t_{рас}$ оказывает постоянная времени $\tau_{рас}$. Зависимость ее от флюенса воздействующих ИИ в основном определяется зависимостью $\bar{h}_{21э}(F)$ и в меньшей степени $\bar{g}_{11}(F)$ [см. формулу (3.7)]:

$$\tau_{рас}(F) = \frac{\bar{h}_{21э0} L}{R_6 (1 + 1/R_6 \bar{g}_{110} + t_{пр} K_h \bar{h}_{21э0} F)} \quad (3.15)$$

Из (3.11) и (3.15) получаем

$$t_{рас}(F) = \frac{\bar{h}_{21э0} L}{R_6 (1 + 1/R_6 \bar{g}_{110} + t_{пр} K_h \bar{h}_{21э0} F)} \times \ln \frac{1}{\lambda_0 (1 + t_{пр} K_h \bar{h}_{21э0} F)} \quad (3.16)$$

При значениях параметров транзистора $t_{пр} = 10^{-9}$ с; $\bar{h}_{21э0} = 20$; $K_h = 10^{-10}$ м²/с; $\lambda = 0,5$; $R_6 \bar{g}_{11} = 1$ расчет по формуле (3.16) приводит к следующим результатам:

F_n , нейтр./м ²	$1 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{17}$
$t_{рас}/t_{рас0}$	0,98	0,90	0,79

Полученные данные показывают, что сокращение $t_{рас}$ при облучении потоком нейтронов или других частиц происходит в результате уменьшения $K_{нас}$ транзистора. При этом постоянная времени $\tau_{рас}$ в соответствии с (3.15) несколько возрастает.

Введение ОС по току приводит к уменьшению постоянной времени процесса рассасывания в соответствии с выражением

$$\tau_{рас}^{ос} = \frac{\tau_p}{1 + 1/R_6 \bar{g}_{11} + R_0 c \bar{h}_{21э0}/R_6}$$

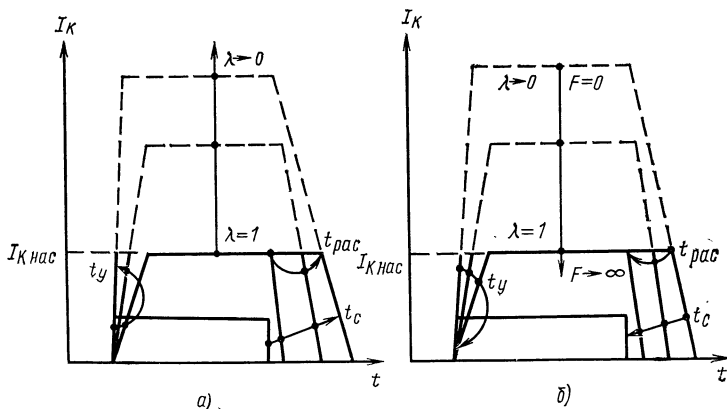


Рис. 3.4. Качественные изменения временных параметров импульсов (а) тока в насыщающемся каскаде при изменениях параметра λ и флюенса воздействующих излучений (б)

однако радиационная зависимость постоянной времени сохраняется, что видно из формулы

$$\tau_{\text{рас}}^{\text{ос}} = \frac{\tau_p}{1 + 1/R_6 \bar{g}_{110} + R_{\text{ос}} \bar{h}_{2130}/R_6 + t_{\text{пр}} \bar{h}_{2130} K_h F} \quad (3.17)$$

В целом отрицательную ОС по току можно рассматривать как эффективный способ управления длительностью процесса рассасывания избыточного заряда при насыщении, включая радиационные условия.

Теоретический анализ процессов нарастания и спада тока коллектора в нелинейных ненасыщающихся и насыщающихся каскадах показал, что эти процессы не подчиняются экспоненциальным зависимостям, характерным для линейных транзисторных каскадов. Поскольку результирующие длительности процессов нарастания и спада выходных сигналов в аналоговых микросхемах зависят от длительностей переходных процессов в отдельных каскадах, существует проблема определения динамических характеристик многокаскадных аналоговых микросхем, содержащих нелинейные каскады. Найти строгое решение такой задачи не представляется возможным. Моделирование процессов взаимодействия линейных и нелинейных каскадов позволило установить закономерность формирования результирующего времени установления выходного сигнала

$$t_y = \sqrt{\tau_{\phi \lambda}^2 + \alpha_y t_y^2}, \quad (3.18)$$

где $\tau_{\phi \lambda}$ — длительность экспоненциального фронта сигнала на входе нелинейного каскада; t_y — время установления тока коллектора в нелинейном каскаде при скачкообразном воздействии на входе; α_y — коэффициент, $\alpha_y = \Psi_y(x, \lambda, d)/\Psi_{\lambda}(x, d)$.

Расчеты показывают, что оценка (3.18) сохраняется для насыщающихся каскадов и дает результаты, превышающие на 10...20% значения, получаемые по формуле квадратичного суммирования длительностей фронтов. Наибольшее значение поправки соответствует условию $\tau_{\phi \lambda} \approx t_y$.

Время спада тока коллектора в нелинейном каскаде при воздействии сигнала с экспоненциальным срезом рассчитывается по формуле

$$t_c = \sqrt{\tau_{cл}^2 + \alpha_c t_c^2}, \quad (3.19)$$

где $\tau_{cл}$ — длительность экспоненциального среза сигнала); $\alpha_c = \Psi_{л}(x, d) / \Psi_c \times \times(x, \lambda, d)$ — коэффициент, учитывающий отличие закона спада тока коллектора от экспоненциального.

Полученные оценки длительностей переходных процессов нарастания и спада тока коллектора в нелинейных каскадах в условиях радиационной деградации параметров транзистора делают возможными количественные оценки показателей радиационной стойкости при действии ИИ различной физической природы при использовании определяющих радиационную стойкость динамических параметров. Другое применение полученных оценок — расчет параметров переходных ионизационных реакций при действии импульсного ИИ, который обусловлен общими закономерностями изменения режимных и ионизационных токов в активной области и области насыщения транзистора.

3.2. РЕЖИМНО-ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ АНАЛОГОВЫХ МИКРОСХЕМ

Радиационная стойкость многокаскадных аналоговых микросхем различного функционального назначения определяется особенностями их структурно-функциональной организации и электрическими режимами работы. Отмеченные факторы необходимо учитывать при разработке моделей радиационной стойкости аналоговых микросхем. Рассмотрим типичные режимные модели каскадов в составе аналоговых микросхем, используя в качестве классификационного признака, определяющего особенности реакции каскада на облучение, уровни входных сигналов.

Микрорежим характерен для первых каскадов операционных (ОУ), дифференциальных (ДУ), усилителей высокой частоты (УВЧ) и других типов усилительных каскадов с амплитудами коллекторных токов в десятки микроампер.

Режим малого сигнала отличается отсутствием нелинейных эффектов и возможностью адекватного отображения свойств каскадов системами малосигнальных параметров, зависящих от режимов работы по постоянному току. Амплитуды коллекторных токов в этом режиме достигают сотен микроампер, радиационные изменения амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) каскадов могут быть определены по соответствующим изменениям малосигнальных параметров. В режиме малого сигнала работают входные каскады усилителей низкой частоты (УНЧ), промежуточной частоты (УПЧ), видеоусилителей (ВЧ), ОУ и других типов аналоговых микросхем.

Режим большого сигнала характерен для промежуточных и оконечных каскадов всех типов усилительных устройств, выход-

ных инверторов цифровых микросхем с большими амплитудами выходных токов — единицы и в ряде случаев десятки миллиампер, обуславливающими нелинейные эффекты. Для расчетов АЧХ каскадов, работающих в режиме большого сигнала в условиях радиационных воздействий, необходимо использовать усредненные для заданных диапазонов изменения коллекторных токов параметры и учитывать зависимость их от характеристик воздействующих ИИ.

Режим большого сигнала с насыщением отличается существенными зависимостями параметров выходных сигналов от коэффициента насыщения при отсутствии радиационных воздействий и коэффициента насыщения от поглощенной дозы при воздействии ИИ. В этом режиме работают оконечные каскады некоторых типов аналоговых микросхем.

Введение режимных признаков позволяет для каждой микросхемы выделить каскады, «ответственные» за деградацию определяющих параметров при воздействии ИИ, т. е. определить так называемые «слабые звенья» в структуре микросхемы, обуславливающие радиационную стойкость. Такая процедура особенно необходима в микросхемах с большим числом каскадов и является составной частью методов расчетно-аналитического прогнозирования стойкости микросхем. Рассматриваемый подход распространяется также и на гибридные микросхемы, включая специализированные, повышенной степени интеграции, и многокристальные микросборки, а его практическая реализация предусматривает определение класса математических моделей для анализа радиационной стойкости соответствующего каскада — микрорежимных, малосигнальных, большого сигнала с насыщением или без насыщения, что имеет в ряде случаев принципиальное значение для определения ПРС.

Наряду с режимными признаками важным фактором, влияющим в конечном итоге на радиационную стойкость микросхем, является сочетание функциональных признаков отдельных каскадов в составе микросхем. Под функциональными понимаются признаки, отражающие характер выполняемых функциональных преобразований аналогового сигнала — усиление, преобразование частоты, фазы, напряжения, фильтрации и др. [58]. По функциональным признакам микросхем в целом и отдельных каскадов в их составе выделяют группу нормируемых параметров, некоторые из них могут рассматриваться и использоваться как определяющие радиационную стойкость. При этом возможны две ситуации.

1. Все каскады в составе микросхемы имеют одинаковое функциональное назначение и участвуют в формировании определяющего параметра. Например, многокаскадный ВУ содержит одинаковые по функциональному назначению каскады. В подобных ситуациях радиационная стойкость по выбранному определяющему параметру зависит от режимных факторов отдельных каскадов и закона формирования определяющего параметра микросхемы по значениям соответствующих параметров отдельных каскадов.

2. В составе микросхем содержатся каскады с различными функциональными признаками, например несколько каскадов ВУ

работают на оконечный каскад усиления мощности. В подобных случаях в процессе формирования определяющих радиационную стойкость параметров микросхемы участвуют обычно не все каскады, так как для различных определяющих параметров существуют различные подмножества влияющих на них каскадов.

Введение режимных P_i и функциональных Φ_i признаков отражает особенности любых типов микросхем, влияющие на ПРС, матрицей признаков

$$\begin{aligned} P_1, P_2, \dots, P_n; \\ \Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_n. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Выявление характера отношений между режимными и функциональными признаками отдельных каскадов в составе микросхем позволяет перейти от матрицы признаков (3.20) к режимно-функциональной модели, характеризующей при прочих равных условиях потенциальную стойкость конкретной микросхемы. Между режимными признаками каскадов могут существовать отношения равенства «=» или превышения «>». Функциональные признаки каскадов могут находиться в отношениях равенства «=» или неравенства «≠».

С учетом числа каскадов n в составе микросхемы и указанных выше отношений между функциональными и режимными признаками для каждой пары каскадов найдем число различных режимно-функциональных моделей

$$N = 4(n - 1)^2. \quad (3.21)$$

Поскольку не все формальные признаки трансформируются в новые значения ПРС, число различных ПРС в каждом конкретном случае будет меньше N . Тем не менее из (3.21) следует важное свойство: увеличение числа каскадов n в составе микросхем создает предпосылки для расширения диапазона ПРС, что вызывает необходимость дополнительного анализа при разработке микросхем с повышенной радиационной стойкостью.

Рассмотрим наиболее характерные режимно-функциональные модели реальных микросхем и потенциальные оценки их радиационной стойкости. Аналоговые микросхемы усилительных устройств различного назначения — УНЧ, ВУ, УПЧ, УВЧ характеризуются одинаковыми функциональными признаками каскадов и изменениями режимных признаков от микрорежима к режиму большого сигнала. Для подобного типа микросхем модель принимает вид

$$\Phi_1 = \Phi_2 = \dots = \Phi_n; P_1 < P_2 < \dots < P_n. \quad (3.22)$$

Равенство $\Phi_1 = \Phi_2 = \dots = \Phi_n$ означает, что задаваемые параметры формируются всеми каскадами и существуют относительно простые зависимости, связывающие выходной параметр с соответствующими параметрами отдельных каскадов, например коэффициентами передачи, граничными частотами полосы пропускания и др. Радиационная зависимость параметров отдельных каскадов в рассматриваемых условиях наиболее существенно выражается

в изменении соответствующего выходного параметра, особенно при увеличении числа каскадов n . Причем радиационные воздействия обуславливают улучшение одних параметров, например времен установления и спада выходного сигнала, верхней граничной частоты, и ухудшение других — коэффициентов передачи напряжения, тока, мощности. Наиболее рациональным способом повышения радиационной стойкости в микросхемах с режимно-функциональной моделью, определяемой формулой (3.22), является введение локальных и общих ОС, стабилизирующих определяющий выходной параметр. Для этого необходим запас по усилению, реализуемый на транзисторах с большими значениями параметра $h_{21э}$.

Ситуация, отражаемая моделью (3.22), обычно ухудшается, если режимы всех каскадов в составе микросхемы одинаковые и характеризуются существенной радиационной чувствительностью определяющих параметров

$$\Phi_1 = \Phi_2 = \dots = \Phi_n; P_1 = P_2 = \dots = P_n. \quad (3.23)$$

Примерами микросхем, свойства которых определяются матрицей (3.23), являются усилители постоянного тока с нормируемыми коэффициентами шума и дрейфом нуля, многоуровневый управляемый генератор стабильных опорных токов $\mu A722$ [53].

Различия режимных и функциональных признаков отдельных каскадов характерны для аналоговых микросхем. В общем случае

$$\Phi_1 \neq \Phi_2 \neq \dots \neq \Phi_n; P_1 \neq P_2 \neq \dots \neq P_n. \quad (3.24)$$

Так, ОУ, относящиеся к числу наиболее сложных типов микросхем, содержат входной ДУ, усилитель напряжения, схему сдвига постоянного уровня и выходной усилитель мощности [53, 55, 59]. Различие режимов и распределение функций между каскадами приводят, в конечном итоге, к распределению «ответственности» за ПРС по различным параметрам. Это позволяет выбрать режимные и схемотехнические решения отдельных каскадов с учетом конкретных требований к радиационной стойкости микросхем.

Режимно-функциональные модели отражают наиболее общие закономерности формирования ПРС, поскольку характеризуют степень зависимости выходных и входных параметров микросхемы от параметров отдельных каскадов. Увеличение количества функциональных признаков в модели обычно сопровождается ослаблением зависимостей входных и выходных параметров микросхемы от флюенса воздействующих ИИ. Уменьшение количества (в пределе до единицы) режимных и функциональных признаков означает, особенно при большом числе каскадов, увеличение зависимости динамических параметров микросхемы от флюенса воздействующих ИИ. Такие закономерности являются следствием реально существующих зависимостей большинства параметров микросхем от параметра $h_{21э}$ интегральных транзисторов.

Определяющее влияние радиационной зависимости $h_{21э}(F)$ на ПРС по различным параметрам микросхемы означает, что режим-

но-функциональные модели характеризуют потенциальную стойкость при развитии деградационных явлений, обусловленных возникновением радиационных дефектов при облучении. Поэтому модели в равной мере применимы для характеристики как аналоговых, так и цифровых микросхем, находящихся под воздействием непрерывных ИИ.

Оценки признаков режимно-функциональных моделей базовых ЛЭ биполярных цифровых микросхем различных типов логики показали, что отмеченные выше закономерности для аналоговых микросхем характерны и для цифровых. Рассмотрим трехкаскадную модель базового ЛЭ на основе транзисторно-транзисторной логики (ТТЛ). Особенностью моделей для цифровых микросхем является введение режимных признаков каскадов для каждого логического состояния на выходе. Например, формирование напряжения низкого уровня (лог. 0) на выходе происходит в условиях режима малого сигнала первого каскада и режимов насыщения второго и третьего каскадов. Формирование напряжения высокого уровня (лог. 1) на выходе происходит при насыщении входного транзистора и запираении промежуточного и выходного транзисторов. Следовательно, при одинаковых функциональных признаках каскадов ЛЭ на основе ТТЛ — усилении импульсных сигналов существует различие режимных признаков, что приближает модель ЛЭ к виду (3.22).

Особенностью схемотехнического решения выходного каскада ЛЭ на основе ТТЛ является использование управляемой нагрузки (см. рис. 5.3) выходного транзистора $VT4$ в виде транзисторного ключа $VT3$. Режим работы такого каскада, предусматривающий синхронную смену противоположных состояний транзисторов $VT4$ и $VT3$, вносит определенную специфику в процессы формирования выходных сигналов. Однако наиболее существенные особенности режимов большого сигнала с насыщением и без насыщения, рассмотренные выше для обычного каскада, сохраняются и для каскада с управляемой нагрузкой, что является следствием преобладающего влияния нелинейности характеристики $I_k(U_{ЭБ})$ и коэффициента насыщения транзистора на длительности переходных процессов. Нелинейная нагрузка выходного каскада лишь усиливает рассмотренные выше эффекты в нелинейном насыщающемся каскаде. Одновременная работа в режиме насыщения двух каскадов в составе ЛЭ ТТЛ также усиливает нелинейные эффекты при смене логических состояний на выходе, что проявляется в заметной разнице длительностей процессов нарастания и спада выходного сигнала [58].

Рассмотренные особенности режимно-функциональной модели ЛЭ ТТЛ несколько усиливают зависимость его параметров от флюенса воздействующих излучений. Практически такая зависимость проявляется в некотором улучшении динамических параметров при ухудшении статических параметров — повышении уровня напряжения лог. 0 и снижении уровня напряжения лог. 1 на выходе. Развитие таких явлений по мере увеличения поглощенной дозы приводит, в конечном итоге, к потере работоспособности.

Строгий подход к количественной оценке влияния ИИ на определяющие радиационную стойкость параметры аналоговых и цифровых микросхем предусматривает синтез математических

моделей, отражающих зависимости определяющих параметров от параметров активных и пассивных элементов в составе микросхемы, и последующий анализ этих моделей с целью определения чувствительности интересующих параметров к действию ИИ. Обычно такой подход является трудоемким и недостаточно эффективным, особенно для микросхем высокой степени интеграции, из-за приближенного характера проводимых исследований, предусматривающих определение относительных приращений параметров микросхем под воздействием излучений.

Классификация режимно-функциональных моделей микросхем показывает, что при $\Phi_1 \neq \Phi_2 \neq \dots \neq \Phi_n$ для оценки относительно изменения параметра микросхемы часто достаточно определить изменение соответствующего параметра одного каскада, что существенно упрощает процедуры аналитических оценок радиационной стойкости микросхемы и поиска путей повышения стойкости. Реализация принципа покаскадного анализа чувствительности различных параметров микросхем к действию ИИ позволяет с учетом специфики конкретных микросхем определять наименее стойкие каскады, оказывающие наибольшее влияние на стойкость микросхемы в целом по конкретным параметрам. Такой подход особенно эффективен в цифровых микросхемах, когда смена состояния наименее стойкого каскада в составе ЛЭ неизбежно влечет изменение состояния соответствующего выхода микросхемы. В аналоговых микросхемах деградационные изменения коэффициента передачи единственного усилительного каскада могут быть причиной отказа микросхемы, выполняющей сложные функциональные преобразования.

Аналитические зависимости параметров отдельных каскадов от параметров транзисторов и пассивных элементов обычно хорошо известны или сравнительно просто могут быть получены из эквивалентной схемы каскада. Использование таких моделей необходимо для нахождения коэффициента влияния основного радиационно-зависимого параметра транзистора $h_{21э}$ на определяющий радиационную стойкость каскада параметр

$$K_{h_{21э}} = \Delta \Pi / \Delta h_{21э},$$

что позволит найти изменение определяющего параметра при воздействии ИИ с флюенсом F

$$\Delta \Pi = K_{h_{21э}} \Delta h_{21э}(F).$$

Коэффициент влияния $K_{h_{21э}}$ можно получить не только расчетными методами, но и по результатам экспериментальных исследований или с применением прогностических оценок. Например, для каскадов без ОС в режиме малого сигнала влияние параметра $h_{21э}$ на усилительные свойства характеризуется значением $K_{h_{21э}} \approx 1$. Введение ОС уменьшает его пропорционально глубине ОС. Коэффициент влияния $K_{h_{21э}}$ характеризует совершенство схемотехнических решений каскадов микросхем по критерию радиационной стойкости.

Рассматриваемый метод покаскадного анализа стойкости микросхем часто оказывается полезным в общем случае при произвольных соотношениях между функциональными и режимными признаками каскадов микросхем. Практическая реализация метода при анализе стойкости относительно сложных микросхем, содержащих вспомогательные каскады, а также генераторы стабильного тока, каскады защиты от перегрузок, стабилизации напряжения питания и другие, предусматривает предварительное выделение вспомогательных каскадов и исследование их влияния на радиационную стойкость.

3.3. РАСЧЕТЫ СТОЙКОСТИ АНАЛОГОВЫХ МИКРОСХЕМ

Режимно-функциональные модели микросхем характеризуют коэффициенты влияния радиационно-зависимых параметров микросхем на ПРС, что позволяет сравнительно просто получить относительные оценки стойкости. В качестве примера такой зависимости рассмотрим 10-разрядный цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП), работающий в режиме преобразования информации, заданной двоичным кодом, в аналоговый сигнал [63].

В отличие от известного способа преобразования двоичного кода (суммирования напряжений или токов с применением резисторных матриц типа $R-2R$) в рассматриваемом ЦАП SP970B используется матрица одинаковых источников тока, объединяемых в группы в соответствии с требуемыми значениями весовых коэффициентов для каждого разряда двоичного кода. Особенностью функциональной структуры преобразователя является секционирование, т. е. разделение функциональной структуры 10-разрядного преобразователя на две идентичные 5-разрядные секции, соединенные масштабирующим делителем тока. На рис. 3.5 представлена электрическая схема секции старших разрядов вместе со вспомогательными цепями: встроенным источником опорного напряжения $U_{оп}$, схемой температурной компенсации, включающей внешний токозадающий резистор R и операционный усилитель, поддерживающий определенный базовый ток источников тока, четырех опорных источников тока транзистор-резистор и термочувствительного источника тока.

Цифро-аналоговый преобразователь SP970B отличается однородностью функциональной, конструктивной и топологической структур, содержит одинаковые

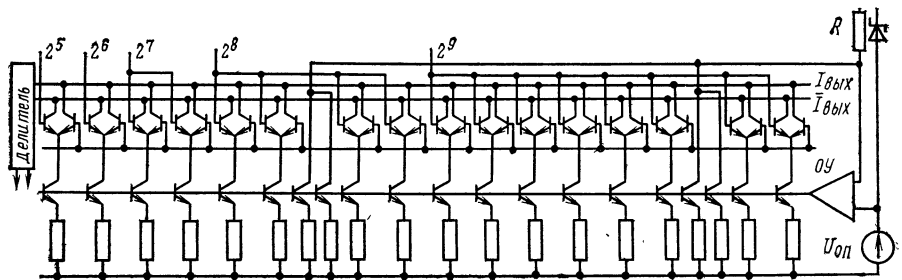


Рис. 3.5. Схема электрическая принципиальная секции старших разрядов ЦАП SP970B

транзисторные каскады (площадь эмиттера 8×10 мкм², толщина базы 0,15 мкм, все резисторы сопротивлением 400 Ом имеют одинаковые геометрические размеры 400×40 мкм² и выполнены с относительной погрешностью 0,1%) за исключением 0-го и 5-го разрядов, имеющих площадь эмиттеров 4×5 и 4×10 мкм² соответственно, в составе матрицы источников тока. Плотности токов эмиттерных переходов всех транзисторов равны. Минимальные размеры элементов топологической структуры приняты равными 4 мкм. Транзисторы сформированы в тонком эпитаксиальном слое (1,2 мкм) с глубиной залегания эмиттерного перехода 0,3 мкм со скрытым слоем и изоляцией *p-n* переходом. С целью обеспечения высокой точности преобразования, соответствующей десяти двоичным разрядам, разработана компоновка транзисторов, резисторов и проводящих шин, обуславливающая отсутствие заметных температурных градиентов, что совместно с гермостабилизирующими цепями ОС понижает общий температурный дрейф до уровня $5 \cdot 10^{-6}$ 1/°С.

Все транзисторы в составе матриц источников тока и ключей работают в активной области, т. е. являются ненасыщенными, что обеспечивает время установления выходного тока $t_y \leq 12$ нс.

Рассмотренные особенности позволяют классифицировать матрицу источников тока ЦАП SP970В по режимно-функциональным признакам: все каскады реализуют одинаковую функцию формирования тока нагрузки и работают (за исключением 0-го и 5-го разрядов) в одинаковых режимах большого сигнала, т. е. режимно-функциональная модель соответствует (3.23).

Ранее отмечалось, что модель такого вида характеризуют объекты, в которых все каскады в равной мере участвуют в процессе формирования выходного параметра, т. е. коэффициент влияния $K_i = \Delta I_{\text{вых}} / \Delta h_{21} \rightarrow 1$. Отличие режимов работы 1-го и 17-го каскадов, «ответственных» за преобразование битов 0-го и 5-го разрядов 10-разрядного двоичного слова (ток коллектора соответственно в 4 и 2 раза меньше, чем у остальных каскадов), не имеет существенного значения, поскольку эти каскады соответствуют младшим значащим разрядам (МЗР) в каждой секции.

Качественные показатели ЦАП характеризуются параметрами, отражающими точностные и динамические характеристики. Точность соответствия амплитуды выходного сигнала ее представлению в двоичном коде характеризуется погрешностями преобразования в виде: смещения нуля преобразователя, изменения коэффициента передачи, нелинейности и немонотонности передаточной характеристики [56, 64]. Погрешности преобразования выражаются либо в процентах от полного диапазона изменения выходного сигнала, либо в долях МЗР.

Рассмотрим формирование погрешности за счет изменения коэффициента передачи при облучении рассматриваемого ЦАП на примере одной секции старших значащих разрядов (см. рис. 3.5) без учета влияния вспомогательных каскадов. Отметим, что формирование выходных токов, соответствующих определенным разрядам, осуществляется группированием одинаковых источников тока. Так, старшему 9-му разряду секции соответствует восемь источников, младшему 5-му — один источник, обеспечивающий половинное значение номинального тока.

Для произвольного кода входного слова при идеальном преобразовании выходной ток ЦАП описывается соотношением

$$I_{\text{вых}} = I_0 (x_{n-1} \cdot 2^{n-1} + x_{n-2} \cdot 2^{n-2} + \dots + x_0 \cdot 2^0) = I_0 \sum_{i=1}^{i=n} x_{n-i} \cdot 2^{n-i}, \quad (3.25)$$

где x_{n-i} — значение двоичной переменной (0 или 1) в i -м разряде входного слова; n — число разрядов; I_0 — ток, посылаемый в нагрузку источником младшего разряда.

Максимальный выходной ток соответствует уровням лог. 1 всех переменных на входе. Применительно к рассматриваемой секции $I_{\text{вых макс}} = 2^n - 1 = 31I_5$, где I_5 — ток 5-го разряда. Такой ток обеспечивается при одновременном включении 16 каскадов, содержащих источник тока и транзисторный ключ, коммутируемый входным сигналом. Поскольку базовые токи транзисторов — источников тока стабилизированы вспомогательной схемой, токи каждого каскада определяются соотношением $I_0 = I_B h_{21э}$, что для произвольного входного слова данных позволяет определить выходной ток в виде

$$I_{\text{вых}} = I_B h_{21э} \sum_{i=1}^{i=n} x_{n-i} \cdot 2^{n-i}.$$

Параметры $h_{21э}$ всех транзисторов — источников тока одинаковы, что обуславливает практически одинаковое деградационное изменение $\Delta h_{21э}$ при облучении. Следовательно, относительная погрешность преобразования при облучении одинакова во всем диапазоне изменения слова данных 00000...11111 и записывается следующим образом:

$$\delta_{I_{\text{вых}}} = \delta_{h_{21э}} = \Delta h_{21э} / h_{21э}.$$

Это позволяет классифицировать вызываемую облучением погрешность как изменение коэффициента передачи ЦАП. Представим относительную погрешность преобразования в общем виде

$$\delta_{I_{\text{вых}}} = t_{\text{пр}} K_h h_{21э0} F / (1 + t_{\text{пр}} K_h h_{21э0} F), \quad (3.26)$$

позволяющем определить допустимые параметры облучения исходя из допустимых потерь информации в процессе преобразования.

Рассмотрим случай, когда потеря информации в процессе преобразования возможна только в 0-м или 1-м значащем разряде, т. е. в двух младших разрядах двоичного числа. Из (3.25) следует оценка относительной погрешности преобразования

$$\delta_{I_{\text{вых}}} = (x_0 \cdot 2^0 + x_1 \cdot 2^1) / \sum_{i=1}^{i=n} x_{n-i} \cdot 2^{n-i}, \quad (3.27)$$

т. е. потеря информации в МЗР 10-разрядного ЦАП соответствует $\delta_{I_{\text{вых}}} = 1/2^n = 1/2^{10} = 0,000975$. При $x_1 = 1$, т. е. при потере информации во 2-м разряде $\delta_{I_{\text{вых}}} = 2/10^{10} = 0,00191$. Аналогично можно

найти погрешности преобразования, обусловленные потерей информации в любых разрядах. Отметим, что для микросхем ЦАП допустимые потери информации и соответствующая погрешность часто выражаются в долях МЗР и принимаются равными $\pm (1/2)$ МЗР, что соответствует допустимой потере одного бита информации, т. е. $x_0 \equiv 1$.

Из (3.26) и (3.27) следует граничное значение флюенса

$$F = (x_0 \cdot 2^0 + x_1 \cdot 2^1) / [2^n t_{\text{пр}} K_h h_{21\beta 0} (1 - (x_0 \cdot 2^0 + x_1 \cdot 2^1) / 2^n)]. \quad (3.28)$$

Пример. Допускается потеря 3 бит информации в 10-разрядном ЦАП, т. е. $x_0 \equiv 1$, $x_1 \equiv 1$. Необходимо определить ПРС для нейтронного облучения.

По формуле (3.28) $F = 3 / (1021 K_h h_{21\beta 0} t_{\text{пр}})$. Учитывая приведенные в гл. 1 конструктивные данные транзистора и данные [2], принимаем $K_h = 1,2 \cdot 10^{-10}$ м²/нейтр.·с); $h_{21\beta 0} = 200$; $t_{\text{пр}} = 1 \cdot 10^{-10}$ с. Тогда $F = 1,4 \cdot 10^{15}$ нейтр./м², т. е. ПРС к нейтронному облучению имеет относительно низкое значение, что следует из режимно-функциональной модели, определяемой (3.23).

Оценки (3.26), (3.27) показывают, что увеличение разрядности ЦАП с целью повышения точности преобразования в условиях радиационного облучения даже малой интенсивности неэффективно. Расчет учитывает радиационные изменения параметра $h_{21\beta}$ транзисторов — источников тока. Опорные напряжения на базах ключевых каскадов и источников токов считались неизменными. Взаимное согласование конструктивных и электрических параметров ключевых транзисторов и транзисторов — источников тока в заданном интервале температур обуславливает согласованное радиационное изменение параметров $h_{21\beta}(F)$ при воздействии ИИ. Поэтому приведенные выше оценки сохраняются и с учетом радиационной деградации параметров $h_{21\beta}$ ключевых транзисторов (см. рис. 3.5).

Эффект, создаваемый радиационным уменьшением выходных напряжений источников опорных напряжений в базовых цепях транзисторов-ключей и источников токов при радиационных воздействиях, аналогичен эффекту радиационной деградации параметров этих транзисторов. Количественная оценка изменения коллекторного тока в условиях малых изменений параметров следует из очевидного соотношения

$$\Delta I_K = \Delta h_{21\beta} I_B + \Delta I_B h_{21\beta},$$

что при согласованном радиационном изменении токов в базовых цепях приводит к оценке погрешности

$$\delta I_{\text{вых}} = \delta h_{21\beta} + \delta I_B(F), \quad (3.29)$$

где δI_B определяется путем схмотехнического анализа радиационной стойкости источников опорных напряжений. Из (3.29) следует, что обусловленные радиационным воздействием относительные изменения опорных токов оказывают существенное влияние

на радиационную стойкость. Учитывая (3.29), представим оценку (3.28) в виде

$$F = \frac{(x_0 \cdot 2^0 + x_1 \cdot 2^1) \left/ \sum_{i=1}^{i=n} x_{n-i} \cdot 2^{n-i} - \delta_{IB} \right.}{K_h h_{21\beta} t_{\text{пр}}} \quad (3.30)$$

Пример. Допускается потеря информации в двух младших разрядах, т. е. $x_0 \equiv 1$, $x_1 \equiv 1$. Необходимо определить ПРС при $\delta_{\text{вых}} = 1 \cdot 10^{-3}$ и приведенных выше значениях остальных параметров.

Расчет по (3.30) дает $F = 8,1 \cdot 10^{-14}$ нейтр./м². Из этой формулы следует, что повышение радиационной стойкости ЦАП рассматриваемого типа возможно только при выполнении условия $(x_0 \cdot 2^0 + x_1 \cdot 2^1) / \sum x_{n-i} 2^{n-i} \ll \delta_{IB}$, т. е. при относительно малой по сравнению с допустимой погрешностью преобразования нестабильностью параметров вспомогательных функциональных узлов, обусловленной действием ИИ.

Ухудшения динамических параметров ЦАП в рассматриваемом диапазоне изменения флюенса нейтронов не происходит.

На рис. 3.6 представлена схема ДУ NM1006 [65]. Дифференциальный усилитель содержит функциональные узлы: дифференциальный каскад, выполненный по схеме Дарлингтона на транзисторах VT1—VT4; источники стабильного тока на VT9, VT10; дифференциальный каскад на транзисторах VT5, VT6; выходные каскады — эмиттерные повторители на транзисторах VT7, VT8.

Вспомогательные каскады источников тока на транзисторах VT9, VT10 определяют режимы работы дифференциального каскада по постоянному току. Поэтому деградация коэффициента передачи ДУ при радиационных воздействиях обусловлена в основном уменьшением коэффициентов передачи тока $h_{21\beta}$ транзисторов двух дифференциальных каскадов и токов коллектора транзисторов VT9, VT10, сопровождаемым изменением режимов по постоянному току соответствующих усилительных каскадов.

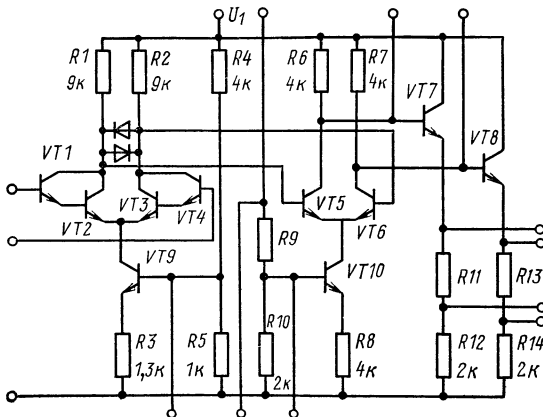


Рис. 3.6. Схема электрическая принципиальная дифференциального усилителя NM1006

Для оценки деградационных изменений параметров ДУ при облучении рассчитаем режимы работы дифференциального каскада по постоянному току. Рассмотрим работу схемы без учета источников внешнего смещения U_c на базах транзисторов $VT9$ и $VT10$.

Напряжение на базе транзистора $VT9$ при $U_1 = 15$ В

$$U_{B9} = U_1 R_5 / (R_4 + R_5) = 15 \cdot 1 \cdot 10^3 / (4 \cdot 10^3 + 1 \cdot 10^3) = 3 \text{ В.}$$

Принимая падение напряжения на открытом переходе база — эмиттер кремниевого $n-p-n$ транзистора $U_{BЭ} = 0,7$ В, находим эмиттерный ток транзистора $VT9$

$$I_{Э9} = (U_{B9} - U_{BЭ}) / R_3 = (3 - 0,7) / 1,3 \cdot 10^3 = 1,76 \text{ мА.}$$

Для симметричного входного дифференциального каскада эмиттерные токи транзисторов $VT2$ и $VT3$

$$I_{Э2} = I_{Э3} = I_{Э9} / 2 = 1,76 / 2 = 0,88 \text{ мА.}$$

Потенциалы коллекторов составных транзисторов

$$U_{VT1, VT2} = U_{VT3, VT4} = U_1 - I_{Э3} R_1 = 15 - 0,88 \cdot 10^{-3} \cdot 9 \cdot 10^3 = 7,1 \text{ В.}$$

Транзисторы $VT1$, $VT4$ и $VT3$, $VT2$ в составе каждого плеча входного дифференциального каскада работают в разных электрических режимах, поскольку $I_{B2} = I_{Э1}$, $I_{B3} = I_{Э4}$. Это означает, что транзисторы $VT1$ и $VT4$ работают в микрорежиме, а $VT2$, $VT3$ — в режиме малого сигнала, что обуславливает конструктивные и топологические особенности составных транзисторов. Учитывая существенную зависимость параметров $h_{21э}$ от микрорежимных токов коллектора [8, 53], принимаем в последующих расчетах для транзисторов $VT2$, $VT3$ $h_{21э} = 100$, а для транзисторов $VT1$, $VT4$ $h_{21э} = 50$. Тогда $I_{B2} = I_{B3} \approx I_{Э2} / h_{21э} = 880 / 100 = 8,8$ мкА, а $I_{B1} = I_{B4} \approx I_{B2} / h_{21э1} = 8,8 / 50 = 0,17$ мкА.

Малые значения входных токов обеспечивают возможность работы ДУ с высокоомными источниками входных сигналов. Полагая внутреннее сопротивление источника сигнала $R_6 = 10^5$ Ом, определяем потенциалы баз транзисторов $VT2$, $VT3$

$$U_{B2} = U_{B3} = I_{B1} R_6 - U_{BЭ2} = 0,17 \cdot 10^{-6} \cdot 10^5 - 0,7 \approx -0,7 \text{ В;}$$

потенциалы эмиттеров транзисторов $VT2$, $VT3$

$$U_{Э2} = U_{Э3} = U_{B2} - U_{BЭ2} = -0,7 - 0,7 = -1,4 \text{ В;}$$

напряжение коллектор — эмиттер транзистора $VT9$

$$U_{КЭ9} = U_{Э9} + U_{Э2} = 2,3 - 1,4 = 0,9 \text{ В.}$$

Расчет коэффициента передачи постоянного тока дифференциального каскада с составными транзисторами выполнен в [54]:

$$K_I = - \frac{h_{21э1} h_{21э2}}{1 + R_H / R_1} \frac{1}{1 + (r_{б1} + h_{21э1} r_{б2} + r_{с1} (h_{21э1} + h_{21э2}))} \cdot R_6, \quad (3.31)$$

где R_n — активное сопротивление нагрузки каскада; R_1 — сопротивление в коллекторной цепи составного транзистора; r_{61}, r_{62} — сопротивления базовых областей транзисторов; $r_{э1}, r_{э2}$ — сопротивления открытых переходов эмиттер — база транзисторов ($r_{э} = \varphi_T / I_{э} = 0,026 / I_{э}$).

При условии $R_6 > h_{21э1} r_6$ выражение (3.31) представляет зависимость $K_I(h_{21э1}, h_{21э2})$ для дифференциального каскада рис. 3.6 в явном виде:

$$K_I = - \frac{h_{21э1} h_{21э2}}{1 + R_n / R_1}.$$

Нагрузкой является входное сопротивление дифференциального каскада на транзисторах $VT5, VT6$

$$R_{вхз} = r_6 + r_{э5} (h_{21э} + 1).$$

Представим коэффициент передачи тока входного каскада на составных транзисторах в окончательном виде:

$$K_I = - \frac{h_{21э1} h_{21э2}}{1 + 0,026 h_{21э5} / I_{э5} R_1}. \quad (3.32)$$

Коэффициент передачи напряжения входного каскада можно выразить через K_I , если учесть входные сопротивления обоих дифференциальных каскадов $R_{вх1}$ и $R_{вхз}$, внутреннее сопротивление источника сигнала R_6 и сопротивление коллекторной нагрузки $R_1 = R_2$,

$$K_U = K_I \frac{R_{вхз} (R_6 + R_{вх1}) R_1}{R_6 R_{вх1} (R_{вхз} + R_1)}, \quad (3.33)$$

где $R_{вх1} = r_{61} + h_{21э1} (r_{э1} + r_{62} + h_{21э2} r_{э2})$.

Пример. Исходные данные: $h_{21э1} = 50$; $h_{21э2} = 100$; $h_{21э3} = 100$; $I_{э3} = 1$ мА. Необходимо определить коэффициент передачи напряжения дифференциального каскада.

Расчет по (3.32) дает: $K_I = 3,8 \cdot 10^3$; $r_{э1} = 0,026 / 1,7 \cdot 10^{-7} = 150$ кОм; $K_U = 2,1 \times 10^{-2} \cdot K_I = 80$. При $R_{вх} \gg R_6$ оценка (3.33) записывается

$$K_U = \frac{(h_{21э1} h_{21э2} R_1 / R_6) a}{(1 + a)^2}, \quad (3.34)$$

где $a = 0,026 h_{21э5} / I_{э5} R_1$.

В (3.34) зависимость коэффициента передачи напряжения входного каскада от радиационно-зависимых параметров $h_{21э1}, h_{21э2}, h_{21э5}$ представлена в явном виде.

Определим характеристики дифференциального каскада на согласованной транзисторной паре $VT5, VT6$ в режиме постоянного тока, задаваемого источником тока $VT10$, управляемого внешними цепями смещения: $U_{к5} = U_{к6} = 9$ В; $I_{к10} = 3$ мА; $I_{к5} = I_{к6} = 1,5$ мА; $U_{э10} = 4,2$ В; $U_{Б5} = U_{Б6} = 7,1$ В; $U_{э6} = U_{э5} = U_{к10} = 6,4$ В; $U_{кэ5} = U_{кэ6} = 2,6$ В; $U_{кэ10} = 2,2$ В.

Коэффициент передачи тока каскада на согласованной паре транзисторов [54]

$$K_I = \frac{R_6}{2((R_6 + r_6)/h_{219} + r_3)}.$$

Принимая $R_6 = R_1 = R_2 = 9$ кОм и учитывая соотношение $R_6 \gg r_6$, записываем в окончательном виде

$$K_I = \frac{R_1 h_{2195}}{2(R_1 + h_{2195} \cdot 0,026/I_{95})}. \quad (3.35)$$

Расчет по (3.35) при $h_{2195} = 100$, $R_1 = 9 \cdot 10^3$ Ом, $I_{95} = 1,5$ мА дает $K_I = 42$.

Коэффициент передачи напряжения [55]

$$K_U = \frac{R_H}{r_3 + (r_6 + R_6)/h_{219}},$$

где R_H — сопротивление в коллекторной цепи транзистора, т. е. $R_H = R_6 = R_7$. Учитывая условие $R_6 \gg r_6$, получаем

$$K_U = \frac{R_6 h_{2195}}{R_1 + 0,026 h_{2195}/I_{95}} = \frac{h_{2195} R_6}{R_1 (1 + a)}. \quad (3.36)$$

Расчет по (3.36) при тех же значениях параметров для $R_6 = 4 \cdot 10^3$ Ом дает $K_U = 37$.

Выходные каскады ДУ построены по схеме эмиттерного повторителя, имеющего высокое входное сопротивление $R_{вх} \approx (h_{219} + 1)(R_H + r_3)$, коэффициент передачи напряжения $K_U \leq 1$, низкое выходное сопротивление $R_{вых} \approx r_3 + R_6/(h_{219} + 1)$. Режимы по постоянному току каскадов на транзисторах VT7, VT8 с непосредственными связями определяются режимами предшествующих каскадов: $U_{Б7} = U_{Б8} = 9$ В; $U_{Э7} = U_{Э8} = 8,3$ В; $I_{К7} = I_{К8} = 1,4$ мА.

Коэффициент передачи напряжения выходного эмиттерного повторителя

$$K_U = \frac{R_H (1 + h_{2197})}{r_6 + r_3 (1 + h_{2197}) + R_H (1 + h_{2197})} \approx \frac{R_H}{R_H + 0,026/I_{97}}, \quad (3.37)$$

где R_H — эквивалентные сопротивления в цепи эмиттеров транзисторов VT7, VT8, учитывающие входное сопротивление внешней цепи.

Коэффициент передачи тока эмиттерного повторителя

$$K_I = K_U R_{вх}/R_H \approx 1 + h_{2197}. \quad (3.38)$$

Расчеты отдельных каскадов рассматриваемого ДУ позволяют представить в общем виде две важные характеристики:

$$K_U = h_{2191} h_{2192} h_{2195} R_6 a/R_6 (1 + a)^3; \quad (3.39)$$

$$K_I \approx h_{2191} h_{2192} h_{2195} h_{2197}/2 (1 + a)^2. \quad (3.40)$$

Приведенные оценки, а также обобщенные модели K_U и K_I отражают распределение функций и режимов между каскадами в составе трехкаскадного ДУ. Первый и второй дифференциальные каскады выполняют функции усиления тока и напряжения, третий

каскад — эмиттерный повторитель — усилитель тока. Транзисторы $VT1$ и $VT4$ работают с амплитудами коллекторных токов в единицы микроампер, т. е. в микрорежиме. Остальные транзисторы работают в режиме малого сигнала.

Для режимно-функциональной модели ДУ

$$P_1 < P_2 = P_3; \Phi_1 = \Phi_2 \neq \Phi_3$$

характерна различная степень влияния отдельных каскадов на выходные параметры в условиях облучения, что следует непосредственно из (3.39) и (3.40). Деградиционные изменения K_I при облучении, вызванные уменьшениями значений параметров $h_{21э}$, определяются реакциями всех каскадов в составе усилителя, а соответствующие изменения K_U — реакциями двух каскадов, что и обуславливает различные значения ПРС при использовании в качестве определяющих параметров K_U и K_I .

Отличие режимов работы транзисторов также является фактором, влияющим на радиационную стойкость аналоговых микросхем, в частности рассматриваемого ДУ. Коэффициент K_h радиационного повреждения параметра $h_{21э}$ отражает изменения рекомбинационных токов активной и пассивной баз ΔI_a , ΔI_p , токов объемной и поверхностной рекомбинации ΔI_v , ΔI_s слоя пространственного заряда эмиттерного перехода, тока инжекции неосновных носителей из базы в эмиттер ΔI_n и канального тока по поверхности базы вблизи эмиттерного перехода ΔI_k [2]:

$$1/h_{21э} = I_B/I_K = (I_a + I_p + I_v + I_s + I_n + I_k)/I_K.$$

Анализ изменений составляющих базового тока при облучении [2, 29] показал, что коэффициент радиационного повреждения $K_h = \Delta(1/h_{21э}) t_{np} F$ возрастает примерно вдвое при уменьшении плотности тока эмиттерного перехода на порядок. Поэтому работа транзисторов $VT1$, $VT2$ в микрорежимах должна учитываться в (3.39), (3.40) формальным условием $K_{h1}/K_{h2} = K_{h1}/K_{h5} = = K_{h1}/K_{h7} \approx 4$.

Определим ПРС при облучении ДУ потоком нейтронов. Условие сохранения работоспособности усилителя имеет вид $K_U(F)/K_U = 0,7$; для режима малого сигнала примем по данным [2] $K_h = 1 \cdot 10^{-10}$ м²/(нейтр.·с). Расчет по (3.39) при $R_6 = 10^5$ Ом, $R_1 = 9 \cdot 10^3$ Ом, $R_6 = 4 \cdot 10^3$ Ом, $r_{э5} = 18$ Ом, $a = 0,002 h_{21э3}$ приводит к оценке

$$\frac{K_U(F)}{K_U} = \frac{(1 + 0,002 h_{21э5})^3 \times}{(1 + K_{h1} t_{np} h_{21э1} F) (1 + K_{h2} t_{np} h_{21э2} F) \times} \rightarrow \frac{\times 1}{\times (1 + K_{h5} t_{np} h_{21э5} F) (1 + K_{h5} t_{np} h_{21э5} F + 0,002 h_{21э5})}. \quad (3.41)$$

Принимая $h_{21э1} = 50$, $h_{21э2} = h_{21э5} = 100$, $K_{h1} = 4 \cdot 10^{-10}$ м²/(нейтр.·с), получаем уравнение

$$K_U(F)/K_U = = 1,74/(1 + 8 \cdot 10^{-18} F) (1 + 4 \cdot 10^{-18} F) (1 + 4 \cdot 10^{-18} F + 0,2) = 0,7.$$

Решением уравнения (3.41) является значение флюенса нейтронов $F=4,5 \cdot 10^{16}$ нейтр./м², т. е. рассматриваемый ДУ характеризуется относительно низким ПРС по коэффициенту передачи напряжения.

Рассчитаем ПРС по коэффициенту передачи тока. Представим исходное уравнение в виде

$$\frac{K_I(F)}{K_I} = \frac{(1 + 0,002 h_{21\beta})^2}{(1 + K_h t_{\text{пр}} h_{21\beta} F) (1 + K_h t_{\text{пр}} h_{21\beta} F + 0,002 h_{21\beta})^2 (1 + K_{h7} t_{\text{пр}} h_{21\beta 7} F)} \quad (3.42)$$

Подставляя введенные ранее значения переменных и полагая $h_{21\beta} = h_{21\beta 2} = h_{21\beta 5} = h_{21\beta 7} = 100$, получаем уравнение

$$\frac{1,44}{(1 + 8 \cdot 10^{-18} F) (1 + 4 \cdot 10^{-17} F + 0,2)^2 (1 + 4 \cdot 10^{-18} F)} = 0,7,$$

решением которого является $F=3,9 \cdot 10^{16}$ нейтр./м².

В проведенных расчетах учитывалась лишь деградация параметров $h_{21\beta}$ транзисторов усилительных каскадов. Источники тока на транзисторах $VT9$ и $VT10$, определяющие положение рабочих точек усилительных каскадов, при облучении изменяют свои характеристики. При неизменных значениях базовых токов, деградационные изменения коллекторных токов $VT9$ и $VT10$

$$\frac{\Delta I_K}{I_K} = \frac{\Delta h_{21\beta}}{h_{21\beta}} = \frac{K_h t_{\text{пр}} h_{21\beta} F}{1 + K_h t_{\text{пр}} h_{21\beta} F}$$

обуславливают соответствующие изменения постоянной составляющей токов усилительных транзисторов $VT1-VT6$. Характерной особенностью планарных интегральных транзисторов является зависимость коэффициента передачи тока базы $h_{21\beta}$ от коллекторного тока I_K [53, 62]. Эта зависимость характеризуется близким к линейному закону изменения $h_{21\beta}(I_K)$ до максимального значения $h_{21\beta \text{ макс}}$ и последующим уменьшением $h_{21\beta}$ по мере дальнейшего роста I_K . В малоразмерных транзисторных структурах $h_{21\beta \text{ макс}}$ соответствует близким к предельным значениям плотностей токов эмиттерных переходов $j_{\text{э макс}} = 1000 \text{ А/см}^2$.

Характерным режимом усилительных каскадов, обеспечивающим наилучшую стабильность параметров, является работа с плотностями токов $j_{\text{э}} \ll j_{\text{э макс}}$. Для соответствующих диапазонов изменения коллекторных токов зависимость $h_{21\beta}(I_K) = k I_K$, где $k=0,1 \dots 0,2 \text{ мкА}^{-1}$ для транзисторов, работающих в микро-режиме, и $k=50 \dots 100 \text{ мА}^{-1}$ для транзисторов, работающих в режиме малого сигнала. Коэффициент k является сложной функцией от конструктивных параметров и режимов работы транзистора и определяется экспериментально.

В общем случае изменения параметров $h_{21\beta}$ усилительных транзисторов, вызванные деградационными изменениями коллекторных

токов транзисторов $VT9$, $VT10$ при облучении, оцениваются по формуле

$$-\Delta h_{219} = -k \Delta I_K = k I_K K_h t_{np} h_{219 \ 9,10} F / (1 + K_h t_{np} F h_{219 \ 9,10}). \quad (3.43)$$

Принимая $K_{h9,10} = 0,9 \cdot 10^{-10}$ м²/ (нейтр.·с), $h_{219,10} = 100$, $k = 100$ мА⁻¹ для транзисторов $VT2$, $VT3$, находим

$$\begin{aligned} -\Delta h_{2193} &= 100 \cdot 0,9 \frac{0,9 \cdot 10^{-10} \cdot 4 \cdot 10^{-10} \cdot 100 F}{1 + 0,9 \cdot 10^{-10} \cdot 4 \cdot 10^{-10} \cdot 100 F} = \\ &= 90 \frac{3,6 \cdot 10^{-18} F}{1 + 3,6 \cdot 10^{-18} F}. \end{aligned}$$

При $F = 4 \cdot 10^{-16}$ нейтр./м² получаем $\Delta h_{2192,3} = -11,3$.

Для транзисторов $VT5$, $VT6$ при I_{K5} , $I_{K6} = 1,5$ мА расчет по (3.43) дает $\Delta h_{2195,6} = -19$.

Результаты расчетов показали, что эффект уменьшения h_{219} транзисторов $VT2$ — $VT5$, обусловленный изменением режимов работы по постоянному току при облучении, превышает эффект радиационной деградации параметров h_{219} этих транзисторов. Для транзисторов $VT1$, $VT4$, работающих в микрорежиме с $I_K = 17$ мкА, расчет по (3.43) со значением $k = 0,2$ мкА⁻¹ при $F = 4 \cdot 10^{16}$ нейтр./м² дает малое значение $\Delta h_{2191} = 0,5$, не выходящее за пределы погрешности вычислений.

Расчет ПРС с учетом изменений режимов работы по постоянному току проводится по (3.41) и (3.42), где вместо h_{2193} , h_{2195} подставляются

$$\begin{aligned} h_{219}(F) &= h_{2190} \left(1 - \frac{K_h t_{np} h_{2190} F}{1 + K_h t_{np} h_{2190} F} \right) - \\ &- \frac{k I_K K'_h t'_{np} h'_{2190} F}{1 + K'_h t'_{np} h'_{2190} F}, \end{aligned} \quad (3.44)$$

где переменные, отмеченные штрихом, относятся к транзистору токозадающего каскада.

В общем случае, когда специальный токозадающий каскад отсутствует, т. е. положение рабочей точки после облучения определяется только параметрами транзистора и пассивными элементами в составе каскада, выражение (3.43) характеризует деградационные процессы собственно усилительного каскада, т. е. переменные в третьем слагаемом не отмечаются штрихом.

Учитывая (3.44), представим (3.39) в виде

$$K_U(F) = \frac{h_{2191} h_{2192}(F) h_{2195}(F) a(F)}{R_6 [1 + a(F)]^3}, \quad (3.45)$$

тогда значение ПРС по параметру K_U находится из уравнения

$$\frac{K_U(F)}{K_U} = \frac{h_{2192}(F) h_{2195}(F) a(F) (1 + a)^3}{h_{2192} h_{2195} a [1 + a(F)]^3} = 0,7, \quad (3.46)$$

где $h_{2192}(F)$, $h_{2195}(F)$ определяются по (3.44).

Рассчитаем ПРС при введенных ранее значениях параметров по (3.46). Пусть $F=1,4 \cdot 10^{16}$ нейтр./м². Согласно (3.44)

$$h_{2192} = 100 - 100 \frac{10^{-10} \cdot 4 \cdot 10^{-10} \cdot 100 \cdot 1,4 \cdot 10^{16}}{1 + 10^{-10} \cdot 4 \cdot 10^{-10} \cdot 100 \cdot 1,4 \cdot 10^{16}} -$$

$$- 100 \cdot 0,9 \frac{0,9 \cdot 10^{-10} \cdot 100 \cdot 1,4 \cdot 10^{16}}{1 + 0,9 \cdot 10^{-10} \cdot 4 \cdot 10^{-10} \cdot 100 \cdot 10^{16}} = 100 - 5,3 - 4,4 \approx 90;$$

$$h_{2195} = 100 - 4,4 - 6,6 \approx 89;$$

$$a(F) = 0,026 h_{2195}(F) / I_{95} R_1 = 0,156; a = 0,194.$$

В результате

$$\frac{K_U(F)}{K_U} = \frac{90 \cdot 89 \cdot 0,156 \cdot 1,71}{100 \cdot 100 \cdot 0,194 \cdot 1,54} = 0,8 \cdot 1,015 \cdot 0,88 = 0,71,$$

т. е. принятое значение флюенса нейтронов соответствует значению ПРС по параметру K_U с учетом деградации режимов по постоянному току ДУ. Рассчитанный ранее по (3.41) флюенс $F=4,5 \cdot 10^{16}$ нейтр./м², т. е. втрое превышает фактическое значение.

Изменение коэффициента передачи тока с учетом деградации режимов по постоянному току в результате облучения определяется выражением, следующим из (3.40) и (3.44):

$$K_I(F) = \frac{h_{2191} h_{2192}(F) h_{2195}(F) h_{2197}(F)}{2[1 + a(F)]^2}. \quad (3.47)$$

Найдем значение ПРС по параметру K_I , используя уравнение

$$\frac{K_I(F)}{K_I} = \frac{h_{2192}(F) h_{2195}(F) h_{2197}(F) (1 + a)^2}{h_{2192} h_{2195} h_{2197} [1 + a(F)]^2} = 0,7. \quad (3.48)$$

Расчет по (3.48) приводит к результату $F=1,4 \cdot 10^{16}$ нейтр./м², т. е. значения ПРС по параметрам K_U и K_I практически совпадают.

Качественные показатели ДУ характеризуются набором параметров [54—57] с различной чувствительностью к действию ИИ. Поэтому рассмотренные выше примеры не отражают полной совокупности значений ПРС ДУ. При необходимости ПРС по конкретному параметру можно рассчитать, используя модель зависимости этого параметра от радиационно-зависимых параметров транзисторов и элементов схемы. Такие модели могут быть относительно сложными, как это видно из рассмотренных выше примеров для $K_U(F)$ и $K_I(F)$, или сравнительно простыми, например, для коэффициента ослабления синфазных сигналов.

Рассмотрим изменения коэффициента ослабления синфазного сигнала $K_{ос}$, обусловленные действием нейтронного облучения. Для дифференциальных каскадов на транзисторах VT5, VT6 [54, 55] имеем

$$K_{ос2} \approx \frac{2r_{к10}}{r_{95} + (R_1 + r_{65})/h_{2195}} + 1.$$

При сопротивлении коллекторного перехода токозадающего транзистора $VT10$ $r_{K10} \approx 10^6$ Ом и параметрах $r_{\text{э5}} = 0,026/1,5 \cdot 10^{-3} \approx 17$ Ом, $r_{\text{б5}} \approx 200$ Ом, $R_1 = 9 \cdot 10^3$ Ом, $h_{21\text{э5}} = 100$ получаем $K_{\text{ос2}} \approx 2 \cdot 10^4$.

Коэффициент $K_{\text{ос1}}$ входного дифференциального каскада на составных транзисторах определяем, используя эквивалентную схему составного транзистора [54] и общую оценку этого параметра [55]:

$$K_{\text{ос1}} \approx \frac{2 r_{K9}}{r_{\text{э2}} + (r_{\text{б2}} + r_{\text{э1}})/h_{21\text{э2}} + (r_{\text{б1}} + R_6)/h_{21\text{э1}} h_{21\text{э2}}}$$

При $r_{\text{э2}} \approx 26$ Ом, $r_{\text{б2}} \approx 300$ Ом, $r_{\text{э1}} \approx 2,6 \cdot 10^3$ Ом, $R_6 \approx 10^5$ Ом, $h_{21\text{э2}} = 100$, $h_{21\text{э1}} = 50$, $r_{K9} \approx 10^6$ Ом $K_{\text{ос1}} = 2,7 \cdot 10^4$.

Результирующий коэффициент ослабления синфазного сигнала анализируемого ДУ

$$K_{\text{ос}} = K_{\text{ос1}} K_{\text{ос2}} \approx \frac{4 r_{K9} r_{K10}}{[r_{\text{э1}} + (r_{\text{б2}} + r_{\text{э1}})/h_{21\text{э2}} + R_6/h_{21\text{э1}} h_{21\text{э2}}] (r_{\text{э5}} + R_1/h_{21\text{э5}})} \quad (3.49)$$

Нейтронное облучение ДУ вызывает уменьшение $K_{\text{ос}}$ до значения $K_{\text{ос}}(F)$, рассчитываемого по (3.49) с учетом зависимости (3.44). Задавая критерий допустимого снижения $K_{\text{ос}}$ при облучении $K_{\text{доп}} = K_{\text{ос}}(F)/K_{\text{ос}}$, можно определить значение ПРС по параметру $K_{\text{ос}}$:

$$\begin{aligned} \frac{K_{\text{ос}}(F)}{K_{\text{ос}}} &= \\ &= \frac{[r_{\text{э2}} + (r_{\text{б2}} + r_{\text{э1}})/h_{21\text{э2}}(F) + R_6/h_{21\text{э1}}(F) h_{21\text{э2}}(F)](r_{\text{э5}} + R_1/h_{21\text{э5}}(F))}{(r_{\text{э2}} + (r_{\text{б2}} + r_{\text{э1}})/h_{21\text{э2}} + R_6/h_{21\text{э1}} h_{21\text{э2}}) (r_{\text{э5}} + R_1/h_{21\text{э5}})} \\ &= K_{\text{доп}} \end{aligned}$$

Например, при введенных выше значениях переменных коэффициенту $K_{\text{доп}} = 0,61$ соответствует флюенс $F = 2 \cdot 10^{16}$ нейтр./м².

Расчетные значения ПРС получены лишь с учетом зависимостей $h_{21\text{э}}(F)$. Деградация параметров диффузионных резисторов в составе ДУ не учитывалась по двум причинам: существенное различие коэффициентов радиационных повреждений резисторов и транзисторов обуславливает пренебрежимо малое изменение номиналов резисторов в рассчитанном выше диапазоне изменения флюенсов нейтронов; в использованных расчетных моделях влияние резисторов в составе ДУ учитывается только в виде зависимости $a(R_1)$, в свою очередь коэффициент влияния параметра a на K_U , K_I , $K_{\text{ос}}$ относительно мал. Указанные особенности позволяют исключить из анализа влияние стойкости резисторов на ПРС.

4. ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ ЭФФЕКТЫ В БИПОЛЯРНЫХ АНАЛОГОВЫХ МИКРОСХЕМАХ

4.1. АМПЛИТУДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ РЕАКЦИЙ АНАЛОГОВЫХ МИКРОСХЕМ

Соизмеримые с постоянной времени каскада интенсивные воздействия ИИ можно условно называть кратковременными. Кратковременные воздействия вызывают в биполярных каскадах аналоговых микросхем формирование импульсных ионизационных реакций (ИИР), которые существенно зависят от схемотехнических особенностей каскадов, электрических режимов их работы, а также конструктивно-технологических особенностей активных и пассивных элементов. В микросхемах различного функционального назначения наблюдаются и различные реакции. Например, при кратковременном воздействии ИИ формируется ложный импульс тока на выходе аналого-цифрового преобразователя (АЦП), эквивалентный поступлению определенной кодовой комбинации на его входе. И наоборот, на выходе импульсного усилителя ИИР может оказаться неразличимой на фоне истинного сигнала и не привести к отрицательным последствиям.

Основной причиной возникновения обратимых и необратимых ионизационных эффектов в микросхемах является генерация ионизационных токов в $p-n$ переходах. Обратимые переходные эффекты связаны с процессами нарастания и спада ионизационных токов преимущественно коллекторных и изолирующих переходов в составе микросхем.

Длительности обратимых ионизационных эффектов определяются как общими закономерностями, отражающими зависимости ионизационных токов от интенсивности ионизационных воздействий, геометрических размеров, конструкции, материалов и режимов работы $p-n$ переходов, так и частными, характеризующими конкретную микросхему: числом источников ионизационных токов, формированием ложных сигналов, определяемых схемотехническими решениями, режимами работы и функциональным назначением отдельных каскадов. Это означает, что особенности микросхем, отображаемые режимно-функциональными моделями, обуславливают также особенности характеристик ИИР.

Необратимые ионизационные эффекты проявляются в форме необратимых изменений электрических параметров отдельных каскадов и микросхемы в целом. (В модели вида $\Phi_1 = \Phi_2 = \dots = \Phi_n$ необратимые изменения параметров одного каскада тождественны необратимым изменениям параметров микросхемы.) Обычно необратимые эффекты (пробой $p-n$ переходов, термотоковые разрушения контактов и приконтактных областей и др.) являются вторичными эффектами, сопровождающими явление, определяемое как «защелкивание» (latch up) и наблюдаемое в четырехслойных

n-p-n-p структурах [2, 7, 8]. В биполярных микросхемах в такие структуры входят либо подложки *p*-типа (*n-p-n-p*), либо эпитаксиальные слои — коллекторные области соседнего транзистора *p-n-p-n* структуры. Способы устранения необратимых ионизационных эффектов, вызванных «защелкиванием» четырехслойных структур, предусматривают ограничение ионизационных токов до уровней, не превышающих значения пусковых токов тиристорных (четырёхслойных) структур, включением токоограничивающих резисторов в соответствующие цепи. Условия развития эффектов «защелкивания» и меры борьбы с ними изложены в обзоре [7].

Рассмотрим закономерности формирования переходных ионизационных эффектов в биполярных аналоговых микросхемах в условиях, когда по отношению к действующим ИИ подложки микросхем вместе с эпитаксиальными слоями можно рассматривать как «тонкие» образцы с равномерным распределением поглощенной энергии излучения по элементарным объемам. Такое упрощение соответствует большinstву реальных ситуаций воздействия импульсных ИИ на микросхемы и позволяет установить механизмы развития ионизационных эффектов на уровне макромоделей.

Причинами формирования ложных сигналов на выходах отдельных каскадов микросхемы являются ионизационные токи обратносмещенных *p-n*- переходов, преимущественно изолирующих переходов транзисторных структур и диффузионных резисторов, а также коллекторных переходов интегральных транзисторов, *p-n* переходов в составе вспомогательных цепей, выполняющих функции стабилизаторов, фиксаторов уровней, детекторов, образующих структуру каскада в объеме кристалла микросхемы. Схемотехнические и конструктивно-технологические особенности реализации каскадов микросхем позволяют выделять зависимые и независимые ионизационные токи и соответствующие им источники.

Независимые ионизационные токи замыкаются через источник питания, минуя нагрузочные резисторы и интегральные транзисторы. Их действие проявляется в увеличении импульса тока источника питания при импульсном облучении. При отсутствии резервов мощности источников питания, в частности вторичных источников питания, действие независимых источников ионизационных токов, не оказывающих непосредственного влияния на формирование ложных сигналов, проявляется в виде вторичных эффектов изменения параметров выходных сигналов вследствие кратковременного (импульсного) изменения напряжения источника питания. Источниками независимых ионизационных токов могут служить изолирующие переходы диффузионных резисторов либо транзисторные структуры в диодном включении, входящие в состав отдельных каскадов микросхем и выполняющие вспомогательные функции, например стабилизацию режимов по постоянному току.

Зависимые ионизационные токи часто являются основными составляющими токов, протекающих в базовых, эмиттерных и коллекторных цепях интегральных транзисторов. Они согласованно

изменяются при изменении интенсивности воздействующих ИИ до тех пор, пока рабочая точка транзистора находится в активной области, т. е. токи эмиттера, базы и коллектора связаны между собой параметрами транзистора.

Превышение значений интенсивности импульсных ИИ, при которых рабочая точка интегрального транзисторного каскада попадает на границы областей насыщения или отсечки, сопровождается изменением характера взаимосвязи зависимых ионизационных токов и законов их нарастания. Зависимые ионизационные токи непосредственно участвуют в формировании ложных сигналов — ИИР на выходах отдельных каскадов и микросхемы в целом.

Примерами зависимых ионизационных токов являются токи эмиттера $I_{Эн}$, базы $I_{Бн}$ и коллектора $I_{Кн}$, а также ток изолирующего перехода $I_{Ин}$. В биполярных планарных транзисторных структурах ионизационные токи коллекторного и изолирующего переходов суммируются в коллекторной цепи транзисторного каскада с ОЭ (рис. 4.1):

$$\Delta I'_{Кн} = \Delta I_{Кн} + \Delta I_{Ин},$$

что в активном режиме эквивалентно приращениям токов эмиттера и базы:

$$\Delta I_{Бн} = \Delta I'_{Кн} / \bar{h}_{21э}; \quad \Delta I_{Эн} = \Delta I'_{Кн} (\bar{h}_{21э} + 1) / \bar{h}_{21э}.$$

При отсутствии импульсного облучения через транзистор протекают режимные токи. Следовательно, в интегральном транзисторном каскаде с изоляцией $p-n$ переходом при воздействии импульсного ИИ формируется импульс напряжения отрицательной полярности

$$\Delta U_{Кн} = \Delta I'_{Кн} R_{Кн} = \Delta I_{Бн} \bar{h}_{21э} R_{Кн},$$

максимальная амплитуда которого

$$\Delta U_{Кн \text{ макс}} = U_{Ип} - U_{КЭ \text{ нас}} - I_{Кр} R_{Кн} = \Delta I'_{Кн} R_{Кн}$$

соответствует максимальному приращению ионизационного тока в

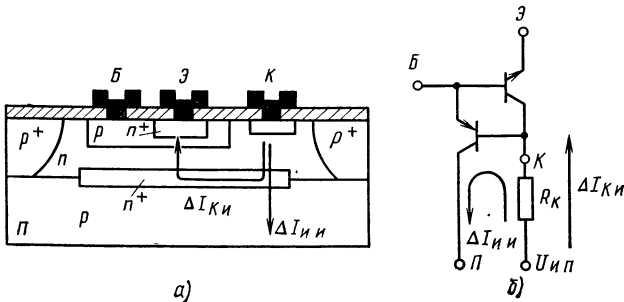


Рис. 4.1. Ионизационные токи в структуре (а) и эквивалентной схеме (б) интегрального транзистора

коллекторной цепи, определяемому по условию попадания рабочей точки на границу области насыщения:

$$\Delta I'_{Kи макс} = (U_{и п} - U_{KЭ нас})/R_k - \Delta I_{Kр},$$

где $U_{и п}$ — напряжение источника питания; $U_{KЭ нас}$ — напряжение эмиттер—коллектор транзистора в режиме насыщения, $U_{KЭ нас} \approx 0,4$ В для кремниевого планарного транзистора; $\Delta I_{Kр}$ — режимный ток коллектора; R_k — эквивалентное сопротивление по постоянному току в коллекторной цепи.

Максимальная амплитуда ионизационного тока коллекторного перехода каскада с ОЭ

$$\Delta I_{Kи макс} = (U_{и п} - U_{KЭ нас})/R_k - \Delta I_{и и} - \Delta I_{Kр}. \quad (4.1)$$

Выражение (4.1) учитывает особенности конкретного каскада: включение транзистора по схеме с ОЭ ($U_{KЭ нас} \approx 0,35 \dots 0,4$ В), определенный режим работы по постоянному току $I_{Kр}$, фиксированное значение сопротивления в цепи коллектора R_k . С другой стороны, ионизационные токи $I_{Kи}$, $I_{и и}$ определяются конструкцией интегрального транзистора и мощностью дозы воздействующих ИИ. Поэтому (4.1) отражает взаимосвязь режимных и ионизационных токов каскада в активной области работы транзистора.

В отличие от цифровых микросхем, каскады которых работают в режимах переключения, рабочая точка в аналоговых каскадах может занимать любое промежуточное положение. Так, в режиме класса А, т. е. без отсечки коллекторного тока, рабочая точка выбирается в середине линейного участка выходной характеристики (рис. 4.2, а) $I_{Kр} \approx (U_{и п} - U_{KЭ нас})/2R_k$, поэтому пределы изменения коллекторного ионизационного тока $I_{Kр} \leq I_{Kи} \leq I_{Kи макс}$ ограничены значением

$$\Delta I_{Kи} = (U_{и п} - U_{KЭ нас})/2R_k - I_{и и}.$$

Установившееся значение ионизационного тока p - n перехода

$$\Delta I_{и} = egPS(\lambda_p W_p + \lambda_n W_n + W_{p,n}) = eGV_0, \quad (4.2)$$

где e — заряд электрона; g — скорость генерации носителей заряда в кремнии ($G = gP$); P — мощность дозы импульсного ИИ;

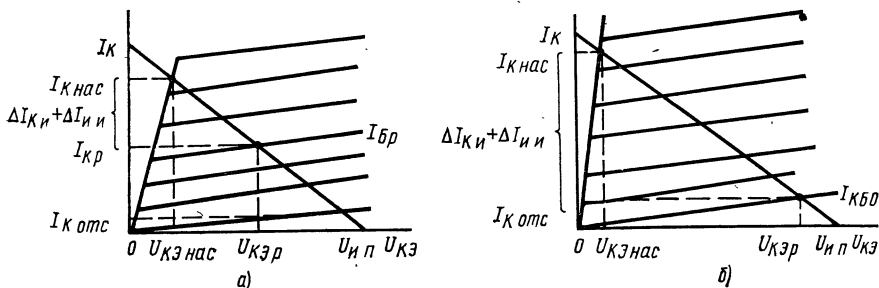


Рис. 4.2. Начальные положения рабочей точки линейного каскада (а) и каскада в режиме отсечки коллекторного тока (б)

S — площадь перехода; λ_p, λ_n — коэффициенты собирания носителей заряда в p - и n -областях соответственно, равные отношению количества носителей, достигающих контакта, к общему количеству носителей, генерированных в рассматриваемой области; V_0 — эквивалентный объем собирания носителей. Коэффициенты собирания λ_p, λ_n приблизительно равны 0,9 в структурах с нерекombинационными контактами типа nn^+, pp^+ и относительно малыми толщинами ($W/L \leq 0,5$, где L — диффузионная длина носителей). В структурах с металлическими контактами коэффициенты λ_p, λ_n стремятся к 0,5 при $W/L \leq 1$. Расчеты коэффициентов λ приведены в [8, 48].

Найдем соотношение между ионизационными токами коллекторного и изолирующего переходов. Действие импульса ИИ вызывает появление первичного импульса тока коллекторного перехода транзистора

$$\Delta I_{K_{н1}} = egPS_K(\lambda_0 W_0 + \lambda_n W_n + W_{0K}) = eGV_{0н}, \quad (4.3)$$

где λ_0, λ_K — коэффициенты собирания носителей в области базы и коллектора транзистора; W_{0K} — толщина обедненного слоя коллекторного перехода, обычно $W_{0K} = 0,8 \dots 1,5$ мкм.

В дальнейшем будем использовать стационарные значения $\lambda_0 \approx 0,5, \lambda_K \approx 0,8$, характерные для планарных транзисторных структур $W/L < 1$.

Часть первичного тока $\Delta I'_{K_{н1}}$ протекает по цепи базы транзистора, работающего в активной области, а ток $\Delta I''_{K_{н1}} = \Delta I_{K_{н1}} - \Delta I'_{K_{н1}}$ усиливается, так что приращение полного тока коллектора

$$\Delta I_K = \Delta I''_{K_{н1}} h_{210} + \Delta I_{K_{н1}} + \Delta I_{K_p},$$

где ΔI_{K_p} — приращение режимного тока коллектора транзистора.

Расчет составляющих $\Delta I'_{K_{н1}}$ и $\Delta I''_{K_{н1}}$ первичного импульса ионизационного тока коллекторного перехода можно выполнить, используя Т-образную эквивалентную схему замещения транзистора. Для заземленного вывода базы

$$\Delta I''_{K_{н1}} = \Delta I_{K_{н1}} r_0 / (r_0 + r_0).$$

Для оборванного вывода базы $\Delta I''_{K_{н1}} = \Delta I_{K_{н1}}$, а в общем случае

$$\Delta I''_{K_{н1}} \approx \Delta I_{K_{н1}} (r_0 + R_0) / (r_0 + r_0 + R_0).$$

Следовательно, полный ток коллектора

$$\Delta I_K = \Delta I_{K_{н1}} \left(1 + h_{210} \frac{r_0 + R_0}{r_0 + r_0 + R_0} \right) + \Delta I_{K_p} = \Delta I_{K_{н2}} + \Delta I_{K_p}. \quad (4.4)$$

или

$$\Delta I_K = \Delta I_{K_{н1}} (1 + \bar{h}_{210}) - \Delta I_{K_{н1}} h_{210} r_0 / (r_0 + r_0 + R_0) + I_{K_p},$$

где $\Delta I_{K_{н1}} (1 + \bar{h}_{210}) \approx \Delta I_{K_{н2}}$ — вторичный импульс ионизационного тока коллектора.

Ионизационный ток изолирующего перехода

$$\Delta I_{и и} = eg PS_{и} (\lambda_{и} W_{к} + \lambda_{п} W_{п} + W_{к п}) = eGV_{э и},$$

где $\lambda_{п}$ — коэффициент собирания в подложке, $\lambda_{п} \approx 0,5$. При расчетах учитывается лишь толщина области собирания носителей в подложке, равная диффузионной длине электронов L , поэтому

$$W_{п} = L = \sqrt{D_{п} \tau_{п}},$$

где $D_{п}$ — коэффициент диффузии электронов в подложке; $\tau_{п}$ — время жизни носителей в подложке.

Ток $I_{и и}$ замыкается через нагрузочный резистор в коллекторной цепи, коллекторную область транзистора и подложку (П на рис. 4.1), т. е. минуя $p-n$ переходы транзистора. Поэтому суммарный ток коллектора в активной области

$$\begin{aligned} \Delta I_{КЭ} &= \Delta I_{К и 2} + \Delta I_{и и} + I_{К п} = \Delta I_{К и 2} + \Delta I_{К п} = \\ &= \Delta I_{К и 1} \left\{ h_{21э} \frac{r_6 + R_6}{r_9 + r_6 + R_6} + 1 + k S_{и}/S_{к} \right\} + \Delta I_{К п}, \end{aligned} \quad (4.5)$$

где $k = (\lambda_{к} W_{к} + \lambda_{п} W_{п} + W_{к п}) / (\lambda_6 W_6 + \lambda_{к} W_{к} + W_{6 к}) = 1,35 \dots 1,75$.

Из (4.4) и (4.5) следует, что

$$\frac{\Delta I_{К и 2}}{\Delta I_{и и}} = \frac{h_{21э} (r_6 + R_6) / (r_9 + r_6 + R_6) + 1}{k S_{и}/S_{к}} \approx \frac{h_{21э}}{k S_{и}/S_{к}}, \quad (4.6)$$

т. е. доля ионизационного тока изолирующего перехода в суммарном ионизационном токе относительно мала, что важно для оценки длительности переходных процессов.

Используя зависимости (4.3) — (4.6), находим значение ионизационного тока коллекторного перехода, при котором рабочая точка каскада перемещается на границу области насыщения при отсутствии режимного коллекторного тока

$$\Delta I_{К и 2 \text{ макс}} = \frac{U_{и п} - U_{КЭ \text{ нас}}}{2R_{к} (1 + k S_{и}/S_{к} \bar{h}_{21э})},$$

что соответствует мощности дозы воздействующих ИИ

$$P_{\gamma} = \frac{U_{и п} - U_{КЭ \text{ нас}}}{2R_{к} eg V_{э к} (1 + k S_{и}/S_{к} \bar{h}_{21э}) (1 + \bar{h}_{21э})}. \quad (4.7)$$

Пример. Исходные данные: $R_{к} = 1 \text{ кОм}$; $S_{и}/S_{к} = 4$; $U_{и п} = 5 \text{ В}$; $U_{КЭ \text{ нас}} = 0,4 \text{ В}$; $h_{21э} = 100$; $k = 1,5$; $S_{к} = 10^{-8} \text{ м}^2$; $g = 4,3 \cdot 10^{21} \text{ пар}/(\text{м}^3 \cdot \text{Гр})$; $\lambda_6 = 0,5$; $\lambda_{к} = 0,8$; $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$; $W_6 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$; $W_{к} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$; $W_{6 к} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Расчет по (4.7) приводит к результату $P_{\gamma} = 5,25 \cdot 10^5 \text{ Гр/с}$. Применение диэлектрика ($S_{и} = 0$) повышает мощность дозы до $5,57 \cdot 10^5 \text{ Гр/с}$.

Широкий класс аналоговых каскадов различного функционального назначения (двухтактные усилители, усилители — формирователи импульсных сигналов, автогенераторы и генераторы с внешним возбуждением, смесители, перемножители и другие) работает в режиме отсечки коллекторного тока, обеспечивающем повышение качества преобразования сигнала и повышение экономичности,

что особенно важно для относительно мощных и высокоскоростных устройств. Режим отсечки тока коллектора задается начальным положением рабочей точки, т. е. током I_{Kp} , и амплитудой сигнала в цепи базы транзистора. Для усиления импульсных сигналов положительной полярности рабочая точка каскада может быть выбрана на границе области отсечки, т. е. $I_{Kp} \approx 0$ (рис. 4.2, б).

Пусть ΔI_K — амплитуда коллекторного тока, передаваемого каскадом в нагрузку. Рассматривая ионизационный ток I'_{Kn} как источник смещения рабочей точки, определяем допустимую амплитуду тока из условия $I'_{Kn} = I_{Kнас} - \Delta I_K$, что позволяет определить мощность дозы ИИ в виде

$$P_{\gamma} = \frac{(U_{ип} - U_{КЭнас})/R_K - \Delta I_B \bar{h}_{21B}}{eg V_{эК} (1 + kS_{и}/S_K \bar{h}_{21B}) (1 + \bar{h}_{21B})}. \quad (4.8)$$

Выражение (4.8) характеризует допустимый уровень относительно длинного импульса ИИ, совпадающего по времени с импульсом режимного тока. Превышение этого уровня будет сопровождаться искажениями амплитудных и временных характеристик сигнала.

Кратковременные эффекты смещения рабочей точки в аналоговых каскадах задающих генераторов, умножителей частоты и других устройств импульсами ионизационных токов сопровождаются изменениями углов отсечки. Это приводит к изменению спектра генерируемых сигналов, причем в каскадах, использующих нелинейный участок входной характеристики транзистора $I_K(U_{ЭБ})$, например в каскадах перемножителей аналоговых сигналов, рассматриваемый эффект может служить причиной потери работоспособности на время действия импульса ИИ при превышении уровня

$$P_{\gamma} = \frac{\Delta I_K}{eg V_{эК} (1 + kS_{и}/S_K \bar{h}_{21B}) (1 + \bar{h}_{21B})},$$

где ΔI_K — допустимое смещение рабочей точки, определяемое для конкретного каскада с учетом допустимых искажений параметров выходного сигнала.

Для аналоговых перемножителей на основе дифференциального каскада [55] выходной сигнал

$$\Delta U_{вых} = \frac{\alpha_0 R_n}{\Phi_T} \frac{V \Delta U}{R_0},$$

где $V \approx R_0 I_{Kp}$; α_0 — коэффициент передачи тока эмиттера; $\Phi_T = 0,026$ — тепловой потенциал; R_n , R_0 — нагрузочное и токозадающее сопротивления; ΔU — входные сигналы на дифференциальных входах; I_{Kp} — ток, задаваемый транзисторным каскадом — эталоном тока.

Относительно малое приращение тока коллектора токозадающего каскада эквивалентно увеличению выходного сигнала

$$\Delta(\Delta U_{вых}) \approx V + \Delta V = V + \Delta I_{Kn} R_0,$$

т. е. приводит к увеличению масштабного коэффициента перемножения на время действия ионизационного тока.

Для перемножителя 526ПС1 преобразование сигналов U и V выполняется в соответствии с уравнением [55]

$$U_{\text{вых}} = [(2\alpha_0/\varphi_T^2) I_{Kp} R_n] UV = K_n UV,$$

где K_n — коэффициент масштабирования. Очевидно, при прочих равных условиях относительная погрешность перемножения

$$\delta_n = \Delta K_n / K_n = I'_{Kn} / I_{Kp} = I_{Kn} [1 + kS_n / (S_n h_{21B})] / I_{Kp}.$$

Исходя из допустимой величины $\delta_n \sim I_{Kn}$ определяется допустимая мощность дозы P_v , характеризующая стойкость по критерию функционирования с заданными точностными характеристиками, либо условия развития отказов сбойного характера по признакам нарушения функционирования.

Рассматриваемый подход относительно просто конкретизируется до оценок изменения параметров и соответственно ПРС для широкого класса устройств на основе аналоговых перемножителей (балансных, амплитудных и однополосных модуляторов, делителей частоты, фазовых детекторов, линейных и квадратичных амплитудных детекторов и др.). В более широком аспекте анализ стойкости микросхем существенно упрощается (отсутствует необходимость анализа сложной эквивалентной схемы со всеми генераторами ионизационных токов) при использовании соответствующих макромоделей, получаемых в процессе анализа режимно-функциональных моделей микросхем.

Модель вида $\Phi_1 \neq \Phi_2 \neq \dots \neq \Phi_n$ отображает функциональную структуру, в которой конкретные каскады характеризуются наибольшим значением коэффициента влияния на определенные электрические параметры. Например, для микросхем перемножителей существует единственный каскад, параметры которого определяют соответствующие параметры микросхемы в целом. В другом предельном случае $\Phi_1 = \Phi_2 = \dots = \Phi_n$ все каскады влияют на формирование всех параметров микросхемы. Примерами могут служить микросхемы усилителей различного назначения. В подобных случаях определяются ионизационные эффекты в каждом каскаде с учетом режимов работы и находится результирующий эффект в виде изменений конкретных параметров микросхемы как функций интенсивности импульсных ИИ.

Рассмотрим применение режимно-функционального анализа для оценки стойкости к действию импульсных ИИ интегральных стабилизаторов напряжений. Структурная схема стабилизатора компенсационного типа представлена на рис. 4.3.

Цепь отрицательной ОС, содержащая делитель выходного напря-

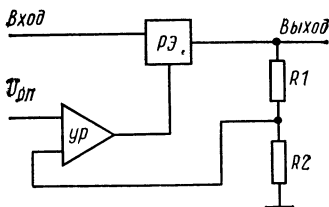


Рис. 4.3. Структурная схема стабилизатора напряжения компенсационного типа

жения $R1R2$ и усилитель сигнала рассогласования (УР) выходного и опорного $U_{оп}$ напряжений, управляет током регулирующего элемента (РЭ). В качестве РЭ используют один или несколько составных транзисторов, работающих в режиме большого сигнала [57]. Усилитель сигнала рассогласования часто выполняется в виде дифференциального каскада или ОУ, работающих в режиме малого сигнала. Для интегрального стабилизатора компенсационного типа режимно-функциональная модель имеет вид: $\Phi_1 \neq \Phi_2$; $P_1 \neq P_2$.

В условиях импульсного облучения контур управления, состоящий из делителя и УР, не работает вследствие генерации собственных ионизационных токов в каскадах УР, инерционности контура и малого динамического диапазона УР в обычных условиях работы. Поэтому для оценки последствий импульсного облучения интегральных стабилизаторов, например 275ЕН1-6(А, Б), достаточно оценить эффекты генерации ионизационных токов, протекающих через нагрузку, регулирующими элементами — параллельно соединенными транзисторами. Поскольку основные параметры стабилизаторов — коэффициенты неустойчивости по напряжению и току в условиях генерации импульсных ионизационных токов теряют смысл, допустимый уровень импульсных воздействий целесообразно определять по допустимым амплитудам импульсов напряжения и тока в стабилизируемых цепях.

Транзисторы в составе РЭ работают в активных режимах, поэтому амплитуда импульса ионизационного тока в нагрузке

$$I_{ин} \approx n_T e G V_{эк} (\bar{h}_{21э} + 1) (1 + k S_{и}/S_{к} \bar{h}_{21э}),$$

где n_T — число соединенных параллельно транзисторов в составе РЭ. Допустимая амплитуда импульса $I_{и доп}$ ионизационного тока, посылаемого стабилизатором напряжения в нагрузку, соответствует мощности дозы

$$P_{\gamma} = \frac{I_{и доп}}{n_T e g V_{эк} (\bar{h}_{21э} + 1) (1 + k S_{и}/S_{к} \bar{h}_{21э})}. \quad (4.9)$$

Пусть допустимая амплитуда импульса тока стабилизатора $I_{и доп} = 3 \cdot 10^{-3}$ А, $n_T = 2$, $\bar{h}_{21э} = 50$. В результате расчета по (4.9) при ранее принятых значениях остальных параметров получаем $P_{\gamma} = 6,2 \cdot 10^5$ Гр/с. При сопротивлении нагрузки $R_{н} = 200$ Ом найденное значение P_{γ} вызовет появление импульса напряжения в стабилизируемой цепи с амплитудой $\Delta U = I_{ин} R = 0,6$ В, что во многих случаях, например при использовании стабилизированного напряжения для питания коллекторных цепей цифровых устройств, достаточно для развития отказов сбойного характера.

Рассмотренные примеры характеризуются общей особенностью — уровень воздействующих ИИ не превышает значений, вызывающих радиационное насыщение каскадов микросхем. При этом сохраняется линейная зависимость между ионизационным током и мощностью дозы, что значительно упрощает расчеты. С другой стороны, расчет значений ПРС и параметров микросхем в условиях импульсных воздействий не выходит за пределы обыч-

ных расчетов, т. е. можно использовать известные законы формирования статических и динамических параметров в многокаскадных аналоговых устройствах. Конкретизация режимно-функциональных моделей часто позволяет, как показано выше, выделять каскады, «ответственные» за отдельные показатели и заменять сложный расчет полной эквивалентной схемы микросхемы расчетом ПРС по эквивалентной схеме выделенного каскада. Приведенные примеры расчетов корректны лишь в условиях, когда за время действия импульса ИИ ионизационные токи успевают достичь установившихся значений. Практически это означает, что длительности импульсов ИИ t_n должны быть не менее $(2...3)\tau_p$.

Импульсы ИИ от реальных источников имеют длительности, изменяющиеся в широких пределах, включая значения $t_n < \tau_p$. В этих условиях процессы нарастания и спада ионизационного тока подчиняются сложным законам, учитывающим форму импульса и интенсивность воздействующих ИИ, режим работы каскада, особенности схематехнических решений (способ включения транзистора, наличие, вид и глубину ОС и др.) и нелинейных процессов изменения параметров транзисторов ($h_{21э}$, τ_p , λ_k) от мощности дозы при $P_\gamma > 10^7$ Гр/с [2, 3, 8].

Учитывая многообразие и сложный характер зависимостей от перечисленных факторов, следует ожидать, что попытки получить точные модели радиационных переходных процессов не оправдаются, поскольку погрешности задания исходных данных превышают приращения точности, достигаемые усложнением расчетных моделей. Поэтому в реальных расчетах используют упрощенные модели радиационных переходных процессов. В частности, для относительно высокочастотных транзисторов в составе микросхемы можно пренебречь нелинейностью зависимости $\lambda(P)$ и воспользоваться усредненными значениями $h_{21э}$ и τ_p в диапазоне изменения ионизационного тока коллектора $0 < I_{Кн} \leq I_{Кнас}$.

4.2. ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ РЕАКЦИЙ АНАЛОГОВЫХ МИКРОСХЕМ

Воздействие импульсных ИИ сопровождается формированием импульсных ионизационных реакций в каскадах АИС. Длительности процессов нарастания и спада ионизационных токов зависят от формы и длительности воздействующих ИИ, режимов работы и частотных характеристик каскадов, особенностей конструктивно-технологического исполнения микросхем.

Законы изменения ионизационных токов во времени достаточно сложны, поэтому аналитические решения дифференциальных уравнений в общем виде отсутствуют, особенно для существенно нелинейных каскадов, работающих с большими амплитудами ионизационных токов. Основные закономерности и временные характеристики процессов изменения токов в нелинейных каскадах рассмотрены в § 3.1. Используем эти результаты применительно к ионизационным токам.

Результирующие изменения тока коллектора в активной области каскада при воздействии импульса ИИ обусловлены двумя независимыми процессами: изменением режимного тока ΔI_{Kp} во времени в соответствии с управляющими сигналами в цепи базы и формированием вторичного импульса ионизационного тока, определяемого формой импульса ИИ и постоянной времени коллекторной цепи:

$$\Delta I_{K\Sigma}(t) = \Delta I_{Kp} [I_B(t)] + \Delta I_{Kи\Sigma} [P(t)]. \quad (4.10)$$

Составляющие тока коллектора отличаются амплитудами, временами установления и спада, полярностями, фазовыми соотношениями и другими признаками, что порождает многообразие ИИР в отдельных каскадах и на выходах микросхем. Следовательно, определение наиболее важных характеристик ИИР микросхем — времени установления и времени спада ионизационных токов — требует определения соответствующих характеристик частных переходных процессов в отдельных каскадах.

Рассмотрим возможность аналитических методов определения параметров ИИР, используя результаты гл. 3.

Для расчета длительностей переходных процессов ионизационной и режимной составляющих, представим параметр x для каждой из них в виде

$$x_p = \Delta I_{Kp} / I_{Kp}(t); \quad x_n = \Delta I_{Kи} / I_{Kp}(t),$$

где $I_{Kp}(t)$ — режимный ток коллектора в момент действия импульса ИИ, т. е. I_{Kp} характеризует мгновенное положение рабочей точки, что отражает зависимость результата расчета от соотношения фаз режимного сигнала и импульса ИИ.

Параметр d режимного процесса

$$d_p = R_6 \bar{g}_{11} / (1 + \sqrt{1 + x_p}),$$

где $\bar{g}_{11} \approx 1/(r_6 + (1 + \bar{h}_{21s})\bar{r}_s) = 1/[r_6 + (1 + \bar{h}_{21s})0,026/I_s]$; I_s — среднее значение эмиттерного тока для фиксированного x_n . Поэтому время установления режимного тока, начиная с момента действия импульса ИИ, определяется зависимостью

$$t_{yp} = \bar{h}_{21s} \frac{L}{R_6} \Psi_{yp}(x_p, d_p) = \tau_p \Psi_{yp}(x_p, d_p), \quad (4.11)$$

где $\Psi_{yp}(x_p, d_p)$ соответствует зависимостям (3.4) при значениях параметра $\lambda = 1$ (см. рис. 3.3); τ_p — постоянная времени процесса установления коллекторного тока при управлении по базовой цепи [см. формулу (3.3)].

Параметр $d_n = R_6 \bar{g}_{11} / (1 + \sqrt{1 + x_n})$ характеризует степень отличия системы от линейной ($d_n = \infty$), и поэтому должен учитываться при определении времени установления ионизационного тока.

Формирование первичного импульса $\Delta I_{Kи1}$ происходит в результате генерации носителей заряда в окрестностях коллекторного перехода транзистора, т. е. не является следствием управления по цепи базы. Поэтому постоянная времени этого процесса будет со-

ответственно меньше. Формально она может быть получена из (3.3) при $R_6 = \infty$, т. е. при оборванной цепи базы:

$$\tau_{н1} = \bar{h}_{21\beta} (1/\omega_\alpha + C_K R_n r_6 \bar{g}_{11}), \quad (4.12)$$

где $C_K = C_{K6} + C_n$.

Длительность процесса установления $\Delta I_{Кн1}$ определяется зависимостью

$$t_{уи1} = \Psi_{уи1}(x_{н1}, d_{н1}) \tau_{н1}, \quad (4.13)$$

где $\Psi_{уи1}(x_{н1}, d_{н1})$ определяется по (3.4) при $\lambda=1$ (см. рис. 3.2).

Соотношения (4.12) и (4.13) позволяют рассчитать длительности процессов установления режимного и первичного ионизационного токов при скачкообразном изменении управляющих воздействий. Многообразии возможных ситуаций частично отображается множеством мгновенных значений параметров x_p и x_n , которые промодулированы сигналом в базовой цепи транзистора. Поэтому практические расчеты следует выполнять для характерных положений рабочей точки транзистора, соответствующих начальному или предельному положению в активной области.

Реальные возмущающие воздействия отличаются от скачкообразных конечной длительностью фронта сигналов в базовой цепи $\tau_{фр}$ и импульсов ИИ $\tau_{фи}$. Рассмотрим методику, позволяющую учесть $\tau_{фр}$ и $\tau_{фи}$.

В линейных каскадах с экспоненциальными переходными характеристиками результирующая длительность фронта выходного сигнала, например в n -каскадном усилителе, определяется по закону квадратичного суммирования

$$\tau_{ф\Sigma} = \sqrt{\tau_{\phi 1}^2 + \tau_{\phi 2}^2 + \dots + \tau_{\phi n}^2},$$

который не применим к нелинейным каскадам или к неэкспоненциальным сигналам. Моделирование процессов формирования фронтов импульсов при воздействиях на нелинейный транзисторный каскад экспоненциальных и неэкспоненциальных сигналов показало, что длительность фронта выходного сигнала с приемлемой погрешностью 10...15% может быть найдена по формуле

$$\tau_{ф\Sigma} = \sqrt{\alpha_1 \tau_{\phi 1}^2 + \alpha_2 \tau_{\phi 2}^2}, \quad (4.14)$$

где α_1, α_2 — коэффициенты, отображающие степень отличия закона формирования фронта сигнала от экспоненциального. Для транзисторного каскада коэффициенты принимаются линейно меняющимися в интервале от $\alpha=1$ в режиме малого сигнала (при $x=1$) до $\alpha \approx 1,5$ при максимальной амплитуде тока коллектора ($x_{\max} \approx I_{K \text{ нас}}/I_{K \text{ мин}}$).

Из условия получения равных времен установления тока при расчетах по (4.11) и (4.14)

$$\Psi_{ур}(x_p, d_p) (\tau_p + \tau_{\text{эп}}) = \sqrt{\alpha_1 \Psi_{ур}^2 \tau_p^2 + \alpha_2 \tau_{\text{фр}}^2}$$

найдем эквивалентную постоянную времени установления режим-

ного тока $\tau_{\text{эр}}$, учитывающую длительность фронта управляющего сигнала,

$$\tau_{\text{эр}} = -\tau_{\text{р}} + \sqrt{\alpha_1 \tau_{\text{р}}^2 + \alpha_2 (\tau_{\text{фр}}/\Psi_{\text{ур}})^2}$$

и определим время установления режимного тока с учетом фронта $\tau_{\text{фр}}$ управляющего сигнала

$$t_{\text{ур}}^* = \Psi_{\text{ур}} \tau_{\text{р}}^* = \Psi_{\text{ур}} \sqrt{\alpha_1 \tau_{\text{р}}^2 + \alpha_2 (\tau_{\text{фр}}/\Psi_{\text{ур}})^2}. \quad (4.15)$$

Аналогично получаем эквивалентную постоянную времени $\tau_{\text{эи1}}$, учитывающую длительность фронта импульса ИИ при формировании первичного импульса ионизационного тока коллектора, из уравнения

$$\Psi_{\text{уи1}} (x_{\text{и1}}, d_{\text{и1}}) (\tau_{\text{и1}} + \tau_{\text{эи1}}) = \sqrt{\alpha_3 \Psi_{\text{уи1}}^2 \tau_{\text{и1}}^2 + \alpha_4 \tau_{\text{фн}}^2},$$

решение которого

$$\tau_{\text{эи1}} = -\tau_{\text{и1}} + \sqrt{\alpha_3 \tau_{\text{и1}}^2 + \alpha_4 (\tau_{\text{фн}}/\Psi_{\text{уи1}})^2}$$

приводит к зависимости времени установления первичного импульса от $\tau_{\text{фн}}$:

$$t_{\text{уи1}}^* = \Psi_{\text{уи1}} \tau_{\text{и1}}^* = \Psi_{\text{уи1}} \sqrt{\alpha_3 \tau_{\text{и1}}^2 + \alpha_4 (\tau_{\text{фн}}/\Psi_{\text{уи1}})^2}. \quad (4.16)$$

Вторичный импульс ионизационного тока нарастает с постоянной времени, зависящей от $t_{\text{уи1}}^*$ и $\tau_{\text{фн}}$. Определим эквивалентную постоянную времени $\tau_{\text{эи2}}$, учитывающую эти факторы, из условия

$$t_{\text{уи2}}^* = \Psi_{\text{уи2}} (\tau_{\text{и1}}^* + \tau_{\text{эи2}}) = \sqrt{\alpha_5 (t_{\text{уи1}}^*)^2 + \alpha_6 \tau_{\text{фн}}^2}. \quad (4.17)$$

Учитывая (4.16), представим решение уравнения (4.17) в виде

$$\tau_{\text{эи2}} = -\tau_{\text{и1}}^* + \sqrt{\alpha_6 (\tau_{\text{фн}}/\Psi_{\text{уи2}})^2 + \alpha_5 (t_{\text{уи1}}^*/\Psi_{\text{уи2}})^2}.$$

Время установления вторичного импульса ионизационного тока

$$t_{\text{уи2}}^* = \Psi_{\text{уи2}} (x_{\text{и2}}, d_{\text{и2}}) \tau_{\text{и2}}^* = \Psi_{\text{уи2}} \sqrt{\alpha_6 (\tau_{\text{фн}}/\Psi_{\text{уи2}})^2 + \alpha_5 (t_{\text{уи1}}^*/\Psi_{\text{уи2}})^2}. \quad (4.18)$$

Ионизационный ток изолирующего перехода составляет относительно малую часть вторичного импульса тока [см. формулу (4.6)]. Поэтому, учитывая к тому же относительно малую постоянную времени $t_{\text{ип}} \approx (C_{\text{к}} + C_{\text{ип}}) (R_{\text{к}} + R_{\text{пр}})$, где $C_{\text{к}}$ — емкость нагрузки и коллекторного перехода транзистора; $C_{\text{ип}}$ — емкость изолирующего перехода; $R_{\text{пр}}$ — распределенное сопротивление подложки, влиянием этого ионизационного тока изолирующего перехода на время установления $t_{\text{уи2}}$ пренебрегаем.

Зависимости (4.11) и (4.18) раскрывают влияние основных факторов на процессы формирования импульсной ионизационной реакции в каскадах микросхем. Используя (4.11) и (4.18), сопоставим длительности процессов установления режимного и ионизационного токов, что позволит определить влияние временных

параметров импульсов ИИ на импульсную ионизационную реакцию каскада:

$$\frac{t_{ур}^*}{t_{уи2}^*} = \frac{\sqrt{\alpha_1 t_{ур}^2 + \alpha_2 \tau_{фр}^2}}{\sqrt{\alpha_6 \tau_{фи}^2 + \alpha_5 (t_{уи1}^*)^2}} = \frac{\sqrt{\alpha_1 (\Psi_{ур} \tau_p)^2 + \alpha_2 \tau_{фр}^2}}{\sqrt{\alpha_5 (\Psi_{уи1} \tau_{и1}^*)^2 + \alpha_6 \tau_{фи}^2}}$$

При $t_{ур}^*/t_{уи2}^* > 1$ преобладающим фактором процесса формирования ионизационной реакции является постоянная времени $\tau_{и2}^*$, учитывающая длительность фронта импульса ИИ, т. е. сохраняется ионизационное управление каскадом, поскольку за время $t_{ур}^*$ реакция успевает сформироваться. При $t_{ур}/t_{уи2} < 1$ преобладает режимное управление. Граничное условие $t_{ур}/t_{уи2} = 1$ соответствует уравнению

$$\tau_{фи}' = (1/\sqrt{\alpha_6 + \alpha_5 \alpha_4}) \sqrt{\alpha_1 \tau_p^2 \Psi_{ур}^2 + \alpha_2 \tau^2 - \alpha_5 \Psi_{уи1}^2 \alpha_3 \tau_{и1}^2}. \quad (4.19)$$

Условие (4.19) позволяет формально определить «короткие» и «длинные» импульсы ИИ, действие которых на конкретный каскад при прочих равных условиях приводит к различным импульсным ионизационным реакциям.

Пример. Амплитуды режимного и ионизационного токов $\Delta I_{кр} \approx \Delta I_{ки} = 10$ мА. Параметры транзистора: $\bar{h}_{21э} = 50$; $r_6 = 200$; $\omega_\alpha = 3,15 \cdot 10^9$ с⁻¹; $C_{к.6} = 0,4$ пФ; $\bar{g}_{11} = 1/(r_6 + \bar{h}_{21э} 0,026/\Delta I_{кр}) = 2,2 \cdot 10^{-3}$ Ом⁻¹. Параметры каскада: $R_6 = 200$ Ом; $R_k = 1 \cdot 10^3$ Ом; $C_k = 1,1$ пФ. Необходимо определить время установления вторичного импульса ионизационного тока.

Постоянная времени установления режимного тока, рассчитанная по формуле (3.9)

$$\tau_p = 50 (3,17 \cdot 10^{-10} + 3,17 \cdot 10^{-10} + 1,5 \cdot 10^{-9} + 0,66 \cdot 10^{-9}) = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с.}$$

Для точного расчета функции $\Psi_{ур}$ можно воспользоваться (3.4). В данном примере определим $\Psi_{ур}$ по формуле (3.5)

$$\Psi_{л}(x_p, d_p) = \frac{2,2}{1 + 1/R_6 \bar{g}_{11}} = \frac{2,2}{1 + [r_6 + 0,026(\bar{h}_{21э} + 1)\bar{I}_э]/R_6},$$

отражающей значения $\Psi_{ур}$ в линейном приближении, т. е. для линейной характеристики $I_k(U_{ЭБ})$ транзистора с поправкой на нелинейность (см. рис. 3.2):

$$\Psi_{л}(x_p, d_p) = 2,2/(1 + 1/200 \cdot 2,2 \cdot 10^{-3}) = 0,67.$$

С учетом поправки принимаем $\Psi_{ур} = 0,84$. Время $t_{ур} = 0,84 \cdot 1,4 \cdot 10^{-7} = 1,17 \times 10^{-7}$ с. Постоянная времени установления первичного импульса тока

$$\tau_{и1} = \bar{h}_{21э} [1/\omega_\alpha + C_k R_k r_6 \bar{g}_{11}] = 50 \cdot (3,17 \cdot 10^{-10} + 6,5 \cdot 10^{-10}) = 4,8 \cdot 10^{-8} \text{ с.}$$

Для импульса первичного тока $\Delta I_{ки1} = \Delta I_{ки2}/\bar{h}_{21э} = 2 \cdot 10^{-4}$ А рассчитаем функцию $\Psi_{уи1}$ по (3.5): $\Psi_{уи1} = 0,066$. Время установления первичного импульса тока при прямоугольной форме импульса ИИ $t_{уи1} = \Psi_{уи1} \tau_{и1} = 0,066 \cdot 4,8 \cdot 10^{-8} = 3,2 \cdot 10^{-9}$ с. Пусть $\tau_{фр} = 5 \cdot 10^{-8}$ с, тогда

$$\tau_{ур}^* = \Psi_{ур} \sqrt{\alpha_1 \tau_p^2 + \alpha_2 (\tau_{фр}/\Psi_{ур})^2} = 0,84 \sqrt{1,2 (1,4 \cdot 10^{-7})^2 + 1,2 (5 \cdot 10^{-8}/0,84)^2} = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с.}$$

Принимая $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = \alpha_5 = \alpha_6 = 1,2$, находим по (4.19)

$$\begin{aligned} \tau'_{\text{фи}} &= 0,62 \sqrt{1,2 (1,4 \cdot 10^{-7} \cdot 0,84)^2 + 1,2 \cdot (5 \cdot 10^{-8})^2 -} \\ &\rightarrow - 1,2 \cdot 1,2 \cdot (0,066 \cdot 4,8 \cdot 10^{-7})^2 = \\ &= 0,68 \sqrt{1,39 \cdot 10^{-14} + 0,25 \cdot 10^{-14} - 0,12 \cdot 10^{-14}} = \\ &= 0,68 \cdot 1,23 \cdot 10^{-7} = 0,805 \cdot 10^{-7} = 8 \cdot 10^{-8} \text{ с.} \end{aligned}$$

При этом

$$\begin{aligned} t_{\text{ун1}}^* &= \tau_{\text{ун1}}^* \Psi_{\text{ун1}} = 0,066 \cdot 1,1 \sqrt{(4,8 \cdot 10^{-8})^2 + (8 \cdot 10^{-8} / 0,066)^2} = \\ &= 0,066 \cdot 1,1 \cdot 1,21 \cdot 10^{-6} = 8,75 \cdot 10^{-8} \text{ с;} \\ t_{\text{ун2}}^* &= \Psi_{\text{ун2}} \tau_{\text{ун2}}^* = \sqrt{\alpha_6 \tau_{\text{фи}}^2 + \alpha_5 (t_{\text{ун1}}^*)^2} = \\ &= 1,1 \sqrt{0,64 \cdot 10^{-14} + 0,77 \cdot 10^{-14}} = 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ с.} \end{aligned}$$

При $\tau_{\text{фи}} < \tau'_{\text{фи}}$ и согласованном изменении режимного и ионизационного токов скорости формирования ионизационных реакций обусловлена преимущественно ионизационным фактором, т. е. процесс нарастания суммарного тока коллектора происходит при $\tau_{\text{фи}} \rightarrow 0$ за время, близкое к $t_{\text{ун2}}$. При $\tau_{\text{фи}} > \tau'_{\text{фи}}$ фронт импульса тока коллектора будет практически повторять форму режимного импульса. По мере увеличения степени неравенства точность воспроизведения режимного импульса возрастает.

В реальных условиях наряду с рассмотренной возможны ситуации, когда режимный ток $\Delta I_{\text{кр}}$ является спадающим на фоне нарастающего ионизационного тока $\Delta I_{\text{ки}}$, т. е. действуют конкурирующие процессы режимного и ионизационного управления током коллектора. Соотношения амплитудных и временных параметров этих процессов часто существенно различаются, что порождает множество форм внешнего проявления импульсных ионизационных реакций. Следует учитывать, что режимное управление в рассматриваемой ситуации может быть результатом действия ионизационных токов в коллекторной цепи предшествующего каскада. Для классификации событий и получения количественных оценок ИИР в рассматриваемой ситуации необходимо знать времена спада режимных и ионизационных токов в коллекторной цепи каскада с ОЭ.

Времена спада $t_{\text{ср}}$ и $t_{\text{си}}$ при ступенчатой форме воздействующих факторов определяются в соответствии с (3.13) соотношениями

$$t_{\text{ср}} = \Psi_{\text{с}}(x_{\text{ср}}, d_{\text{с}}) \tau_{\text{р}}; \quad t_{\text{си}} = \Psi_{\text{с}}(x_{\text{си}}, d_{\text{с}}) \tau_{\text{и}}. \quad (4.20)$$

При расчете $\Psi_{\text{ср}}$ и $\Psi_{\text{си}}$ по (3.13) вместо $x_{\text{и}}$ подставляются $x_{\text{ср}} = I_{\text{кр макс}} / I_{\text{кр мин}}$; $x_{\text{си}} = I_{\text{ки макс}} / I_{\text{ки мин}}$, где $I_{\text{кр макс}}$, $I_{\text{кр мин}}$, $I_{\text{ки макс}}$, $I_{\text{ки мин}}$ — пределы изменения режимных и ионизационных токов в процессе формирования спада.

Графические зависимости функций $\Psi_{ср}$ и $\Psi_{сн}$ представлены на рис. 3.2. При прочих равных условиях $\Psi_{ср}(x_{ср}, d_c) < \Psi_{ур}(x_p, d)$; $\Psi_{сн}(x_{сн}, d_c) < \Psi_{уи}(x_{сн}, d)$, т. е. в ненасыщающихся каскадах длительность среза режимных и ионизационных токов, обусловленных скачкообразным воздействием, меньше длительности фронта. Для определения параметров ИИР необходимо знать длительности процессов спада режимных и ионизационных токов под воздействием возмущений с известными длительностями срезов $\tau_{ср}$ и $\tau_{сн}$.

Учтем длительность среза $\tau_{ср}$ управляющего режимного тока введением эквивалентной постоянной времени, что позволит определить $t^*_{ср}$ по аналогии с процессом установления (4.15) в виде

$$t_{ср} = \Psi_{ср}(x_{ср}, d_c) \tau_{ср}^* = \Psi_{ср} \sqrt{\alpha'_1 \tau_p^2 + \alpha'_2 (\tau_{ср}/\Psi_{ср})^2}, \quad (4.21)$$

где поправочные коэффициенты $\alpha'_1 \approx \alpha'_2$ оцениваются отношением $\Psi_{ср}/\Psi_{л}(x_p, d) \leq 1$, характеризующим степень отличия системы от линейной.

Реальная длительность среза вторичного импульса тока, отражающая длительность среза импульса ИИ,

$$t^*_{сн} = \Psi_{сн}(x_{сн}, d) \tau_{сн}^* = \sqrt{\alpha'_3 \tau_{сн}^2 + \alpha'_4 t_{сн}^2}, \quad (4.22)$$

где $\tau_{сн}$ — длительность среза импульса ИИ; $t_{сн}$ — время спада ионизационного тока, обусловленное прямоугольной формой импульса ИИ. Поправочные коэффициенты α'_3 и α'_4 также оцениваются при сопоставлении $\Psi_{сн}$ и $\Psi_{л}(x_p, d)$ по (3.4) и (3.5) или по графикам рис. 3.2.

Полученные оценки времен установления и спада режимных и ионизационных токов позволяют рассмотреть множество ситуаций в активной области транзистора, сопровождаемых формированием ИИР с различными временными и амплитудными характеристиками. Разнообразие ИИР обусловлено соотношениями временных параметров управляющих режимных сигналов и импульсов ИИ с постоянными времени транзисторов для режимного и ионизационного токов, уровнями режимных и ионизационных воздействий и фазовыми соотношениями между ними. Это означает зависимость параметров ИИР от столь большого количества факторов, что исключает возможность получения аналитического представления их в общем виде и вызывает необходимость анализа и синтеза параметров ИИР лишь в специальных случаях, представляющих наибольший интерес. Указанные особенности отражают вероятностный характер событий в каскадах микросхем, вызванных ионизационными импульсными воздействиями.

Задача синтеза ИИР в каскадах микросхем по-видимому не имеет строгого и приемлемого по сложности решения в аналитической форме. В рамках рассматриваемого подхода оценка временных и амплитудных параметров ИИР обеспечивается приближенным воспроизведением формы переходных процессов. Используя приближенное представление формы воздействующих импульсов через аппроксимирующие функции, можно получить аналитические

зависимости между параметрами режимных сигналов, импульсов ИИ и ИИР, что особенно важно для оценки последствий «коротких» и «длинных» импульсов ИИ.

Форму нейтронных импульсов (в частности, импульсных ядерных реакторов) в ряде случаев можно аппроксимировать функцией вида $y = \exp(-ax)^2$, применяемой для отображения нормального закона распределения ошибок. Для практических оценок можно воспользоваться зависимостью

$$F_{\text{н}}(t) = F_{\text{н макс}} \exp[-2,9(0,9 - t/t_{\text{н}})^2], \quad (4.23)$$

с приемлемой погрешностью отображающей форму нейтронного импульса, начиная от уровня 0,1 установившегося значения. Для этой зависимости в точках $t/t_{\text{н}} = 0,4$ и $t/t_{\text{н}} = 1,4$ выполняется условие $F_{\text{н}}/F_{\text{н макс}} = 0,48$, т. е. практически на уровне 0,5 определяется длительность импульса $t_{\text{н}}$. Длительности нарастания и спада между уровнями $F_{\text{н}}/F_{\text{н макс}} = 0,1$ и $F_{\text{н}}/F_{\text{н макс}} = 0,9$ составляют $\tau_{\text{фн}} = \tau_{\text{сн}} = 0,7 t_{\text{н}}$. Такая зависимость может использоваться для расчета длительностей радиационных переходных процессов (4.18) и (4.21) по длительности импульса ИИ.

Гамма-импульс может быть аппроксимирован суперпозицией экспоненциальных функций с различными постоянными времени

$$F_{\gamma} = 1,1 F_{\gamma \text{ макс}} [1 - \exp(-2,3 t/\tau_{\text{фн}})], \quad 0 < t \leq \tau_{\text{фн}}; \quad (4.24)$$

$$F_{\gamma} = 1,1 F_{\gamma \text{ макс}} \exp[-2,3(t - \tau_{\text{фн}})/\tau_{\text{сн}}], \quad \tau_{\text{фн}} \leq t \leq \tau_{\text{фн}} + \tau_{\text{сн}}.$$

Оценка длительности импульса по уровню 0,5 приводит к результату

$$t'_{\gamma \text{ н}} = 0,26(\tau_{\text{фн}} + \tau_{\text{сн}}) = 0,26 \tau_{\text{фн}}(1 + \tau_{\text{сн}}/\tau_{\text{фн}}), \quad (4.25)$$

где $\tau_{\text{фн}}$, $\tau_{\text{сн}}$ — длительности установления фронта и спада гамма-импульса по уровням 0,1 и 0,9 от установившегося значения. Для мгновенных гамма-импульсов ядерного взрыва длительность фронта $\tau_{\text{фн}}$ составляет единицы наносекунд, а $\tau_{\text{сн}}/\tau_{\text{фн}} = 4 \dots 7$, что соответствует длительности мгновенного гамма-импульса по уровню 0,5 $\tau_{\gamma \text{ н}} \approx 10 \text{ нс}$ [2, 3]. Оценка (4.25) может использоваться для определения по (4.18) и (4.21) зависимости параметров ИИР от длительности гамма-импульса $t_{\text{н}}$. Особое значение для расчета параметров радиационных переходных процессов имеет длительность «короткого» гамма-импульса

$$t'_{\gamma \text{ н}} = 0,26 \tau'_{\text{фн}}(1 + \tau_{\text{сн}}/\tau_{\text{фн}}), \quad (4.26)$$

где $\tau'_{\text{фн}}$ определяется по (4.19). Количественная оценка длительности «короткого» импульса определяется сочетанием многих факторов. В частности, один и тот же импульс может быть «коротким» для одного каскада и «длинным» для другого. Однако общим признаком «короткого» импульса является незавершенность переходного процесса установления ионизационного тока коллектора за время действия импульса ИИ, что создает определенный запас стойкости по сравнению с действием «длинного» импульса с неизменной мощностью дозы P_{γ} .

4.3. ФАКТОРНО-СИТУАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ РЕАКЦИЙ АНАЛОГОВЫХ МИКРОСХЕМ

Известные взаимосвязи параметров ИИР с параметрами каскадов микросхем и воздействующих импульсов ИИ создают предпосылки для прогноза параметров ИИР в конкретных условиях. Формализация прогноза возможна при использовании факторно-ситуационной матрицы (табл. 4.1).

Рассмотрим формальные ситуации, представленные в табл. 4.1. Отношение $t_{yp}/t_{yи2}=1$ соответствует равенству времен установления режимного и ионизационного токов. Преобладание длительности t_{yp} отражается формальным условием $t_{yp}/t_{yи2}>1$; существенное преобладание, когда временем $t_{yи2}$ можно пренебречь при затянутом процессе установления режимного тока, — ситуацией « $\gg 1$ ». Обратные соотношения между рассматриваемыми параметрами записываются символами « <1 », « $\ll 1$ ».

Аналогичное истолкование имеют символические формальные отображения соотношений между амплитудами режимных и ионизационных токов $\Delta I_{Kp}/\Delta I_{Ки}$, длительностями режимных управляющих сигналов и воздействующих импульсов ИИ $t_p/t_{и}$. Положение рабочей точки каскада в активной области транзистора в момент действия импульса ИИ и направление ее дальнейшего смещения режимным управляющим сигналом отображаются следующими формальными ситуациями (рис. 4.4):

$2\Delta I_{Kp}/I_{Kнас}=1$ — рабочая точка находится вблизи границы области насыщения (1);

$2\Delta I_{Kp}/I_{Kнас}=0$ — рабочая точка находится в середине активной области (2);

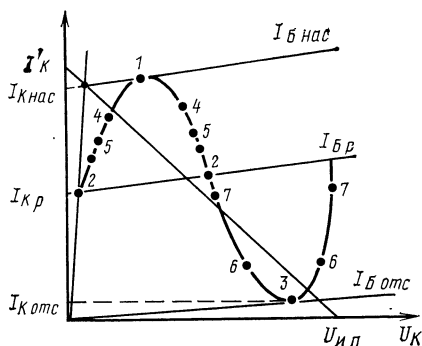
$2\Delta I_{Kp}/I_{Kнас}=-1$ — рабочая точка находится на границе области отсечки (3);

$2\Delta I_{Kp}/I_{Kнас}<1$ — рабочая точка занимает промежуточное положение между серединой нагрузочной линии $I_K(U_{ип}, R_K)$ и границей области насыщения (4);

Таблица 4.1. Формальное представление событий в аналоговых каскадах в момент действия импульса ИИ

$t_{yp}/t_{yи}$	$\gg 1$	>1	1	<1	$\ll 1$
$\Delta I_{Kp}/\Delta I_{Ки}$	$\gg 1$	>1	1	<1	$\ll 1$
$t_p/t_{и}$	$\gg 1$	>1	1	<1	$\ll 1$
$2\Delta I_{Kp}/I_{Kнас}$	$\ll 1$	<1	1	0	$\begin{matrix} -1 \\ <-1 \\ \ll -1 \end{matrix}$
$(\Delta I_{Kp})'$	>1	1	0	-1	>-1

Рис. 4.4. Варианты положения рабочей точки каскада в момент воздействия импульса ионизирующего излучения



$2\Delta I_{K p}/I_{K нас} \ll 1$ — рабочая точка смещена к середине верхней половины активной области (5).

Аналогично истолковываются ситуации, соответствующие условиям $\Delta I_{K p}/I_{K нас} < -1$; $\ll -1$. Величина $2\Delta I_{K p}/I_{K нас}$ характеризует мгновенное положение рабочей точки относительно середины активной области в момент импульсного облучения, а $\Delta I_{K p}$ — приращение тока коллектора с момента поступления режимного управляющего сигнала до момента воздействия импульса ИИ.

Мгновенное положение рабочей точки однозначно определяет формирование ИИР лишь в сочетании с другими признаками, в частности с указанием направления изменения режимного тока после действия импульса ИИ, задаваемого знаком производной режимного тока в момент действия импульса ИИ. Возможные ситуации отображаются признаками:

$(\Delta I_{K p}) = 1$ — положительное приращение;

$(\Delta I_{K p}) > 1$ — положительное приращение с высокой скоростью, например формирование фронта импульса режимного тока;

$(\Delta I_{K p}) = 0$ — неизменное значение режимного тока коллектора;

$(\Delta I_{K p}) = -1$ (или > -1) — спад режимного тока коллектора с различными скоростями.

В табл. 4.1 приведены лишь типовые структуры ИИР каскадов. Количественные характеристики — значения временных и амплитудных параметров определяются по соотношениям § 4.1, 4.2. Многообразие ситуаций в табл. 4.1 и определяющих факторов делает бесперспективными попытки характеризовать реакции каскадов, работающих в активном режиме, на воздействия импульсов ИИ, «типичными» ИИР, поскольку унификация возможна лишь в рамках типичных ситуаций и соотношений режимных и ионизационных факторов. Изменение одного из факторов, например длительности импульса режимного тока или импульса ИИ, мощности дозы импульса ИИ и других, может преобразовать «типичную» ИИР в «нетипичную». Поэтому рациональным методом изучения ИИР каскада является синтез структуры ИИР по классификационным признакам табл. 4.1 и уточнение формы переходных процессов замкнутой линейной временных зависимостей экспоненциальными. В конечном итоге воспроизводится форма ожидаемого переходного процесса для ситуации, представляющей наибольший интерес с точки зрения оценки радиационной стойкости.

Примеры формального синтеза ИИР. Рассмотрим ситуацию, формальная запись которой по табл. 4.1 кодируется комбинацией символов « $\gg 1$; > 1 ; 1 ; 0 ; > -1 », где позиции символов соответствуют строкам в табл. 4.1. Словесное истолкование приведенной кодовой комбинации следующее: импульс ИИ с коротким фронтом нарастания относительно малой интенсивности с длительностью, равной длительности импульса режимного тока, действует на каскад с рабочей точкой, находящейся в середине активной области в момент спада режимного тока с высокой скоростью. На рис. 4.5 представлен результат синтеза ИИР для рассматриваемой ситуации. Ожидаемая форма импульса коллекторного тока ΔI_{Kp} отличается от режимного сигнала ΔI_{Kp} амплитудой, длительностью и формой. Эти отличия находятся в прямой зависимости от мощности дозы импульса ИИ.

На рис. 4.6 представлены временные диаграммы ИИР при действии «короткого» импульса ИИ относительно большой мощности (амплитуда ионизационного тока соизмерима с амплитудой режимного тока), длительность фронта которого примерно совпадает с $t_{ур}$, на каскад с рабочей точкой вблизи границы области отсечки в момент спада режимного тока. Кодовая комбинация рассматриваемых событий по табл. 4.1 представляется в виде: « 1 ; 1 ; $\gg 1$; < -1 ; > -1 ». Из рис. 4.6 следует, что воздействие «коротких» импульсов ИИ на быстродействующие каскады в состояниях, близких к режимам отсечки, сопровождается формированием ложных сигналов, амплитуды и длительности которых зависят от соотношений внешних и внутренних факторов.

Рассмотренные примеры показывают роль случайных факторов в процессах формирования ложных сигналов. Сдвиг по временной оси момента действия импульса ИИ на величину, соизмеримую с длительностью «коротких» импульсов ИИ, в каскадах, работающих в динамических режимах, приводит к различным последствиям — от формирования ложных сигналов до маскирования ИИР режим-

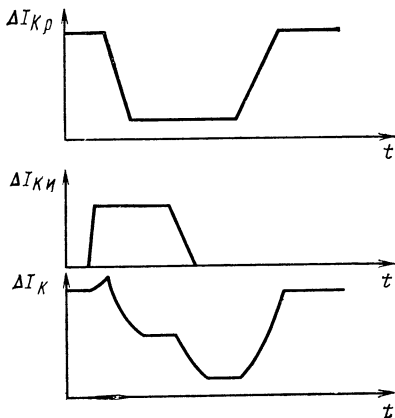


Рис. 4.5. Синтез импульсной ионизационной реакции каскада с формальным представлением событий « $\gg 1$; > 1 ; 0 ; > -1 »

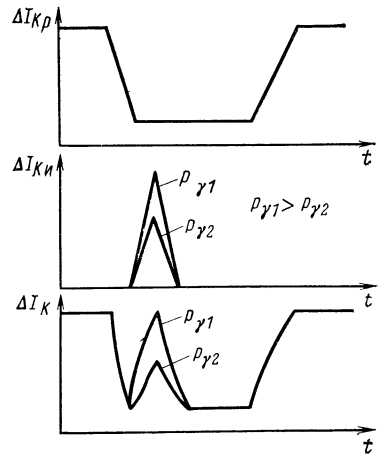


Рис. 4.6. Импульсные ионизационные реакции каскада на действие «коротких» импульсов ионизирующего излучения ($P_{\gamma 1} > P_{\gamma 2}$)

ными сигналами. Одним из факторов, способствующих маскированию ИИР, является согласованное изменение режимных и ионизационных токов, т. е. синфазное возрастание их при перекрытии фронтов $t_{ур}$ и $\tau_{фи}$. Наиболее вероятным результатом такого события может быть насыщение каскадов, работающих в режиме малого или большого сигнала.

Режимы насыщения как режимного, так и радиационного характера имеют ряд общих особенностей, обуславливающих амплитуду, форму и длительность ИИР. Количественные характеристики переходных процессов при насыщении определяются по (3.3), (3.13), (3.14) с учетом совместного действия режимного и ионизационного токов. В частности, параметр λ , характеризующий коэффициент насыщения каскада в (3.14), с учетом суммарного ионизационного тока $I_{К и \Sigma}$ в цепи коллектора рассчитывается по формуле

$$\lambda_{и} = (U_{и п} - U_{КЭ на с}) / [R_{к} (I_{К и \Sigma} \pm I_{Б} \bar{h}_{21\beta})]. \quad (4.27)$$

Наибольший коэффициент насыщения ($\lambda_{и} \rightarrow 0$) достигается при согласованном изменении режимного и ионизационного токов. Противоположные изменения токов сопровождаются уменьшением коэффициента насыщения. Практически такая ситуация возникает, когда импульс ИИ совмещается со спадом режимного тока коллектора, что соответствует знаку «—» в (4.27), работа каскада в режиме отсечки характеризуется знаком «+». Изложенное означает, что коэффициент насыщения каскада является функцией ионизационного и режимного токов.

Расчет времени радиационного насыщения $t_{рас и}$ выполняется по формуле (3.14). Поскольку ток базы в каскаде микросхемы, изменяясь за время действия импульса ИИ, может увеличивать или уменьшать коэффициент радиационного насыщения, с учетом (4.27) представим (3.14) в виде

$$t_{рас и} = \frac{\bar{h}_{21\beta} L / R_{б}}{1 + 1/R_{б} \bar{g}_{11}} \ln \frac{R_{к} (I_{К и \Sigma} \pm I_{Б} \bar{h}_{21\beta})}{U_{и п} - U_{КЭ на с}}.$$

При неизменном значении постоянной времени режимного тока $\tau_{рас}$ за время действия импульса ИИ изменение коэффициента насыщения управляющим сигналом в цепи базы сопровождается изменением в логарифмическом масштабе $t_{рас и}$.

Пусть $m = I_{К и \Sigma} / (\bar{h}_{21\beta} I_{Б})$. Здесь $I_{К} = \bar{h}_{21\beta} I_{Б}$ — кажущийся режимный ток коллектора, который протекал бы в цепи коллектора, если бы напряжение источника питания возросло до величины $U'_{и п} = R_{к} \bar{h}_{21\beta} I_{Б}$. При фактическом $U_{и п}$ предельный ток $I_{К на с} = (U_{и п} - U_{КЭ на с}) / R_{к}$. Различие между $I_{К на с}$ и $I_{К}$ определяет коэффициент насыщения. В условиях действия импульса ИИ коэффициент насыщения возрастает до $(1/\lambda_{р}) (m \pm 1)$, что влечет изменение времени рассасывания:

$$t_{рас} = \tau_{рас} \ln (1/\lambda_{р}) + \tau_{рас} \ln (m \pm 1) = t_{рас р} + t_{рас и}. \quad (4.28)$$

Знак «+» в (4.28) соответствует согласованному возрастанию режимного и ионизационного токов. При противоположных изменениях токов режимное насыщение отсутствует ($\lambda_p > 1$), $t_{рас\ p} = 0$, а время радиационного насыщения уменьшается до $t_{рас\ и} = \tau_{рас} \ln(m-1) = \tau_{рас} \ln[(I_{К\ и\ \Sigma} - \bar{h}_{21\ \beta} I_{Б}) / \bar{h}_{21\ \beta} I_{Б}]$, т. е. ситуация подобна режиму рассасывания избыточного заряда при подаче ускоряющего импульса в цепь базы при режимном насыщении.

Рассмотренные особенности иллюстрируются временными диаграммами на рис. 4.7. Различные фазовые соотношения приводят к разным формам и длительностям ИИР, отражающим режимные, ионизационные и временные факторы (см. табл. 4.1). Параметры ИИР микросхемы характеризуют процессы, происходящие в активной области транзисторов микросхемы в момент действия импульса ИИ. Соотношения определяющих факторов меняются во времени с частотой изменения режимного сигнала. Поэтому анализ параметров ИИР на выходе микросхемы должен быть увязан с конкретными фазовыми соотношениями сигнала и импульса ИИ.

Особенности формирования ИИР на выходе многокаскадных микросхем можно проследить на примере двухкаскадного усилителя (рис. 4.8,а). Импульсы ионизационных токов действуют в каждом каскаде синфазно, в то время как режимные токи изменяются противофазно вследствие инвертирования сигнала в каскаде с ОЭ. Это приводит к появлению конкурирующих процессов: ионизационный ток первого каскада приводит к уменьшению управляющего базового то-

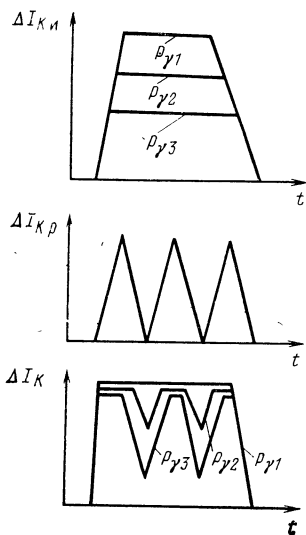


Рис. 4.7. Переходные ионизационные реакции каскада с синусоидальным сигналом на действие импульсных ионизирующих излучений ($P_{\gamma 1} > P_{\gamma 2} > P_{\gamma 3}$)

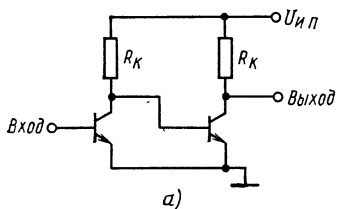
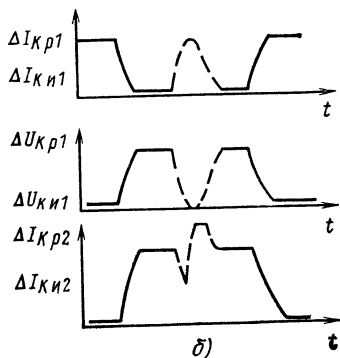


Рис. 4.8. Двухкаскадный усилитель (а) и временные диаграммы переходных ионизационных процессов (б)



ка второго каскада во время действия импульса ИИ; импульс ионизационного тока второго каскада смещает рабочую точку на границу области насыщения. Поэтому форма и длительность ИИР зависят от соотношений постоянных времени каскадов для режимных и ионизационных токов, формы и длительности импульса ИИ, параметров режимных сигналов и фазовых соотношений импульсов режимных и ионизационных токов (рис. 4.8,б).

Возможности аналитического описания параметров ИИР многокаскадных микросхем ограничены, поэтому наиболее реальным способом синтеза ИИР в различных ситуациях является графоаналитический метод определения временных и амплитудных характеристик ИИР. Для каждого каскада определяются (при использовании результатов § 4.1 и 4.2) амплитуды и длительности характерных участков ИИР, что позволяет получить приближенное графическое воспроизведение ИИР на выходе каждого каскада с учетом ИИР предшествующих каскадов.

4.4. РАСЧЕТ ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ РЕАКЦИИ ЦИФРО-АНАЛОГОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Рассмотрим пример расчета параметров ИИР в ЦАП SP970В (см. рис. 3.5). Исходя из минимального размера элемента типовой структуры ключевого транзистора 4 мкм, принимаем: площадь перехода база — коллектор $S_K=220$ мкм²; площадь изолирующего перехода $S_{\Sigma}=3000$ мкм². Учитывая вертикальные размеры структуры транзистора, определяем амплитуду первичного импульса ионизационного тока по формуле (4.3):

$$\Delta I_{K_{и1}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 4,3 \cdot 10^{21} P_{\gamma} \cdot 2,2 \cdot 10^{-10} \cdot (0,15 \cdot 10^{-6} \cdot 0,8 + 0,75 \cdot 10^{-6} \cdot 0,9 + 0,2 \cdot 10^{-6}) = 1,5 \cdot 10^{-13} P_{\gamma}.$$

Принимая $\bar{n}_{213}=50$; $r_6=300$ Ом; $R_6=1 \cdot 10^3$ Ом; $k=1$; $r_3=0,026 \cdot (2,5 \cdot 10^{-4}) = 100$ Ом, находим импульс ионизационного тока по формуле (4.5):

$$\Delta I_{K_{и\Sigma}} = 1,5 \cdot 10^{-13} P_{\gamma} \left(50 \frac{300 + 1000}{100 + 300 + 1000} + 1 + \frac{3000}{220} \right) = 9,1 \cdot 10^{-12} P_{\gamma}.$$

Амплитуду режимного тока коллектора примем равной $\Delta I_{K_p}=0,5$ мА.

Действие импульса ИИ сопровождается генерацией тока $\Delta I_{K_{и\Sigma}}$ во всех ключевых каскадах в составе матрицы источников тока. В группах источников токов, на входах которых действуют сигналы лог. 0, соответствующие состояниям лог. 0 определенных разрядов входных двоичных слов, формирование импульсов ионизационных токов происходит при отсутствии режимных токов ΔI_{K_p} , что приводит к формированию ложных импульсов тока в шине $I_{вых}$. В разрядных группах транзисторов, на входах которых действуют сигналы лог. 1, формирование импульсов происходит совместно с импульсами режимного тока ΔI_{K_p} , что меняет характеристики ИИР в шине $I_{вых}$ и требует уточнения критериев стойкости. Следовательно, стойкость ЦАП зависит еще и от кода, преобразуемого в аналоговый сигнал в момент действия импульса ИИ, и от временных параметров импульса ИИ.

Рассчитаем постоянные времени процессов формирования режимных и ионизационных токов ключевых каскадов. Учитывая геометрические размеры струк-

туры транзистора, принимаем $1/\omega_{\alpha} = 1,6 \cdot 10^{-10}$ с. Для $R_6 = 1 \cdot 10^3$ Ом и суммарной емкости коллекторной нагрузки разрядной группы $C_{K\Sigma} = 1,5$ пФ находим функцию $\Psi_{\pi}(x, d)$:

$$\Psi_{\pi}(x, d) = \frac{2,2}{1 + 1/R_6 \bar{g}_{11}} = \frac{2,2}{1 + [r_6 + (1 + \bar{h}_{21\theta}) 0,026/I_0]/R_6} =$$

$$= \frac{2,2}{1 + (300 + 51 \cdot 0,026/2,5 \cdot 10^{-4})/10^3} = 0,344.$$

Постоянная времени установления режимного тока рассчитывается по формуле (3.9):

$$\tau_p = 50 (300 \cdot 1,6 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{-3} + 1,6 \cdot 10^{-10} + 1,5 \cdot 10^{-12} \cdot 10^3 \cdot 300 \cdot 10^{-3} +$$

$$+ 1,5 \cdot 10^{-12} \cdot 10^3 \cdot 300 \cdot 1,85 \cdot 10^{-4}) = 50 (0,48 + 1,6 + 4,5 + 0,83) \cdot 10^{-10} =$$

$$= 3,7 \cdot 10^{-8} \text{ с.}$$

Время установления режимного тока в линейном приближении

$$t_{yp} = \Psi_{\pi}(x, d) \tau_p = 0,34 \cdot 3,7 \cdot 10^{-8} = 12,7 \cdot 10^{-9} \text{ с,}$$

т. е. близко к известному значению $t_{yp} = 12$ нс [63].

Постоянная времени установления первичного импульса ионизационного тока

$$\tau_{\pi 1} = \bar{h}_{21\theta} (1/\omega_{\alpha} + C_K R_K r_6 \bar{g}_{11}) = 50 (1,6 \cdot 10^{-10} + 0,83 \cdot 10^{-10}) =$$

$$= 12,1 \cdot 10^{-9} \text{ с.}$$

Время установления первичного импульса ионизационного тока для прямого импульса ИИ

$$t_{y\pi 1} = \Psi_{y\pi 1} \tau_{\pi 1} = 0,34 \cdot 12,1 \cdot 10^{-9} = 4,1 \cdot 10^{-9} \text{ с.}$$

Рассмотрим случай, когда длительность фронта сигналов двоичного кода на входах ЦАП $\tau_{фр} = 5 \cdot 10^{-9}$ с. Учитывая, что коэффициенты нелинейности системы $\alpha_1 = \alpha_2 = \Psi_y(x, d)/\Psi_{\pi}(x, d) \approx 1,2$, находим время установления режимного тока по формуле (4.15):

$$t_{yp}^* = 0,34 \sqrt{1,2 (3,7 \cdot 10^{-8})^2 + 1,2 (5 \cdot 10^{-9}/0,34)^2} = 15 \cdot 10^{-9} \text{ с.}$$

Расчет времени установления первичного импульса проведем для гамма-импульса с длительностью фронта $\tau_{фн} = 4 \cdot 10^{-9}$ с. Полагая $\alpha_3 = \alpha_4 = 1$, определяем по (4.16)

$$t_{y\pi 1}^* = 0,34 \sqrt{(12,1 \cdot 10^{-9})^2 + (4 \cdot 10^{-9}/0,34)^2} = 5,74 \cdot 10^{-9} \text{ с.}$$

Время установления вторичного импульса ионизационного тока рассчитаем по (4.18), принимая $\alpha_5 = \alpha_6 = 1,3$:

$$t_{y\pi 2}^* = 0,4 \sqrt{1,3 (4 \cdot 10^{-9}/0,4)^2 + 1,3 (5,74 \cdot 10^{-9}/0,4)^2} = 8 \cdot 10^{-9} \text{ с,}$$

где значение $\Psi_{y\pi 2} = 0,4$ найдено для амплитуд $\Delta I_{K\text{и}\Sigma}$, соизмеримых с амплитудой режимного тока $\Delta I_{Kp} = 0,5$ мА.

Таким образом, скорость установления ионизационного тока больше, чем режимного.

Рассмотрим вариант экспоненциальной аппроксимации гамма-импульса [см. формулу (4.24)]. Пусть длительность импульса по уровню 0,5 $t_{y\pi} = 10$ нс, что

соответствует длительности спада $\tau_{сн} = 34,4$ нс. В каскадах с уровнями сигналов лог. 0 на входах за время действия ИИ существуют только ионизационные токи. В остальных каскадах протекают как режимные, так и ионизационные токи. Форма и длительность ИИР в рассматриваемом примере зависит от начальных условий, соотношений амплитуд ионизационных и режимных токов и моментов начала их формирования.

Найдем параметры ИИР в каскадах ЦАП при мощности $P_{\gamma} = 1 \cdot 10^8$ Гр/с. Амплитуда импульса тока $I_{Ки\Sigma} = 9,1 \cdot 10^{-12} \cdot 10^8 = 0,91$ мА в ненаасыщающихся ключевых каскадах с сигналами лог. 0 на входе может быть достигнута лишь при выполнении определенных условий. Для рассматриваемого гамма-импульса с параметрами $\tau_{фн} = 4$ нс, $t_{\gammaи} = 10$ нс рост ионизационного тока происходит только в течение 4 нс вместо требуемых 8 нс ($t_{\gammaи2}^* = 8$ нс). Поэтому фактическая амплитуда $I'_{Ки\Sigma} < I_{Ки\Sigma}$. Определим $I'_{Ки\Sigma}$.

Время установления $t_{\gammaи2}^* = \Psi_{\gammaи2}(x_{и}, d_{и}) \tau_{и2}^* = 8 \cdot 10^{-9}$ с. Для ключевого режима работы каскада с амплитудой ионизационного тока $I_{Ки\Sigma} = 0,91$ мА принимаем $x_{и} = 20$, что соответствует начальному значению тока коллектора $I_{К0} = I_{Ки\Sigma} / 20 = 910 / 20 = 45$ мкА. При этом $\bar{g}_{11} = 3 \cdot 10^{-4}$ Ом $^{-1}$; $d = 0,0535$. Расчет по (3.4) дает результат: $\Psi_{\gammaи2}(20; 0,0535) = 0,66$. Для сопоставления приведем значение $\Psi_{л}(20; 0,0535) = 0,51$. За время $\tau_{фн} = 4$ нс ионизационный ток успевает достичь значения $\Delta I'_{Ки\Sigma}$, что эквивалентно выполнению формального условия

$$(t_{\gammaи2}^*)' = \Psi_{\gammaи2}(x'_{и}, d'_{и}) \tau_{и2}^* = 4 \cdot 10^{-9} \text{ с,}$$

где $x'_{и} = I'_{Ки\Sigma} / I_{К0}$; $d'_{и} = R_6 \bar{g}_{11} / (1 + \sqrt{1 + x'_{и}})$; $(\bar{g}_{11})' = [r_6 + (1 + \bar{h}_{21a}) 0,026 / (I_{Ки\Sigma})]^{-1}$.

Для определения $I'_{Ки\Sigma}$ необходимо найти параметры $x'_{и}$, \bar{g}'_{11} , $d'_{и}$, для которых величина $\Psi'_{\gammaи2}(x'_{и}, d'_{и}) = 0,66 / 2 = 0,33$. Такая задача решается методом последовательных приближений. Принимая $x'_{и} = 8$, находим $\bar{g}'_{11} = 1,3 \cdot 10^{-4}$ Ом $^{-1}$; $d'_{и} = 0,034$. В результате расчета по (3.4) получаем $\Psi'_{\gammaи2}(8; 0,034) = 0,331$, т. е. $x'_{и} = 8$ удовлетворяет исходному уравнению. Для сравнения приведем значение $\Psi_{л}(8; 0,034) = 0,253$.

Из условия $I_{Ки\Sigma} / I'_{Ки\Sigma} = x_{и} / x'_{и}$ находим $I'_{Ки\Sigma}$:

$$I'_{Ки\Sigma} = I_{Ки\Sigma} x'_{и} / x_{и} = 0,91 \cdot 8 / 20 = 0,36 \text{ мА,}$$

что соответствует максимальному значению ионизационного тока каскада, достигаемому за время установления фронта гамма-импульса, после чего начинается спад импульса. Чтобы определить длительность среза ионизационного тока по (4.22), рассчитаем длительность среза импульса ИИ прямоугольной формы

$$t_{сн} = \Psi_{сн}(x'_{сн}, d'_{и}) \tau_{сн},$$

где $x'_{сн} = I'_{Ки\Sigma} / I_{К0} = x'_{и} = 8$; $\tau_{сн} = \tau_{и1} = 12,1 \cdot 10^{-9}$ с. По формуле (3.13) получаем $\Psi_{сн}(8; 0,034) = 0,197$, тогда

$$t_{сн} = 0,197 \cdot 12,1 \cdot 10^{-9} = 2,4 \cdot 10^{-9} \text{ с.}$$

Принимаем $\alpha'_4 = \Psi_{сн} / \Psi_{л}(8; 0,034) = 0,197 / 0,331 = 0,6$. Для экспоненциальной зависимости спада гамма-импульса принимаем $\alpha'_3 = 1$. Расчет по (4.22) для $\tau_{сн} = 34,4$ нс приводит к результату

$$t_{сн}^* = \Psi_{сн}(x'_{сн}, d'_{и}) \tau_{сн}^* = \sqrt{1 \cdot (34,4)^2 + 0,6 \cdot (2,4)^2} = 34,5 \text{ нс,}$$

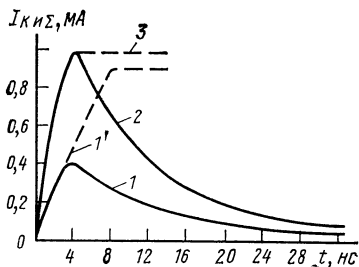


Рис. 4.9. Импульсные реакции (I и I') каскада ЦАП SP970В при воздействии «короткого» (2) и «длинного» (3) импульсов ионизирующего излучения соответственно

т. е. на стадии спада форма ИИР практически повторяет форму импульса ИИ (рис. 4.9).

Проведенные расчеты показывают, что для рассматриваемых соотношений между временными и амплитудными характеристиками каскада и импульса ИИ за время действия импульса амплитуда ионизационного тока успевает достичь значения $0,4I_{К и Σ}$, т. е. рассматриваемый импульс оказался «коротким» для конкретного каскада.

Расчет ПРС ЦАП требует предварительного определения критериев. Если в качестве определяющего радиационную стойкость параметра принимается оценка допустимой потери точности преобразования — $(1/2)$ МРЗ, то расчет ПРС приводит к следующим результатам: половинная амплитуда импульса режимного тока транзисторного ключа младшего значащего разряда матрицы (см. рис. 3.5) $0,5I_{Кр} = 0,5 \cdot 10^{-3} / 4 \cdot 2 = 62,5 \cdot 10^{-6}$ А; амплитуда суммарного импульса ионизационного тока, поступающего в выходную шину при действии «длинного» импульса ИИ, $I_{К и Σ} = 15,5 \cdot 9,1 \cdot 10^{-12} P_{\gamma}$ А. Значение ПРС по выбранному критерию допустимой потери точности преобразования, т. е. потери одного бита информации из 32,

$$P'_{\gamma} = 62,5 \cdot 10^{-6} / 15,5 \cdot 9,1 \cdot 10^{-12} = 4,4 \cdot 10^5 \text{ Гр/с.}$$

За время действия «короткого» гамма-импульса длительностью 10 нс импульс ионизационного тока успевает достичь уровня 0,4 от установившегося значения. Рост уровня ионизационного тока в ключевом каскаде при неизменных исходных данных происходит при увеличении P_{γ} , что эквивалентно повышению стойкости ЦАП при действии «коротких» импульсов ИИ. Количественные оценки стойкости для «коротких» импульсов в рамках используемых моделей можно получить по (4.15)—(4.18) методом последовательных приближений, задавая значения P_{γ} и определяя достигаемые за время действия импульса уровни ионизационных токов.

Приближенную оценку ПРС можно получить, используя линейную экстраполяцию зависимости $I_{К и Σ}(P_{\gamma})$. В рассматриваемом примере с учетом поправки ПРС $P'_{\gamma} \approx P_{\gamma} / 0,4 = 1,1 \cdot 10^6$ Гр/с.

Расчеты уровней ионизационных токов в микросхемах, вызванных действием коротких импульсов сложной формы, часто являются приближенными, что следует из условного определения длительности импульса. Точный расчет P возможен лишь для идеализированного случая — импульса прямоугольной формы длительностью $t_{и}$:

$$P_{\gamma} = \frac{dD}{dt} = \text{const}; \quad D = \int_0^{t_{и}} P_{\gamma} dt = P_{\gamma} t_{и},$$

где D — поглощенная доза ИИ.

Для импульса сложной формы $P_{\gamma} = dD/dt \neq \text{const}$, что приводит к неравенству

$$D = \int_0^{\infty} P_{\gamma}(t) dt \neq \int_0^{t_n} P_{\gamma}(t) dt,$$

т. е. фактические дозовые характеристики импульсного ИИ неадекватны определяемым через мощность дозы. Поэтому стойкость микросхем в условиях действия «коротких» импульсов ИИ часто оценивают дозой, поглощенной за время действия импульса. Такие оценки сопоставимы только при условии действия импульсов ИИ с одинаковыми длительностью и формой.

5. ИОНИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЦИФРОВЫХ МИКРОСХЕМАХ

5.1. ОСОБЕННОСТИ ИОНИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ЦИФРОВЫХ МИКРОСХЕМАХ

Ключевые режимы работы каскадов в составе базовых ЛЭ цифровых микросхем обуславливают особенности формирования переходных радиационных эффектов, влияющие на ПРС. Наиболее характерными являются: фиксированное логическое состояние каждого каскада в составе базового ЛЭ в каждый момент времени; проявление нелинейных эффектов установления и спада режимных токов практически в каждом каскаде, что подтверждается различиями времен задержки распространения при включении и выключении микросхем ТТЛ серий 133 и 155 [57], причем их отношение примерно равно $\Psi_y(x, d)/\Psi_c(x, d)$ (см. рис. 3.3); различные ПРС для различных логических состояний на выходе; пороговый характер переходных эффектов формирования отказов сбойного характера.

Стойкость микросхем к действию ИИ зависит от схемотехнических и конструктивно-технологических особенностей и режимов их работы. Как показано в гл. 2, действие гамма-, нейтронных или электронных излучений с относительно большими плотностями потоков сопровождается генерацией электронно-дырочных пар, резко увеличивающих генерационный компонент обратного тока p - n переходов. Такие условия возникают, например, при действии импульсных ИИ ядерного взрыва, вызывающих генерацию импульсных ионизационных токов в коллекторных и изолирующих p - n переходах интегральных транзисторов, а также в диодах Шоттки. Действие импульсов ионизационных токов в цепях отдельных каскадов ЛЭ может сопровождаться формированием перепадов напряжений на управляющих входах, превышающих пороговые напряжения каскадов, что приводит к изменению логических состояний каскадов и ЛЭ в целом. Следовательно, анализ радиаци-

онной стойкости цифровых микросхем к действию ИИ должен предусматривать выявление каскадов в составе ЛЭ, изменение состояний которых происходит при наименьших уровнях воздействующих ИИ.

Цель анализа радиационной стойкости микросхем к действию ИИ — определение ПРС, т. е. уровней воздействующих ИИ, при которых еще сохраняется работоспособность. Большой практический интерес представляет прогнозирование длительности и вида отказа, наступающего в результате действия ИИ с параметрами, заведомо превышающими ПРС. Такая задача является более сложной и часто не имеет аналитических решений.

Необходимым условием при решении задач анализа радиационной стойкости является определение амплитудных и временных характеристик источников ионизационных токов микросхемы и ранжирование их по степени влияния на работу ЛЭ. В общей постановке решение таких задач сводится к нахождению функциональных зависимостей амплитудных и временных характеристик ИИР от параметров физической структуры микросхемы, режимов работы и характеристик воздействующих ИИ. Точные решения возможны, как правило, для простейших частных случаев. Отсутствие адекватных моделей процессов, приближенный характер исходных данных о параметрах физических моделей микросхем и воздействующих ИИ в сочетании с громоздкостью получаемых решений заставляют искать приближенные, но имеющие ясную физическую интерпретацию решения.

Ионизационный ток, возникающий при облучении обратносмещенного $p-n$ перехода, описываемый выражением (4.2), зависит и от нагрузочного сопротивления R во внешней цепи. Рассмотрим влияние сопротивления R на величину ионизационного тока. В [45] получено основное уравнение фотодиода, выражающее зависимость тока I во внешней цепи, вызванного освещением, от величины R и напряжения обратного смещения $U_{\text{ин}}$:

$$I = I_{\phi} - I_0 [\exp(e\varphi/kT) - 1] = (\varphi - U_{\text{ин}})/R, \quad (5.1)$$

где φ — напряжение на $p-n$ переходе; $I_0[\exp(e\varphi/kT) - 1]$ — обратный ток перехода. Выражение (5.1) можно рассматривать как приближенную модель $p-n$ перехода — генератора ионизационного тока при облучении импульсом ИИ, поскольку основные положения теории, использованные при выводе уравнения (5.1), распространяются и на случаи воздействия ИИ. Учитывая зависимость ионизационного тока от параметров воздействующего ИИ, характеризуемую обобщенным показателем $G = gP$ (см. гл. 2), представим (5.1) в окончательном виде

$$I = eGV_э - I_0 [\exp((U_{\text{ин}} - IR) e/kT) - 1], \quad (5.2)$$

где $V_э$ — эффективный объем собирания носителей заряда.

Из (5.1) и (5.2) следует, что ток во внешней цепи облучаемого $p-n$ перехода в значительной мере определяется сопротивлением R и не может превышать $U_{\text{ин}}/R$. На рис. 5.1 верхняя кривая соот-

ветствует зависимости ионизационного тока от напряжения на $p-n$ переходе U_{p-n} при облучении, нижняя — обратной ветви ВАХ $p-n$ перехода. Точки пересечения нагрузочных прямых, соответствующих разным значениям R , с графическими зависимостями $I_{и}(U_{p-n})$ и $I_0(U_{p-n})$ определяют токи $I_{и}$ и напряжения U_{p-n} на переходе при наличии и отсутствии облучения. Как видно из рис. 5.1, максимальное значение ионизационного тока во внешней цепи соответствует условию $R=0$ при фиксированном значении $U_{ип}$. Увеличение R сопровождается уменьшением угла наклона нагрузочной прямой до некоторого критического значения $R_{кр}$, соответствующему нулевому смещению $p-n$ перехода (рис. 5.2). Превышение $R_{кр}$ приводит к вентильному режиму работы $p-n$ перехода, характеризуется положительным смещением и резким снижением по сравнению с фотодиодным режимом ионизационного тока во внешней цепи [45].

Примем в качестве условия сохранения фотодиодного режима работы $p-n$ перехода при импульсном облучении выполнение соотношения $R < R_{кр} = U_{ип}/I_{и}$. Используя зависимость ионизационного тока от параметров воздействующего ИИ, например импульсного гамма-излучения, представим обобщенное условие фотодиодного режима работы $p-n$ перехода в виде

$$U_{ип}/(6,8 \cdot 10^2 V_{\gamma} P_{\gamma} R_{кр}) \geq 1, \quad (5.3)$$

отражающую взаимосвязь режимных факторов и параметров воздействующего ИИ.

Из (5.3) следует, что для фиксированного значения P_{γ} существует критическое значение эквивалентного нагрузочного сопротивления $R_{кр}$ и наоборот:

$$P_{\gamma кр} = U_{ип}/(6,8 \cdot 10^2 V_{\gamma} R);$$

$$R_{кр} = U_{ип}/(6,8 \cdot 10^2 V_{\gamma} P_{\gamma}).$$

Превышение критических значений $P_{\gamma кр}$ или $R_{кр}$ означает формирование вентильного режима работы, в котором дальнейшее уве-

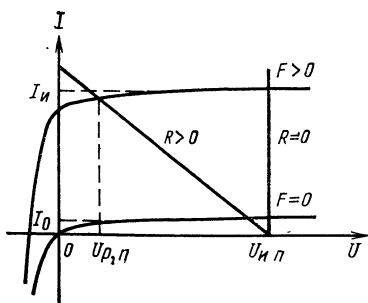


Рис. 5.1. Зависимости ионизационного тока $p-n$ перехода от уровня воздействующего излучения при различных нагрузочных сопротивлениях R

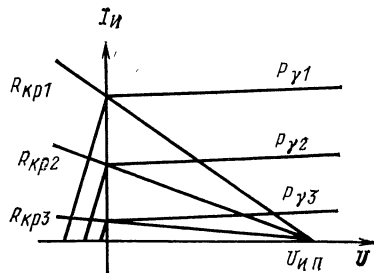


Рис. 5.2. Кусочно-линейная аппроксимация вольт-амперной характеристики $I_{и}(U_{p-n})$ при $P_{\gamma 1} > P_{\gamma 2} > P_{\gamma 3}$

личение P_γ не сопровождается заметным приращением ионизационного тока во внешней цепи. Рассмотренная ситуация иллюстрируется кусочно-линейной аппроксимацией характеристик при положительных смещениях U_{p-n} для различных уровней воздействующих импульсных ИИ (см. рис. 5.2). Приближенный расчет приращений ионизационных токов, обусловленных увеличением P_γ в вентильном режиме, приводит к результату:

$$I_{ив} = I_{и\text{кр}} [1 + (P_\gamma/P_{\gamma\text{кр}} - 1)/(1 + (P_\gamma/P_{\gamma\text{кр}}) (U_{ип}/U))], \quad (5.4)$$

где фотоЭДС U , возникающая при облучении $p-n$ перехода, рассчитывается по формуле

$$U = 0,026 \ln (6,8 \cdot 10^2 V_a P_\gamma/I_0). \quad (5.5)$$

Пример. Исходные данные: $U_{ип} = 5$ В; $I_0 = 1 \cdot 10^{-6}$ А; $I_{и\text{кр}} = 5$ мА; $I_{ив} = 10$ мА. В результате расчетов по формулам (5.4) и (5.5) получаем: $U = 0,232$ В; $I_{ив} = 5,11$ мА, т. е. приращение фототока в вентильном режиме при двукратном увеличении мощности дозы $P_{\gamma\text{кр}}$ пренебрежимо мало.

Рассмотренные закономерности объясняют природу ограничений применения расчетных соотношений вида (4.3) для анализа ионизационных эффектов в микросхемах, вызванных воздействием импульсных ИИ различной физической природы.

Наличие в составе микросхемы коллекторных и изолирующих $p-n$ переходов транзисторов с различными геометрическими размерами означает существование ряда значений $P_{\gamma\text{кр}}$, ограниченных $P_{\gamma\text{кр}\text{мин}}$ и $P_{\gamma\text{кр}\text{макс}}$. При $P_\gamma > P_{\gamma\text{кр}\text{мин}}$ хотя бы один $p-n$ переход в составе микросхемы открывается под действием импульсного ИИ, т. е. ее работоспособность нарушается. В частности, положительное смещение изолирующего перехода означает переход в активный режим паразитного транзистора. Смещение в прямом направлении коллекторного перехода соответствует насыщению каскада. Во всех случаях происходит нарушение функционирования микросхемы. Следовательно, зависимость (4.3) может использоваться при $P_\gamma \leq P_{\gamma\text{кр}\text{мин}}$ для фиксированных логических состояний микросхемы.

Получение оценок уровней ионизационных токов [см. формулу (4.4)], создаваемых различными источниками в составе микросхемы при импульсном облучении, — необходимое, но не достаточное условие для определения ПРС. Результирующий эффект зависит еще и от характера взаимодействия этих источников, определяемого особенностями схемотехнических решений, электрическими режимами работы и логическими состояниями каскадов. Строгое решение задач определения ПРС ЛЭ часто выходит за пределы возможностей инженерных методов расчетов и оправдано только при точном задании исходных данных.

Рассмотрим приближенный подход к оценке ПРС ЛЭ, основанный на сравнении критических уровней воздействующих импульсных ИИ для всех генераторов ионизационных токов в составе ЛЭ и постоянных времени их установления, на примере базового ЛЭ

ТТЛ (рис. 5.3). Алгоритм анализа влияния импульсного облучения на работу ЛЭ предусматривает:

классификацию источников ионизационных токов с целью определения активных, т. е. способных изменить конкретное логическое состояние ЛЭ при определенном уровне воздействующего ИИ;

расчет критических уровней воздействующих ИИ для каждого активного источника фототока;

сопоставление постоянных времени установления ионизационных токов активных источников с длительностью воздействующего импульса ИИ и уточнение значений критических уровней ИИ для каждого источника;

феноменологическое описание развития событий на выходе ЛЭ при увеличении уровня воздействующего ИИ с учетом совместного действия активных источников ионизационных токов и критических уровней ИИ каждого из них;

расчет ПРС ЛЭ в рассматриваемом логическом состоянии.

Работа базового ЛЭ ТТЛ подробно рассмотрена в [61]. Там же даны характеристики модификаций базовых ЛЭ различных серий микросхем ТТЛ. Подробное описание электрических режимов каскадов ЛЭ в состояниях лог. 0 и лог. 1 на выходе делает особенно наглядным анализ их изменений при импульсном облучении. На рис. 5.3 для ЛЭ ТТЛ с изоляцией $p-n$ переходами источниками фототоков являются диоды $VD1—VD5$. Здесь $VD1$ — фиксирующий диод на входе, исключающий появление опасных отрицательных выбросов напряжений; диоды $VD2—VD5$ моделируют изолирующие $p-n$ переходы.

Выполнение первого шага алгоритма для состояния лог. 1 на выходе схемы приводит к следующим результатам:

фиксирующий диод $VD1$ при облучении способствует стабилизации состояния лог. 1 и не может быть причиной сбоев;

ионизационный ток, генерируемый диодом $VD2$, также стабилизирует состояние лог. 1;

диод $VD3$ относительно слабо влияет на уровень выходного сигнала;

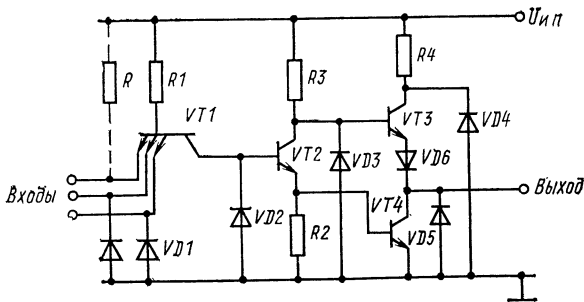


Рис. 5.3. Эквивалентная схема базового логического элемента на основе ТТЛ

ионизационные токи, генерируемые диодами $VD4$ и $VD5$, вызывают понижение уровня напряжения лог. 1 выходного сигнала.

Результаты качественного анализа процессов в структуре ЛЭ ТТЛ при импульсном облучении позволяют считать коллекторные и изолирующие переходы транзисторов $VT3$ и $VT4$ основными источниками фототоков, наиболее существенно влияющими на ПРС ЛЭ.

Расчет критических уровней внешних воздействий на примере импульсного гамма-излучения проведем для граничного условия отказа, характеризующегося снижением под воздействием излучения уровня напряжения лог. 1 выходного сигнала вдвое, т. е. примерно до уровня порогового напряжения следующего ЛЭ. Учитывая ионизационные токи коллекторного перехода транзистора $VT4$ и изолирующих переходов транзисторов $VT3$ и $VT4$ ($VD4$ и $VD5$), находим из (4.3) и (4.5) зависимость

$$P_{\gamma T4} = U_{\text{ВЫХ}}^1 / [2 R_4 \cdot 6,8 \cdot 10^2 (V_{VD4} + V_{VT4} (\bar{n}_{21\text{э}4} + 1 + k_4 S_{\text{и}4}/S_{\text{к}4}))], \quad (5.6)$$

где V_{VD4} , V_{VT4} — эквивалентные объемы собирания изолирующего перехода транзистора $VT3$ ($VD4$) и коллекторного перехода транзистора $VT4$ соответственно; $S_{\text{и}4}/S_{\text{к}4}$ — отношение площадей изолирующего ($VD5$) и коллекторного переходов транзистора $VT4$.

Рассмотрим особенности эффектов, вызванных действием импульсного излучения на ЛЭ ТТЛ, находящийся в состоянии лог. 0 на выходе. Появление ионизационного тока входного диода $VD1$ эквивалентно снижению уровня напряжения лог. 1 входного сигнала, что создает предпосылки для переключения ЛЭ в состояние лог. 1 на выходе при уменьшении входного сигнала до уровня порогового напряжения. Такой же эффект вызывает ионизационный ток диода $VD2$ — изолирующего перехода транзистора $VT2$. Фототок диода $VD3$, моделирующего изолирующий переход транзистора $VT2$ и резистора $R3$, вызовет понижение потенциалов коллектора и эмиттера транзистора $VT3$, что приведет к уменьшению тока базы $VT3$ и повышению уровня лог. 0 на выходе, т. е. влияние фототока $VD3$ согласуется с действием ионизационных токов $VD1$ и $VD2$. Диод $VD4$ при облучении стабилизирует уровень лог. 0 на выходе. Таково же действие диода $VD5$.

Проведенный феноменологический анализ показывает, что существуют противоположные тенденции при импульсном облучении ЛЭ ТТЛ в состоянии лог. 0 на выходе: переход в состояние лог. 1 под влиянием фототоков диодов $VD1$ — $VD3$ и стабилизация уровня лог. 0, осуществляемая диодами $VD4$, $VD5$. Для определения результирующего эффекта необходимо найти количественные оценки эффективности действия каждого источника фототока в отдельности.

Степень влияния ограничительного диода $VD1$ на стойкость состояния лог. 0 на выходе зависит от свойств и режима работы входных цепей ЛЭ ТТЛ, определяемого числом информационных

входов, соединенных с выходами аналогичных ЛЭ. Из рис. 5.3 следует, что при работе рассматриваемого ЛЭ в составе логической структуры изолирующие $p-n$ переходы предшествующих ЛЭ подключены параллельно ограничительному диоду $VD1$ рассматриваемого. Неиспользуемые информационные входы ЛЭ ТТЛ соединяются через общий резистор сопротивлением $R=1$ кОм с шиной высокого потенциала источника питания [61]. Следовательно, через резистор $R1$ в цепи базы многоэмиттерного транзистора $VT1$ протекают ионизационные токи различных источников, усиливая общий эффект, а через ограничительный резистор R — ионизационные токи множества (до 20 [61]) ограничительных диодов.

Отмеченные особенности отражают неблагоприятные условия на входах ЛЭ ТТЛ, понижающие стойкость к действию импульсных ИИ в состоянии лог. 0 на выходе. Количественные оценки приводят к результату

$$P_{\gamma} = U_{\text{вых}}^1 / (2 R_1 \cdot 6,8 \cdot 10^2 k_{\text{вх}} (V_{VD1} + V_{VD5})), \quad (5.7)$$

где $k_{\text{вх}}$ — число использованных входов ЛЭ; $U_{\text{вых}}^1$ — напряжение высокого уровня (лог. 1) входного сигнала. Оценка (5.7) отражает граничное условие — снижение под воздействием ИИ уровня входного сигнала вдвое, т. е. примерно до уровня порогового напряжения. Неиспользуемые входы разных ЛЭ при объединении их в общую цепь резистором R также могут быть причиной отказа вследствие протекания суммарного ионизационного тока ограничительных диодов через резистор R и соответствующего понижения до опасного уровня потенциалов неиспользуемых входных эмиттеров. Критическая мощность дозы, вызывающей изменение логического состояния выхода по указанной причине,

$$P_{\gamma \text{ кр}} U_{\text{ин}} / (2 R \cdot 6,8 \cdot 10^2 k_{\Sigma} V_{VD1}), \quad (5.8)$$

где k_{Σ} — число незадействованных входов различных ЛЭ ТТЛ, соединяемых с резистором R .

Ионизационный ток диода $VD2$, моделирующего изолирующий переход транзистора $VT1$, создает предпосылки для изменения состояния лог. 0 на выходе подобно току диода $VD1$: Количественная оценка мощности дозы $P_{\gamma VD2}$, при которой потенциал на базе открытого транзистора $VT2$ уменьшается вдвое, определяется формулой

$$P_{\gamma VD2} = \frac{(U_{\text{ин}} - 2 U_{\text{БЭ}}) (2 R_1 + R_2) / (R_1 + R_2) - U_{\text{БЭ}}}{2 R_1 \cdot 6,8 \cdot 10^2 V_{VD2}}. \quad (5.9)$$

Ионизационный ток эквивалентного диода $VD3$ вызывает уменьшение потенциалов коллектора и эмиттера транзистора $VT2$, что сопровождается уменьшением тока базы выходного транзистора $VT4$ и повышением напряжения низкого уровня (лог. 0) $U^0_{\text{вых}}$ на выходе. Рассматривая ионизационный ток диода $VD3$ как единственную причину изменения уровня напряжения выходного сигнала,

определяем мощность дозы импульсного гамма-излучения $P_{\gamma VD3}$, вызывающей уменьшение вдвое тока базы транзистора $VT2$:

$$P_{\gamma VD3} = (U_{ип} - U_{КЭ} - U_{БЭ}) / (2 R_3 \cdot 6,8 \cdot 10^2 V_{VD3}). \quad (5.10)$$

Расчет по (5.10) для $R_3 = 1,5$ кОм; $V_{VD3} = V_{VD2} = 2,5 \cdot 10^{-13}$ м³ дает $P_{\gamma VD3} = 7,4 \cdot 10^6$ Гр/с.

Оценка эффективности различных источников ионизационных токов в состоянии лог. 0 показала, что наибольшее влияние на стойкость оказывают входные цепи ЛЭ ТТЛ, соединенного с выходами аналогичных ЛЭ, что является следствием суммирования эквивалентных объемов изолирующих переходов выходных транзисторов и ограничительных диодов по всем входам. Такая ситуация характерна для ЛЭ с большим числом входов ($k_{вх} = 4 \dots 8$), когда эквивалентные объемы изолирующих переходов транзисторов $VT1$ и $VT4$ удовлетворяют условию $V_{VD2} > V_{VD5}$. Для ЛЭ ТТЛ с числом входов $k_{вх} = 2 \dots 4$ $V_{VD2} \leq V_{VD5}$, при этом ионизационный ток диода $VD2$ может оказывать решающее влияние на радиационную стойкость.

Показатель радиационной стойкости включенного ЛЭ ТТЛ, все входы которого соединены с выходами аналогичных ЛЭ, рассчитывается по формулам (5.7) и (5.9) и определяется как наименьшее из полученных значений. При необходимости могут быть введены другие отличные от использованных при выводе формул (5.7) и (5.9) признаки или граничные условия сохранения работоспособности, что потребует соответствующих уточнений результатов.

Применение диэлектрической изоляции ЛЭ цифровых микросхем на основе ТТЛ существенно повышает ПРС этих элементов. Формально использование диэлектрической изоляции адекватно отсутствию эквивалентных диодов $VD2$ — $VD5$ на рис. 5.3. В состоянии лог. 0 на выходе коллекторные переходы всех транзисторов (за исключением $VT3$) смещены в прямом направлении. Единственным источником ионизационных токов является работающий в фотодиодном режиме коллекторный переход транзистора $VT3$, рабочая точка которого находится в области отсечки. При переходе ее на границу области насыщения под воздействием импульсного облучения напряжение выходного сигнала достигнет уровня $U_{вых}^1$. Для этого необходима мощность дозы

$$P_{\gamma VT3} = (I_{ип} - 2 U_{КЭ \text{ нас}}) / [R_4 \cdot 6,8 \cdot 10^2 V_{VT3} (1 + \bar{n}_{21э3})]. \quad (5.11)$$

Расчет по (5.11) для параметров $\bar{n}_{21э3} = 10$, $V_{VT3} = 2,5 \cdot 10^{-14}$ м³, $R_4 = 150$ Ом, $U_{КЭ \text{ нас}} = 0,4$ В дает $P_{\gamma VT3} = 1,6 \cdot 10^8$ Гр/с, что более чем на порядок превышает полученные при сходных условиях оценки P_{γ} и $P_{\gamma VD2}$.

Сопоставление расчетных значений ПРС включенного (лог. 0 на выходе) и выключенного (лог. 1 на выходе) ЛЭ ТТЛ показывает, что стойкость выключенного элемента при прочих равных условиях может быть существенно ниже, что является характерной особенностью ЛЭ рассматриваемого типа.

Из анализа стойкости ЛЭ ТТЛ к действию импульсных ИИ следует возможность общего подхода к решению подобных задач в цифровых микросхемах. Особый интерес представляют ячейки с

двумя устойчивыми состояниями — *RS*-триггеры ввиду широкого использования их в качестве основного элемента в матрицах памяти БИС ЗУ статического типа, схемах сложных многотактных триггеров, регистрах различных типов и назначений и др. Рассмотрим примеры анализа стойкости различных вариантов *RS*-триггеров к действию импульсных ИИ.

На рис. 5.4 представлена схема простейшего варианта *RS*-триггера — элемента памяти БИС ЗУ. Выходы триггерной ячейки соединены с разрядными шинами РШ0 и РШ1, через которые происходит запись (при соответствующем изменении потенциалов шин) и считывание (путем регистрации втекающих в соответствующую шину токов) информации. При отсутствии облучения триггера выполняются соотношения

$$U_{БЭ}^1 = U_{КЭ}^0 = U_{ип} - I_{К}^0 R;$$

$$U_{БЭ}^0 = U_{К}^1 = U_{ип} - I_{К}^1 R.$$

Разность уровней логических состояний

$$\Delta U = U_{К}^1 - U_{К}^0 = R (I_{К}^0 - I_{К}^1).$$

Смещение коллекторного перехода открытого транзистора близко к нулевому, что соответствует границе вентиляного режима, поэтому импульсное облучение практически не изменяет коллекторный ток $I_{К}^0$. Генерация ионизационного тока происходит в коллекторном переходе закрытого транзистора, в результате чего уровень напряжения лог. 1 на выходе понижается на величину $\Delta U_{К}^1 = I_{Ки} R$, что вызывает практически такое же повышение уровня напряжения лог. 0. Полагая, что пороговое напряжение триггера $U_{п} = U_{К}^1 + (U_{К}^1 - U_{К}^0)/2 = (U_{К}^1 + U_{К}^0)/2$, представляем необходимый для достижения уровня $U_{п}$ перепад напряжения лог. 1 выражением $\Delta U_{К}^1 = U_{К}^1 - U_{п} = (U_{К}^1 - U_{К}^0)/2$. При этом мощность дозы импульсного гамма-излучения

$$P_{\gamma} = (U_{К}^1 - U_{К}^0) / [2 R \cdot 6,8 \cdot 10^2 \cdot V_{\alpha} (1 + \bar{h}_{21\alpha})]. \quad (5.12)$$

Применение изоляции *p-n* переходом сопровождается в соответствии с (5.4) снижением ПРС P_{γ} . При $\bar{h}_{21\alpha} = 9$; $U_{К}^1 = 2,4$ В; $U_{К}^0 =$

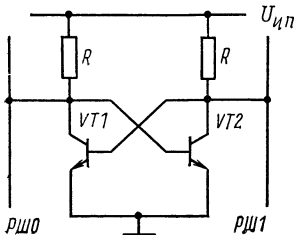


Рис. 5.4. Триггерная ячейка *RS*-типа — элемент памяти

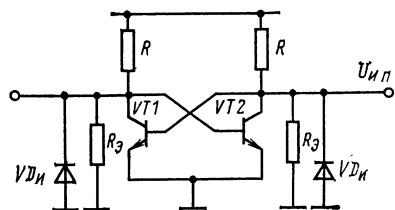


Рис. 5.5. Эквивалентная схема триггерной ячейки

$= 0,4 \text{ В}$; $V_3 = 5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^3$; $R = 1 \text{ кОм}$, рассчитанная по (5.12) мощность дозы $P_\gamma = 2,9 \cdot 10^6 \text{ Гр/с}$.

Одним из путей повышения стойкости интегральных RS -триггеров является уменьшение эквивалентных объемов коллекторных и изолирующих переходов. Площади ячеек памяти современных БИС ЗУ статического типа с повышенной радиационной стойкостью уменьшены до $(1 \dots 3) \cdot 10^{-9} \text{ м}^2$. Минимизация размеров часто сопровождается существенным уменьшением разницы уровней напряжений логических сигналов до $0,6 \dots 0,8 \text{ В}$, что обусловлено необходимостью обеспечения приемлемых динамических и энергетических характеристик. Поэтому фактический выигрыш в радиационной стойкости оказывается соответственно меньше.

Динамика процессов нарастания и спада коллекторного тока транзисторов в составе триггерной ячейки в обычных условиях и при воздействии импульсного ИИ подчиняется закономерностям, рассмотренным в гл. 3. При этом необходимо учитывать эквивалентные параметры разрядных шин R_3 и C_3 .

На рис. 5.5 представлена схема триггерной ячейки, учитывающая эквивалентные нагрузочные сопротивления разрядных шин R_3 и эквивалентные диоды VD_{II} — изолирующие переходы транзисторов. Расчет критической мощности дозы для симметричной ячейки может быть выполнен по формуле

$$P_\gamma = \frac{U_{\text{ин}} R_3 / (R + R_3) - U_K^0 - I_B R}{1,36 \cdot 10^3 R [V_T (\bar{h}_{213} + 1 + k S_{II} / S_R) + V_{II}]} \quad (5.13)$$

где I_B — ток базы открытого транзистора; V_{II} — эквивалентный объем изолирующего перехода; V_T — эквивалентный объем коллекторной области транзистора.

Из (5.13) следует, что для повышения радиационной стойкости необходимо выполнение условия $R_3 > R$, т. е. разрядные шины БИС ЗУ с повышенной стойкостью должны представлять относительно высокоомную нагрузку. Выполнение этого условия часто затруднено, особенно для БИС ЗУ с высокой информационной емкостью.

Несимметричные триггерные ячейки содержат разные резисторы в коллекторных цепях транзисторов и характеризуются различными значениями ПРС в различных состояниях: $P'_\gamma / P''_\gamma \approx R'' / R'$. Применение несимметричных ячеек целесообразно в тех случаях,

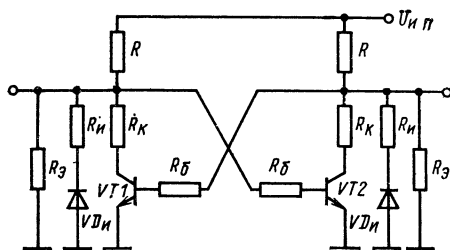


Рис. 5.6. Эквивалентная схема триггерной ячейки, учитывающая распределенные сопротивления базы, коллектора и подложки интегрального транзистора

когда необходимо обеспечить особенно высокую стойкость в определенном режиме работы, например «хранение единиц».

Повышенные требования к радиационной стойкости триггерных ячеек обуславливают необходимость учета влияния распределенных сопротивлений активных областей базы, эмиттера и изолирующего перехода, определяющих вместе с элементами схемы предельные значения ионизационных токов. Эквивалентная схема ячейки, содержащая распределенные сопротивления, представлена на рис. 5.6. Анализ схемы позволил определить наиболее важные закономерности, отражающие влияние распределенных и сосредоточенных сопротивлений в коллекторных и базовых цепях транзисторов на ПРС, рассчитываемый по формуле

$$P_{\gamma} = \frac{U_{\text{ин}} \left[1 / \left(1 + \frac{R}{R_6} + \frac{R}{R_9} \right) - 1 / \left(1 + \frac{R}{R_K} + \frac{R}{R_9} \right) \right] + U_{\text{БЭ}} / \left(1 + \frac{R_6}{R} + \frac{R_6}{R_9} \right) - U_{\text{КЭ}} / \left(1 + \frac{R_K}{R_9} + \frac{R_K}{R} \right)}{1,36 \cdot 10^9 R [V_T (1 + \bar{h}_{21\beta} + k S_{\text{и}}/S_{\text{к}}) + V_{\text{и}}]} \quad (5.14)$$

Схема на рис. 5.6 и зависимость (5.14) учитывают влияние дополнительных элементов R_K и R_6 независимо от их происхождения, если рабочая точка транзистора не выходит за пределы активной области. Из (5.14) следует, что увеличение R_K сопровождается снижением показателя P_{γ} , увеличение R_9 повышает P_{γ} . Для оценки роли резистора R_6 необходимо учитывать зависимость

$$U_{\text{БЭ}} = U_K^1 - (U_{\text{ин}} - U_K^0) R_6 / R \bar{h}_{21\beta},$$

анализ которой совместно с (5.14) позволяет сделать вывод о положительном влиянии резистора R_6 в цепи базы открытого транзистора на ПРС триггерной ячейки.

Распределенное сопротивление базовой области существенно зависит от конструкции интегрального транзистора и режимов его работы, что особенно характерно для многоэмиттерных транзисторов. Так, в триггерных ячейках памяти на основе двухэмиттерных транзисторов подача управляющих напряжений на адресные эмиттеры сопровождается значительным (сотни ом) изменением распределенного сопротивления базы.

Различные варианты RS -триггеров на двух транзисторах находят широкое применение в БИС ЗУ для реализации ячеек памяти. Основные требования к ним — минимальные геометрические размеры ячейки и энергопотребление, заданное быстродействие и нагрузочная способность, характеризуемая коэффициентом разветвления. RS -триггеры выполняются в виде бистабильных ячеек на элементах И—НЕ, ИЛИ—НЕ с перекрестными обратными связями, дополненными в необходимых случаях управляющей логикой на входах (рис. 5.7). Являясь элементарными ячейками функциональных структур сложных триггеров [57], такие триггеры во многом определяют радиационную стойкость одно- и многотактных сложных триггеров $JKRS$ -, DRS - и других типов, выполняемых в виде

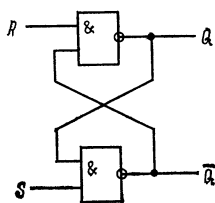


Рис. 5.7. Простейшая триггерная ячейка RS-типа на логических элементах И—НЕ

цифровых микросхем. Поэтому анализ радиационной стойкости RS-триггеров на элементах И—НЕ, ИЛИ—НЕ создает основу для определения ПРС микросхем, содержащих сложные триггерные структуры.

Нестойкие к действию импульсных ИИ RS-триггеры формируют ложные сигналы (ЛС) на прямом и инверсном выходах, отражающие специфику переходных процессов в структуре. Амплитудные и временные характеристики ЛС зависят от соотношения пороговой и фактически действующей мощностей дозы, логического состояния триггера, значений управляющих сигналов на его входах и других факторов. Поэтому прогноз развития событий на информационных выходах RS-триггера при импульсных облучениях высокой интенсивности — сложная задача, требующая специального анализа. Решение ее создает предпосылки для определения поведения сложных цифровых систем, содержащих RS-триггеры, при воздействии импульсных ИИ различной физической природы высокой интенсивности.

5.2. СХЕМОТЕХНИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ СТОЙКОСТИ ЦИФРОВЫХ МИКРОСХЕМ

Оптимизация конструктивно-технологических и схемотехнических решений цифровых микросхем с целью минимизации амплитудных и временных параметров ИИР — традиционный путь повышения их радиационной стойкости. Значения ПРС, достигаемые при реализации таких подходов, ограничены возможностями существующих технологических процессов.

Импульсные ионизационные реакции отдельных ЛЭ проявляются как некоторое множество ЛС в функциональной структуре микросхемы в момент действия импульса ИИ. Минимизация вероятностей развития отказов сбойного характера эквивалентна повышению стойкости к действию импульсного ИИ. Оптимизацию структуры микросхем по критерию минимизации вероятностей сбоев будем рассматривать как схемотехнические методы повышения их стойкости при воздействиях импульсных ИИ высокой интенсивности.

Эффективность схемотехнических методов повышения стойкости характеризуется вероятностными оценками появления сбоев в различных ситуациях. Оценка эффективности требует анализа процессов формирования ЛС на выходах отдельных ЛЭ и способов минимизации вероятностей их появления.

Отказы в цифровых структурах характеризуются: вероятностью P сбоев — ложных переходов ЛП01 и ЛП10 выходных состояний; числом ложных переходов, обусловленных действием одного импульса ИИ; длительностью существования ЛС на инфор-

мационных выходах t_{Σ} . Анализ отказов должен учитывать различные реальные ситуации, отражающие соотношения ПРС источников сигналов и приемников информации (в рассматриваемом случае элементарных функциональных преобразователей в виде ЛЭ): ситуация 1—0 соответствует повышенной относительной стойкости источников информации; ситуация 0—1 характеризуется повышенной относительной стойкостью ЛЭ; ситуация 1—1 отражает равные показатели высокой стойкости источников информации и ЛЭ; ситуация 0—0 соответствует равной низкой стойкости источников информации и ЛЭ.

В общем случае источники информации для разных входов ЛЭ характеризуются различными значениями относительной стойкости, что порождает сложность ситуационного представления событий на входах ЛЭ и затрудняет прогнозирование отказов. Подобные ситуации могут быть следствием применения элементной базы с различными ПРС в составе цифровой структуры.

Наибольший практический интерес представляют ситуации 0—1 и 1—0. Анализ событий для отдельного ЛЭ показал существование общего алгоритма определения вероятности P в типовых ситуациях. Найдем вероятности сбоев в ЛЭ в ситуации 0—1.

Ложные переходы 01 и 10 на выходе ЛЭ возможны только из соответствующих состояний лог. 0 и лог. 1. В соответствии с таблицами истинности для каждого ЛЭ существует K^0 наборов входных сигналов, обеспечивающих состояние лог. 0 на выходе, и K^1 наборов, удерживающих ЛЭ в состоянии лог. 1. Для наиболее распространенной системы элементов И, ИЛИ, И—НЕ, ИЛИ—НЕ выполняются соотношения: если $K^1 = 2^s - 1$, то $K^0 = 1$; если $K^1 = 1$, то $K^0 = 2^s - 1$, где s — число информационных сигналов (ИС) на входах ЛЭ, совпадающее в частном случае с числом входов. Ложные переходы 01 и 10 в ЛЭ различных типов могут быть вызваны единичными ЛС1 или нулевыми ЛС0 ложными сигналами, или их сочетаниями. Следовательно, вероятность формирования ЛС на выходе ЛЭ в реальных условиях работы при воздействии импульсного ИИ зависит от типа ЛЭ, числа его внешних входов s , числа x и вида (ЛС0 или ЛС1) ложных сигналов на его входах.

Для расчета вероятностей сбоев введем понятие единичных и нулевых опасных наборов $K^1_{оп}$ и $K^0_{оп}$. Такие наборы включают комбинации входных сигналов, при которых возможно формирование ЛП01 и ЛП10 при воздействии ЛС. Например, на s входов элементов ИЛИ действуют x сигналов ЛС0. При этом возможен только переход ЛП10. Следовательно, $K^1_{или} = 0$. Из общего числа наборов 2^x на s входах только нулевой набор не подвержен действию ЛС0, поэтому $K^0_{или} = 2^x - 1$.

Действие импульса ИИ — случайное событие, поэтому в момент воздействия ИИ равновероятна любая комбинация входных сигналов; отношение $K_{оп}/(K^1 + K^0)$ является вероятностью совпадения ЛС с опасными наборами входных сигналов. Применитель-

но к элементу ИЛИ действие ЛСО сопровождается формированием ЛП10 с вероятностью

$$P_{оп}^0 = K_{оп}^0 / (K^1 + K^0) = (2^x - 1) / 2^s,$$

возрастающей с увеличением числа x нулевых ЛС на его входах. Так, при $s=3$ для элемента ИЛИ имеем $K^0=1$ (набор 000); $K^1=7$ (наборы 001, 010, 011, 100, 101, 110, 111). При действии ЛСО не существует наборов входных сигналов, при которых возможно формирование ЛП01 на выходе, поэтому $K_{оп}^1=0$. Число опасных наборов, при которых возможно формирование ЛП10, $K_{оп}^0=2^2-1=3$, если ЛСО действуют на два входа. Если, например, такими входами являются первый и второй, то опасные наборы 010, 100, 110.

На рис. 5.8 представлены идеализированные временные диаграммы процессов на входах и выходе элемента ИЛИ, соответствующие рассмотренному примеру. Результаты взаимодействия ИС и ЛС на входах ЛЭ при учете физической природы и характеристик источников ЛС следует считать совпадающими с ЛС. Из рис. 5.8 видно, что ЛП10 могут существенно исказить временную диаграмму выходного сигнала, особенно для различных длительностей истинных и ложных сигналов.

Действие ЛС1 на входы элемента ИЛИ может вызвать только ЛП01, поэтому $K_{оп}^0=0$. При этом существует единственная комбинация сигналов — 000...0, вызывающая нулевое состояние на выходе, поэтому $K_{оп}^1=1$, а вероятность ЛП01 на выходе $P_{оп}^1=1/2^s$.

Анализ вариантов развития событий на выходах ЛЭ других типов при действии ЛС на входах приводит к результатам, представленным в табл. 5.1. Из таблицы следует, что все существующие зависимости вида $K(x, s)$ отображаются тремя типами равенств: $K=2^x-1$; $K=1$ и $K=0$. Различные ЛЭ, принадлежащие к различным логическим базисам, не обладают какими-либо преимуществами по величине K , но отличаются типами ЛП и вероятностями их возникновения при одинаковых событиях на входах, что следует учитывать в конкретных условиях разработки логических структур с заданной вероятностью P .

Вероятность P определяется не только вероятностью появления опасной комбинации на входах $P_{оп}$, но и вероятностью совпадения P_c ЛС с противоположными значениями ИС, на фоне которых ЛС различимы (см. рис. 5.8). Временное положение ЛС относительно ИС на входах логических элементов подчи-

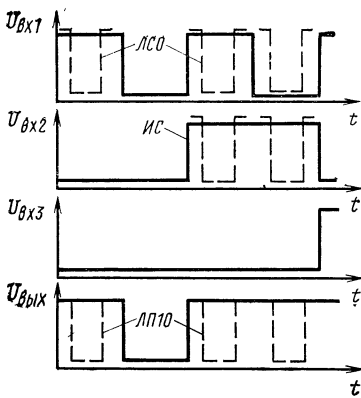


Рис. 5.8. Формирование ложных сигналов на выходе логического элемента ИЛИ при действии ЛСО на двух входах

Таблица 5.1. Число опасных наборов информационных сигналов $K_{оп}$ на входах различных логических элементов в ситуации 0—1

Типы ложных сигналов	или	и	или—НЕ	и—НЕ
ЛС0	$K_{оп}^0 = 2^x - 1$	$K_{оп}^0 = 1$	$K_{оп}^1 = 2^x - 1$	$K_{оп}^1 = 1$
ЛС1	$K_{оп}^1 = 1$	$K_{оп}^1 = 2^x - 1$	$K_{оп}^0 = 1$	$K_{оп}^0 = 2^x - 1$

няется равновероятному закону распределения, поэтому вероятность совмещения ЛС с противоположным значением ИС пропорциональна относительной длительности t ложного сигнала:

$$P_c^1 = t^1 / (T^1 + T^0) = F_c t^1;$$

$$P_c^0 = t^0 / (T^1 + T^0) = F_c t^0, \quad (5.15)$$

где t^0 , t^1 — длительности нулевого и единичного ЛС; T^0 , T^1 — длительности нулевого и единичного ИС; F_c — частота следования ИС.

Из (5.15) следует, что при неизменных длительностях ЛС вероятность появления опасных сочетаний ИС и ЛС пропорциональна частоте следования сигналов. Такое заключение, вытекающее из частного случая (отдельный ЛЭ), остается в силе и для микросхемы в целом — вероятность сбоев в результате импульсного облучения возрастает по мере увеличения ее быстродействия.

Вероятность ЛП в ЛЭ определяется независимыми событиями, т. е. является условной, поэтому $P = P_c P_{оп}$. Для конкретных видов ЛП вероятность принимает вид

$$P^1 = K_{оп}^1 F_c t^1 / 2^s; \quad P^0 = K_{оп}^0 F_c t^0 / 2^s, \quad (5.16)$$

где $K_{оп}^1$ и $K_{оп}^0$ определяются по табл. 5.1.

Формулы (5.16) распространяются на случаи, когда на входы ЛЭ действуют ЛС одного вида и одинаковой длительности, а каждый набор ИС из общего числа осуществимых является равновероятным. Реальные условия отличаются большим разнообразием ситуаций. Использование, например, в качестве источников информации микросхем различных серий может привести к формированию ЛС0 и ЛС1 различных длительностей, действующих на разных входах ЛЭ. Возможно также нарушение условия равновероятного появления любого набора ИС на входах ЛЭ. Часто алгоритмы работы микросхем предопределяют законы распределения вероятностей. Это означает, что каждому набору входных сигналов, включая опасные, может быть поставлена в соответствие прогнозируемая на определенном временном интервале вероятность его появления $P_{оп i}$ в случайный момент времени. Тогда вероятность появления опасного набора

$$P_{оп} = \sum_{i=1}^{i=K_{оп}} P_{оп i},$$

где $K_{\text{оп}}$ определяется для конкретных условий по табл. 5.1. При этом

$$P_{\text{оп}}^1 = F_c t^1 \sum_{i=1}^{i=K_{\text{оп}}^1} P_{\text{оп}} i; \quad P_{\text{оп}}^0 = F_c t^0 \sum_{i=1}^{i=K_{\text{оп}}^0} P_{\text{оп}} i. \quad (5.17)$$

Из (5.17) следует, что вероятность сбоя в логических структурах понижается, если опасные наборы ИС характеризуются минимальными значениями $P_{\text{оп}}$.

Различные источники информации характеризуются различными типами ИИР, поэтому на входах ЛЭ могут одновременно действовать как единичные, так и нулевые ЛС. Для фиксированного логического состояния выходного ЛЭ возможен лишь один тип ЛП, поэтому несмотря на существование ЛС0 и ЛС1 на входах ЛЭ ложные переходы могут быть следствием лишь одного вида ЛС. Такой вывод следует также из табл. 5.1. Поэтому расчет вероятности сбоя проводится для каждого типа ЛП по формулам (5.16) и (5.17).

Наиболее трудной для прогнозирования вероятностей сбоев является ситуация, когда на входах ЛЭ действуют ЛС различных видов и длительностей. Не останавливаясь на деталях такого анализа, отметим его наиболее характерные особенности:

1) декомпозиция наборов различных ЛС на временные последовательности набора типовых ЛС равной длительности по каждому входу;

2) расчет по (5.16) или (5.17) вероятностей ЛП для каждого выделенного временного интервала;

3) выбор критериев и количественные оценки вероятностей ЛП и длительностей их существования на временном интервале, соответствующем максимальной длительности ЛС.

Последняя особенность учитывает различные значения вероятности P_i на выделенных в результате временной декомпозиции интервалах в пределах длительности существования ЛС. Анализ возможных подходов — использование верхних, нижних или средних оценок P для интервала существования ЛС на входах ЛЭ — показал, что наиболее точно рассматриваемая ситуация отображается моделью ЛП длительностью t_{Σ} , вероятность появления которого может быть принята равной 1, т. е. получаемой в результате использования принципа сохранения «площади вероятности».

Ослабить отрицательные последствия рассматриваемых эффектов, сделать их управляемыми и, возможно, поддающимися компенсации в рассматриваемой ситуации 0—1 можно применением в качестве источников информации элементов с одинаковыми или близкими ПРС в различных логических состояниях.

Рассмотрим вероятностные оценки возникновения ЛП в ситуации 1—0, когда ПРС ЛЭ меньше соответствующих ПРС источников сигналов. Под действием импульсных излучений возможны ЛП10 и ЛП01 на выходе исследуемого ЛЭ. Для каждого типа ЛЭ существует K^0 нулевых и K^1 единичных состояний, зада-

ваемых таблицей истинности. Ложный переход 01 на выходе будет различим только на фоне нулевых состояний ЛЭ, поэтому в условиях равновероятного закона распределения наборов ИС вероятность появления опасного набора $P_{\text{оп}} = K^0/2^s$. Аналогично для ЛП10 вероятность $P_{\text{оп}} = K^1/2^s$.

В случае известного закона распределения наборов входных ИС вероятности появления ЛП01 и ЛП10 соответственно равны

$$P_{\text{оп}}^0 = \sum_{i=1}^{i=K^0} P_{\text{оп } i};$$

$$P_{\text{оп}}^1 = \sum_{i=1}^{i=K^1} P_{\text{оп } i},$$

где число единичных K^1 и нулевых K^0 наборов в конкретных условиях равно 1 или $2^s - 1$ (см. табл. 5.1).

При действии на входы ЛЭ комбинаций ЛС с различными длительностями по каждому входу возможны ситуации, когда длительность ИИР самого ЛЭ занимает промежуточное положение между длительностями ЛС на разных входах. Такая ситуация классифицируется как результат последовательной смены ситуаций 0—0 и 0—1 и предусматривает расчет вероятностей сбоев для каждой из них с последующей композицией результирующей оценки.

Ситуация 0—0 характеризуется равными ПРС источников сигналов и ЛЭ, при этом ПРС меньше уровня воздействующего импульсного излучения. Для такой ситуации сохраняются оценки параметров логических отказов, полученные выше для ситуации 1—0.

Установленные закономерности формирования отказов и оценки их параметров для ЛЭ в разных ситуациях создают предпосылки для решения более сложных задач — определения вероятностей сбоев в произвольных логических структурах в различных ситуациях и разработки методов повышения их стойкости к действию импульсных ИИ. Результаты анализа условий возникновения ЛП в отдельных ЛЭ показали, что сущность схемотехнических методов повышения стойкости заключается в использовании таких методов кодирования и обработки информации, которые обеспечивают минимальную вероятность различимости ЛС на выходе ЛЭ на фоне ИС. Возможность использования такого подхода и его эффективность можно оценить по результатам анализа вероятностей сбоев для типовых фрагментов логических структур (рис. 5.9), объединяющих ЛЭ одного или нескольких типов. Определение характеристик сбоев для типовых фрагментов позволит разработать алгоритм расчета параметров сбоев для произвольных логических структур, используя принцип декомпозиции сложных структур на типовые фрагменты.

Рассмотрим однородный типовой фрагмент И, содержащий k элементов И на первой ступени, характеризуемый общим числом внешних входов s , числом входов отдельного ЛЭ первой ступени

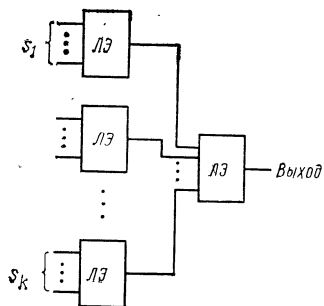


Рис. 5.9. Обобщенная функциональная схема типового двухуровневого фрагмента логической структуры

s_i и числом входов ЛЭ второй ступени s_k . В случае равновероятного распределения комбинаций ИС на входах такого фрагмента поведение его при воздействии ИС в ситуации 0—1 идентично реакции отдельного элемента И с соответствующим числом входов s .

Пусть на внешние входы фрагмента действуют $x = x_1 + x_2 + \dots + x_k$ ЛС1, где x_i — число ЛС1 на входах i -го ЛЭ с s_i внешними входами. Общее число единичных опасных наборов

$$K_{\text{оп}}^1 = 2^x - 1 = (1 + K_1^1) (1 + K_2^1) \cdot \dots \cdot (1 + K_k^1) - 1,$$

что обуславливает вероятность появления опасных наборов ИС на входах рассматриваемого фрагмента

$$P_{\text{оп}} = K_{\text{оп}}^1 / 2^s = [(1 + P_{\text{оп}1} \cdot 2^{s_1}) \cdot \dots \cdot (1 + P_{\text{оп}k} \cdot 2^{s_k}) - 1] / 2^s, \quad (5.18)$$

где $P_{\text{оп}1}, \dots, P_{\text{оп}k}$ — вероятности появления опасных комбинаций на входах ЛЭ первой ступени. Из (5.18) следует, что вероятность $P_{\text{оп}}$, определяемая суммой величин x_i , инвариантна относительно числа k ЛЭ первой ступени и числа входов s_i каждого из них, если s и x неизменны. Следовательно, существует некоторое множество эквивалентных по характеристикам логических отказов типовых фрагментов И в ситуации 0—1, включающее вариант с единственным элементом и с s входами. Это означает, что все выводы и оценки, полученные для отдельного элемента И, распространяются и на фрагмент И в целом.

В случае известного закона распределения комбинаций ИС на входах фрагмента И расчет вероятности производится по формуле

$$P_{\text{оп}} = \frac{1}{k} \sum_{j=1}^{j=k} \sum_{i=1}^{i=K_{\text{оп}j}} P_{\text{оп}ij},$$

где $P_{\text{оп}ij}$ — вероятность появления i -й комбинации ИС из числа опасных на входах j -го ЛЭ из множества k элементов первой ступени. Приведенная оценка показывает возможность снижения вероятности ЛП в типовом фрагменте И, как и в других фрагментах, уменьшением частоты появления опасных наборов ИС в процессе функционирования.

Рассмотрим закономерности формирования ЛП на выходе фрагмента И в ситуации 1—0, когда стойкость источника сигнала выше стойкости ЛЭ в составе фрагмента. Такая ситуация осуществима при различных соотношениях стойкости логических элементов первой ЛЭ1 и второй ЛЭ2 ступеней. Наибольшим разнообразием событий характеризуется сложная ситуация, когда стой-

кость ЛЭ2 превышает стойкость ЛЭ1, кодируемая комбинацией 1—0, 0—1. В условиях равностойкости всех ЛЭ1 при импульсном облучении на выходах будут формироваться ЛП10 и ЛП01 с вероятностями $P_{оп i}^0 = K_{оп}^1 / 2^{s_i}$ и $P_{оп i}^1 = K_{оп}^0 / 2^{s_i}$. Полагая, что все ЛЭ1 формируют ЛП одного типа и одинаковой длительности, находим число наборов, содержащих ЛС определенного вида, из общего числа осуществимых на s_k входах ЛЭ2 наборов $2^{s_k} \left(\sum_{i=1}^{i=k} P_{оп i} \right) / k$. Считая, что такое число наборов, искаженных ЛС, эквивалентно действию x_k ЛС на входах выходного элемента (ЛЭ2), из условия

$$2^{x_k} = 2^{s_k} \left(\sum_{i=1}^{i=k} P_{оп i} \right) / k$$

получаем, что

$$x_k = \left\lceil s_k + \ln \left(\left(\sum_{i=1}^{i=k} P_{оп i} \right) / k \right) \right\rceil,$$

где $\lceil \rceil$ — символ операции округления до большего целого числа. Найденное значение x_k используется для определения вероятности отказа на выходе ЛЭ2 в соответствии с данными табл. 5.1.

Пример. Фрагмент И содержит ЛЭ1 ($s_1=2, s_2=3, s_3=4, k=3$). Пусть реакция ЛЭ1 на импульсное облучение проявляется в виде ЛП01, тогда расчеты дают следующие значения вероятностей появления опасных наборов ЛС на входах ЛЭ1: $P_{оп1}^1=0,75; P_{оп2}^1=0,87; P_{оп3}^1=0,93$, что приводит к оценке

$$x_k = \lceil 3 + \ln 0,85 \rceil = \lceil 2,84 \rceil = 3,$$

т. е. рассматриваемая ситуация эквивалентна воздействию ЛС1 на все три входостойкого элемента И, что сопровождается формированием ЛС01 на выходе фрагмента с вероятностью $P_{оп}^1 = (2^{x_k} - 1) / 2^{s_k} = 0,875$.

Приведенный алгоритм расчета $P_{оп}$ в ситуациях 1—0, 0—1 является типовым и распространяется на любые виды двухступенчатых фрагментов. Количественные оценки, полученные для различных вариантов типовых фрагментов, показывают, что решающее влияние на вероятность $P_{оп}$ оказывают сочетания реакций ЛЭ1 на импульсное облучение (ЛП01 или ЛП10) и типов ЛЭ2. Влияние морфологических признаков фрагментов — числа ЛЭ и входов каждого из них — на $P_{оп}$ существенно меньше. Так, в случае реакции ЛЭ1 в виде ЛП10 в рассмотренном выше примере вероятность отказа снижается до 0,125.

Анализ ситуаций 1—0, 1—0 и 1—0, 0—0, отражающих отсутствие ЛС на внешних входах фрагмента и возможность формирования ЛП на его выходе только в результате низкой стойкости ЛЭ2, либо всех элементов в его составе, показывает, что реакция на импульсное облучение фрагмента в целом полностью определяется свойствами выходного элемента ЛЭ2, а вероятностные характеристики процессов формирования ЛП приведены в табл. 5.1.

Включение в состав типового фрагмента инвертирующих ЛЭ существенно влияет на количественные и качественные характеристики процессов формирования ЛС в ситуации 0—1. Рассмотрим основные закономерности таких процессов на примере типового фрагмента И—НЕ со структурой рис. 5.9, содержащего элемент И—НЕ с произвольными значениями s_i . Пусть на входы такого фрагмента наряду с информационными сигналами действуют ЛСО в ситуации 0—1, что обуславливает появление ЛП10 на выходе фрагмента.

Характерной особенностью процесса формирования ЛП в рассматриваемых условиях является изменение числа опасных наборов входных ИС, связанные с каждым появлением только одного ЛСО на входах одного ЛЭ1. Появление еще одного или нескольких ЛСО на входах этого же ЛЭ не сопровождается увеличением опасных наборов ИС. Следовательно, вероятность появления опасных комбинаций ИС в типовой структуре И—НЕ зависит не столько от числа ИС на внешних входах, сколько от способа распределения ЛСО по входам ЛЭ в ее составе.

Пример. Типовой фрагмент И—НЕ характеризуется набором ЛЭ1 с числом входов $s = s_1 + s_2 + s_3 = 2 + 3 + 2 = 7$. Найдем соответствие между вариантами распределения ЛСО по входам ЛЭ1 фрагмента И—НЕ и числом опасных ИС, используя данные табл. 5.1.

Варианты распределения ЛСО	Число опасных наборов ИС
0_, _____, __ 00, _____, __	$1 \cdot (2^{s_2} - 1) (2^{s_3} - 1) = 1 \cdot 7 \cdot 3 = 21$
0_, 0 __, __ 00, 0 0 0, __	$1 \cdot (2^{s_2} - 1) (2^{s_3} - 1) + 1 \cdot 1 \cdot (2^{s_3} - 1) = 30$
0_, 0 __, 0_ 00, 0 0 0, 0 0	$1 \cdot (2^{s_2} - 1) (2^{s_3} - 1) + (2^{s_1} - 1) \cdot 1 \times$ $\times (2^{s_3} - 1) + (2^{s_1} - 1) (2^{s_2} - 1) \cdot 1 = 51$

Пример иллюстрирует закон увеличения числа опасных наборов ИС при возрастании числа ЛЭ1, на входах которых действует хотя бы один ЛСО:

$$K_{оп} = \prod_{i=1}^{i=k} (2^{s_i} - 1) \sum_{j=1}^{j=N} 1 / (2^{s_j} - 1), \quad (5.19)$$

где N — число элементов И—НЕ, на входы которых поступают ЛСО. Из (5.19) следует, что вероятность сбоя в виде ЛП10 в рассматриваемом фрагменте существенно зависит от морфологических характеристик фрагмента и способа распределения ЛСО между ЛЭ1.

Минимальная вероятность формирования ЛП10 на выходе фрагмента обеспечивается минимизацией $K_{оп}$ при сосредоточении ЛСО на входах минимального числа ЛЭ1.

Действие ЛС1 на входы фрагмента И—НЕ сопровождается формированием ЛП01 на выходе в ситуации 0—1. Появление на входах одного ЛЭ1 x_i ЛС1 порождает $(2^{s_1} - 1) \cdot \dots \cdot (2^{x_i} - 1) \cdot \dots$

... · (2^{s_k} - 1) ЛПО1 на выходе. Одновременное действие ЛС1 на входах нескольких ЛЭ1 приводит к увеличению числа ЛПО1 до значения, определяемого суммированием ЛПО1, порождаемых каждым ЛЭ, так что результат удобно представить в виде свертки

$$K_{\text{оп}}^{\Sigma} = \prod_{i=1}^{i=k} (2^{s_i} - 1) \sum_{j=1}^{j=N} \left(\frac{2^{x_i} - 1}{2^{s_i} - 1} \right). \quad (5.20)$$

Из анализа структуры опасных наборов ИС на входах фрагмента следует, что при появлении ЛС1 на входах нескольких ЛЭ1 формируются повторяющиеся комбинации опасных ИС, поэтому выражение (5.20) дает завышенную оценку. Кратность повторов и их число зависит от числа N ЛЭ1, на входы которых действует ЛС1, и числа x_i ЛС1 на входах каждого ЛЭ1. Комбинаторный анализ дает оценку двойных повторов

$$K_{\text{оп2}} = \prod_{i=1}^{i=k} (2^{s_i} - 1) \sum_{i=1}^{i=C_N^2} \frac{(2^{x_i} - 1)(2^{x_j} - 1)}{(2^{s_i} - 1)(2^{s_j} - 1)},$$

$$\bar{i} = \overline{1, N}; \quad \bar{j} = \overline{2, N},$$

где C_N^2 — число сочетаний из N элементов по 2. Приближенная оценка тройных повторов имеет вид

$$K_{\text{оп3}} = \prod_{i=1}^{i=k} (2^{s_i} - 1) \sum_{i=1}^{i=C_N^3} \frac{(2^{x_i} - 1)(2^{x_j} - 1)(2^{x_m} - 1)}{(2^{s_i} - 1)(2^{s_j} - 1)(2^{s_m} - 1)},$$

$$\bar{i} = \overline{1, N}; \quad \bar{j} = \overline{2, N}; \quad \bar{m} = \overline{3, N}.$$

Комбинации опасных наборов ИС, повторяющихся трижды, входят в состав наборов входных сигналов, повторяющихся дважды. Учитывая число и кратность повторов, определяем число опасных наборов ИС при действии ЛС1, пренебрегая повторами более третьего порядка,

$$K_{\text{оп}} = K_{\text{оп}}^{\Sigma} - (K_{\text{оп2}} - 2K_{\text{оп3}}). \quad (5.21)$$

Из (5.21) следует, что число опасных ИС и соответственно вероятность ЛПО1 достигают максимума, когда на всех входах одного ЛЭ1 появляются ЛС1. Из логической структуры на рис. 5.9 фрагмента И—НЕ видно, что дальнейшее увеличение числа ЛС1 на внешних входах ничего не меняет, поскольку уже сформирован ЛПО1. Поэтому оценка (5.21) справедлива при условии $x_i \leq s_i$. Из (5.20), (5.21) следует, что вероятность $P'_{\text{оп}}$ возрастает по мере увеличения числа N ЛЭ1, на входы которых поступают ЛС1, а также числа x_i ЛС1 на входах каждого ЛЭ1. Минимальное значение $K_{\text{оп}}$ и соответственно $P^1_{\text{оп}}$ при фиксированном x на внешних входах фрагмента достигается при равномерном распределении x_i между входами максимально возможного числа ЛЭ1 $N_{\text{макс}}$.

Для иллюстрации установленных зависимостей приведем результаты расчетов по (5.21) вероятностей появления ЛП01 в структуре с параметрами $K=4, s_i=2$.

Распределение ЛС1 по входам	Вероятность формирования ЛП
1 __, __, __, __	$P_{оп}^1 = 27/256 = 0,105$
1 1, __, __, __	$P_{оп}^1 = 81/256 = 0,316$
1 __, 1 __, __, __	$P_{оп}^1 = 45/256 = 0,175$
1 __, 1 __, 1 __, __	$P_{оп}^1 = 60/256 = 0,234$
1 __, 1 __, 1 __, 1 __	$P_{оп}^1 = 72/256 = 0,281$

Особенности формирования ЛП на выходе фрагмента И—НЕ для различных вариантов ситуации 1—0 практически полностью определяются свойствами ЛЭ2, отражаемыми данными табл. 5.1.

Рассмотренные закономерности формирования ЛП характерны для любых двухступенчатых фрагментов логических структур, содержащих инвертирующие ЛЭ. Расчеты вероятностей сбоев в типовых фрагментах при действии ЛС1 и ЛС0 в ситуации 0—1 показывают, что существует 12 сочетаний видов ЛС и типов структур, на которые распространяются полученные выше оценки. Формирование ЛП подчиняется одним и тем же закономерностям как в типовых фрагментах И, ИЛИ, так и И—НЕ, ИЛИ—НЕ. При прочих равных условиях вероятности сбоев сохраняются при замене входных ЛС и типов ЛП на выходах фрагментов И, ИЛИ, И—НЕ, ИЛИ—НЕ на противоположные:

$$\begin{array}{cccc}
 \text{и} & \text{или} & \text{и} & \text{или} \\
 P(01) = P(10); \bar{P}(10) = P(01) \\
 1\dots1 & 0\dots0 & 0\dots0 & 1\dots1 \\
 \text{и-не} & \text{или-не} & \text{и-не} & \text{или-не} \\
 P(01) = P(10); P(10) = P(01). & & & (5.22) \\
 1\dots1 & 0\dots0 & 0\dots0 & 1\dots1
 \end{array}$$

Фрагменты И при воздействии ЛС0 и фрагменты ИЛИ для ЛС1 сохраняют свойства отдельного ЛЭ, характеризующиеся минимально возможными значениями $P_{оп} = 1/2^s$.

В практически важных случаях, когда на входы фрагментов поступают как единичные, так и нулевые ЛС, для И и ИЛИ характерно формирование одного типа ЛП

$$\begin{array}{cc}
 \text{и} & \text{или} \\
 P(10) = P(01) = 1/2^s, \\
 1\dots0 & 1\dots0
 \end{array}$$

а для И—НЕ, ИЛИ—НЕ возможны оба типа ЛП на выходе. Появление конкретного ЛП зависит от соотношения ЛС1 и ЛС0 на входах фрагмента и распределения их по входам отдельных ЛЭ. Например, появление на входах одного ЛЭ структуры И—НЕ

единственного ЛСО исключает данный элемент из процесса образования комбинаций ИС, обуславливающих ЛПО1 на выходе. В общем виде такие закономерности представляются системой равенств

$$\begin{array}{cccc}
 \text{и-НЕ} & \text{или-НЕ} & \text{и-НЕ} & \text{или-НЕ} \\
 P(10) = P(01) = P(10 = P(01)); \\
 1\dots 0 & 1\dots 0 & 0\dots 0 & 1\dots 1 \\
 \\
 \text{и-НЕ} & \text{или-НЕ} & \text{и-НЕ} & \text{или-НЕ} \\
 P(01) = P(10) = P(01) = P(10). & & & (5.23) \\
 1\dots 0 & 1\dots 0 & 1\dots 1 & 0\dots 0
 \end{array}$$

Полученные оценки вероятностей отказов распространяются на 16 типов фрагментов логических структур, но для половины из них необходимо изменить тип ЛП на выходе на противоположный и использовать для расчета выражение (5.6) вместо исходного (5.8) и наоборот. Такая особенность позволяет повышать надежность фрагментов по отношению к определенным видам входных ЛС предварительным инвертированием входных сигналов с помощью стойких инверторов, что сопровождается изменением типа ЛП на выходе и вероятности его появления по сравнению с исходным вариантом.

На основе проведенного для простейших фрагментов структур анализа можно сформулировать основные задачи повышения радиационной стойкости логических структур в условиях импульсного облучения. Первая проблема связана с количественными оценками ПРС применяемых ЛЭ, определяющих вероятность P_c для конкретных частот следования ИС. Вторая заключается в оценке роли системных свойств объекта и характеризуется вероятностью появления опасных ИС $P_{он}$ на входах логической структуры. Результирующая вероятность отказа $P = P_c P_{он}$ характеризует как отдельные фрагменты, так и сложные структуры в целом и определяется не только ПРС элементной базы, но и свойствами самой логической структуры, режимами ее работы.

Вероятность $P_{он}$ может изменяться в 2...3 раза при изменении вариантов распределения ЛС на внешних входах фрагментов логических структур в ситуации 0—1, что может быть следствием различной стойкости источников сигналов. Возможности уменьшения P_c для конкретной серии микросхем или определенного типа логики ограничены, поскольку базовые ЛЭ серии остаются неизменными. Поэтому в тех случаях, когда возможности элементной базы исчерпаны, проблема повышения радиационной стойкости, т. е. снижения вероятности отказов при импульсном облучении P , может решаться значительно эффективней, особенно в сложных цифровых системах, рациональным выбором логической структуры и способов взаимодействия ее с окружающей средой, включая способы кодирования обрабатываемой информации.

Расчеты вероятностных характеристик отказов в виде ЛП10 или ЛПО1 в типовых фрагментах логических структур в различных ситуациях производились для уровней внешних воздействий, при которых на выходах ЛЭ формируются ЛС. Полученные данные показывают, что даже в условиях существенного превышения значений детерминированного ПРС можно обеспечить относительно

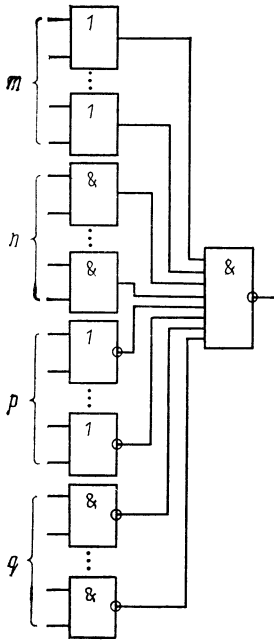


Рис. 5.10. Обобщенная функциональная схема произвольного двухуровневого фрагмента логической структуры

высокий уровень вероятностного ПРС отдельных фрагментов и логических структур в целом.

На рис. 5.10 представлена обобщенная модель произвольной двухступенчатой логической структуры с выходным элементом И—НЕ, объединяющей в составе ЛЭ1 m элементов ИЛИ, n элементов И, p элементов ИЛИ—НЕ и q элементов И—НЕ. На примере такого фрагмента рассмотрим основные закономерности формирования ЛП на выходе, иллюстрирующие процессы формирования отказов в логических структурах. Для определения всех наборов ИС на внешних входах рассматриваемой структуры, обеспечивающих под действием ЛС1 формирование ЛП01 на выходе, необходимо суммировать следующие произведения:

число опасных нулевых наборов на входах данного ЛЭ, умноженное на число комбинаций ИС на входах остальных ЛЭ, обеспечивающих единичные состояния на их выходах. В результате обобщенная форма зависимости принимает вид

$$K_{1...1}^{\text{И-НЕ}}(01) = \prod_1^m K_i^1 \prod_1^n K_i^1 \prod_1^p K_i^1 \prod_1^q K_i^1 \sum_1^N (K_{\text{оп}}^0 / K^1)_i, \quad (5.24)$$

где K_i^1 — число единичных наборов ЛЭ1, образующих группы m, n, p, q ; $K_{\text{оп}}^0$ — число опасных наборов ИС на входах ЛЭ1, вызывающих под действием ЛС1 ЛП10 на выходах ЛЭ1. Значения K^1 и $K_{\text{оп}}^0$ приведены в табл. 5.1.

Особенностью рассматриваемой ситуации является выполнение условия $K_{\text{оп}}^0 m = K_{\text{оп}}^0 n = 0$, т. е. воздействие ЛС1 на входы элементов ИЛИ, И не может вызвать ЛП10 на их выходах. Помимо этого для группы p выполняется условие $K_{\text{оп}}^0 p K^1 p = 1$.

Отмеченные особенности обуславливают различные формы записи (5.24) при различных условиях. Появление хотя бы одного ЛС1 на входах ЛЭ группы p приводит к формированию ЛП01 на выходе. Подобная ситуация является наиболее опасной, поскольку характеризуется наибольшим числом опасных наборов ИС.

$$K_{1...1}^{\text{И-НЕ}}(01) = \prod_1^m (2^{s_i} - 1) \prod_1^q (2^{s_j} - 1). \quad (5.25)$$

Формальное условие ее существования определяется выражением

$$N_p \geq 1, N_q \geq 0, N_m \geq 0, N_n \geq 0,$$

где N_p, \dots, N_n — количества ЛЭ в составе групп m, n, p, q , на вхо-

ды которых поступают ЛС1. При приведении этого условия к виду

$$N_p = 0, N_q \geq 0, N_m \geq 0, N_n \geq 0$$

закономерности формирования ЛПО1 изменяются, поскольку определяющими факторами становятся число ЛС1 и способ их распределения по входам ЛЭ группы q , и совпадают с закономерностями, существующими в типовом фрагменте И—НЕ. Количественные отличия учитываются множителем $\prod_1^m (2^{s_i} - 1)$, поэтому

$$K_q^{И-НЕ}(01) = \prod_1^m (2^{s_i} - 1) K_{оп}, \quad (5.26)$$

где $K_{оп}$ определяется по формуле (5.21).

Зависимости (5.25) и (5.26) отражают существенное влияние закона распределения ЛС1 по входам m - n - p - q -И—НЕ-структуры на вероятность возникновения ЛПО1. К логическим отказам не приводит появление ЛС1 на входах ЛЭ групп m и n , вероятности отказов растут при увеличении ЛС1 на входах ЛЭ групп q и p .

Ложные переходы 10 в рассматриваемом фрагменте происходят при формировании единичных состояний на выходах ЛЭ1 под действием ЛС1 на их входах. Следовательно, для определения всех опасных комбинаций на входах структуры необходимо просуммировать следующие произведения: число опасных единичных наборов на входах данного ЛЭ, умноженное на число комбинаций на входах остальных ЛЭ, обуславливающих единичные ИС на их выходах. Реализация этого правила приводит к расчетному выражению

$$K^{И-НЕ}(10) = \prod_1^q (2^{s_j} - 1) \prod_1^m (2^{s_i} - 1) \left[\sum_1^{N_m} (1/(2^{s_k} - 1)) + \sum_1^{N_n} (2^{x_k} - 1) \right], \quad (5.27)$$

условия существования которого не ограничены вариантами распределения ЛС1 по внешним входам фрагмента

$$N_m \geq 0, N_n \geq 0, N_p \geq 0, N_q \geq 0.$$

В условиях действия ЛС1, вызывающих ЛПО10 на выходе, структура является обобщенной моделью некоторого множества вырожденных вариантов, получаемых присвоением нулевых значений как отдельным параметрам из групп m , n , p , q , так и их сочетаниям.

Расчетные выражения для каждого варианта находятся из (5.27) с учетом условий:

$$\prod_1^q (2^{s_j} - 1) \equiv 1 \text{ при } q = 0; \quad \prod_1^m (2^{s_i} - 1) \equiv 1 \text{ при } m = 0;$$

$$\sum_1^{N_m} (1/(2^{s_k} - 1)) \equiv 0 \text{ при } m = 0; \quad \sum_1^{N_n} (2^{x_k} - 1) = 0 \text{ при } n = 0.$$

Важным практическим выводом, следующим из (5.27), является заключение о преобладающей, при прочих равных условиях, роли ЛЭ группы n в процессе формирования опасных комбинаций, обуславливающих отказы вида ЛП10 при действии ЛС1 на внешние входы. Это означает, что необходимое, но не достаточное условие отсутствия отказов такого типа — отсутствие ЛС1 на входах элементов И, образующих группу n .

Рассмотренный пример расчета вероятностных характеристик логических отказов в произвольном фрагменте $m-n-p-q$ -И-НЕ-типа при действии внешних ЛС1 в ситуации 01 иллюстрирует общий подход к решению таких задач, который относительно просто реализуется для оставшихся трех типов произвольных фрагментов, отличающихся выходным ЛЭ, в условиях действия ЛС1 и ЛС0. При этом сохраняются общие закономерности формирования ЛП, предопределяющие использование во всех случаях моделей вида (5.24) и (5.27), отличающихся лишь значениями переменных. Предварительный расчет вероятности $P_{оп}$ развития отказов, обусловленных действием импульсных ИИ, в произвольных фрагментах позволяет принять решение о путях повышения стойкости, рассмотренных применительно к типовым фрагментам — использовании эквивалентных по реализуемой логической функции структур, отличающихся вероятностью $P_{оп}$, применении инвертирования входных и выходных сигналов, изменения числа входов ЛЭ1 и вариантов распределения ЛС и др.

Различные варианты фрагментов логических структур находят широкое применение в составе функциональных узлов микросхем малой, средней и высокой степеней интеграции, во многом определяя их ПРС. Цифровые структуры в общем случае содержат также функциональные узлы последовательностного типа, что обуславливает необходимость анализа логических отказов в триггерах разных типов.

5.3. РАДИАЦИОННЫЕ СБОИ В ТРИГГЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

Практическая реализация последовательностных структур различного назначения (регистров, счетчиков, запоминающих устройств и др.) возможна только с применением триггеров. Сложные триггеры, в свою очередь, строятся на основе элементарных ячеек RS -типа, образуемых парами ЛЭ инвертирующего типа с перекрестными обратными связями (см. рис. 5.7). Стойкость триггеров к действию импульсных ИИ целесообразно оценивать уровнями излучений, при которых их логическое состояние сохраняется неизменным. Поэтому исследование закономерностей формирования логических отказов простейших RS -триггеров является необходимым этапом разработки методов прогнозирования и обеспечения стойкости триггеров и последовательностных структур на их основе к действию импульсных ИИ.

Анализ стойкости RS -триггеров необходимо проводить с учетом их взаимодействия с окружающей средой — источниками ин-

формационных сигналов. Классификация возможных ситуаций не отличается от рассмотренной при анализе стойкости фрагментов логических структур. Следует также учитывать, что для RS -триггеров на элементах ИЛИ—НЕ ($RS1$) комбинация входных сигналов $R=1, S=1$ не зависимо от ее происхождения является недопустимой, поскольку приводит к неопределенному состоянию выходов, регистрируемому как колебательный процесс на прямом и инверсном выходах. В RS -триггерах на элементах И—НЕ ($RS2$) такая ситуация возникает при $R=0, S=0$.

В ситуации 0—1 возможны различные сочетания типов и длительностей ЛС на R - и S -входах. Наиболее характерными из них являются: однотипные равной длительности $t^0_R=t^0_S$ или $t^1_R=t^1_S$; разнотипные равной длительности $t^1_S=t^0_R$ или $t^1_R=t^1_S$; однотипные разной длительности $t^1_S>t^1_R$ или $t^0_S>t^1_R$; разнотипные разной длительности $t^1_S\neq t^0_R$ или $t^0_S\neq t^1_R$. Здесь $t^1_R, t^1_S, t^0_R, t^0_S$ — длительности ЛС уровней лог. 1 и лог. 0 на R - и S -входах.

Минимальная длительность сигналов на входах RS -триггера, способных изменить его логическое состояние, должна быть не менее удвоенной средней задержки распространения информации $t_{з\ p\ ср}$ ЛЭ в составе триггера. Поэтому любое искажение ИС на R - и S -входах, обусловленное действием ЛС длительностью $t \geq \geq 2t_{з\ p\ ср}$, воспринимается как новая информация, вызывающая изменение выходного состояния на некоторое характерное для конкретной ситуации время.

Из характеристического уравнения RS -триггера $Q_{t+1}=S+\bar{R}Q_t$ следует, что существуют такие сочетания ИС и ЛС, при которых ложные переходы на выходах не возникают. Это означает, что вероятность логических отказов определяется еще и временным положением ЛС на диаграммах входных сигналов RS -триггера, подчиненным равновероятному закону распределения. При этом вероятность возникновения опасных временных соотношений равна отношению длительностей ЛС и ИС.

Рассмотрим вероятностные и временные характеристики ЛП на выходах RS -триггеров в ситуации 0—1 для ряда типовых комбинаций ЛС на входах. Используем следующие правила кодирования комбинаций ЛС.

1. Единичные и нулевые ЛС обозначаются символами «1» и «0» соответственно.
2. Отсутствие ЛС отображается подстрочным символом «_».
3. Преобладание длительности ЛС на одном из входов кодируется надстрочным символом «^».
4. Сложные ЛС, содержащие, например, фазы единичных и нулевых состояний, кодируются соответствующей последовательностью символов «10».
5. Коды ЛС на разных входах отделяются запятой.

Наличие синхронных ЛС вида 1,1 длительностью $t^1_S=t^1_R=t^1$ на входах $RS1$ сопровождается отказом длительностью $t^1_2=t^1$ с вероятностью $P=1$ в виде колебательного процесса. Для $RS2$ такой вид отказа наблюдается при действии ЛС с кодом 0,0.

Практический интерес представляют ситуации, когда на входах триггера действуют синхронные ЛС разной длительности, например $\bar{1},1$. При $t^1_S > t^1_R$ действие таких ЛС приведет к последствиям, зависящим от типа триггера и комбинации ИС. Для исходного состояния триггера $RS1$ ($R=1, S=0$) действие такой комбинации приведет к отказу длительностью $t^1_S = t^1_S$ с вероятностью $P=1$ в виде колебательного процесса. В триггере $RS1$ в состоянии $S=1, R=0$ такая комбинация вызовет неопределенное состояние выходов на время $t^1_S = t^1_R$. В рассматриваемом случае длительность логического отказа может оказаться меньше длительности ЛС на входе, что позволит рассматривать RS -триггер как элемент с корректирующими свойствами. Вероятность такого события равна вероятности существования состояния лог. 0 ИС на R -входе триггера: $P = T^1_R / (T^1_R + T^0_R)$, где T^1_R, T^0_R — длительности состояний лог. 1 и лог. 0 ИС.

Наличие комбинации вида $\bar{1},1$ на входах триггера $RS2$ сопровождается другими эффектами. При значениях ИС $S=1, R=1$ триггер сохраняет неизменным состояния выходов, поэтому действие единичных ЛС с произвольным соотношением длительностей не сопровождается развитием логического отказа, что подтверждает существование корректирующих свойств RS -триггеров.

Специфические виды отказов возможны при появлении на входах разнотипных сигналов разной длительности, отображаемых, например, кодом $\bar{1},0$, т. е. при $t^1_S > t^0_R$. Взаимодействие таких ЛС с ИС $S=0, R=0$ на входах триггера $RS1$ сопровождается инверсией его выходных сигналов длительностью t^0_R , после чего в течение интервала времени $t^1_S - t^0_R$ триггер находится в состоянии неопределенности. Вероятность развития такого отказа

$$P = (T^0_S - t^1_S) / (T^0_S + T^1_S - t^1_S).$$

При $S=1, R=0$ указанная комбинация ЛС не вызывает изменения выходного состояния. Действие ЛС $\bar{1},0$ на входы триггера $RS2$ приводит к инверсии выходных сигналов длительностью t^1_S . В этом случае оценка вероятности отказа сохраняется для $RS2$, но характер ЛП на выходах существенно меняется.

Анализ частных случаев показал, что логические отказы RS -триггеров в ситуации 0—1 характеризуются не только вероятностью возникновения, но и видом ЛП, а также порядком их смены за время отказа. При определенных условиях RS -триггеры выполняют функции корректирующих элементов, ослабляющих отрицательные последствия формирования ложных сигналов источниками информационных сигналов, не стойкими к действию импульсного ИИ. Поэтому синтез цифровых структур с RS -триггерами необходимо выполнять, максимально используя корректирующие свойства триггеров в конкретных условиях.

В ряде случаев с целью устранения ЛС определенного вида в состав цифровых структур целесообразно вводить RS -триггеры с повышенной стойкостью к действию импульсных ИИ. Такой путь

повышения стойкости введением избыточности в цифровые структуры не имеет аналогов и может оказаться эффективным.

Теоретический анализ и экспериментальные исследования показывают, что помимо простейших ЛС вида ЛС1 и ЛС0 в реальных цифровых структурах под воздействием импульсных ИИ генерируются сложные ЛС в виде чередующихся состояний лог. 1 и лог. 0, например 10 или 01 и др. Наибольшие значения вероятностей логических отказов соответствуют сложным видам ЛС, отображаемым кодами 10,10; $\bar{1}0,10$; $1\bar{0},10$; $\bar{1}\bar{0},10$. При прочих равных условиях вероятности логических отказов триггеров $RS1$ и $RS2$ существенно различаются, поэтому обоснованный выбор типа RS -триггера с учетом воздействующих ЛС также является эффективным способом повышения стойкости цифровых структур.

Анализ ЛП на выходах RS -триггеров показывает, что действие ЛС приводит к появлению инвертированных, произвольных или неопределенных выходных состояний. Если момент окончания ЛС с погрешностью, равной средней задержке распространения информации $t_{з\text{ ср}}$ нагрузочного элемента, совпадает с фронтом (срезом) импульса синхронизации, то с вероятностью $P = 2t_{з\text{ ср}} / (T^1 + T^0)$ возможен логический отказ длительностью в один такт. Такие события происходят, в частности, в динамических JK - и D -триггерах, синхронизируемых фронтом или срезом импульса синхронизации.

Суммарные длительности ЛС на входах и выходах RS -триггера в ситуации 0—1 не совпадают, поэтому необходимо уточнить корректирующие свойства стойкого RS -триггера. Эффективность коррекции целесообразно оценивать отношением суммарных длительностей ЛС на R - и S -входах к суммарным длительностям ЛС на выходах — коэффициентом коррекции:

$$K_{RS} = t_{\Sigma RS} / t_{\Sigma Q\bar{Q}} = (t^1_S + t^0_S + t^1_R + t^0_R) / (t^1_Q + t^0_Q + t^1_{\bar{Q}} + t^0_{\bar{Q}}).$$

Оценки значений K_{RS} для различных кодов ЛС позволяют сделать следующие выводы.

1. Корректирующие свойства триггеров $RS1$ и $RS2$ в одинаковых условиях различны. Триггер $RS1$ не восприимчив к действию ЛС в виде любых комбинаций лог. 0. Применение $RS2$ исключает логические отказы при действии на входах ЛС в виде произвольных комбинаций лог. 1.

2. Эффективность коррекции снижается по мере возрастания сложности ЛС — перехода к двух-четырепозиционным кодам. При этом $K_{RS2} > K_{RS1}$ для кодов ЛС, содержащих большее количество единиц. Неравенство сохраняется и для кодов с равным количеством единиц и нулей, но большей продолжительностью единичных состояний.

3. Наиболее опасными видами ЛС на входах RS -триггеров являются комбинации ЛС1 по одному входу и ЛС0 — по другому, поскольку на выходах RS -триггеров любого типа такие события сопровождаются формированием ЛС.

Корректирующие свойства RS -триггеров проявляются и в ситуации 1—0 при действии импульсных ИИ с уровнями, заведомо превышающими показатели стойкости по сбойным эффектам применяемых ЛЭ. Это не подтверждает вывод о неизбежности сбоев в цифровых структурах, содержащих нестойкие RS -триггеры, при воздействиях импульсных ИИ повышенной мощности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ширшев Л. Г. Ионизирующие излучения и электроника. — М.: Сов. радио, 1969. — 192 с.
2. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники/В. М. Кулаков, Е. А. Ладыгин, В. И. Шаховцов и др.; Под ред. Е. А. Ладыгина. — М.: Сов. радио, 1980. — 224 с.
3. Мырова Л. О., Чепиженко А. З. Обеспечение радиационной стойкости аппаратуры связи. — М.: Радио и связь, 1983. — 216 с.
4. Коршунов Ф. П., Богатырев Ю. В., Вавилов В. А. Воздействие радиации на интегральные микросхемы. — Минск: Наука и техника, 1986. — 224 с.
5. Коноплева Р. Ф., Остроумов В. Н. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием. — М.: Атомиздат, 1975. — 128 с.
6. Коноплева Р. Ф., Литвинов В. Л., Ухин Н. А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. — М.: Атомиздат, 1971. — 176 с.
7. Переходные ионизационные эффекты в цифровых интегральных микросхемах/Е. Р. Аствацатурьян, А. В. Раткин, П. Н. Скоробогатов, А. И. Чумаков//Зарубежная электронная техника. — 1983. — Вып. 9 (267). — С. 36—72.
8. Проектирование электронных схем с учетом радиационных воздействий/Е. Р. Аствацатурьян, О. Н. Голотюк, Ю. А. Попов. — М.: МИФИ, 1984. — 76 с.
9. High-Intensity Electron Beams Pushed//Aviation Week and Space Technology. — 1980. — Vol. 113, N 5. — P. 67—68.
10. Robinson C. D. Beam Weapon Advances Emerge//Aviation Week and Space Technology. — 1983. — Vol. 119, N 3. — P. 18—21.
11. Вендик О. Г., Горин Ю. Н., Попов В. Ф. Корпускулярно-фотонная технология. — М.: Высшая школа, 1984. — 240 с.
12. Peckerar M. Radiation Effect in MOS-Devices Caused by X-ray and e-beam Litography. — J. Vac. Sci. Technol. — 1979. — Vol. 16, N 6. — P. 1658—1661.
13. Jonson C. F. Designing for the Worst of Worst Cases-Nuclear War//Electronics. — 1967. — Vol. 40, N 17. — P. 99—108.
14. Лейпунский О. И. Гамма-излучение атомного взрыва. — М.: Атомиздат, 1959. — 154 с.
15. Ямпольский П. А. Нейтроны атомного взрыва. — М.: Атомиздат, 1961. — 132 с.
16. Брисман Б. А. Компоненты поглощенной энергии реакторного излучения. — М.: Атомиздат, 1976. — 200 с.
17. Бать Г. А., Коченов А. С., Кабанов Л. П. Исследовательские ядерные реакторы. — М.: Атомиздат, 1972. — 272 с.
18. Кузнецов В. А. Ядерные реакторы космических энергетических установок. — М.: Атомиздат, 1977. — 240 с.
19. Nichols D. K., Price W. F., Ganthier M. K. Comparison of Radiation Damage in Transistors from Cobalt-60 Gamma Rays and 2,2 Mev Electrons//IEEE Trans. — 1982. — Vol. NS-29, N 6. — P. 1970—1974.
20. Коршунов Ф. П. Влияние облучения на p - n переходы//Радиационная физика кристаллов и p - n переходов. — Минск: Наука и техника, 1972. — С. 125—140.

21. Динс Дж., Виньярд Дж. Радиационные эффекты в твердых телах: Пер. с англ./Под ред. Г. С. Жданова. — М.: ИЛ, 1960. — 241 с.
22. Вавилов В. С. Действие излучений на полупроводники. — М.: Физматгиз, 1963. — 264 с.
23. Вавилов В. С., Ухин Н. А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. — М.: Атомиздат, 1969. — 311 с.
24. Petersen E. L. Nuclear Reactions in Semiconductors. — IEEE Trans. — 1980. — Vol. NS-27, N 6. — P. 1494—1499.
25. Raymond J. P. Radiation Testing of Microcircuits//Semiconductor International. — 1980. — N 9. — P. 115—124.
26. Бару В. Г., Волькенштейн Ф. Ф. Влияние облучения на поверхностные свойства полупроводников. — М.: Наука, 1978. — 288 с.
27. Корбетт Дж., Бургуэн Ж. Дефектообразование в полупроводниках//Точечные дефекты в твердых телах/Пер. с англ. под ред. Б. И. Болтакса, Т. В. Машовец, А. Н. Орлова. — М.: Мир, 1979. — С. 9—162.
28. Кинчин Г. Н., Пиз Р. С. Смещение атомов в твердых телах под воздействием излучения//УФН. — 1956. — Т. 60, вып. 4. — С. 590.
29. Радиационная стойкость интегральных микросхем/Т. М. Агаханян, Е. Р. Аствацатурьян, П. К. Скоробогатов, А. И. Чумаков//Микроэлектроника. — 1980. — Т. 9, вып. 3. — С. 195—201.
30. Finnel I. T., Bertetti D. D., Karpowich F. M. Equivalent Circuits Estimate Damage from Nuclear Radiation//Electronics. — 1967. — Vol. 40, N 22. — P. 73—82.
31. Olesen H. H. L. Designing Against Radiation: Part 2//Electronics. — 1965. — N 1. — P. 3—10.
32. Myers D. K. What Happens to Semiconductors in Nuclear Environment?//Electronics. — 1978. — Vol. 51, N 6. — P. 131—133.
33. ГОСТ 18298—79. Стойкость аппаратуры, комплектующих элементов и материалов радиационная. Термины и определения.
34. Коршунов Ф. П., Гатальский Г. В., Иванов Г. М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. — Минск: Наука и техника, 1978. — 232 с.
35. Конозенко И. Д., Семенюк А. К., Хиврич В. И. Радиационные эффекты в кремнии. — Киев, Наукова думка, 1974. — 200 с.
36. Келли Б. Радиационное повреждение твердых тел. — М.: Атомиздат, 1970. — 236 с.
37. Стоцкий Л. Р. Физические величины и их единицы. — М.: Просвещение, 1984. — 239 с.
38. Машкович В. П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1982. — 296 с.
39. Власов Н. А. Нейтроны. — 2-е изд., перераб. — М.: Наука, 1971. — 551 с.
40. Ricketts L. W. Fundamentals Of Nuclear Hardening of Electronics Equipment. — N.-Y — London: John Wiley — Interscience, 1972. — 548 p.
41. Козлов В. Ф. Справочник по радиационной безопасности. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 192 с.
42. Poll R. A. Electronics Systems Hardening Approach//IEEE Trans. — 1972. — Vol. NS-19, N 1. — P. 100—103.
43. Ковалев В. П. Вторичные электроны. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 177 с.
44. Полупроводниковые детекторы в дозиметрии ионизирующих излучений/А. Н. Кронгауз, В. К. Ляпидевский, Ю. Б. Мандельцвайг, В. Н. Нагорный; Под ред. В. К. Ляпидевского. — М.: Атомиздат, 1973. — 179 с.
45. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. — М.: Физматгиз, 1963. — 494 с.
46. Радиационная отбраковка полупроводниковых приборов и интегральных схем/А. А. Чернышев, В. В. Ведерников, А. П. Галеев, Н. Н. Горюнов//Зарубежная электронная техника. — 1979. — Вып. 5. — С. 3—25.
47. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. — М.: Наука, 1964. — 847 с.
48. Скоробогатов П. К. Основные соотношения для расчета фототоков транзисторных структур//Ядерная электроника/Под ред. Т. М. Агаханяна. — М.: Атомиздат, 1979. — Вып. 10. — С. 80—87.

49. Герасимов А. Б., Долидзе Н. Д. Радиационные дефекты в полупроводниках. Германия//Зарубежная электронная техника. — 1978. — № 10. — С. 7.
50. Brucker G. J., Richardson D. Radiation and Semiconductors: The Basic Parameters//Electronic Engineering. — 1980. — Vol. 52, N 641. — P. 73—75.
51. Амброзяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. — М.: Сов. радио, 1970. — 392 с.
52. Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций: Справочник/Под ред. Н. А. Сидорова, В. К. Князева. — М.: Сов. радио, 1979.
53. Шило В. Л. Линейные интегральные схемы в радиоэлектронной аппаратуре/Под ред. Е. И. Гальперина. — М.: Сов. радио, 1974. — 312 с.
54. Алексенко А. Г. Основы микросхемотехники. — М.: Сов. радио, 1971. — 352 с.
55. Алексенко А. Г., Шагурин И. И. Микросхемотехника: Учеб. пособие для вузов/Под ред. И. П. Степаненко. — М.: Радио и связь, 1982. — 416 с.
56. Кутыркин Ю. М., Нефедов А. В., Савченко А. М. Зарубежные интегральные микросхемы широкого применения: Справочник/Под ред. А. А. Чернышева. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 144 с.
57. Аналоговые и цифровые интегральные схемы/С. В. Якубовский, Н. А. Барканов, Б. П. Кудряшов и др.; Под ред. С. В. Якубовского. — М.: Сов. радио, 1979. — 336 с.
58. Интегральные микросхемы: Справочник/Б. В. Тарабрин, Л. Ф. Лунин, Ю. Н. Смирнов и др.; Под ред. Б. В. Тарабрина. — М.: Радио и связь, 1984. — 528 с.
59. Полонников Д. Е. Операционные усилители: Принципы построения, теория, схемотехника. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 216 с.
60. Устюжанинов В. Н. Влияние технологических погрешностей производства на переходные характеристики пленочных видеоусилителей//Электронная техника. Сер. VI. — 1970. — Вып. 2. — С. 47—51.
61. Скарлетт Дж. Транзисторно-транзисторные логические интегральные схемы и их применение: Пер. с англ./Под ред. Б. И. Ермолаева. — М.: Мир, 1974. — 287 с.
62. Кремниевые планарные транзисторы/В. Г. Колесников, В. И. Никишин, В. Ф. Сыновор и др.; Под ред. Я. А. Федотова. — М.: Сов. радио, 1973. — 336 с.
63. Сол П. Х. Интегральный 10-разрядный ЦАП, изготавливаемый без подстройки//Электроника. — 1984. — Т. 57, № 12. — С. 56—60.
64. Хоровиц П., Хилл У. Искусство схемотехники. Т. 2: Пер. с англ./Под ред. М. В. Гальперина. — М.: Мир, 1983 — 590 с.
65. Transient Radiation Response Mechanisms in Microelectronics.//IEEE Trans. — 1966. — Vol. NS-13, N 6. — P. 309—315.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
<i>1. Физические процессы в интегральных микросхемах при воздействии ионизирующих излучений</i>	<i>4</i>
1.1. Характеристики радиационных сред и эффектов	4
1.2. Количественные характеристики процессов взаимодействия излучений с веществом	18
<i>2. Эффективность корпускулярных и квантовых ионизирующих излучений</i>	<i>35</i>
2.1. Ионизационные эффекты	35
2.2. Эффекты смещения	39
2.3. Анализ и классификация прикладных задач	48
<i>3. Эффекты непрерывного облучения в каскадах аналоговых микросхем</i>	<i>56</i>
3.1. Радиационные эффекты в нелинейных каскадах аналоговых микросхем	56
3.2. Режимно-функциональные модели аналоговых микросхем	66
3.3. Расчеты стойкости аналоговых микросхем	72
<i>4. Ионизационные переходные эффекты в биполярных аналоговых микросхемах</i>	<i>85</i>
4.1. Амплитудные характеристики импульсных ионизационных реакций аналоговых микросхем	85
4.2. Временные характеристики импульсных ионизационных реакций аналоговых микросхем	94
4.3. Факторно-ситуационный анализ процессов формирования импульсных ионизационных реакций аналоговых микросхем	102
4.4. Расчет импульсной ионизационной реакции цифро-аналогового преобразователя	107
<i>5. Ионизационные эффекты в цифровых микросхемах</i>	<i>111</i>
5.1. Особенности ионизационных эффектов в цифровых микросхемах	111
5.2. Схемотехнические методы повышения стойкости цифровых микросхем	122
5.3. Радиационные сбои в триггерных структурах	136
Список литературы	141



Радиационные
эффекты
в биполярных
интегральных
микросхемах

Издательство «Радио и связь»